

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ  
М.В.ЛОМОНОСОВА»**

**Физический факультет**

**Кафедра физики элементарных частиц**

**КУРСОВАЯ РАБОТА**

на тему:

**«Методика поиска тени Луны в космических лучах на эксперименте  
Baikal-GVD»**

Выполнил:

студент 4 курса 409 группы

Гордеев Антон Романович

Научный руководитель:

к. ф.-м. н.

Храмов Евгений Владимирович

Москва, 2024

## Оглавление

1. Введение .....	2
2. Нейтринный эксперимент Baikal-GVD.....	3
3. Получение данных с экспериментальной установки .....	5
4. Анализ трековых событий .....	6
4.1. Шумоподавление и реконструкция треков .....	7
5. Методика анализа тени Луны .....	11
6. Заключение .....	17
Список литературы .....	18

## 1. Введение

Наблюдение космических нейтрино - уникальный и быстро развивающийся метод изучения Вселенной. Слабовзаимодействующая природа нейтрино делает их одним уникальным элементом современной наблюдательной астрономии. Благодаря тому, что нейтрино могут без поглощения преодолевать сильные радиационные поля и области с высокой плотностью материи, они позволяют наблюдать далёкую Вселенную и внутреннюю структуру астрофизических источников.

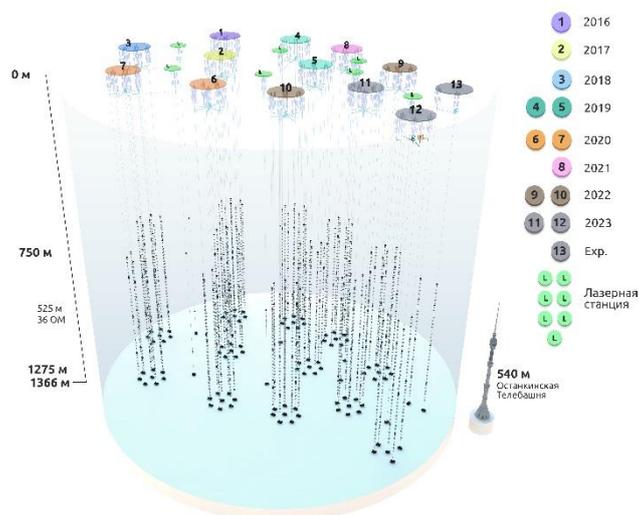
Одна из ее основных целей эксперимента Baikal-GVD - поиск точечных источников нейтрино высоких энергий. Помимо нейтрино-индуцированных событий, детектор фиксирует большое количество атмосферных мюонов. Частота мюонных событий превышает частоту нейтринных на несколько порядков, поэтому атмосферные мюоны представляют собой крупный источник фона, но в то же время их можно использовать для калибровки детектора. Измеряя угловое распределение этих мюонов, мы можем установить распределение первичных космических лучей.

Важной особенностью углового распределения космических лучей является наличие дефицита плотности потока космических лучей, приходящих со стороны Луны. Этот эффект, обусловленный поглощением космических лучей Луной, был впервые предсказан Джорджем Кларком в 1957 году [\[1\]](#). Этот эффект уже наблюдался с помощью многих экспериментов, таких как IceCube [\[2\]](#), ANTARES [\[3\]](#), MACRO [\[4\]](#) и другие.

Поиск тени Луны является способом проверки корректности алгоритмов реконструкции треков, а также используется как способ калибровки углового разрешения и точности наведения телескопа. При анализе тени Луны можно получить функцию рассеяния точки, которая описывает картину, получаемую при наблюдении точечного источника.

## 2. Нейтринный эксперимент Baikal-GVD

Нейтринный телескоп Baikal-GVD расположен в южной части озера Байкал. Глубина озера в месте нахождения детектора составляет 1366 м. Регистрация излучения в установке Baikal-GVD осуществляется оптическими модулями (ОМ). В качестве светочувствительного элемента ОМ используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) Hamamatsu R7081-100. Оптические модули размещаются на гирляндах, установленных на якорях на дне оз. Байкал, и сгруппированы в кластеры. Кластер включает в свой состав центральную гирлянду и семь гирлянд, равномерно расположенных по окружности радиусом 60 метров. Каждая гирлянда состоит из 36 оптических модулей, размещенных с шагом 15 метров на глубинах от 750 до 1275 метров.



*Рисунок 1. Конструкция нейтринного телескопа Baikal-GVD.*

ОМ ориентированы фотокатодами вниз, что повышает эффективность регистрации событий из нижней полусферы и предотвращает потери излучения из-за накопления осадков в верхней части стеклянного глубоководного корпуса оптического модуля. Кроме того, каждая гирлянда имеет четыре электронных модуля, размещенных внутри стеклянных сфер. Три из этих модулей являются «модулями секций», каждый из которых обслуживает секцию из 12 ОМ. Модули секций обеспечивают питание ОМ и оцифровывают сигналы ФЭУ. ОМ соединены с соответствующими модулями секций электрическими кабелями, которые прокладываются вдоль несущего

троса. Четвертый электронный модуль используется для распределения энергии и связи с модулями секций. Дополнительно на гирлянде закреплены гидрофоны для акустического мониторинга положения ФЭУ и светодиодные маячки для калибровки детектора.

Оптические модули регистрируют черенковский свет от заряженных частиц. Черенковское излучение - свечение, вызываемое в прозрачной среде заряженной частицей, движущейся со скоростью, превышающей фазовую скорость распространения света в этой среде. Пусть заряженная частица равномерно движется в среде с показателем преломления  $n$ . Тогда поле частицы можно представить в виде суперпозиции сферических волн запаздывающего векторного потенциала электромагнитного поля  $\vec{A}$  [5]. Эти волны непрерывно излучаются движущейся частицей и распространяются со скоростью  $c/n$ . Все эти последовательно излучаемые волны будут складываться в фазе в направлении, составляющим угол  $\theta$  с траекторией движения частицы, в том случае, если  $v, n$  и  $\theta$  удовлетворяют условию:

$$c/n = v \cos \theta, \cos \theta = 1/\beta n, \quad (1)$$

где  $\beta = v/c$ . При выполнении этого условия будет генерироваться излучение в направлении  $\theta$ . Интерференция волн погасит излучение в любом другом направлении. Это условие может быть выполнено только в том случае, когда  $\beta n > 1$ , т.е. только для быстрых заряженных частиц в среде с показателем преломления  $n$ , большим единицы. Например, если  $n = 1,33$  (вода), энергия электронов должна быть не меньше, чем 260 кЭв.

### 3. Получение данных с экспериментальной установки

В модуле секции происходит оцифровка сигнала ФЭУ с шагом 5 нс. Время прихода сигнала и заряд, осаждаемый в ФЭУ, получают из анализа формы импульса. Стандартное условие запуска требует, чтобы два сигнала с соседних модулей в пределах одной секции попали во временное окно 100 нс с минимальными требованиями к амплитудам попаданий:  $a > A_1$  для одного из попаданий и  $a > A_2$  для другого. Амплитудные пороги  $A_1$  и  $A_2$  могут быть скорректированы в зависимости от кластера и сезона наблюдения. Типичные значения для  $A_1$  и  $A_2$  составляют:  $A_1 = 3 - 5$  фотоэлектронов (ф.э.) и  $A_2 = 1 - 2$  ф.э. Как только это условие выполнено, временной интервал события в 5 мкс считывается со всего кластера и отправляется в береговой центр по оптоэлектрическому кабелю, подключенному к центральному модулю управления кластером. Далее данные передаются в ОИЯИ (Дубна) для реконструкции событий и долговременного хранения. Таким образом, каждый кластер может работать как автономный детектор нейтрино.

Большинство попаданий ФЭУ вызваны шумом, а не черенковскими фотонами. При этом основной вклад при низких амплитудах вносят темновой ток ФЭУ и люминесценция байкальской воды (амплитуды порядка 1 ф.э.). При более высоких амплитудах появляется шум из-за разряда в электронике ОМ. Особенностью расположения детектора является сезонно изменяющаяся хемиллюминесценция воды [6]. Шумовые импульсы на уровне 1 ф.э. появляются на частоте 20-50 кГц в спокойный период (апрель-июнь) и более 100 кГц на самых верхних ОМ в остальное время года.

#### 4. Анализ трековых событий

Взаимодействия мюонных нейтрино с веществом, проходящие посредством реакции заряженного тока (Рис.2), ведут к образованию мюонов. Мюоны также могут образовываться в результате взаимодействия  $\tau$ -нейтрино, если распад последующего  $\tau$ -лептона проходит по лептонной моде.

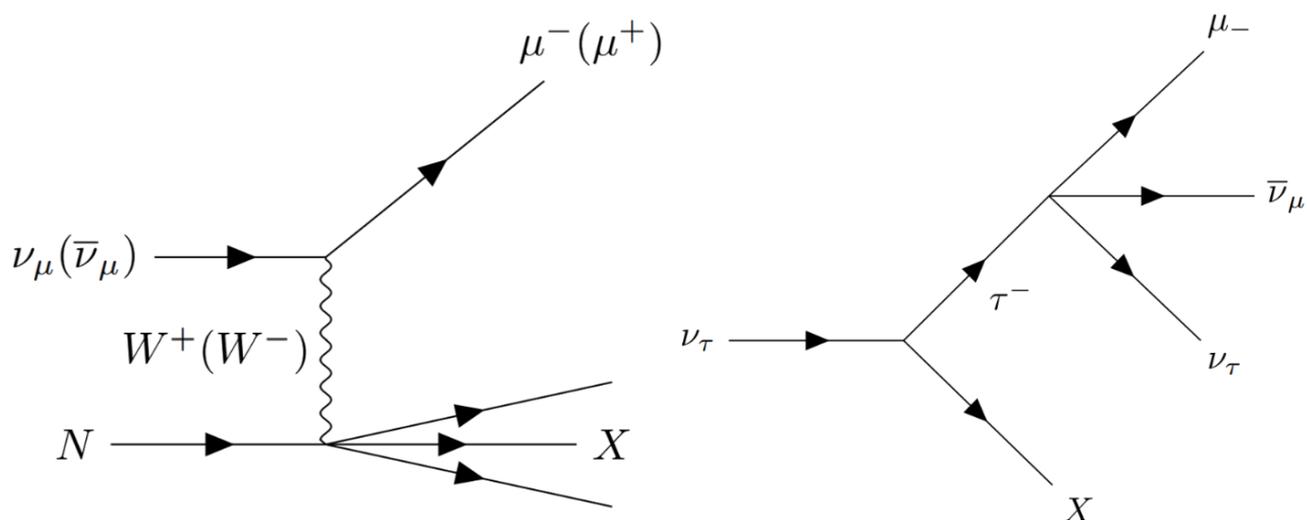


Рисунок 2. Диаграммы Фейнмана взаимодействия нейтрино с веществом.

В диапазоне энергий, характерном для событий, регистрируемых установкой Baikal-GVD ( $E > 100$  ГэВ), пробег мюона в воде составляет более 200 м, что позволяет наблюдать протяженный треко-подобный след таких событий. Большая длина пробега мюона имеет важное значение как для эффективности регистрации таких событий (например, можно регистрировать мюоны от нейтринных взаимодействий, произошедших далеко за пределами установки), так и для точности восстановления направления нейтрино (чем длиннее видимая часть трека, тем выше точность). Поэтому в контексте нейтринной астрономии регистрация трековых событий играет особую роль. Помимо нейтрино, детектор Baikal-GVD регистрирует огромное количество трековых событий сверху, связанных с прохождением атмосферных мюонов и мюонных групп через установку.

#### 4.1. Шумоподавление и реконструкция треков

После срабатывания триггера, алгоритм обработки принимает в качестве входных данных список сигналов с модулей, записанных во временном окне 5 мкс. Информация о каждом ОМ включает в себя время сигнала и заряд, полученные в результате анализа формы сигнала с ФЭУ. Предполагается, что каждое событие имеет только один мюонный трек.

Одним из способов методов шумоподавления является метод построения причинно-следственной группы сработавших ОМ относительно сигнала с наибольшей амплитудой [7]. Сигнал с наибольшей амплитудой используется в качестве исходного для дальнейшего отбора ОМ. Для оптических модулей должны выполняться условия причинности, относительно исходного сигнала:

$$|\Delta t| < \frac{r}{v} + \Delta t_{max}, \quad (2)$$

$$\left| |\Delta t| - \frac{r}{c} \right| < \frac{r_{max}}{c}, \quad (3)$$

где  $|\Delta t|$  - разница во времени между сигналами,  $r$  - расстояние между двумя ОМ,  $c$  - скорость света в вакууме,  $v$  - групповая скорость света в байкальской воде, а  $\Delta t_{max}$  и  $r_{max}$  - настраиваемые параметры, контролирующие строгость условий причинности. Условие 2 основано на том факте, что задержки из-за рассеяния света малы, поэтому и мюоны, и черенковский свет распространяются в основном прямолинейно и без задержек. Нулевая временная задержка соответствует случаю, когда трек перпендикулярен линии, соединяющей два сигнальных ОМ, и находится на одинаковом расстоянии от них. Однако, размер временного окна этого условия пропорционален расстоянию между ОМ. Следовательно, оно становится менее эффективным по мере увеличения размеров детектора, пропуская все больше шума. Эта проблема может быть решена применением дополнительного условия 3. Этот фильтр применяется, когда расстояние между попаданиями много больше, чем длина поглощения света (в байкальской воде около 24 м). В таком случае

мюонный трек должен проходить примерно в направлении, соединяющем два ОМ, иначе свет был бы поглощён.

Группы сигналов, образовавшиеся после отбора, загрязняются шумовыми событиями. Дальнейшая обработка направлена на снижение доли таких сигналов до уровня нескольких процентов.

После построения группы причинности предварительная оценка траектории выполняется следующим образом. Во-первых, контрольная точка определяется как положение ОМ, с наибольшей амплитудой, сдвинутое вниз по вертикальной оси на 1 м. Начальное время принимается за время пересечения мюоном контрольной точки. Затем направление трека оценивается с помощью упорядоченного по времени списка импульсов следующим образом:

$$\vec{R} = \sum_{j>i} w_{ij} (\vec{R}_j - \vec{R}_i), \quad (4)$$

где  $\vec{R}_i$  и  $\vec{R}_j$  - векторы координат  $i$ -го и  $j$ -го сигнала ( $t_i > t_j$ ),  $w_{ij}$  - сумма зарядов  $i$  и  $j$  ОМ при условии, что они расположены на двух разных гирляндах (иначе  $w_{ij}$  устанавливается равным нулю). Тогда направление трека представляется безразмерным единичным вектором  $\vec{k} = \vec{R}/|\vec{R}|$ .

Предполагаемое положение и направление трека используются для уточнения выбора ОМ. Для этого проверяется совместимость сигнала с предварительным треком. Накладываются ограничения на остаточное время относительно прямого распространения черенковского света от мюона ( $t_{res}$ ), расстояния до трека ( $\rho$ ) и оценки вероятности того, что попадание будет наблюдаться в ОМ ( $p_{hit}$ ). Остаточное время ( $t_{res}$ ) определяется как разность реального времени и теоретического  $t - t_{theor}$ . Теоретическое время прихода фотона можно рассчитать с помощью черенковского расстояния до ОМ,

которое определяется как расстояние между треком и ОМ, в предположении об испускании фотона под черенковским углом 42 градуса (Рис.3).

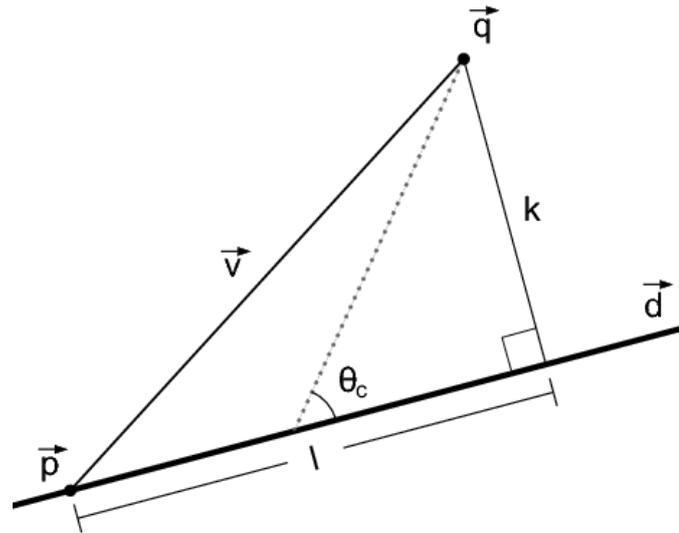


Рисунок 3. Схема расчёта теоретического времени распространения черенковского света.

На Рис.3  $\vec{d}$  - направление движения мюона,  $p$  - контрольная точка,  $q$  - рассматриваемый ОМ,  $k$  - расстояние до трека,  $\theta_c$  - черенковский угол,  $\vec{v} = \vec{q} - \vec{p}$ .

$$t_{theor} = t_0 + \frac{1}{c} \left( 1 - \frac{k}{\tan \theta_c} \right) + \frac{1}{v_g} \left( \frac{k}{\sin \theta_c} \right), \quad (5)$$

где  $t_0$  - время пересечения мюоном контрольной точки,  $v_g$  - групповая скорость света в байкальской воде.

Таким образом, если полученные значения не соответствуют критериям отбора, ОМ исключается. Процедура повторяется 8 раз, при этом критерии отбора меняются от очень мягких до жёстких, причем самые жёсткие критерии составляют  $t_{res} < 100$  нс,  $\rho < 100$  м и  $p_{hit} < 10^{-4}$ . Эта итерационная процедура смягчает влияние шумовых сигналов на оценку направления трека.

После шумоподавления, направление мюона восстанавливается с помощью минимизация функции качества. Используя уточненный набор попаданий, положение мюона (в данный момент времени  $t_0$ ) и направление

полета (выраженное через сферические координаты  $\theta$  и  $\varphi$ ) восстанавливаются посредством минимизации функции:

$$Q(x, y, z, \theta, \varphi, t_0) = \chi_t^2 + Q_r, \quad (6)$$

Здесь  $\chi_t^2$  представляет собой сумму квадратов отклонений времени сигнала, относительно прямого распространения черенковского света от мюона:

$$\chi_t^2 = \sum_i \frac{(t_i^{exp} - t_i^{th})^2}{\sigma^2} \quad (7)$$

где  $t_i^{exp}$  - время обнаружения  $i$ -го сигнала,  $t_i^{th}$  - соответствующее ожидаемое время для прихода прямого черенковского излучения,  $\sigma$  - оценка точности измерения времени.

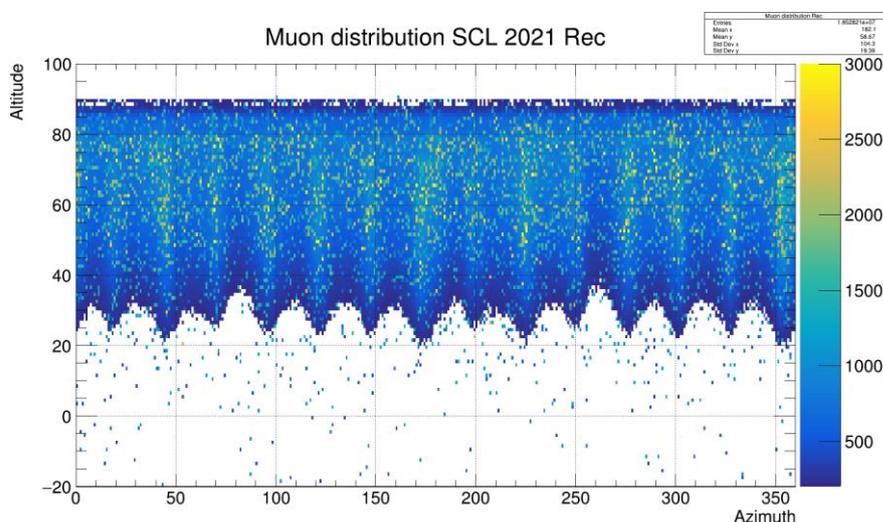
$Q_r$  определяется следующим образом:

$$Q_r = \omega \sum_i \frac{a_0 q_i}{\sqrt{a_0^2 + q_i^2}} \sqrt{d_1^2 + r_i^2}, \quad (8)$$

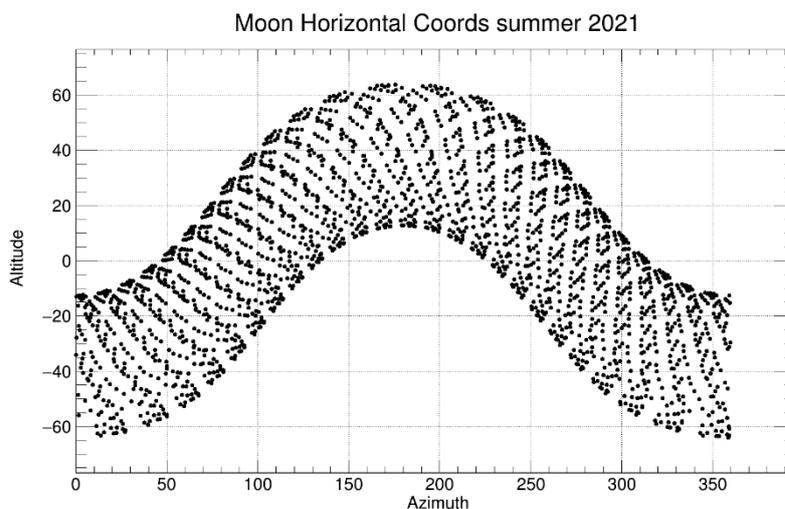
где  $\omega$  управляет относительным весом слагаемого  $Q_r$  в  $Q$ ,  $q_i$  - заряд  $i$ -го сигнала,  $r_i$  - расстояние от  $i$ -го сигнала до трека,  $a_0$  и  $d_1$  - настраиваемые параметры. Состав слагаемого  $Q_r$  связан с тем, что интенсивность света в черенковском конусе падает с расстоянием примерно, как  $1/r$  (без учета поглощения света). То есть  $q_i r_i \propto const$ . Наличие относительно высокого заряда, попадающего на большое расстояние от трека, будет приводить к большому вкладу  $Q_r$ , тем самым нарушая гипотезу о соответствующем положении трека. Выражение  $a_0/\sqrt{a_0^2 + q_i^2}$  вводится для ограничения влияния сигналов с очень большими зарядами, в то время как  $d_1$  регулирует поведение функции вблизи  $r_i = 0$ .

## 5. Методика анализа тени Луны

Анализ начинается с определения набора необходимых данных. В работе использовались данные, полученные следующим образом: сначала моделируется поток вторичных мюонов с помощью пакета CORSIKA [8], затем, эти данные подаются на вход программы SimGVD, которая формирует отклик детектора в виде набора ОМ и сигналов на них. Далее используется алгоритм реконструкции трековых событий. Использовалась конфигурация 5 кластера в 2021 году. Экспозиция данных 111,7 суток. Итоговое распределение показано на Рис.4.



*Рисунок 4. Монте-Карло распределение реконструированных атмосферных мюонов.*



*Рисунок 5. Положения Луны в горизонтальных координатах за лето 2021 года.*

Далее, с помощью библиотеки ASTERICS-ROAst [9], были получены положения Луны (Рис.5) в определенный период времени с интервалом в 1 час (лето 2021 года).

Для получения плотности событий, рассчитывается угловое расстояние между Луной и треком, а затем эти данные заносятся в гистограмму:

$$\cos \delta = \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 + \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos(\beta_1 - \beta_2), \quad (9)$$

где  $\alpha$  - высота (altitude),  $\beta$  - азимут.

Таким образом, получается зависимость количества событий от углового расстояния до Луны. Чтобы получить зависимость плотности событий, каждый бин нормируется на соответствующий телесный угол:

$$\Delta\Omega = 2\pi \left[ \cos\left(\delta - \frac{h}{2}\right) - \cos\left(\delta + \frac{h}{2}\right) \right], \quad (10)$$

где  $h$  – ширина бина. В результате получаем Рис.6.

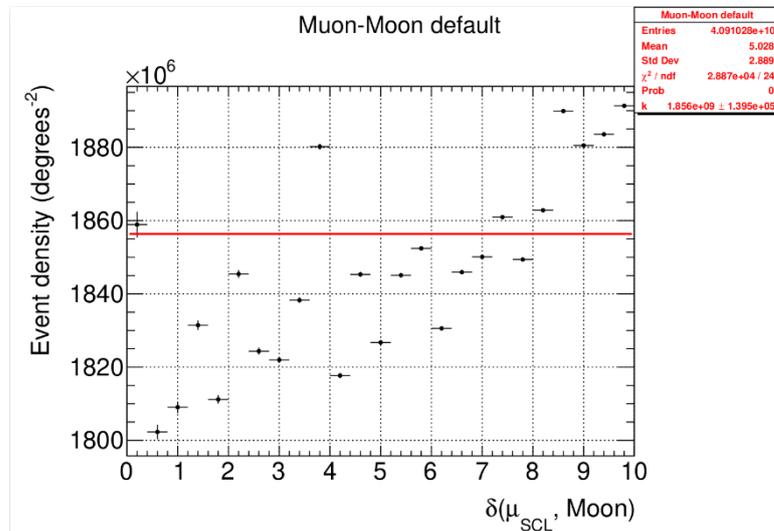
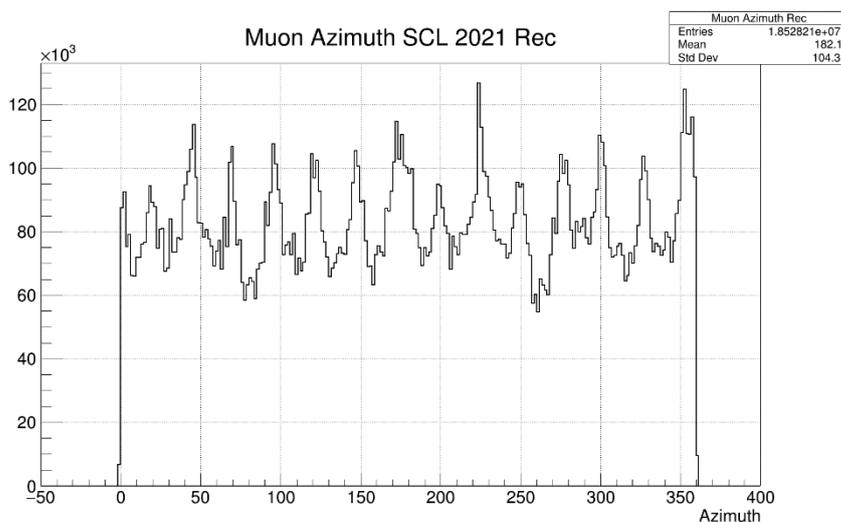


Рисунок 6. Плотность событий без применения весов.

Мы использовали Монте-Карло данные, в которых нет Луны. В таком случае, мы ожидали прямое распределение, т.е. одинаковые значения плотности событий вне зависимости от углового расстояния до Луны. Причинами отсутствия равномерности в нашей картине являются:

- Присутствие в нашем распределении пиков по азимуту (Рис.7), которые обусловлены геометрией детектора. Если трек мюона проходит через 2 гирлянды, то ОМ на данных гирляндах фиксируют большое накопление заряда и, согласно формуле (4), вклад этих событий в предполагаемое направление трека очень значителен.
- Эффективность детектора.



*Рисунок 7. Распределение реконструированных мюонов по азимуту.*

Нам необходимо учесть эти эффекты и получить изотропное распределение космических лучей, которые и поглощаются Луной.

Изотропное распределение в наших координатах можно получить, генерируя одинаковое число событий в единице телесного угла:

$$d\Omega = \cos \alpha \, d\alpha \, d\beta. \quad (11)$$

Таким образом, получается распределение на Рис.8, где максимум находится при нулевой высоте (у горизонта), а также нет пиков по азимуту.

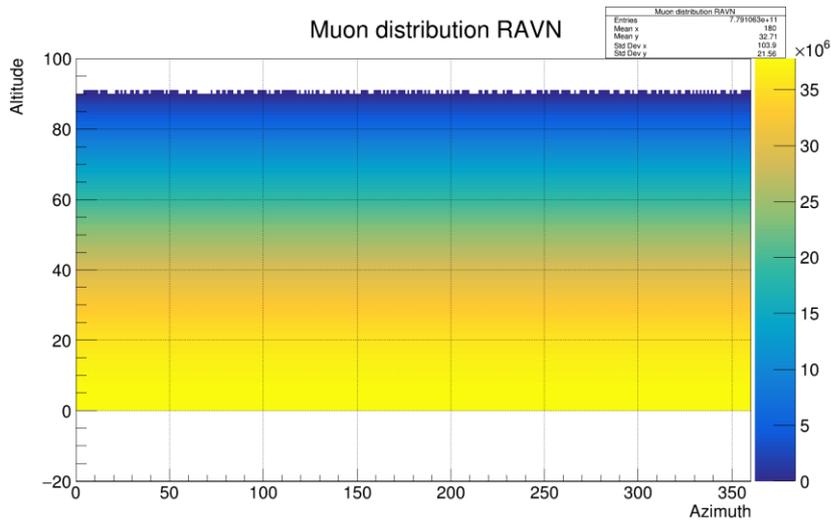


Рисунок 8. Распределение мюонов при изотропном распределении.

Далее, чтобы получить веса, нам необходимо разделить каждый бин в изотропном распределении на соответствующий бин в распределении реконструированных Монте-Карло мюонов. Однако, чтобы получить правильные значения, нужно использовать эквивалентные выборки, то есть при одном времени экспозиции. Время экспозиции выборки реконструированных мюонов составляет 111,7 суток, оно рассчитывается по формуле:

$$T_{eq} = \frac{N_{READ}}{N_{DB}} T_{DB} = \frac{N_{READ}}{N_{DB}} \frac{N_{COR}}{2\pi S_{geom} I_E}, \quad (12)$$

где  $N_{READ}$  – число событий, прочитанных из датабанка;  $N_{DB}$  – число событий в банке данных;  $T_{DB}$  – время экспозиции банка данных;  $N_{COR}$  – число событий, сгенерированных CORSIKA при создании датабанка;  $2\pi$  – телесный угол;  $S_{geom}$  – площадь, перекрываемая детектором;  $I_E$  – интегральный поток первичного спектра. Чтобы получить эквивалентное число событий в изотропном распределении, примем его равным  $N_{DB} \frac{T_{eq}}{T_{DB}}$ .

После подсчёта весов, мы получили гистограмму поглощения мюонов в атмосфере и эффективности детектора. При её построении вводится ограничение по статистической значимости (отношение величины веса к его

погрешности должно быть больше 5), чтобы исключить бины с маленькой статистикой.

После применения полученных весов (Рис.9) мы получим плотность событий первичных космических лучей. Использовались гистограммы весов при разных ширинах бинов. Веса рассчитывались с использованием половины выборки реконструированных мюонов (экспозиция 111,7 суток). После их применения к выборке реконструированных Монте-Карло мюонов за 2021 год с экспозицией в 50,6 суток мы получаем картину на Рис.10.

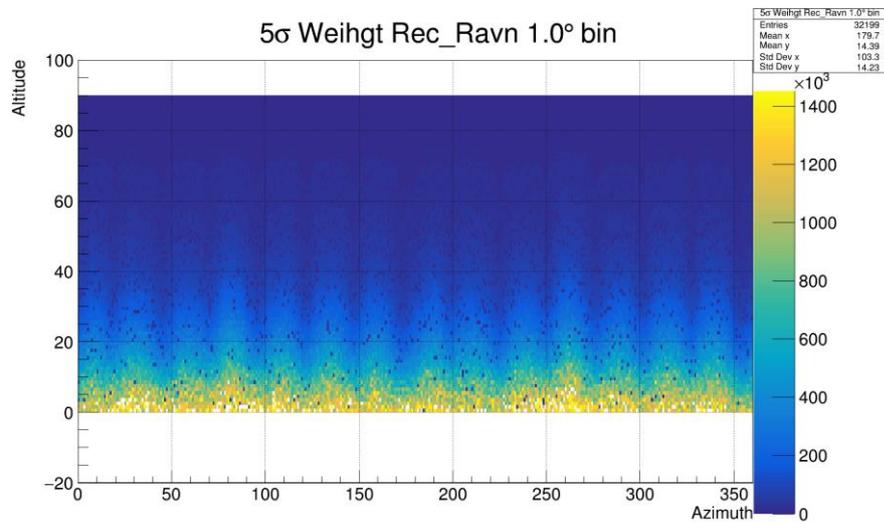


Рисунок 9. Весовая гистограмма поглощения мюонов в атмосфере и эффективности детектора.

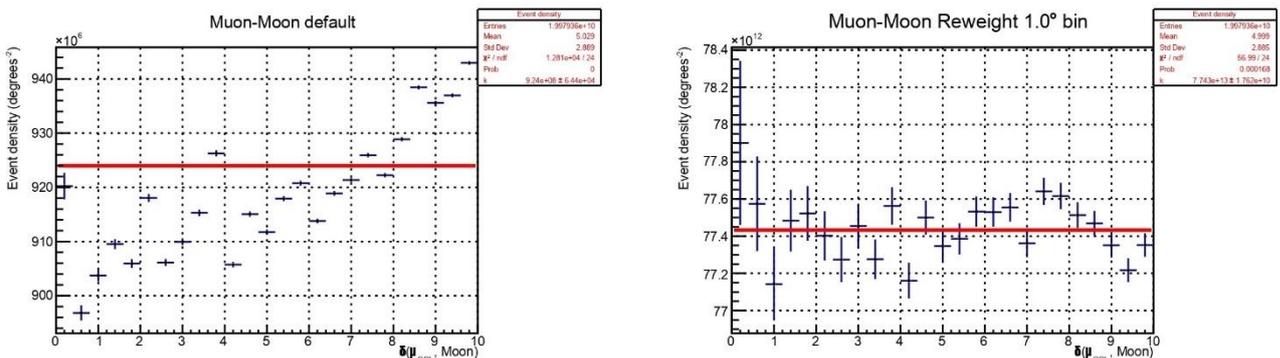
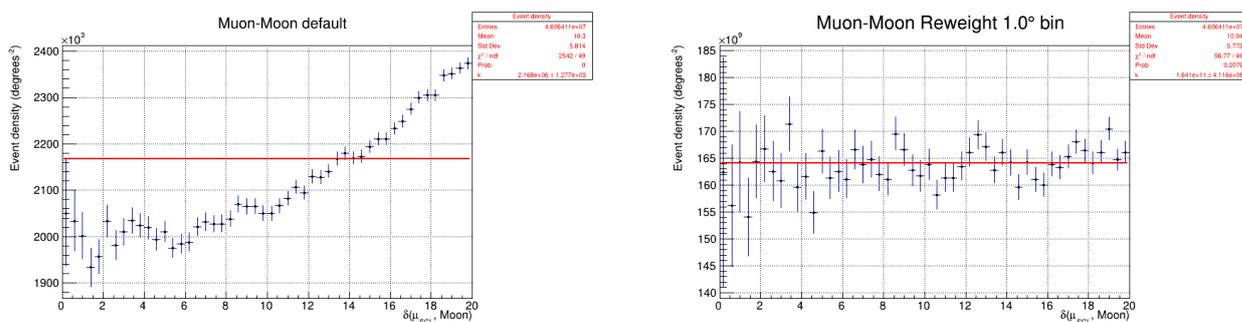


Рисунок 10. Плотность событий для экспозиции 50,6 суток до и после применения весов.

Как видно на Рис. 10, наша процедура хорошо выровняла картину, однако применение на более высоких экспозициях даёт не очень хороший результат. Причина заключается в сильной корреляции плотности событий с положениями Луны. Так как в области малых высот находится много

положений Луны, то после подсчёта углового расстояния от отдельного взятого положения Луны до каждого мюона из выборки, имеется сильный вклад при высоких угловых расстояниях. Для решения этой проблемы применим другую методику: для каждого мюона из выборки мы будем случайным образом выбирать положение Луны на её траектории движения. Применим новый способ на всей выборке с экспозицией 308 суток.



*Рисунок 9. Плотность событий в методе случайного выбора положения Луны на выборке 308 суток до и после применения весов.*

На рис 11 видно, что применение весов даёт хороший результат.

## 6. Заключение

Мы разработали методику поиска тени Луны. Основной проблемой является не изотропность плотности мюонных событий. Для решения этой проблемы были подчитаны веса, применение которых выравнивает плотность событий. В дальнейшем, планируется применение такой методики на выборке с эффектом затенения Луной для анализа дефицита событий.

Полученные веса уже были опробованы на выборке реальных данных, где плотность событий оказалась более изотропна. Исследование Монте-Карло показало, что у моделирования телескопа имеются проблемы с равномерностью распределения мюонов. В ближайшее время, будут выясняться причины такого поведения плотности событий.

После выяснения всех обстоятельств, наша методика вычисления весов будет применена ко всем кластерам и годам. Для каждого года и кластера существуют свои особенности, связанные с уровнем шума, конфигурации, а также с геометрией и ориентацией кластера. После этого, будет проведён анализ на всех имеющихся экспериментальных данных атмосферных мюонов. Если чувствительности телескопа не хватит для наблюдения тени Луны, то будет разрабатываться алгоритм реконструкции атмосферных мюонов.

## Список литературы

1. G. W. Clark, [Phys. Rev. 108, 450 \(1957\)](#).
2. R. Abbasi et al. (IceCube Collaboration), Phys. Rev. D 89, 102004 (2014), [arXiv:1305.6811 \[astro-ph.HE\]](#).
3. J. A. Aguilar et al. (ANTARES Collaboration), Eur. Phys. J.C 78 (2018) 12, 1006, [arXiv:1807.11815 \[astro-ph.HE\]](#).
4. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), Astropart. Phys. 20: 145-156, 2003, [arXiv:astro-ph/0302586](#).
5. Черенков П.А., Тамм И.Е., Франк И.М., [Нобелевские лекции, М., 1960](#).
6. V.A. Allakhverdyan et al. (Baikal-GVD Collaboration), Contribution at 37th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2021), [arXiv:2107.14211 \[hep-ph\]](#).
7. V.A. Allakhverdyan et al. (Baikal-GVD Collaboration), Eur. Phys. J. C 81 (2021) 1025, [arXiv:2106.06288 \[hep-ex\]](#).
8. D. Heck et al., [Tech. Rep. FZKA 6019](#).
9. Cristiano Bozza, Carmelo Pellegrino, Simona Maria Stellacci, Bernardino Spisso, [EPJ Web of Conferences 207, 08002 \(2019\)](#).