

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи

Шелепов Марк Дмитриевич

**Выделение событий от ливней высоких энергий и восстановление
параметров ливней в экспериментах на первой очереди нейтринного
телескопа Baikal-GVD**

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

*Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

Научный руководитель
Суворова Ольга Васильевна,
к. ф-м н. , с.н.с .

МОСКВА 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Глава 1. Байкальский глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD	14
1.1. Элементы и функциональные системы телескопа	14
1.2. Калибровочные системы телескопа	19
Глава 2. Методы и процедуры калибровки измерительных систем нейтринного телескопа Baikal-GVD	22
2.1. Аппаратура и методика калибровки	23
2.2. Зарядовая калибровка	28
2.3. Временная калибровка	34
Глава 3. Восстановление параметров каскадов высоких энергий	41
3.1. Моделирование отклика ОМ на излучение от каскада ...	41
3.2. Методика восстановления координат, энергии и направления каскада	58
Глава 4. Анализ экспериментальных данных	65
4.1. Стратегия поиска событий от нейтрино высоких энергий в нейтринном телескопе Baikal-GVD	65
4.2. Моделирование событий от атмосферных мюонов	67
4.3. Моделирование событий от нейтрино	74
4.4. Результаты анализа экспериментальных данных	81
4.5. Поиск нейтринных событий, совпадающих с оповещениями нейтринных телескопов	91

4.6. Поиск нейтринного сигнала от события GW170817	99
Заключение	106
Список сокращений и условных обозначений	109
Список литературы	110
Список рисунков	116
Список таблиц	123

Введение

Диссертационная работа “ Выделение событий от ливней высоких энергий и восстановление параметров ливней в экспериментах на первой очереди нейтринного телескопа Baikal-GVD” выполнена в соответствии с научной программой исследований Президиума РАН и государственным заданием по развитию фундаментальных и прикладных исследований. В создании Байкальского глубоководного нейтринного телескопа принимает участие более 70 научных сотрудников и инженеров из 10 российских и иностранных научных институтов - членов международной коллаборации Baikal-GVD. В результате проведенных научных исследований, конструкторских разработок, организации производства и монтажа уникального глубоководного оборудования в оз. Байкал введен в эксплуатацию нейтринный телескоп с эффективным объемом 0,4 км³, для детектирования нейтрино с энергией выше 100 ТэВ по каскадной моде регистрации, состоящий из восьми кластеров оптических модулей, и созданы условия для развертывания первой очереди нейтринного телескопа Baikal-GVD из четырнадцати аналогичных кластеров с суммарным объемом ~0,7 км³ к 2024 году.

Актуальность

Изучение нейтринных потоков галактического и внегалактического происхождения, а также поиск и идентификация их источников является актуальной задачей астрофизики. Исследование потоков нейтрино позволяет получить информацию о процессах, протекающих в астрофизических объектах при высоких энергиях недоступных в экспериментах на Земле, приблизиться к пониманию фундаментальных физических проблем, изучить природу частиц темной материи.

Основным инструментом регистрации нейтрино высоких энергий являются подводные или подледные черенковские детекторы большого объема – нейтринные телескопы. Особенность таких детекторов в том, что по черенковскому излучению можно восстановить энергию нейтрино и направление его движения, что делает возможным поиск космических источников нейтрино. Идея разместить фотодетекторы в естественных

водоемах для регистрации нейтрино высоких энергий впервые была предложена М.А. Марковым в 1960-м году [1]. В этой методике черенковское излучение релятивистских частиц, продуктов взаимодействия нейтрино с нуклонами среды, регистрируется оптическими сенсорами в эффективных объемах гигатонной массы [2]. Исторически, первые в мире подводные нейтрино были зарегистрированы глубоководным нейтринным телескопом в озере Байкал в середине 1990-х годов [3]. К началу 2000-х годов инструментальный объем байкальского телескопа составлял около 100 килотонн и телескоп имел наилучшую чувствительность к нейтринным потокам с энергиями выше десятка гигаэлектронвольт. Современные крупномасштабные телескопы чувствительны к потокам нейтрино вплоть до энергий свыше десятков петаэлектронвольт [4].

В настоящее время в мире функционируют три крупномасштабные нейтринные установки: IceCube на Южном полюсе [5], ANTARES в Средиземном море [6] и Baikal-GVD в озере Байкал [7]; а также начаты работы по развертыванию нового масштабного телескопа KM3NeT в Средиземном море. Впервые объем кубического километра был достигнут в 2011 году коллаборацией IceCube, создавшей в Южном полушарии подледный телескоп на глубине 2,5 км и увеличившей чувствительность детектора к потокам нейтрино на два порядка в ряде задач по сравнению с предшествующим поколением нейтринных телескопов [8]. Так в течение 2011-2013 годов, на IceCube были зарегистрированы первые события от диффузного потока нейтрино астрофизического происхождения [8]. К настоящему времени за 7,5 лет наблюдений в данных IceCube выделено 60 кандидатов астрофизических нейтрино с энергией выше 60 ТэВ с вершиной взаимодействия во внутреннем объеме установки $0,4 \text{ км}^3$ [9]. Однако источники этих нейтрино не идентифицированы.

Актуальной задачей для развития физики и астрофизики высоких энергий на сегодняшний день является создание в Северном полушарии детектора

способного вести исследования природных потоков нейтрино на уровне чувствительности, соизмеримой с детектором IceCube. Эффективнее всех в решении этой задачи на сегодняшний день продвинулась Байкальская коллаборация. Глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD, строящийся в озере Байкал с 2011 года, в настоящее время является крупнейшим нейтринным телескопом в Северном полушарии. С апреля 2021 года его эффективный объем составляет 0,4 км³ для регистрации ливней от взаимодействия нейтрино в байкальской воде с энергией выше 100 ТэВ. Первый демонстрационный кластер телескопа – “Дубна”, был запущен в 2015 году. Эффективный объем отдельного кластера в его проектной конфигурации соответствует 0,05 км³. В 2020 году установка включала 7 кластеров с 2016 оптическими сенсорами (модулями) [7], а в период зимней экспедиции 2021 года был развернут еще один кластер. В результате суммарное число оптических модулей составило 2304 [10]. Чувствительность, достигнутая на телескопе Baikal-GVD из 8 кластеров, вплотную приблизилась к чувствительности IceCube в задаче регистрации нейтрино по каскадной моде. Соответственно, набор событий от нейтрино высоких энергий на Baikal-GVD в совокупности с данными IceCube позволит приблизить решение задач астрофизики, нейтринной астрономии и космологии, перспективы которых были открыты первыми результатами регистрации астрофизических нейтрино высоких энергий, а также в исследованиях последних лет в поисках нейтрино от астрофизических источников, диффузных потоков нейтрино и первых результатов построения нейтринной карты неба.

За последние несколько лет астрономия и астрофизика получили значительное развитие благодаря созданию роботизированной сети телескопов, регистрирующих электромагнитное излучение в широком спектре длин волн - от радио до гамма-излучения, детекторов частицы космических лучей и нейтрино, и антенн-интерферометров, улавливающих

гравитационные волны. Оптимизированная система связи между установками обеспечивает быстрый обмен оповещениями о регистрации сигнала на одной из них и наблюдения его на всех остальных. В настоящее время сформирована международная программа по много-канальному (“мульти-мессенджер”) поиску источников космического излучения на разных длинах волн. Коллаборация Baikal-GVD участвует в мульти-мессенджер программе с декабря 2018 [11]. Задача участников экспериментов состоит в том, чтобы реализовать глобальный и комплексный анализ данных в момент и в направлении астрофизических событий, рожденных в разных физических процессах генерирующих потоки частиц и излучения по разным каналам одновременно (либо в теоретически ожидаемом временном окне). Такой метод наблюдения дает уникальную возможность изучать физику высоких и сверхвысоких энергий, исследовать отдаленные участки Вселенной, отслеживать такие явления, как рождение черных дыр и столкновение нейтронных звезд в двойных системах, идентифицировать источники излучения, которые могут выделять огромное количество энергии как в виде электромагнитного излучения, так и в виде нейтрино и гравитационных волн. Прорывом в данной области стал алерт (оповещение) 17 августа 2017 года, известного как событие GW170817 [12], от двух гравитационных интерферометров LIGO/VIRGO о регистрации гравитационной волны, возникшей при слиянии двух нейтронных звезд в галактике NGC4993, и последовавшее наблюдение вспышки электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне на орбитальных телескопах и наземных установках. В то же время на действующих нейтринных телескопах, в том числе и на двух работавших в 2017 году кластерах Baikal-GVD, корреляций с событием GW170817 не обнаружили [13].

Первым кандидатом на космическое нейтрино от идентифицированного источника, стало нейтринное событие IC170922A [14], зарегистрированное

телескопом IceCube 22-ого сентября 2017 года и соотносимое на уровне 3 сигма с блазаром TXS 0506+056 в период его активности, наблюдаемой в гамма, рентгене, оптическом, инфракрасном и радио диапазонах [15]. Это обнаружение еще предстоит подтвердить измерениями на других крупномасштабных телескопах в направлении таких источников, как блазары, и тем не менее, само событие отрывает первую страницу нейтринной астрономии высоких энергий.

Нейтрино представляют особый интерес в астрофизике высоких энергий как носители (мессенджеры) информации о физических процессах в звездных системах. У нейтрино ничтожно малая масса и потому скорости их распространения релятивистские. Нейтрино не имеют заряда, стабильны во времени и слабо взаимодействуют с веществом. В отличие от космических лучей траектория движения нейтрино от источника до наблюдателя не искажается магнитными полями, галактическими или межгалактическими. Наконец, в отличие от фотонов, они не взаимодействуют с космическим микроволновым и инфракрасным фоновым излучением. Таким образом, детектирование нейтрино астрофизического происхождения прямо указывает на источники и процессы рождения нейтрино в них. Высокоэнергетические нейтрино могут образовываться при взаимодействии заряженных космических лучей с межзвездной средой, окружающей астрофизические источники. Перспективными кандидатами для испускания нейтрино высоких энергий рассматриваются транзиентные (преходящие) явления, такие как гамма-всплески, коллапс ядра сверхновых или активные ядра галактик. Поскольку высокоэнергетические вспышки происходят за короткие временные интервалы, фон от атмосферных мюонов и атмосферных нейтрино в данном случае резко понижается, что значительно увеличивает чувствительность нейтринных телескопов при поиске таких источников излучения. Кроме того, сопоставление данных от различных установок позволяет более точно определять координаты источника.

Современный подход мульти-канального поиска источников излучения совместно на нейтринных телескопах, гравитационных интерферометрах и детекторах электромагнитного излучения различных длин волн, расширяет возможности идентификации высокоэнергетических источников нейтрино и космических лучей, и актуален в понимании механизмов ускорения частиц в этих источниках.

Цель работы и задачи исследования

Целью работы является восстановление параметров ливней высоких энергий (каскадов), рожденных во взаимодействии нейтрино в байкальской воде и отобранных триггером событий на нейтринном телескопе Baikal-GVD. Задача включает в себя разработку алгоритма выделения ливней из фоновых событий от прохождения атмосферных мюонов и мюонных групп из верхней полусферы; проверку гипотезы ливня с определением координат вершины взаимодействия нейтрино, направления развития ливня и его энергии. В режиме мульти-мессенджер целью является анализ данных и определение верхнего предела на плотность потока от выделенного вероятного источника нейтрино астрофизического происхождения.

Для достижения поставленных целей определены следующие задачи:

1. Разработка методов калибровки измерительных каналов телескопа в режиме подводного функционирования установки.
2. Разработка алгоритмов и программного обеспечения для автоматизированной калибровки всех измерительных каналов за короткий срок на всех кластерах установки, для любого количества оптических модулей.
3. Моделирование отклика оптического модуля Baikal-GVD на черенковское излучение от прохождения электромагнитного каскада в байкальской воде.
4. Выделение ливневых событий и восстановление их параметров при обработке данных телескопа за 2019-2020 годы.

5. Анализ ливневых событий по триггеру оповещения от других установок в системе мульти-мессенджер.
6. Определение ограничения на поток нейтрино от предполагаемых астрофизических источников.

Методы исследования

Исследования выполнялись в глубоководных условиях оз. Байкал на нейтринном телескопе с системой регистрации черенковского излучения. Алгоритмы подавления шума и выбор необходимых сигналов для анализа выполнялись с использованием численных методов, включая метод максимального правдоподобия и метод Монте-Карло. При обработке импульсов использовался метод дискриминации событий по времени прихода импульсов в соответствии со скоростью распространения света в воде оз. Байкал.

Научная новизна

1. Впервые разработаны и применены новые алгоритмы калибровки оптических модулей нейтринного телескопа Baikal-GVD в режиме штатного подводного функционирования установки.
2. Впервые создана база данных ливневых событий на Baikal-GVD и среди них выделены первые ливни с энергией выше 100 ТэВ.
3. Впервые проведен анализ данных Baikal-GVD в рамках международной программы мульти-мессенджер.
4. Впервые получено ограничение сверху на плотность потока нейтрино от галактики NGC4993, в пределах которой возникла гравитационная волна, в известном гравитационном событии GW170817.

Практическая значимость

1. Разработанные методы и алгоритмы калибровки измерительных каналов позволяют в короткие сроки проводить калибровку большого количества оптических модулей и использовать полученные калибровочные коэффициенты для обработки данных телескопа.
2. Эффективность алгоритма реконструкции ливневых событий позволяет анализировать данные в режиме on-line.

3. Полученные результаты могут применяться для изучения диффузного потока нейтрино астрофизического происхождения.
4. Полученное ограничение на поток нейтрино от столкновения нейтронных звезд может использоваться для проверки гипотез о физической природе высокоэнергетических процессов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Разработаны методы калибровки оптического модуля, позволяющие проводить калибровку в режиме подводного функционирования установки.
2. Разработаны алгоритмы и программное обеспечения для автоматизированной калибровки, позволяющие в короткие сроки проводить калибровку оптических модулей на всех кластерах установки, при любом их количестве.
3. Результаты измерений точности калибровки и эффективности алгоритма восстановления параметров ливней высоких энергий, проводимых путем восстановления координат лазерного калибровочного источника.
4. Проведено моделирование отклика оптического модуля Baikal-GVD на черенковское излучение от прохождения электромагнитного каскада в байкальской воде.
5. Получено ограничение на поток нейтрино из направления прихода события GW170817.

Личный вклад автора

- Автор принимал участие в экспериментальных исследованиях, обработке и анализе данных, полученных на первых семи кластерах нейтринного телескопа Baikal-GVD. Им получен верхний предел на плотность потока нейтрино в известном гравитационном событии GW170817A в направлении галактики NGC4993.
- Автор участвовал в экспериментах на озере Байкал с 2013 года. В период зимних экспедиций на оз. Байкал отвечал за монтаж глубоководных корпусов регистрирующей системы телескопа и высокое

качество проводимых тестов, связанных с обеспечением стабильности работы аппаратуры нейтринного телескопа с момента запуска и набора данных.

- Разработал и включил в процесс автоматической обработки программные алгоритмы измерения амплитудных и временных калибровочных коэффициентов, исследовал и учел амплитудный эффект в коррекции погрешности временной калибровки, что обеспечило точность реконструкции мюонных треков лучше одного градуса.
- Контролировал стабильность работы спектрометрических каналов телескопа и, в конечном итоге, обеспечивал возможность участия в международной программе много-канального анализа алерт-событий.
- Автор выполнил анализ отклика оптического модуля телескопа Baikal-GVD на черенковское излучение ливней высоких энергий и выработал критерии подавления фоновых событий от атмосферных мюонов.

Достоверность полученных результатов

В диссертации развиты новые подходы к калибровке временных параметров измерительных каналов на основе использования калибровочных источников света, расположенных в оптических модулях. Автором приведены результаты измерений точности калибровки и эффективности алгоритма восстановления параметров ливней высоких энергий, проводимых путем восстановления координат лазерного калибровочного источника и подтверждающих как корректность методики калибровки, так и моделирование отклика оптического модуля Baikal-GVD на черенковское излучение от прохождения электромагнитного каскада в байкальской воде.

Апробация работы

Основные результаты, приведенные в диссертации, докладывались автором на Международной школе-конференции «Evolution of galaxies and stars» /Россия, Сочи, 15-27 Июля 2019/; на Международной школе Понтекорво по нейтринной физике /Румыния, Синая, 1-10 Сентября 2019/; на Международной конференции «Very Large Volume Neutrino Telescopes»

VLVnT2018 / Россия, Дубна, 2 - 4 октября 2018/; на VII Международной молодежной научной школе- конференции «Современные проблемы физики и технологий» /Россия, Москва, 16-21 апреля 2018, Национальный исследовательский ядерный университет, МИФИ/; на Международной конференции VLVnT2021/Spain Valencia May 18-21, 2021; а также на регулярных рабочих совещаниях Международной коллаборации Baikal-GVD.

Список публикаций по теме диссертации

Основные положения и результаты диссертации М.Д. Шелепова опубликованы в десяти печатных работах в рецензируемых изданиях, рекомендованных ВАК, в числе которых 3 статьи в российских рецензируемых журналах, 6 статей в материалах международных научных конференций и семинаров и 1 статья в материалах российских научных конференций.

1. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // High-Energy Neutrino Follow-up at the Baikal-GVD Neutrino Telescope, *Astron.Lett.* 47, 2, 94-104 (2021).
2. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Search for cascade events with Baikal-GVD, *PoS ICRC2019*, 873, e-Print: 1908.05430, (2019).
3. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. //Calibrating the Measuring Channels of the Baikal-Gvd Neutrino Telescope, *Instrum.Exp.Tech.* 63 4, 551-560, (2020).
4. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Baikal-GVD experiment, *Phys.Atom.Nucl.* 83, 6, 916-921, (2020).
5. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Recent progress of the Baikal-GVD project, *PoS EPS-HEP2019* (2020) 050 (2020).
6. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Time calibration of the neutrino telescope Baikal-GVD, *EPJ Web Conf.* 207, 07003, (2019).
7. A.D. Avrorin , ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Baikal-GVD: cascades, *EPJ Web Conf.* 207, 05001, 4pp. DOI: 10.1051/epjconf/201920705001, (2019).

8. A.D. Avrorin , ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Baikal-GVD: first results and prospects, EPJ Web Conf. 209, 01015. DOI: 10.1051/epjconf/201920901015, (2019).
9. A.D. Avrorin , ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Search for High-energy Neutrinos from GW170817 with the Baikal-GVD Neutrino Telescope, JETP Lett. 108 no.12, 787-790; e-Print:1810.10966, (2018).
10. A. Allakhverdyan, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // The Baikal-GVD neutrino telescope: search for high-energy cascades, PoS(2021)1144, DOI: <https://doi.org/10.22323/1.395.1144>; e-Print:2108.01894, (2021).

Глава 1. Байкальский глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD

Местом расположения Байкальской нейтринной обсерватории является южная часть оз. Байкал, на 106 километре Кругобайкальского участка ВСЖД. Географические координаты места расположения комплекса Байкальского нейтринного телескопа составляют $51^{\circ}50'$ С.Ш., $104^{\circ}20'$ В.Д.. Нейтринный телескоп расположен на расстоянии порядка 4 км от берега. Глубина озера в этом районе сформирована осадочным илом и составляет примерно 1367 м. Климатической особенностью оз. Байкал является наличие в течение 6-8 недель, с февраля по март, ледового покрова толщиной 60-100 см, в зависимости от условий формирования льда. Такая толщина льда позволяет вести монтажные и ремонтные работы с поверхности льда используя тяжелый транспорт и подъемные механизмы, а также проводить работы по прокладке донных линий питания и связи телескопа с береговым центром. Для глубинных вод оз. Байкал характерными являются длина поглощения 22 – 25 м и длина рассеяния 30 – 50 м.

1.1 Элементы и функциональные системы телескопа

Принцип работы нейтринного телескопа Baikal-GVD основан на регистрации черенковского излучения вторичных мюонов и каскадных ливней, образующихся в нейтринных взаимодействиях, пространственной

решеткой фотодетекторов - оптических модулей. Мишенью для нейтрино является прозрачная пресная вода оз. Байкал, что позволяет создавать детекторы масштаба нескольких кубических километров. Принципиальным требованием к конструкции телескопа являлась его модульная структура, которая обеспечивает возможность проведения физических исследований уже на ранних стадиях развертывания установки.

Регистрация черенковского излучения в установке Baikal-GVD осуществляется оптическими модулями (ОМ). Такое название фотодетекторов стало общепринятым для нейтринных телескопов. Конструкция оптического модуля Baikal-GVD [16] представлена на рисунке 1.1. В качестве светочувствительного элемента используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) R7081-100 с диаметром фотокатода 10 дюймов. Область спектральной чувствительности фотокатода 300 – 650 нм, максимальная квантовая эффективность около 35%. ФЭУ размещается в сферическом стеклянном глубоководном корпусе VITROVEX из боросиликатного стекла диаметром 42 см. Оптический контакт между фотокатодом и стеклянным корпусом обеспечивается при помощи силиконового двухкомпонентного геля SilGel 612A/B. Для уменьшения влияния магнитного поля Земли на работу фотоэлектронного умножителя используется защитный экран (сетка) из отожженного пермаллоя. Блок электроники оптического модуля монтируется непосредственно на цоколь ФЭУ. В состав электроники ОМ входят источник высоковольтного напряжения TRACO POWER PHV12-2.0K2500P, делитель напряжения с сопротивлением 18 МОм, усилитель сигналов ФЭУ, модуль управления (контроллер ОМ) и светодиодная калибровочная система.

Методика развертывания телескопа со льда озера Байкал в значительной степени определяет конфигурацию системы регистрации черенковского излучения установки. Оптические модули крепятся на несущие конструкции (буйрепы), закрепленные якорями на дне озера,

формируя гирлянды. Гирлянды сгруппированы в кластеры. Оптимизация конфигурации кластеров оптических модулей с точки зрения обеспечения максимальной эффективной площади регистрации астрофизических нейтрино была выполнена для длины поглощения байкальской воды 22 метра. Оптимизированный 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. Все ОМ ориентированы фотокатодами вниз, что повышает эффективность регистрации событий из нижней полусферы и предотвращает потери излучения из-за накопления слоя осадков в верхней части стеклянного корпуса. В период с 2016 по 2021 год в оз. Байкал введено в эксплуатацию восемь таких кластеров, содержащих в общей сложности 2304 ОМ. На рисунке 1.1 также показано размещение станций с калибровочными лазерными источниками света и экспериментальных гирлянд, на базе которых проводятся испытания модернизированных узлов детектора перед их включением в рабочую конфигурацию телескопа.

Организация системы сбора данных (ССД) определяется конфигурацией телескопа и формируется из электронных модулей управления кластерами, гирляндами и секциями оптических модулей [17]. Модули управления размещаются в таких же глубоководных корпусах, как и ОМ. Секция является базовым блоком ССД, в состав которого входит 12 ОМ, 2 акустических модема (АМ) системы позиционирования и модуль управления секцией. Оптические модули и акустические модемы подключаются к центральному электронному модулю, функциями которого являются управление, сбор и первичная обработка данных секции. Подключение осуществляется индивидуальными кабелями длиной около 90

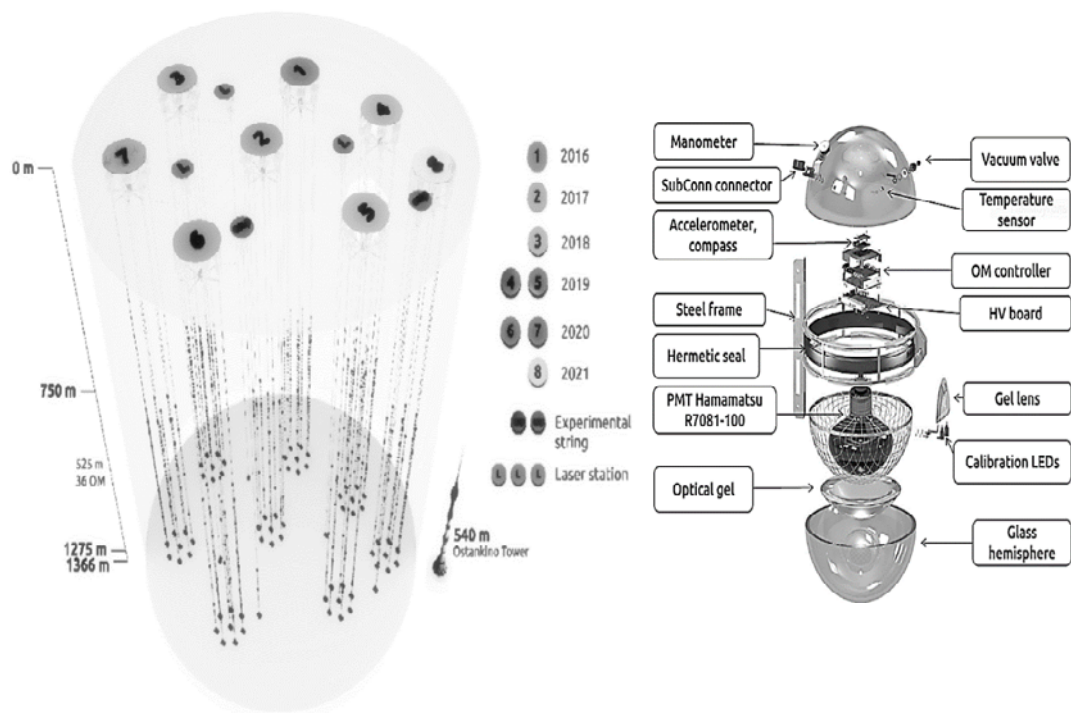


Рисунок 1.1 Восемь кластеров Baikal-GVD в конфигурации 2021 года: (слева) и схема конструкции оптического модуля Baikal-GVD (справа)

метров. Электропитание ОМ и АМ обеспечивает 16-канальный блок коммутации постоянного напряжения: 12 каналов обслуживают оптические модули (12 Вольт), два канала – акустические модемы (24 Вольт), два канала зарезервированы для расширения системы. Помимо электропитания ОМ, функцией блока коммутации является управление режимами работы оптических модулей и мониторинг их параметров. Управление осуществляется по шести переключаемым каналам шины RS-485: каждый канал обслуживает два ОМ. Для управление работой акустических модемов используется преобразователь Ethernet: COM Server NPort IA 5250.

Обработка аналоговых сигналов, поступающих с ФЭУ оптических модулей, осуществляется в блоке сбора данных Master. В состав блока

входит 12-канальный АЦП с частотой дискретизации 200 МГц, который обеспечивает непрерывное сканирование сигналов и запись информации в циклический буфер (временную дорожку АЦП длительностью 30 мкс). Обработка данных – формирование запроса (локального триггера) секции и кадра события – производится на уровне ПЛИС (Xilinx Spartan 6). Условием формирования запроса секции может являться либо совпадение сигналов с двух соседних ОМ (базовый режим работы), либо мажоритарные совпадения сигналов ОМ (используется в тестовых целях). Формирование кадра события длительностью 5 мкс инициирует общий триггер кластера. Положение кадра на дорожке выбирается таким образом, чтобы импульсы, инициировавшие запрос секции, находились в середине кадра. Передача временного кадра осуществляется по каналу Ethernet. Для увеличения пропускной способности канала данные фильтруются – передаются только те части временного кадра, которые содержат сигналы, превышающие заданный порог. Передача данных из модуля секции осуществляется через IEX-402-SHDSL Ethernet Extender, позволяющий удлинять канал передачи данных до нескольких километров при скорости передачи до 5.7 Мбит/с.

Объединение трех секций в составе гирлянды осуществляется на уровне модуля управления гирляндой. Каждая секция подключается к модулю гирлянды по отдельному кабелю (длины кабелей 90, 270 и 450 метров для верхней, средней и нижней секций соответственно). Для электропитания секций в модуле гирлянды установлен 12-канальный коммутатор напряжения 300 Вольт постоянного тока. Шесть каналов используется для электропитания 3-х секций (к оптическим модулям и блокам управления каждой секций электропитание подводится через отдельные каналы коммутатора). Шесть оставшихся каналов используются в качестве резервных. Переключением каналов управляет модуль дискретного 16-канального вывода ICP DAS I-7045. Для мониторинга выходного напряжения на каналах коммутатора используется модуль аналогового ввода

ICP DAS I7017Z-G. Локальные триггера, поступающие от трех секций, объединяются на триггерной плате формируя сигнал запроса гирлянды. Данные секций поступают на Ethernet коммутатор через три удлинителя линии Ethernet IEX-402-SHDSL и передаются в центр сбора данных кластера через аналогичный удлинитель линии.

Центр кластера обеспечивает электропитание восьми гирлянд через два коммутатора 300 Вольт, аналогичные установленным в модулях гирлянд: основной и резервный (система управления электропитания гирлянд полностью продублирована). Триггерная система центра кластера в целях унификации выполнена на основе блока Master. Сигналы запрос гирлянд поступают на Master, который формирует общий триггер кластера. В настоящее время триггер вырабатывается для каждого поступившего сигнала “запрос”. В то же время предусмотрена возможность работы и в режиме совпадений запросов от двух и более гирлянд. Общий триггер синхронизирует работу всех секций кластера и инициирует считывание данных – кадров секций.

Данные от гирлянд поступают в центральный Ethernet коммутатор через удлинители IEX-402-SHDSL и затем транслируются в Береговой центр сбора данных по оптоволоконной линии длиной около 6 км (скорость передачи 1 Гбит/с). Данные архивируются на серверах Береговой станции. Дальнейшая передача данных осуществляется по радиоканалу (250 Мбит/с) в г. Байкальск, где поддерживается постоянная интернет-связь с Дубной, Иркутском и Москвой.

1.2 Калибровочная система телескопа

Калибровка Baikal-GVD [18] заключается в измерении относительных временных задержек сигналов на каналах установки при помощи калибровочных источников света (временная калибровка) и измерении амплитудных калибровочных коэффициентов. Для временной калибровки

используются источники света, разработанные на основе светодиодов Kingbright L7113 с длиной волны в максимуме излучения 470 нм и длительностью импульса ~ 5 нс. Интенсивность их излучения регулируется от единиц фотонов до 10^8 на вспышку. Световой импульс формируется в конусе с раствором 15° и может быть зарегистрирован оптическим модулем на расстояниях до 100 метров от источника излучения.

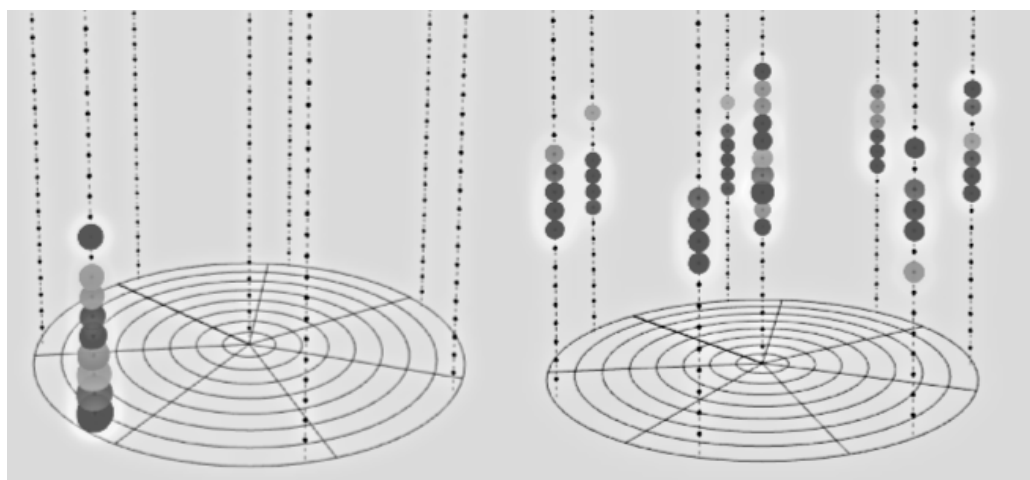


Рисунок 1.2. Примеры калибровочных событий от светодиода нижнего оптического модуля секции (слева) и матрицы светодиодов, установленной на центральной гирлянде (справа).

В каждом оптическом модуле установлено два калибровочных источника, со светодиодами, ориентированными в верхнем направлении. Кроме того, в 12 Ом кластера, размещенных на центральной и двух периферийных гирляндах, дополнительно установлены по две матрицы из 5 светодиодных источников, ориентированных горизонтально и расположенных равномерно по окружности. На рисунке 1.2 представлены примеры событий, инициированных вспышками калибровочного светодиода и матрицы светодиодов. Светодиоды оптических модулей позволяют провести калибровку временных задержек каналов в пределах одной гирлянды. Светодиодные матрицы обеспечивают относительную временную калибровку каналов разных гирлянд. Точность временной калибровки

составляет величину 2 – 3 нс. Для амплитудной калибровки каналов установки измеряются одно-фотоэлектронные распределения ФЭУ в режиме регистрации фонового свечения воды оз. Байкал.

Для относительной временной калибровки кластеров используются лазерные источники света. Лазеры излучают на длине волны 532 нм, длительность вспышки составляет около 1 нс, максимальная интенсивность излучения около 10^{15} фотонов. Лазерный луч через световод вводится в диффузный рассеиватель, который выступает в качестве точечного квази-изотропного источника света. Лазеры монтируются на буйрепах, формируя лазерные станции. В штатной конфигурации на одной гирлянде устанавливаются два лазера на разных горизонтах. Лазерные станции размещаются между кластерами (см. рисунок 1.1) и обеспечивают взаимную калибровку группы из 3 – 4 кластеров. Помимо функции калибровки, лазеры используются для мониторинга параметров водной среды озера Байкал (поглощения и рассеяния) в области установки.

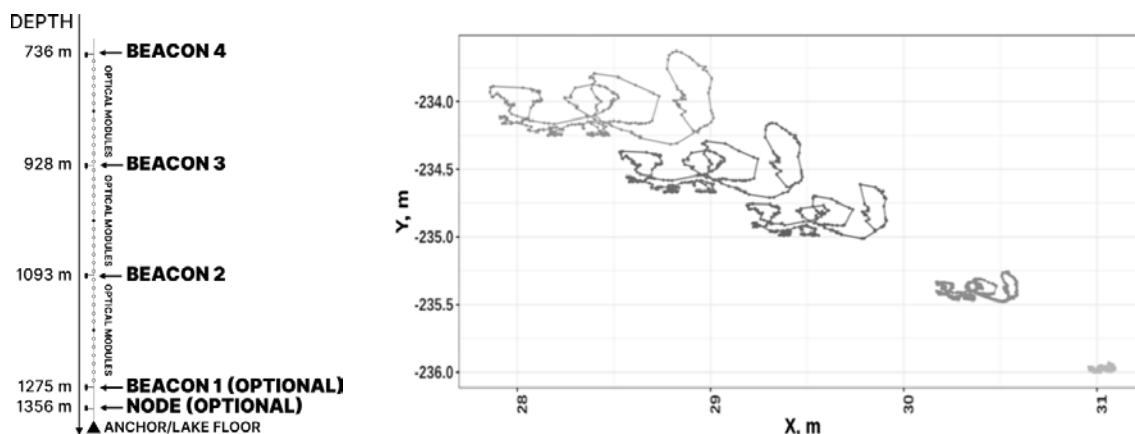


Рисунок 1.3. Положение акустических модемов на гирлянде и пример траекторий их перемещений (измерения с 1-го по 5-ое июля 2019 года).

Для реконструкции физических событий помимо калибровочной информации необходимы данные о координатах оптических модулей в момент регистрации событий. Гирлянды с оптическими модулями имеют положительную плавучесть и крепятся при помощи якорей к дну озера. Под воздействием течений они могут отклоняться от вертикали, что приводит к тому, что положение оптических модулей изменяется с течением времени. Для определения координат оптических модулей используется акустическая система позиционирования, состоящая из набора акустических модемов (АМ), оснащенных гидрофонами, излучающими и принимающими сигналы в ультразвуковом диапазоне [19]. На каждой гирлянде размещаются 4 акустических модема: beacon 1, ..., beacon 4 (см. рисунок 1.3), точность измерения координат которых составляет 15 - 20 см. Интерполяция координат АМ позволяет определить положение оптических модулей, расположенных между ними, с точностью 25 - 30 см. В правой части рисунка 1.3 показан пример перемещений акустических модемов, расположенных на четырех горизонтах, в течение 5 дней работы установки

Глава 2. Методы и процедуры калибровки измерительных систем нейтринного телескопа Baikal-GVD

Принцип работы нейтринного телескопа основан на регистрации черенковского излучения продуктов взаимодействия нейтрино высокой энергии оптическими модулями, размещенными в водной среде. Широкий диапазон энергий регистрируемых событий ($10^{11} - 10^{17}$ эВ) и требуемая высокая точность восстановления направления движения нейтрино (менее 1 градуса) накладывают жесткие требования на характеристики и калибровку измерительной системы детектора. Динамический диапазон измерения и калибровки каналов установки должен составлять величину от 1 до 10^5 фотонов, регистрируемых фотоэлектронными умножителями, а точность измерения времени их регистрации составлять величину порядка единиц

наносекунд. Кроме того, учитывая планируемый продолжительный период эксплуатации детектора (десять и более лет), в течение которого возможны существенные изменения характеристик измерительных каналов, калибровка должна осуществляться на постоянной основе в условиях работающей установки.

Данная глава посвящена вопросам калибровки нейтринного телескопа Baikal-GVD. В ней рассматриваются аппаратура и методы амплитудной и временной калибровки каналов в широком динамическом диапазоне, описан набор программных инструментов, обеспечивающих автоматизированное проведение калибровочных сеансов и обработку полученных данных, обсуждаются результаты калибровки и вопросы точности, надежности и эффективности разработанных калибровочных процедур.

2.1 Аппаратура и методика калибровки

Методика калибровки нейтринного телескопа в натуральных условиях основана на использовании светодиодных калибровочных источников света, расположенных в области рабочего объема установки. Для комплексной проверки работы систем калибровки используются лазерные калибровочные источники, световые импульсы которых регистрируются несколькими кластерами детектора.

При выполнении калибровочных процедур используются результаты измерения формы импульсов, регистрируемых на каналах. Это позволяет выбирать уровень порога для определения времени регистрации и использовать методику регистрации нескольких импульсов от различных источников одним каналом для измерения его временных параметров.

Для амплитудной калибровки каналов и определения их относительных временных задержек используются светодиодные калибровочные источники, размещенные как непосредственно внутри оптических модулей, так и в отдельных глубоководных корпусах на гирляндах. Калибровочная

светодиодная система реализована на основе светодиодных источников Kingbright L7113 PVC-A с длиной волны 470 нм в максимуме спектрального распределения излучаемых фотонов, угол излучения $\sim 15^\circ$. Управление работой светодиодов осуществляется через специализированный контроллер (продукция компаний ООО “СНИИП-АУНИС” и “ИПК ЛИК”) и светодиодные драйверы, принцип работы которых основан на подходе, предложенном в работе [20].

Контроллер позволяет управлять работой двух светодиодных источников. Помимо регулировки интенсивности, частоты повторения и скважности световых вспышек каждого из светодиодов, предусмотрена возможность регулировки задержки между их импульсами в диапазоне от 0 до 1000 нс с шагом ~ 100 нс. Длительность фронта светового импульса составляет в среднем величину менее 3 нс, а длительность импульса на половине высоты 5-7 нс. Количество фотонов во вспышке может регулироваться в пределах от 1 до $\sim 10^8$. При максимальной интенсивности вспышки сигнал от светодиода может быть зарегистрирован в байкальской воде оптическим модулем, находящимся на расстоянии ~ 100 м от источника.

Возможность прецизионной регулировки интенсивности излучения светодиодов позволяет проводить амплитудную калибровку (измерять однофотозлектронные спектры ФЭУ) и определять градуировочные кривые каналов (зависимость заряда сигнала на выходе спектрометрического канала от количества фотоэлектронов (ф.э.), выбитых из фотокатода ФЭУ) как в лабораторных условиях, так и непосредственно при штатном функционировании установки в натуральных условиях.

В случае оценки градуировочных кривых в лабораторных условиях проводятся серии измерений, в которых регистрируются поочередно заряды сигналов, инициированных первым светодиодом оптического модуля, вторым светодиодом и двумя светодиодами одновременно, после чего применяется итерационный процесс, в котором величины зарядов вспышек

первого и второго светодиодов подбираются равными заряду от одновременной вспышки двух светодиодов. Последовательное удвоение интенсивности световых вспышек позволяет экстраполировать результаты измерения градуировочного коэффициента канала из линейной области (до $\sim 10^2$ ф.э.) в нелинейную область измерений.

Точность измерения градуировочной кривой ОМ составляет около 20% в области до 10^4 ф.э. и определяется количеством итераций, точностью подбора требуемых величин зарядов выходных импульсов светодиодов и взаимным влиянием каналов друг на друга (перекрестными наводками). Для оценки величины перекрестных наводок светодиодных каналов служит параметр r , определяемый как:

$$r = \frac{Q(u_1, u_2 = 0) - Q(u_1, u_2 = u_1)}{Q(u_1, u_2 = 0)}$$

где $Q(u_1, u_2)$ – средний заряд сигналов с ФЭУ, инициированных двумя светодиодами с управляющими напряжениями u_1 и u_2 при условии, что второй светодиод оптически изолирован от фотокатода ФЭУ.

На рисунке 2.1 представлено измеренное значение параметра r для одного из светодиодных источников как функция количества излучаемых фотонов. Согласно рисунку 2.1, величина перекрестных наводок между каналами светодиодов существенно меньше 1%. В каждом оптическом модуле установлены два светодиода, ориентированные вверх и позволяющие измерять временные сдвиги каналов в пределах одной гирлянды.

Для относительной временной калибровки каналов, расположенных на разных гирляндах, используются светодиодные калибровочные источники, размещенные в отдельных глубоководных корпусах (матрицы светодиодов). Каждая матрица содержит 12 светодиодов. Шесть светодиодов ориентированы в вертикальном направлении, обеспечивая засветку ОМ, расположенных на гирлянде, на которой размещается матрица. Остальные

шесть светодиодов ориентированы в горизонтальном направлении (азимутальный угол между соседними светодиодами 60°), засвечивая ОМ соседних гирлянд.

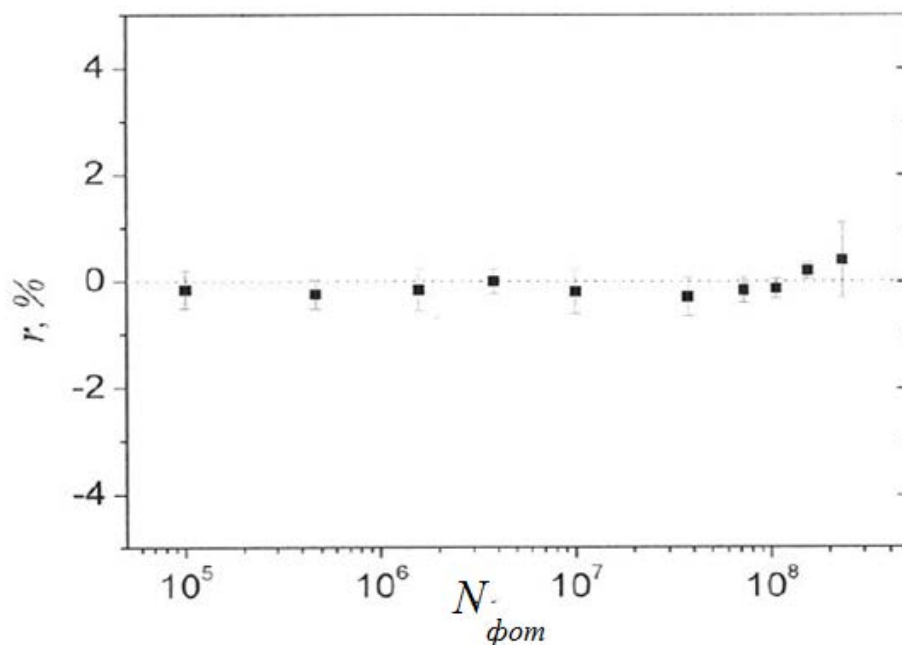


Рисунок 2.1 Величина перекрестных наводок между каналами двух светодиодов в зависимости от интенсивности их сечения.

Для управления работой матриц светодиодов используются контроллеры, полностью аналогичные контроллерам ОМ. К первому каналу контроллеров подключаются параллельно шесть драйверов вертикально ориентированных светодиодов, ко второму каналу – шесть горизонтально ориентированных источников света.

Лазерный калибровочный источник света был разработан для байкальского эксперимента фирмой ООО НПЦ “ЭЛС-94” в 2016 г. В 2017 г. первый калибровочный лазерный источник света был введен в состав экспериментального комплекса Baikal-GVD на оз. Байкал. Лазерный

источник излучает на длине волны 532 нм. Энергия в импульсе достигает 0.37 мДж ($\sim 10^{15}$ фотонов) при длительности вспышки ~ 1 нс.

С использованием лазерного источника света осуществляются оценка эффективности и комплексная проверка временной и амплитудной калибровки каналов, точности позиционирования ОМ и корректности синхронизации кластеров. В состав лазерного источника входит система излучения света, система контроля стабильности интенсивности излучения, управляемый аттенюатор и диффузор, обеспечивающий формирования изотропного потока излучения.

Аттенюатор имеет 36 уровней ослабления сигнала с шагом 3 дБ. Внешний вид лазерного источника показан на рисунке 2.2. На этом же рисунке (справа) показаны области, в которых сигнал от лазера, регистрируемый фотодетекторами телескопа, составляет 1 ф.э. и 10 ф.э.

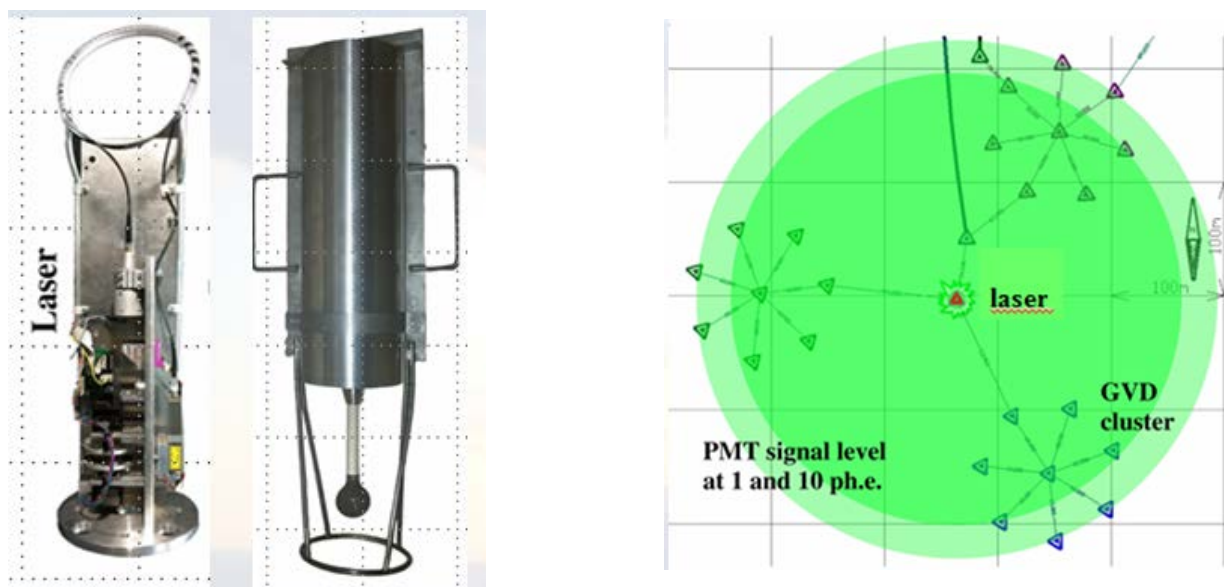


Рисунок 2.2 Внешний вид лазерного калибровочного источника и ожидаемая величина сигналов, регистрируемых фотодетекторами кластеров Baikal-GVD.

2.2 Амплитудная калибровка измерительных каналов

Амплитудная калибровка каналов основана на измерении однофотоэлектронных спектров ФЭУ – амплитудных распределений, полученных в режиме регистрации единичных фотоэлектронов. Аппроксимация однофотоэлектронного пика распределением Гаусса позволяет определить средний заряд одного фотоэлектрона Q_{1e} , выраженный в отсчетах а.ц.п.

Параметры Q_{1e} представляют собой амплитудные калибровочные коэффициенты, которые используются для определения количества фотоэлектронов, сформировавших импульсы на каналах. Для вычисления потока черенковских фотонов, падающего на фотокатод ФЭУ, используется информация о его квантовой чувствительности. Измерение квантовой чувствительности фотокатодов осуществляется фирмой Hamamatsu – поставщиком ФЭУ.

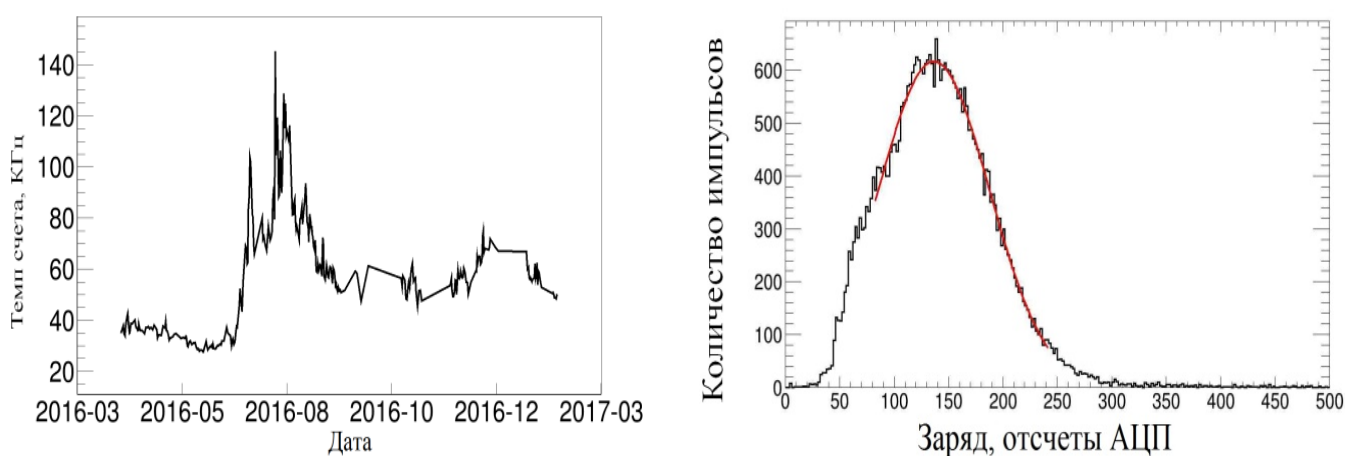


Рисунок 2.3. Темп счёта шумовых импульсов на одном ОМ в течение года (слева), однофотоэлектронный спектр для одного из каналов установки, полученный при измерении фонового свечения воды (справа).

Для прямого измерения однофотоэлектронных спектров каналов необходим источник, генерирующий такие потоки света, при регистрации которых ФЭУ вероятность выбивания из фотокатода нескольких

фотоэлектронов пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью выбивания единичных фотоэлектронов.

В качестве такого источника в лабораторных условиях используются импульсные светодиоды с регулируемой яркостью, установленные в ОМ. Однако подбор интенсивности светодиодов, обеспечивающей одноэлектронный режим работы каналов, является достаточно длительной процедурой и применяется только на выборочных каналах установки для контроля амплитудной калибровки.

В условиях подводного эксперимента для постоянного мониторинга Q_{1e} всех каналов установки используется альтернативный подход, основанный на регистрации шумовых импульсов, обусловленных, главным образом, естественным свечением байкальской воды.

Для выделения шумовых импульсов используется область временного окна для регистрации событий, в которой доля многоэлектронных импульсов, обусловленных физическими событиями, пренебрежимо мала по сравнению с однофотоэлектронными импульсами.

При выполнении триггерного условия осуществляется запись временных дорожек а.ц.п. всех каналов кластера во временном окне 5 мкс. Временные дорожки обрабатываются в режиме реального времени: из них выделяются импульсы с зарядом больше 0.5 ф.э. и передаются в центр сбора данных кластера. Задержки триггерных сигналов подбираются таким образом, чтобы импульсы, сформировавшие триггер, находились в центре записываемой дорожки. Присутствие многофотоэлектронных сигналов в первой трети дорожки маловероятно, и эта область используется для оценки шумового темпа счета и амплитудных параметров одноэлектронных сигналов.

На рисунке 2.3 (слева) в качестве примера приведена временная зависимость шумового темпа счета одного канала в течение года. Существуют периоды с повышенным темпом счета шумов, но отношение

количества одноэлектронных и многоэлектронных импульсов при этом не изменяется [21]. Анализ формы зарядового распределения выделенных шумовых импульсов указывает на их одноэлектронный характер. На рисунке 2.3 (справа) показан пример однофотоэлектронного спектра для одного из каналов, измеренного при помощи шумовых импульсов. Для аппроксимации однофотоэлектронного спектра аналитическим выражением используется распределение Гаусса. Порог отбора сигналов выбран на уровне половины однофотоэлектронной амплитуды. Таким образом, используя шумовые импульсы, можно определить положение однофотоэлектронного пика для каждого канала установки. Следует отметить, что сопоставление результатов амплитудных калибровок, выполненных при помощи светодиодных источников света, а также с использованием шумовых импульсов, показали их полную идентичность. Описанная процедура калибровки по шумовым импульсам позволяет определять амплитудные калибровочные коэффициенты в режиме штатного функционирования установки и проводить мониторинг их стабильности во времени [22]. На рисунке 2.4 (слева) приведена зависимость калибровочных коэффициентов для двух выборочных каналов от номера сеанса набора данных (с апреля по июль 2019 г.). Значения коэффициентов практически не меняются со временем. Среднеквадратичное отклонение за 109 суток экспозиции составило менее 1% (см. рисунок 2.4, справа).

Ключевыми параметрами системы сбора данных установки являются триггерные пороги каналов, которые определяют эффективность регистрации физических событий. Триггерным условием является срабатывание пары соседних каналов в пределах секции с “высоким”, ~ 4 ф.э., и “низким”, ~ 1.5 ф.э., порогами. При выполнении этого условия осуществляется считывание данных со всех каналов кластера. Величина порогов подбирается таким образом, чтобы темп счета триггерных сигналов одного кластера не превышал ~ 100 Гц. Максимальная частота выработки триггера

ограничивается возможностями глубоководной системы передачи данных кластера. Для контроля величины порогов строятся зарядовые распределения сигналов на каналах, участвовавших в формировании триггера. Пример таких распределений приводится на рисунке 2.5 для одного из каналов. Величина порога определяется по левой границе распределения. Точность оценки

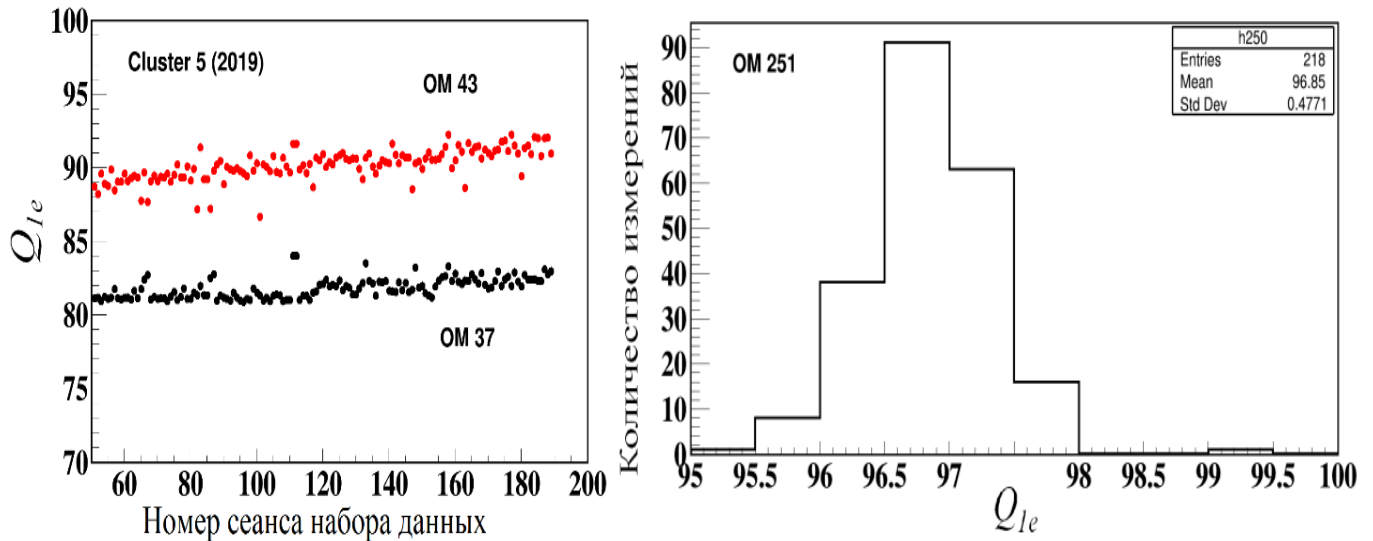


Рисунок 2.4 Примеры временной зависимости амплитудных калибровочных коэффициентов (слева) и характерное амплитудное распределение Q_{1e} для одного канала (справа).

триггерных порогов составляет $\sim 5\%$. Для контроля стабильности порогов была создана база данных, в которую входят значения высокого и низкого порогов для каждого канала и каждого сеанса набора данных. В левой части рисунка 2.6 представлены для всех каналов одного кластера значения порогов Q_{tr} , полученных по данным одного сеанса набора данных. В правой части рисунка показана зависимость порога от времени для одного измерительного канала. Для восстановления энергии каскадных ливней высокой энергии требуется измерять заряды сигналов в диапазоне нелинейного отклика каналов $10^2 - 10^5$ ф.э. Для градуировки каналов в нелинейной области применяются два различных метода. Первый метод,

основанный на использовании двух светодиодов для последовательного удвоения светового потока и регистрации соответствующего отклика ОМ, применяется в лабораторных условиях и описан в данном параграфе выше.

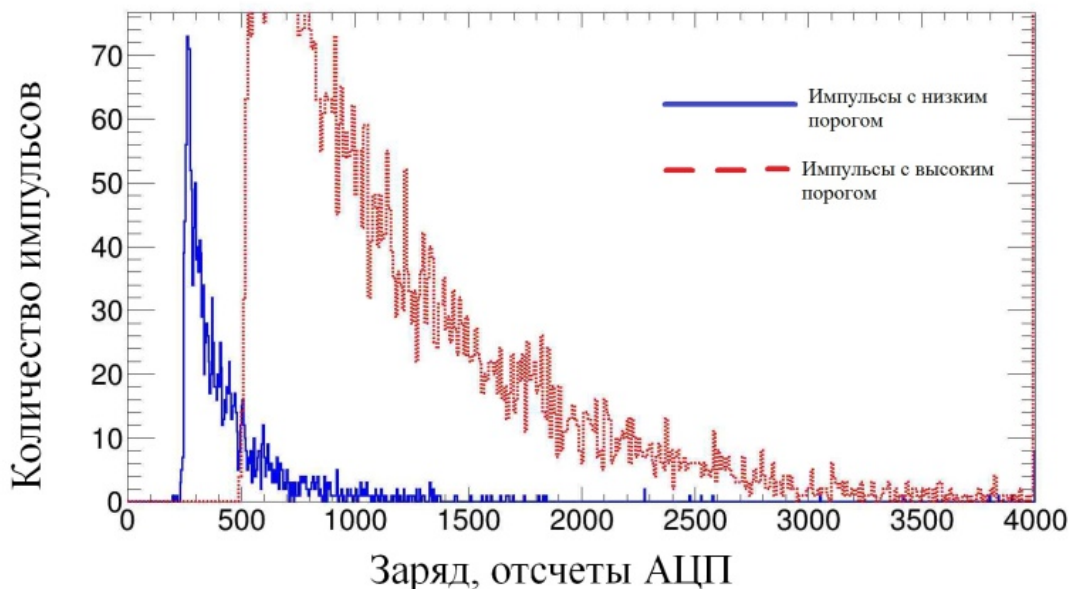


Рисунок 2.5. Распределение импульсов, участвовавших в формировании триггера кластера, по заряду для “высокого” (1) и “низкого” (2) порогов регистрации.

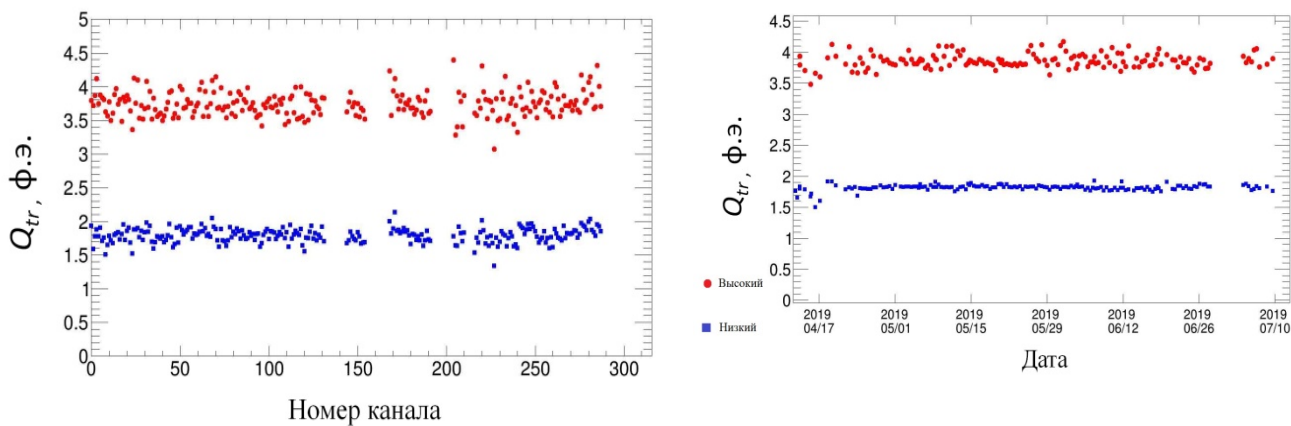


Рисунок 2.6. Значения “высокого” (1) и “низкого” (2) триггерных порогов каналов одного кластера (слева) и пример зависимости порогов для одного канала от времени (справа).

Второй метод основан на сопоставлении сигналов калибруемого канала с сигналами на каналах, удаленных от источника света, для которых выполняется условие линейности [23]. Для этого в условиях подводного эксперимента проводится специальный калибровочный сеанс. Во время сеанса на каждом ОМ светодиода запускаются с различными интенсивностями излучения, засвечивая вышестоящие модули. Таким образом, формируется набор зарядов – откликов каналов в области нелинейности на близком к светодиоду модуле и соответствующий ему набор в области линейности на удаленных модулях. Информация о том, во сколько раз повысился заряд в области линейности, позволяет рассчитать коэффициент увеличения заряда в нелинейной области и сопоставить с регистрируемым сигналом. На рисунке 2.7 представлены примеры градуировок выборочных каналов установки, полученных обоими методами.

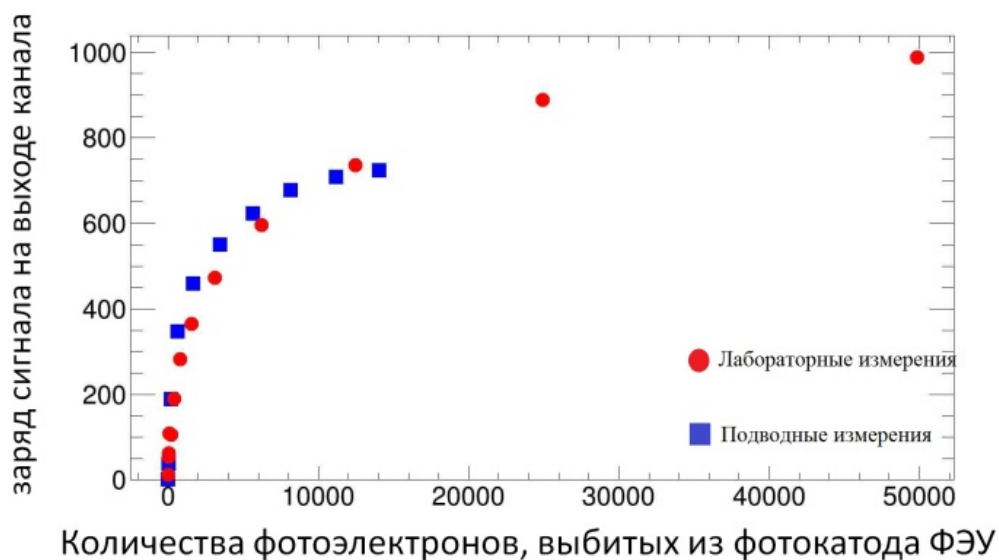


Рисунок 2.7. Примеры зарядовых градуировочных кривых каналов, измеренных в лаборатории и под водой.

2.3 Временная калибровка измерительных каналов

Временная калибровка каналов заключается в измерении их относительных временных сдвигов. Величина сдвигов каналов обусловлена в основном двумя факторами: задержками сигналов в кабелях и задержкой импульсов в ФЭУ. Кабельные задержки измеряются в лаборатории и не меняются во времени. Задержки импульсов в ФЭУ зависят от высоковольтного напряжения на его делителе, обеспечивающего оптимальную величину коэффициента усиления 10^7 , и требуют постоянного контроля в процессе работы установки. На рисунке 2.8 приведена зависимость задержек каналов от напряжения на ФЭУ. Для одинаковых значений высоковольтного напряжения разброс временных задержек, как правило, не превышает 5 нс.

Применяются два метода временной калибровки каналов [23]. Первый метод основан на прямом измерении задержек ФЭУ. Для этого контроллер ОМ формирует специальный тестовый импульс, синхронизированный с запуском светодиода. Этот импульс подается на выход усилителя сигналов

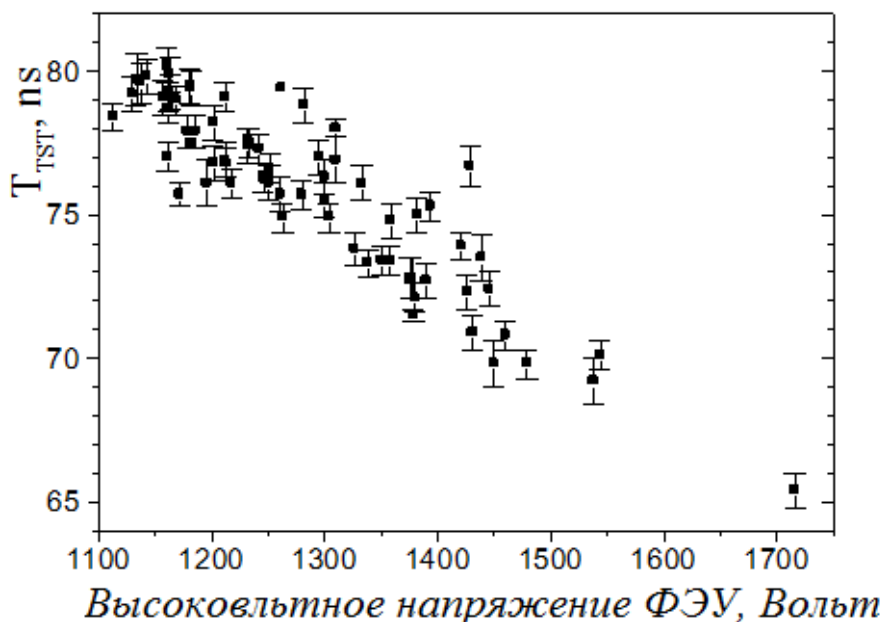


Рисунок 2.8. Временные задержки каналов в зависимости от напряжения на делителе ФЭУ

ФЭУ Разница времен dT_{TST} между сигналом с ФЭУ, сгенерированным светодиодом, и тестовым импульсом позволяет определить задержку ФЭУ. Для того чтобы избежать наложения импульсов, сигнал запуска светодиода задержан на ~ 500 нс относительно тестового импульса. Для второго метода временной калибровки используются вспышки светодиодов ОМ, регистрируемые двумя ФЭУ каналов секции. При известном расстоянии между соседними ОМ на гирлянде 15 м и скорости света в воде 0.218 м/нс ожидаемая задержка между сигналами соседних каналов гирлянды составит $dt_0 = 68.7$ нс. Относительный временной сдвиг пары каналов определяется как разность между ожидаемой dt_0 и измеренной dt временными задержками сигналов: $dT_{LED} = dt - dt_0$.

В байкальском эксперименте обработка и анализ данных осуществляются в единой программной среде BARS (Baikal Analysis and Reconstruction Software). В BARS реализованы современные математические и программные средства для обработки больших массивов экспериментальных данных для крупномасштабных физических установок [24]. Разработка приложений к системе BARS ведется с учетом максимально возможной автоматизации и ускорения процессов анализа и обработки данных нейтринного телескопа Baikal-GVD. На основе описанных выше методов были разработаны и включены в среду BARS автоматизированные процедуры для калибровки ОМ в режиме их функционирования под водой. Процедуры включают в себя подавление шумовых импульсов, выделение тестовых сигналов и сигналов от светодиодов из временной дорожки а.ц.п., формирование и анализ распределений по разности между этими сигналами. На последнем этапе полученные распределения аппроксимируются распределениями Гаусса, положения максимумов которых определяют величины временных калибровочных коэффициентов каналов.

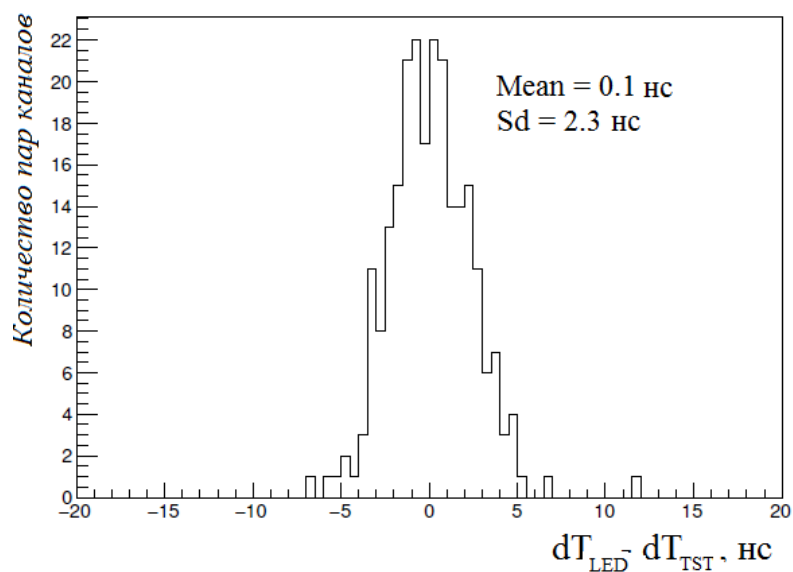


Рисунок 2.9. Распределение по разности $dT_{LED} - dT_{TST}$ между временными сдвигами каналов, полученными двумя альтернативными методами: при помощи светодиодной калибровки и с использованием тестового импульса.

С 2019 г. описанный алгоритм применяется для проведения временной калибровки в автоматическом режиме, что позволяет значительно уменьшить длительность процесса калибровки. Для оценки точности временной калибровки были сопоставлены результаты, полученные двумя альтернативными методами. На рисунке 2.9 показано распределение пар каналов, принадлежащих одной гирлянде, по разности $dT_{LED} - dT_{TST}$. Различие между временными сдвигами, измеренными альтернативными методами, составляет ~ 2 нс. Это значение дает верхнюю оценку точности временной калибровки каналов.

Представленные методы временной калибровки реализуются при помощи светодиодных источников, размещенных внутри ОМ. Светодиоды ОМ ориентированы в вертикальном направлении. Из-за относительно малого раствора угла ($\sim 15^\circ$) их излучения свет от них не регистрируется фотодетекторами соседних гирлянд. Поэтому для определения временных сдвигов между каналами секций, расположенных на разных гирляндах,

использовались матрицы светодиодов, размещенные в отдельных глубоководных корпусах. Для определения координат светодиодной матрицы и ОМ используются данные, полученные при помощи акустической системы позиционирования. Относительные временные сдвиги секций определяются как разность между ожидаемыми dT_0 и измеренными dT временными задержками между сигналами, зарегистрированными на каналах, расположенных в разных секциях.

Рисунок 2.10 иллюстрирует методику определения временных сдвигов на примере верхних секций 2-й и 8-й гирлянд. Для калибровки использовался один канал 8-й гирлянды (№ 282) и 6 каналов 2-й гирлянды, регистрирующих прямой свет от матрицы светодиодов. На рисунке 2.10 (слева) представлены измеренные временные задержки между каналами $T_i - T_{282}$ и рассчитанные на основании известного положения источника света и ОМ $(T_i - T_{282})_0$. На графике, расположенном в правой части рисунка, представлена разность между ожидаемыми и измеренными задержками каналов. Минимальное отклонение расчетных задержек от измеренных получается при временном

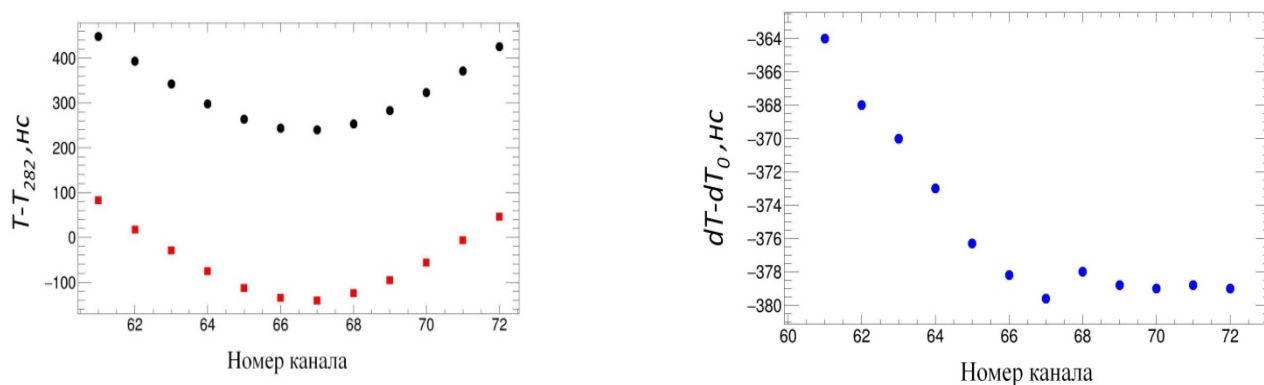


Рисунок 2.10 Измеренные $T_i - T_{282}$ и рассчитанные $(T_i - T_{282})_0$ временные задержки между каналами, расположенными на разных гирляндах (слева) и величина временной сдвижки между секциями, измеренная по разным парам каналов (справа).

сдвиге между гирляндами 379 нс (среднеквадратичное отклонение 1 нс). Для определения задержки использовались только сигналы с расположенных выше матрицы ОМ верхней половины секции (каналы 67–72). Учитывая, что ОМ смотрят вниз, использование каналов, расположенных ниже матрицы, ведет к значительному снижению доли прямого света, увеличению дисперсии распределения времен регистрации и дополнительной задержке фотонов за счет рассеяния света в воде. Это в свою очередь приводит к систематическому смещению оценки среднего времени регистрации, нелинейно зависящему от расстояния до источника (см. рисунок 2.10, справа).

Величина временного сдвига 379 нс согласуется с разницей в длинах кабелей, которые используются для подсоединения гирлянд к центру кластера. Следует также отметить, что при определении временных сдвигов между гирляндами использовались результаты временной калибровки каналов в гирляндах. Таким образом, полученная оценка точности определения временных сдвигов включает в себя ошибки временной калибровки межканальных сдвигов гирлянд. Важным фактором, влияющим на точность измерения времени регистрации каналов, является зависимость этого параметра от амплитуды сигнала. Эта зависимость обусловлена тем, что в “области насыщения” канала (~100 ф.э. и выше) меняются характеристики фронта сигнала, в то время как временная отметка вычисляется на половине высоты импульса. На поведение амплитудно-временных зависимостей оказывают также влияние характеристики кабеля, по которому передаются сигналы от ОМ на входы а.ц.п. Это, в частности, определяет необходимость измерения данной характеристики не только в лаборатории, но и в составе реальной установки. Для определения зависимости временных сдвигов каналов от амплитуды сигнала были

измерены заряд и время регистрации сигнала от светодиода, который находится внутри ОМ, при различных интенсивностях засветки. На рисунке 2.11

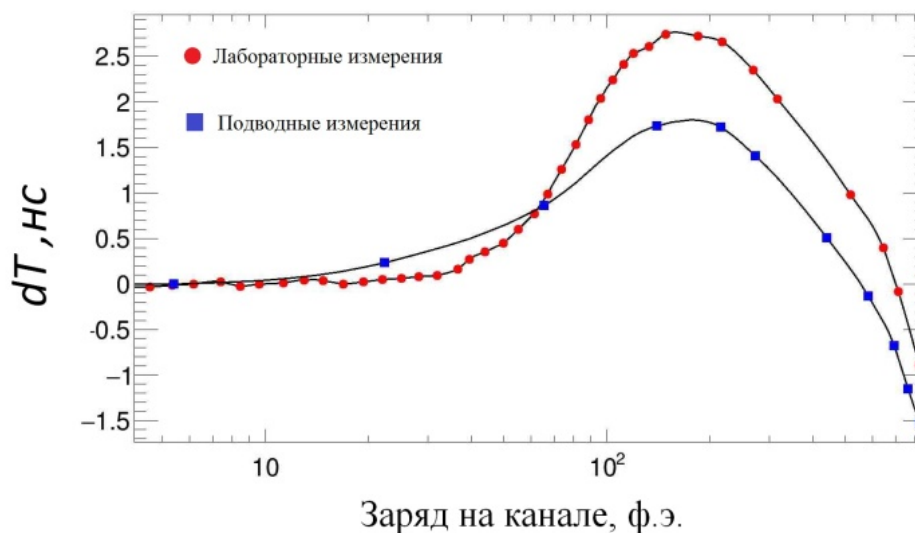


Рисунок 2.11. Примеры амплитудных зависимостей временных сдвигов для двух каналов, измеренных в лаборатории и под водой.

представлены амплитудные зависимости временных сдвигов для двух каналов, измеренные в лаборатории и в натуральных условиях. Зависимости, измеренные под водой и в лаборатории, совпадают по форме, но могут отличаться по величине эффекта для разных каналов. Величина амплитудного эффекта вычислялась как разность между максимальным и минимальным временными сдвигами каналов и составила ~ 4 нс. После введения соответствующих поправок на основании данных измерения амплитудной зависимости временных сдвигов величина амплитудного эффекта была снижена до ~ 2 нс. Следует отметить, что в области линейности каналов (менее 100 ф.э.), которая соответствует подавляющему числу регистрируемых сигналов, амплитудный эффект не превышает 1 нс и не оказывает существенного влияния на точность восстановления траекторий частиц.

Комплексная проверка калибровочной системы

Для комплексной проверки установки во всех режимах ее функционирования использовались два лазерных калибровочных источника света. Они позволили проверить корректность калибровочных процедур,

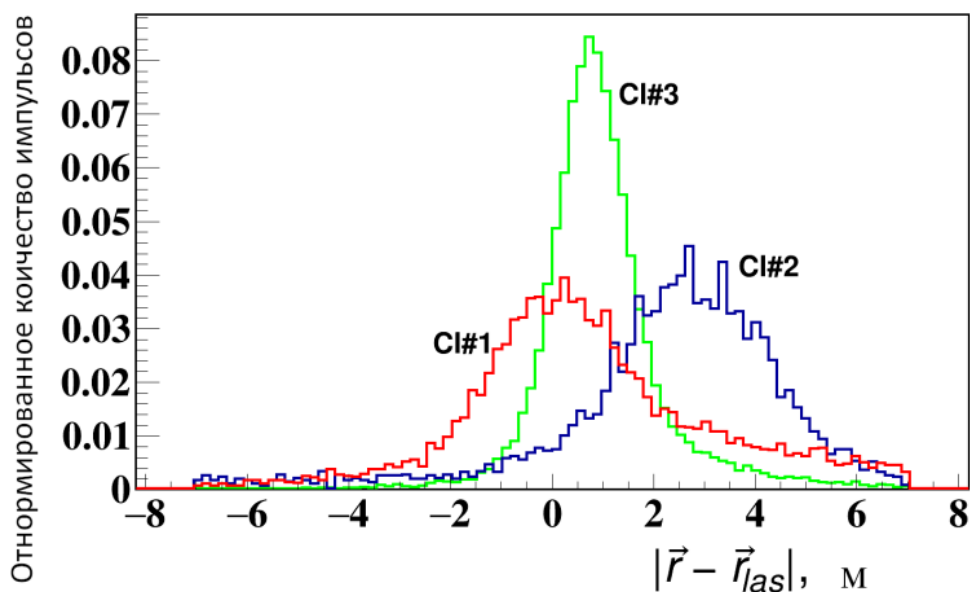


Рисунок 2.12. Распределение расстояний между положениями лазерного источника, восстановленными по данным гидроакустической системы позиционирования и по временам регистрации света от источника, по данным с трех разных кластеров.

работу гидроакустической системы позиционирования, методику реконструкции событий, регистрируемых нейтринным телескопом. Лазерные источники света были установлены на отдельных буйковых станциях на глубине расположения центральных модулей нижних секций гирлянд и снабжены изотропными рассеивателями света. Лазерная вспышка надежно регистрировалась всеми каналами нижних и средних секций гирлянд соответствующих кластеров. Это позволило использовать лазер как альтернативный калибровочный источник и проводить калибровку как

внутри секций, так и между гирляндами. Разность временных сдвигов, полученных при помощи лазерного источника и при помощи светодиодов, составила в среднем 2 нс. Лазерный источник является квазиточечным, импульсным источником света, близким по своим характеристикам к ливням высоких энергий, регистрируемым нейтринным телескопом. Процедура восстановления координат ливней высоких энергий, используемая при анализе данных Baikal-GVD, основана на анализе временной информации ОМ, регистрирующих черенковское излучение ливней. Применяя аналогичную процедуру для восстановления положения лазерного источника и проводя сравнение с данными акустической системы позиционирования, можно оценить эффективность временной калибровки измерительных систем кластеров телескопа. Восстановление координат лазера проводилось независимо на каждом кластере. На рисунке 2.12 представлены распределения относительного смещения координат лазерного источника, полученные по данным нейтринного телескопа и акустической системы позиционирования. Ошибка в определении координат (по медианному значению) не превышает 3 м. Такая точность достаточна для задачи восстановления координат ливней высоких энергий, что позволяет использовать полученные результаты калибровок для анализа данных телескопа.

Глава 3. Восстановление параметров каскадов высоких энергий

3.1. Моделирование отклика ОМ на излучение каскада

Излучение Вавилова-Черенкова каскадов высоких энергий

Заряженная частица, движущаяся в преломляющей свет среде со скоростью, превышающей скорость света в среде, является источником черенковского излучения [25, 26]. Спектральное распределение черенковских фотонов, излучаемых с единицы длины траектории частицы с единичным зарядом, определяется следующим выражением:

$$\frac{dn_c}{d\lambda} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda^2}, \quad (3.1.1)$$

где λ – длина волны фотона в сантиметрах, $\alpha \approx \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры, $n(\lambda)$ – фазовый показатель преломления света в среде, $\beta = v/c$ – скорость частицы относительно скорости света в вакууме. Важным свойством процесса черенковского излучения, которое во многом определяет эффективность глубоководного метода регистрации частиц, является испускание черенковских фотонов в каждый момент времени из точки на траектории, в которой находится частица, строго под фиксированным углом θ_c относительно направления движения частицы. Значение черенковского угла θ_c определяется из выражения $\cos \theta_c = 1/(\beta n)$ и составляет примерно 42° для воды. Абсолютное значение скорости черенковских фотонов $v_c(\lambda)$ определяется групповой скоростью распространения света в среде:

$$v_c = \frac{c}{n_g(\lambda)}, \quad n_g(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3.1.2)$$

Рабочим диапазоном длин волн фотонов, детектируемых в глубоководных экспериментах, является интервал от 350 нм до 600 нм. Нижняя граница этого интервала обусловлена поглощением света стеклом фотодетекторов, а верхняя – увеличением показателя поглощения света в воде, а также уменьшением интенсивности черенковского излучения и понижением квантовой чувствительности электронных фотоумножителей с ростом длины волны фотонов. Групповая скорость распространения света в воде растет с ростом длины волны фотонов, что приводит к размытию светового сигнала черенковского излучения во времени [27].

Черенковское излучение электромагнитных и адронных ливней формируется фотонами, испущенными заряженными частицами ливня (в основном, электронами и позитронами) и определяется их пространственным, угловым и временным распределением. Поперечный

размер электромагнитного ливня характеризуется *Мольеровским радиусом* (для воды порядка 9 см) и практически не влияет на отклик фотодетекторов нейтринных телескопов.

Угловое распределение электронной компоненты ливня слабо меняется вдоль оси ливня в окрестности максимума каскадной кривой, из которой излучается подавляющая доля черенковских фотонов, и для ливней с энергией выше 100 ГэВ может быть описано с удовлетворительной точностью единой функцией $\Psi_e(\theta)$, не зависящей от пространственных координат. Распределение электронной компоненты ливня может быть представлено в следующем виде [28]:

$$N_e(x, \rho, \theta, t) \cong N_e(x)\Psi_e(\theta)\delta(t - x/c), \quad (3.1.3)$$

где c - скорость света в вакууме. Число черенковских фотонов $N_c(x, \theta, t)dxd\vec{\Omega}dt$, испущенных с интервала длины dx в окрестности x в элементе телесного угла $d\vec{\Omega}$, пропорционально суммарной длине траекторий заряженных частиц dl_e на интервале dx . Так как подавляющая доля частиц ливня движется вдоль его оси, то $dl_e \approx N_e(x)dx$. При $E_{sh} > 100$ ГэВ угловое распределение черенковских фотонов практически не зависит от энергии ливня. Характерное угловое распределение черенковских фотонов, просуммированное по траекториям всех заряженных частиц ливня $\Psi_c(\theta)$, представлено на рисунке 3.1 [29].

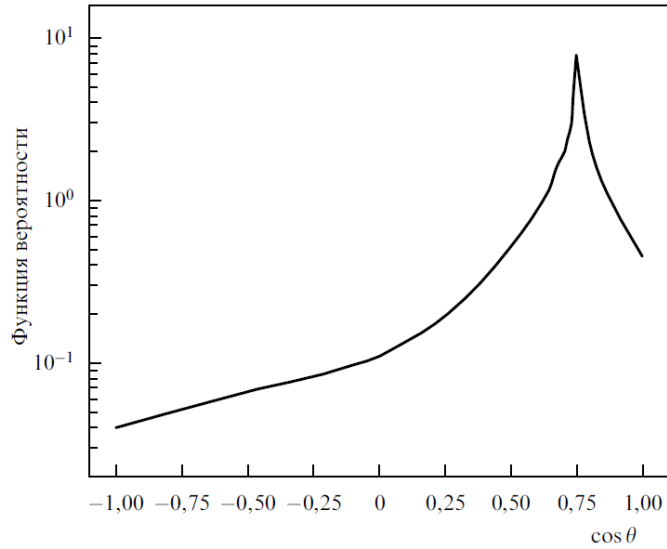


Рисунок 3.1 Суммарное по всем траекториям e^\pm угловое распределение черенковского излучения от электромагнитных ливней ($E_{sh} > 100$ ГэВ).

Угловые распределения черенковских фотонов, испущенных с разных участков оси ливня в окрестности максимума каскадной кривой, незначительно отличаются от суммарного распределения $\Psi_c(\theta)$ [28], что позволяет разделить угловые и пространственные переменные и представить N_c в следующем виде:

$$N_c(x, \theta, t) \cong N_e(x)n_c\Psi_c(\theta)\delta(t - x/c), \quad (3.1.4)$$

где n_c - линейная плотность черенковского излучения релятивистских частиц (для воды $n_c \approx 230 - 240$ фотонов/см в интервале длин волн 350 - 600 нм).

При моделировании отклика нейтринных телескопов на черенковское излучение ливней можно использовать аналитическую аппроксимацию продольного распределения заряженных частиц в электромагнитных и адронных ливнях. Для электромагнитных ливней одна из аппроксимаций имеет следующий вид [30]:

$$N_e(X) = \left(\frac{E_{sh}}{E_c}\right)^S S^{-1.5X} \exp(-2.49S + 0.5(S - 1)X + 0.025), \quad (3.1.5)$$

$$S = \frac{3X}{X + 2 \ln(E_{sh}/E_c) - 2.4}, \quad E_c = 72 \text{ MeV},$$

где $X=x/x_0$, $x_0=36.1$ см – радиационная длина для воды.

Полное число черенковских фотонов от электромагнитного или адронного ливня пропорционально суммарной длине траекторий заряженных частиц и, соответственно, энергии ливня:

$$N_c^{tot} = n_c L_c = B E_{sh} (\text{ГэВ}). \quad (3.1.6)$$

В случае электромагнитного ливня коэффициент пропорциональности равен: $B = (1,04 \div 1,16) \times 10^5$ фотонов/ГэВ [31].

Оптические характеристики глубинных вод оз. Байкал

Распространение черенковского излучения ливней от источника до фотоприемника обусловлено процессами поглощения и рассеяния света в воде. Основными оптическими параметрами, определяющими распространение света с длиной волны λ в прозрачных средах, являются показатель поглощения $\kappa(\lambda)$, показатель рассеяния $\sigma(\lambda)$, индикатриса рассеяния $\chi(\mu, \lambda)$ ($\mu = \cos(\vartheta)$, ϑ - угол рассеяния фотона) и скорость распространения света в среде $v(\lambda)$.

Из анализа данных многолетних измерений оптических параметров глубинных вод оз. Байкал следует, что длина поглощения $L_a = 1/\kappa(\lambda)$ является достаточно стабильным параметром с характерным значением $20 \div 24$ м в окне прозрачности воды ($\lambda = 480 \div 500$ нм). Сезонные изменения длины поглощения, как правило, не превышают 20%.

В отличие от длины поглощения, длина рассеяния $L_s = 1/\sigma(\lambda)$ байкальской воды меняется в существенно более широких пределах. При характерных значениях $L_s = 30 \div 50$ м в окне прозрачности воды, в отдельные периоды измерений, наблюдались значения длины рассеяния от $15 \div 20$ м до 70 м.

Индикатриса рассеяния выражается через дифференциальное сечение рассеяния:

$$\chi(\mu, \lambda) = d\sigma / \sigma d\mu \quad (3.1.7)$$

с условием нормировки

$$\int_{-1}^1 \chi(\mu, \lambda) d\mu = 1.$$

Индикатриса байкальской воды является сильно анизотропной функцией, со средним косинусом угла рассеяния порядка 0.9 – 0.94.

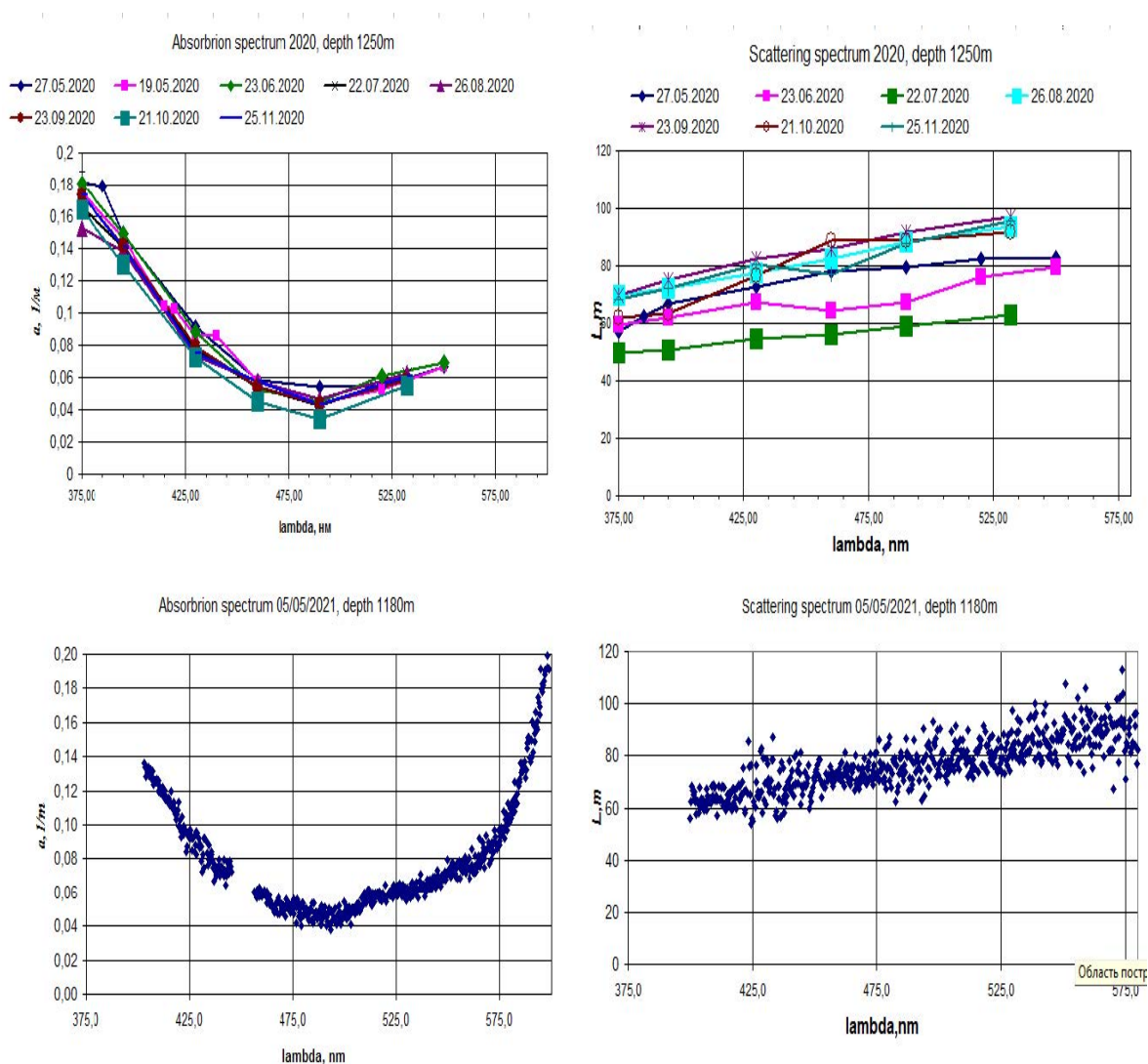


Рисунок 3.2 Спектральная зависимость длины поглощения света в воде (слева) и длины рассеяния (справа), измеренные в течение 2020 года прибором ВАКАЛ-5D на глубине 1180 м и 1250 м.

Долговременный мониторинг оптических свойств байкальской воды в районе расположения нейтринного телескопа проводится с помощью специализированного измерительного комплекса Baikal-5D [32]. На рисунке 3.2 приводятся спектральные распределения длины поглощения и рассеяния света на разных глубинах в районе развертывания нейтринного телескопа Baikal-GVD измеренные в течение 2020 года.

Угловые и спектральные характеристики ОМ.

Угловая и спектральная чувствительности оптического модуля во многом определяют эффективность регистрации черенковскому излучения ливня оптическим модулем детектора. Для измерения угловых характеристик оптических модулей был создан специальный стенд, в состав которого входили поворотный механизм для вращения ОМ, источник света и управляющая электроника. Результаты измерения зависимости отклика ОМ от угла падения света относительно оси ФЭУ представлены на рисунке 3.3 (слева).

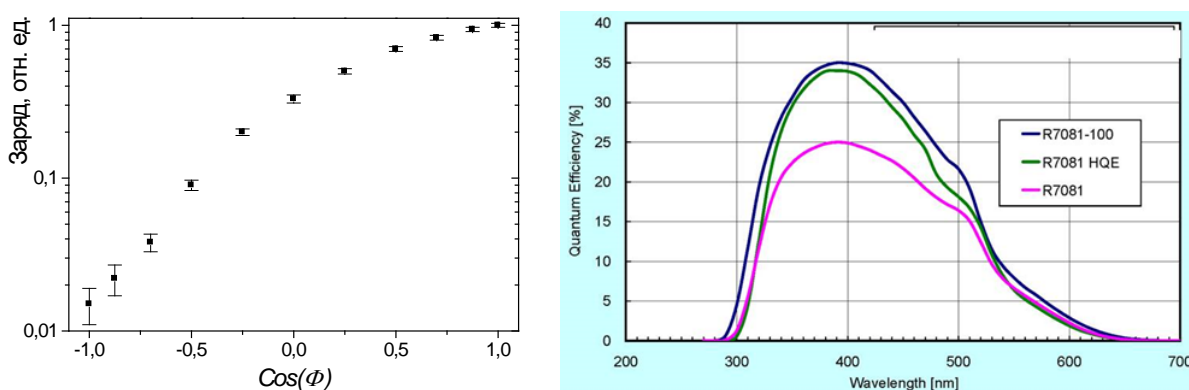


Рисунок 3.3. Угловая зависимость отклика ОМ (слева) и зависимость квантовой эффективности фотокатода от длины волны (справа).

В оптическом модуле в качестве детектора света используется ФЭУ R7081-100 с повышенной квантовой чувствительностью фотокатода (~ 35 %).

На рисунке 3.3 (справа) приводится зависимость квантовой эффективности ФЭУ от длины волны фотонов. При моделировании отклика ОМ на черенковское излучение ливней учитывались угловая и спектральная чувствительности ФЭУ и дополнительное ослабление светового потока в стекле сферического корпуса ОМ.

Моделирование отклика ОМ на излучение каскада

Световое поле в прозрачных средах можно количественно описать фазовой плотностью потока $F(r, \Omega, \lambda, t)$, которая, по определению, есть число фотонов в единичном интервале длин волн в окрестности λ , движущихся в единичном телесном угле в направлении Ω , пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную Ω , в окрестности пространственной точки с координатой r и удовлетворяющую следующему кинетическому уравнению [28]:

$$\frac{dF}{v_\gamma dt} = \nabla F - (\Sigma_a + \Sigma_s)F + \int_{\vec{\Omega}'} \Sigma_s \chi(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) F d\vec{\Omega}' + I_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, \lambda, t) \quad (3.1.8)$$

где $v_\gamma(\lambda)$ – скорость света в среде, $\Sigma_a(\lambda)$ и $\Sigma_s(\lambda)$ – полные макроскопические сечения поглощения и рассеяния света в среде, $\chi(\vec{\Omega}' - \vec{\Omega})$ – вероятность фотону, движущемуся в направлении $\vec{\Omega}'$, рассеяться в направлении $\vec{\Omega}$, I_0 – функция источника. При расчете фазовой плотности потока F удобно пользоваться цилиндрической системой координат. В дальнейшем, будет использована система координат с центром в вершине ливня, в которой ось \vec{z} направлена в противоположную сторону, по отношению к направлению оси ливня. Благодаря высокой прозрачности среды черенковское излучение ливней высоких энергий регистрируется с расстояний, существенно превышающих продольную длину ливня. Поэтому, во многих случаях при моделировании светового потока от ливней, можно пользоваться моделью

точечного ливня, для которого функция источника единичной мощности I_0 в уравнении (3.1.8) принимает вид:

$$I_{0sh} = \frac{\Psi_0(\vec{\Omega} \cdot \vec{z})}{4\pi} f_{ch}(\lambda) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) \quad (3.1.9)$$

где $f_{ch}(\lambda)$ и $\Psi_0(\vec{\Omega} \cdot \vec{z})$ определяют, соответственно, спектральное и угловое распределение фотонов источника. Решение уравнения (3.1.8) с функцией источника (3.1.9) можно получить с помощью численного метода Монте Карло.

Методика, лежащая в основе программы МК-моделирования распространения света в прозрачной среде, позволяет получить пространственное, угловое и временное распределение фотонов от ливней (в приближении точечного источника [28]). Затем, учитывая параметры ФЭУ в оптическом модуле, можно получить пятимерный массив $\Phi_{sh}(l, m, n, k, i)$, элементами которого являются средние значения заряда сигнала ОМ в фотоэлектронах в точках с параметрами (l, m, n, k, i) , т.е. отклик ОМ на излучение от каскада. Размерности массива относятся к следующим переменным: l – косинус полярного угла между направлением ОМ и координатным вектором положения ОМ $\cos \theta = (\vec{\Omega} \cdot \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|})$; m – азимутальный угол проекции вектора направления ОМ на плоскость перпендикулярную координатному вектору \vec{r} ; n – время прихода фотона относительно первого нерассеянного фотона; k, i – \vec{z} и ρ координаты ОМ в цилиндрической системе координат. Информация об отклике ОМ на излучение от каскада необходима для вычисления вероятности срабатывания ОМ при восстановлении параметров каскадов. Ранее для подобных расчетов использовалась модель откликов для ФЭУ Квазар-370, которые устанавливались в НТ-200 [33]. Использование в расчетах новых модельных данных позволило повысить точность реконструкции параметров ливней высоких энергий [34, 35, 36, 37].

На рисунке 3.4–3.5 представлены области чувствительности ОМ к черенковскому излучению ливней разной энергии (100 ТэВ, 1 ПэВ, 10 ПэВ). Эти области соответствуют средним зарядам $Q > 1$ ф.э.. В случае ориентации ОМ на ливень (рисунок 3.4) ливни с энергией 100 ТэВ, 1 ПэВ и 10 ПэВ регистрируются до расстояний соответственно 90 м, 110 м и 130 м от оси ливня. В случае ОМ, отвернутых от ливня (рисунок 3.5) соответствующие расстояния составляют 50 м, 70 м и 90 м.

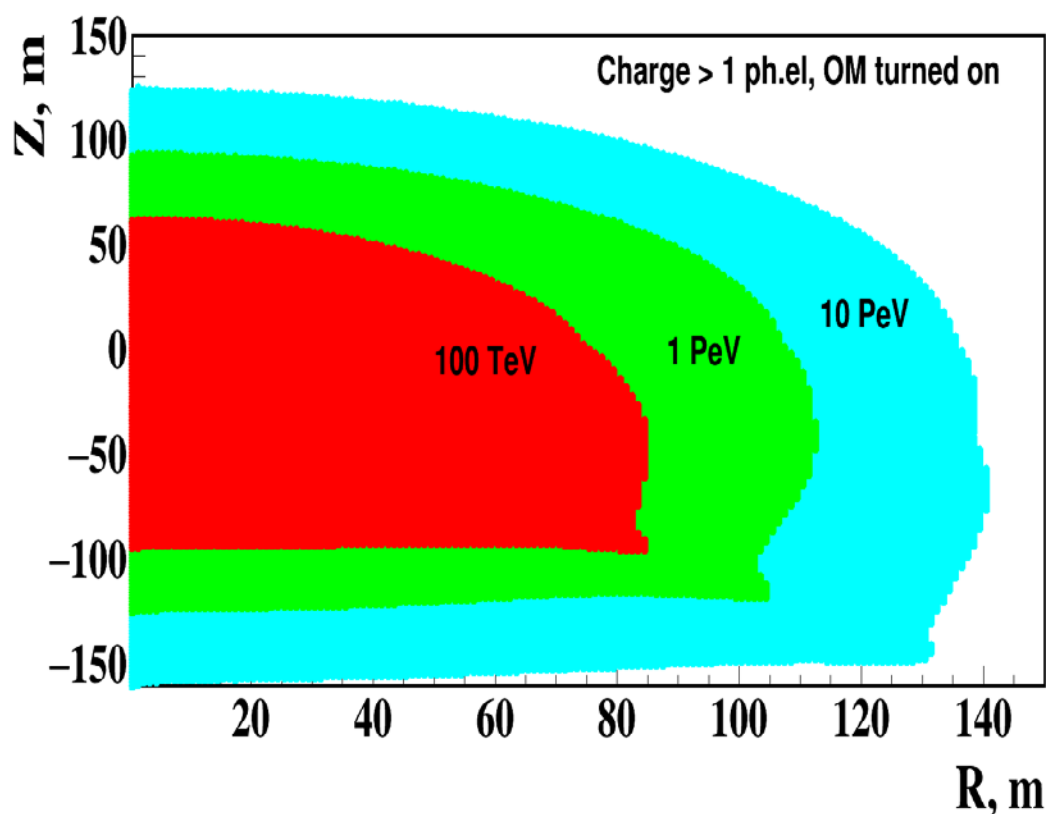


Рисунок 3.4 Области чувствительности ОМ ориентированных на каскад к ливням разных энергий.

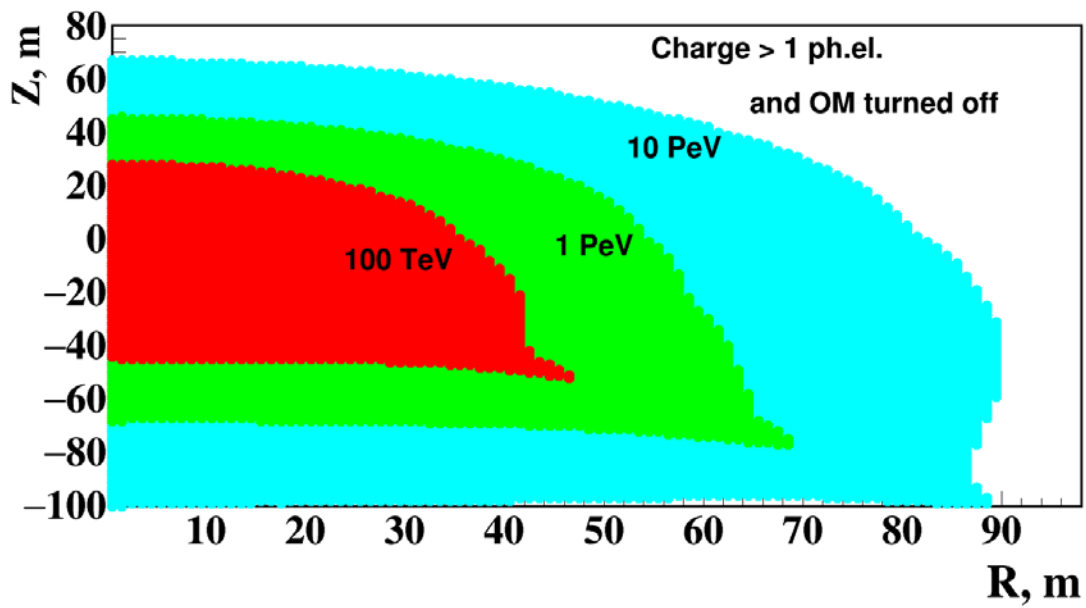


Рисунок 3.5 Области чувствительности ОМ отвернутых от каскада к ливням разных энергий.

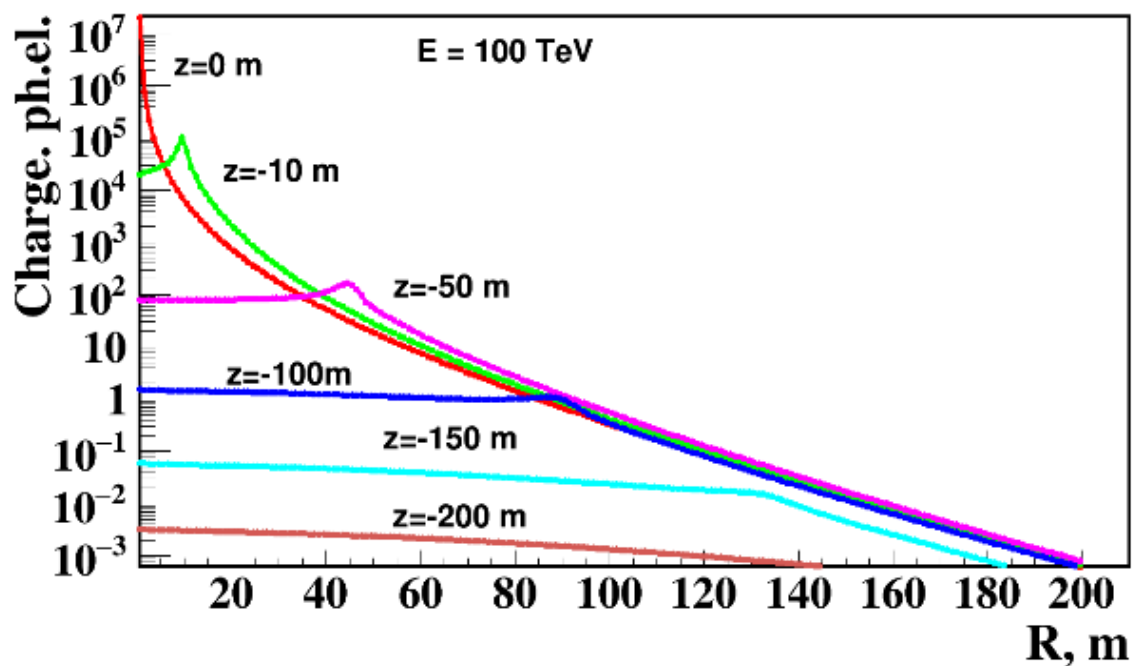


Рисунок 3.6 Распределение суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ, на ОМ с $z < 0$ м и ориентированных на ливень, в зависимости от расстояния от оси ливня.

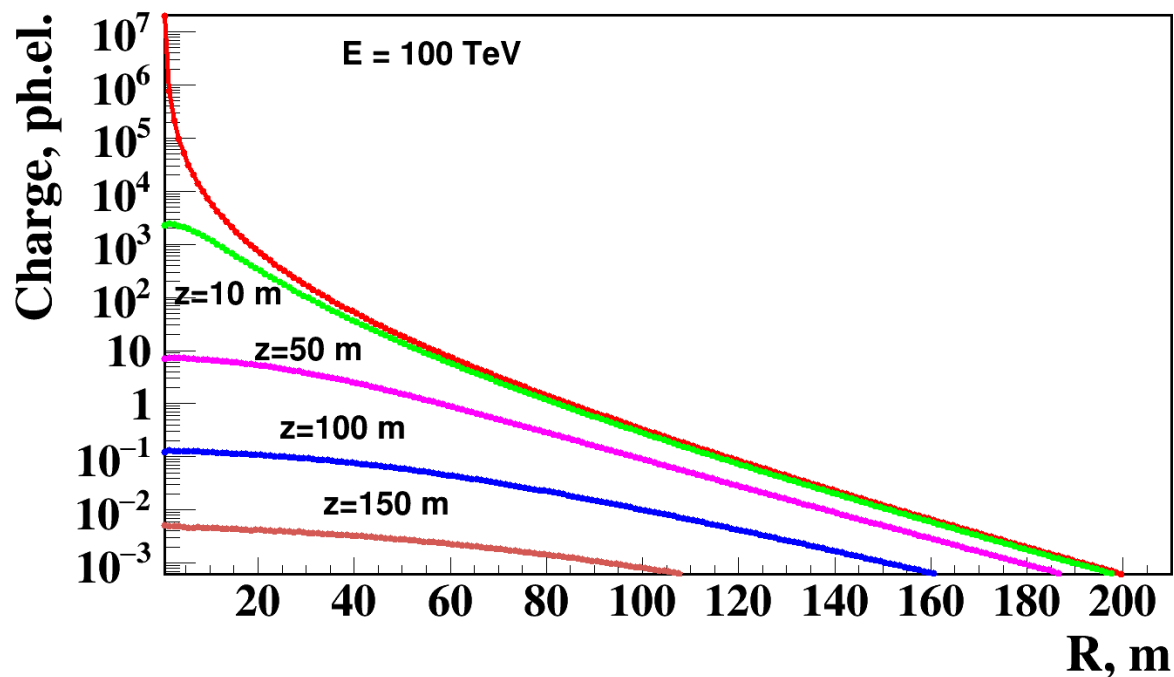


Рисунок 3.7 Распределение суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ, на ОМ с $z > 0$ м и ориентированных на ливень, в зависимости от расстояния от оси ливня.

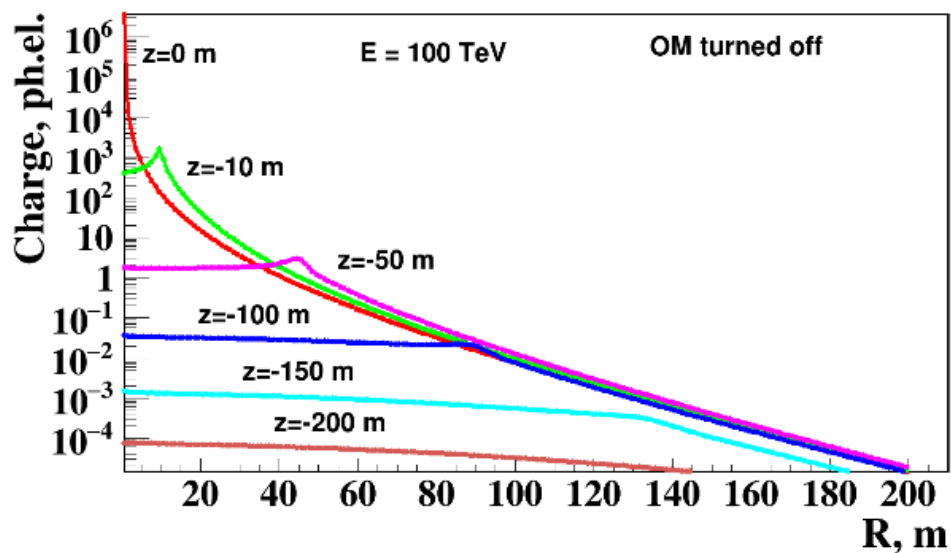


Рисунок 3.8 Распределение суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ, на ОМ с $z < 0$ м, отвернутых от ливня, в зависимости от расстояния от оси ливня.

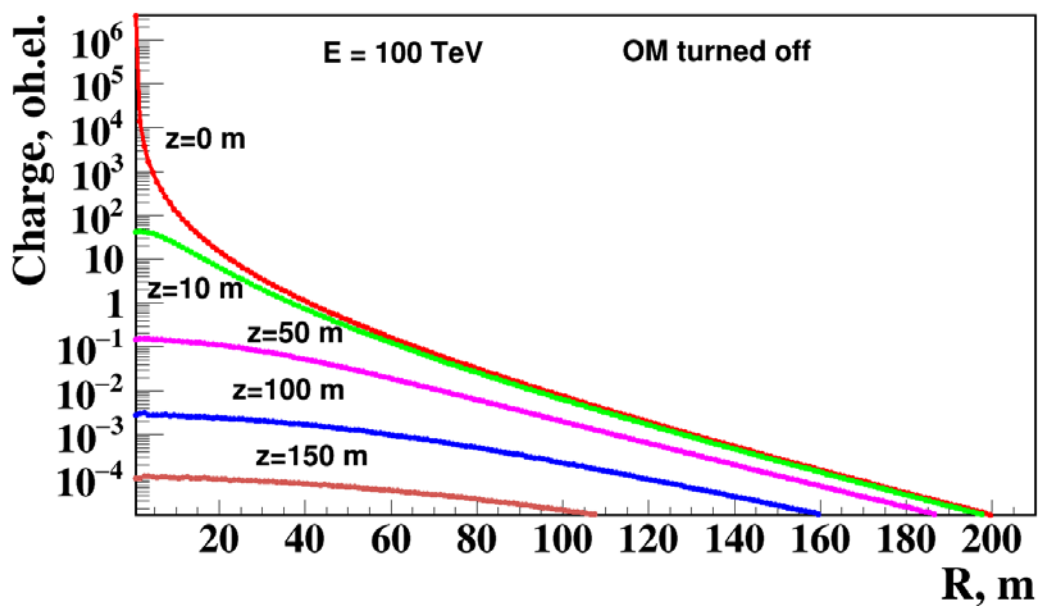


Рисунок 3.9 Распределение суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ, на ОМ с $z > 0$ м отвернутых от ливня, в зависимости от расстояния от оси ливня.

На рисунках 3.6-3.9 представлены распределения суммарного по времени среднего числа ф.э. в зависимости от координат для ОМ ориентированных на ливень с энергией 100 ТэВ (рисунки 3.6-3.7) и отвернутых от ливня (рисунки 3.8-3.9). В случае ОМ с $z < 0$ м максимумы в распределениях соответствуют направлениям максимального излучения черенковских фотонов ливня.

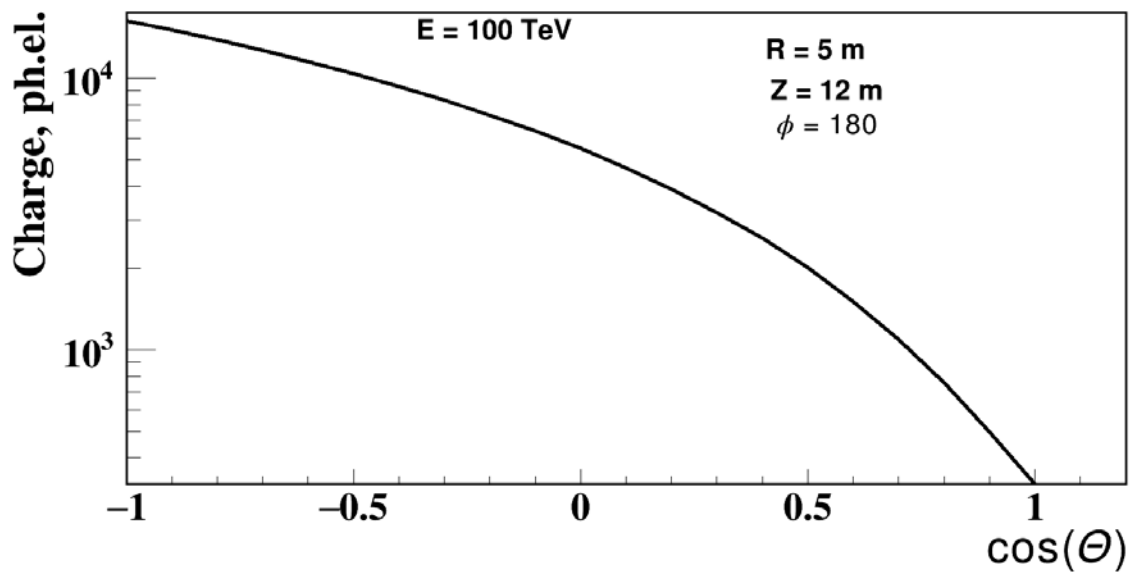


Рисунок 3.10 Зависимость среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ от косинуса угла между вектором ориентации и координатным вектором ОМ с координатами $z=12$ м и $\rho=5$ м.

Характерное распределение среднего числа ф.э. от косинуса угла между вектором ориентации и координатным вектором ОМ с координатами $z=12$ м и $\rho=5$ м представлено на рисунке 3.10. Среднее число ф.э. на отвернутых от ливня ОМ, примерно в 50 раз меньше, чем на ОМ, ориентированных на ливень.

Зависимость среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ от азимутального угла проекции вектора ориентации ОМ на плоскость перпендикулярную координатному вектору \vec{r} для ОМ с координатами $\rho=5$ м и $z = -10$ м, $z = -11$ м, и $z = -12$ м и косинусом полярного угла $\cos \theta = 0$ приводится на рисунке 3.11-3.13. Характер поведения данного распределения зависит от положения ОМ относительно направления наибольшей интенсивности излучения черенковских фотонов ливня. На рисунке 3.11-3.13 при изменении координаты z в области наибольшей интенсивности излучения, форма распределения меняется на противоположную.

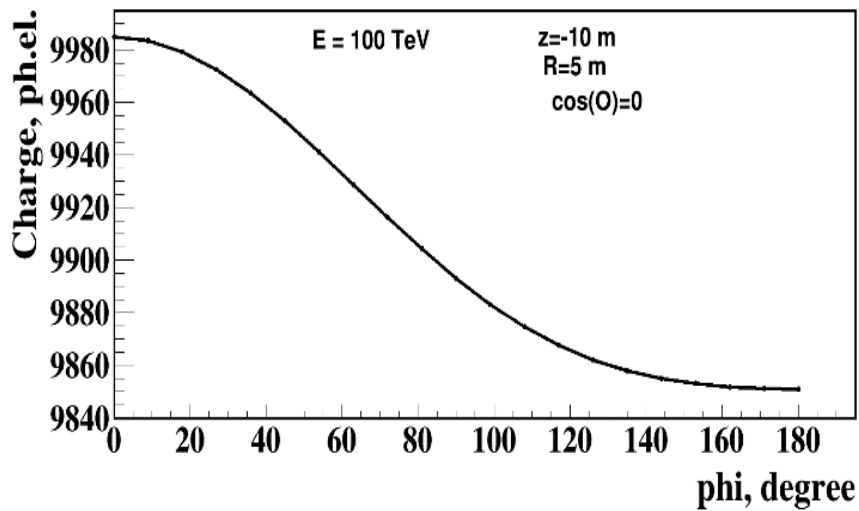


Рисунок 3.11 Зависимость среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ от азимутального угла проекции вектора ориентации ОМ на плоскость перпендикулярную координатному вектору \vec{r} для ОМ с координатами $z=-10$ м и $\rho=5$ м.

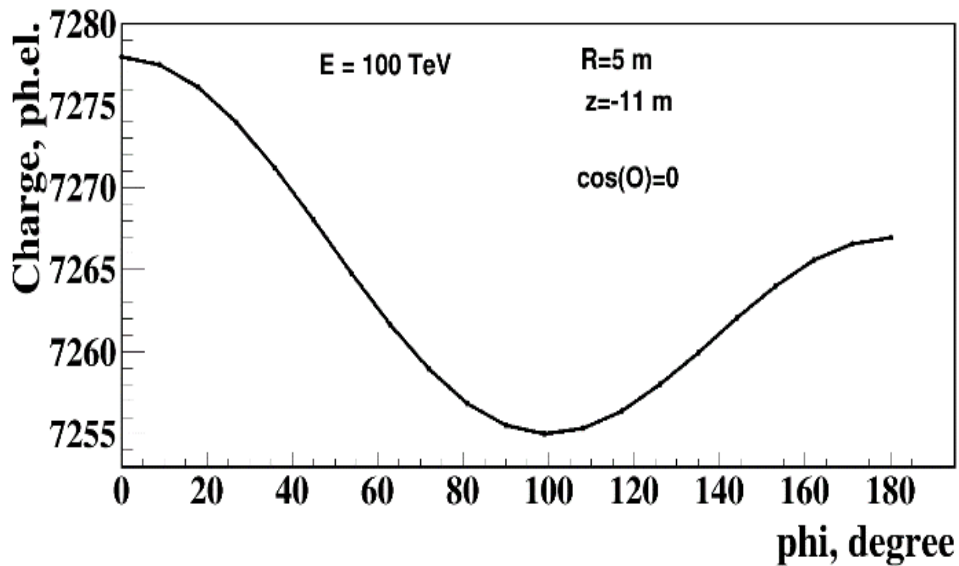


Рисунок 3.12 Зависимость среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ от азимутального угла проекции вектора ориентации ОМ на плоскость перпендикулярную координатному вектору \vec{r} для ОМ с координатами $z=-11$ м и $\rho=5$ м.

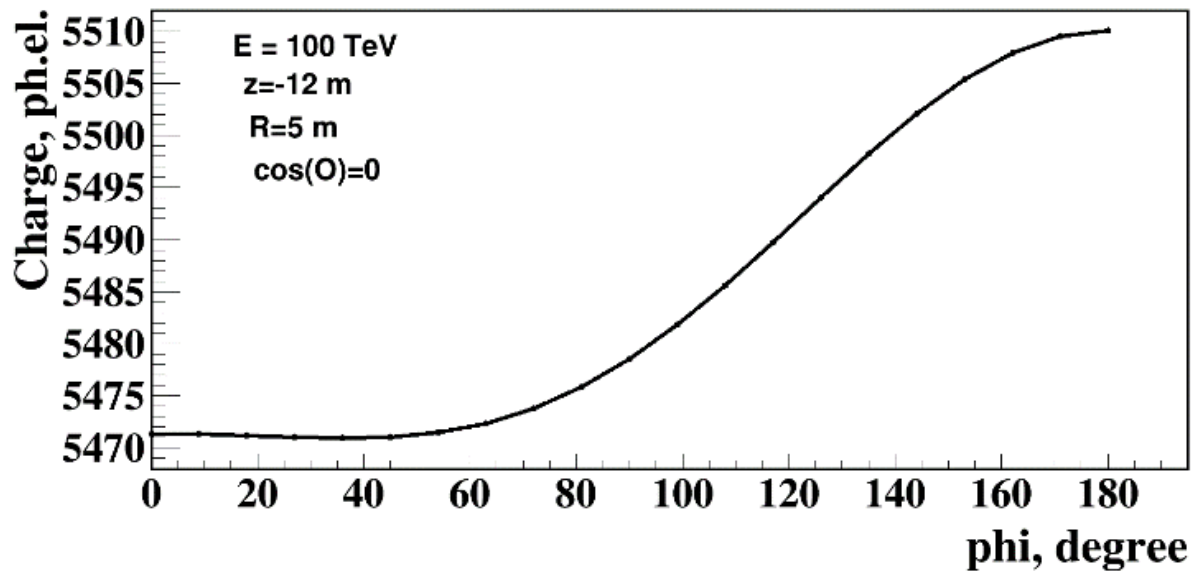


Рисунок 3.13 Зависимость среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ от азимутального угла проекции вектора ориентации ОМ на плоскость перпендикулярную координатному вектору \vec{r} для ОМ с координатами $z=-12$ м и $\rho=5$ м.

Временные распределения среднего числа ф.э. относительно времени прихода не рассеявшихся (прямых) фотонов в разных пространственных точках и при разной ориентации ОМ представлены на рисунках 3.14-3.16 (в последних разрядах этих распределения приводится суммарный заряд во временном интервале >120 нс.). На рисунках 3.14-3.15 пунктирными линиями отмечена средняя ширина оцифрованного импульса ФЭУ которая составляет примерно 20-25 нс.. Как видно на этих рисунках, ширина временного распределения, обусловленная рассеянием света в воде, меньше, чем ширина оцифрованного импульса и оказывает малое влияние на точность определения времени сигнала. На расстояниях от 200 м от ливня наблюдается задержка во времени прихода фотонов порядка 10 нс и более, связанная с эффектом рассеяния фотонов в воде (см. рисунок 3.16).

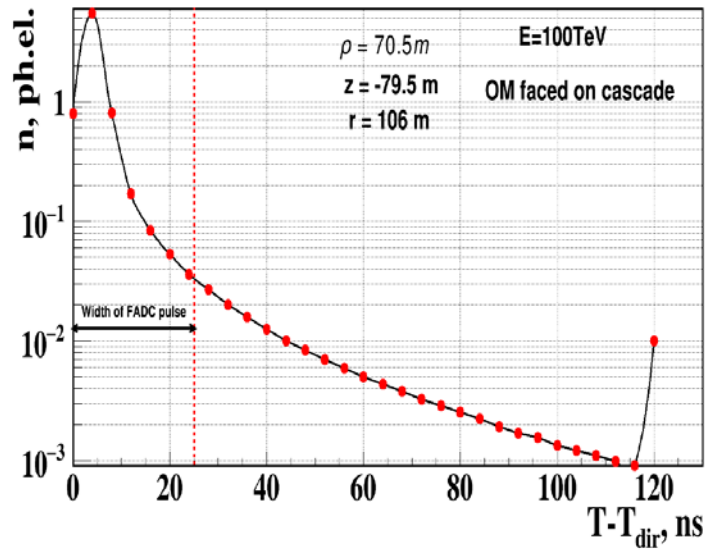


Рисунок 3.14 Временное распределение среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ на ОМ с координатами $z = -79.5$ м, $\rho = 70.5$ м, ориентированным на ливень.

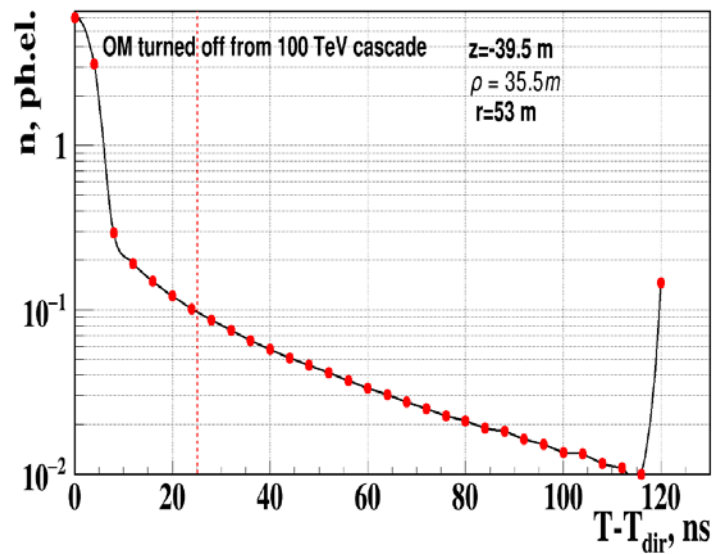


Рисунок 3.15 Временное распределение среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ на ОМ с координатами $z = -39.5$ м, $\rho = 35.5$ м, отвернутым от ливня.

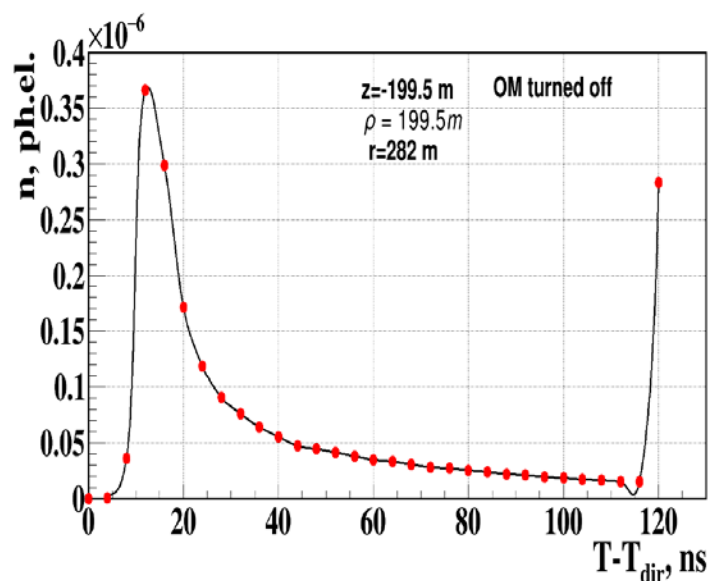


Рисунок 3.16 Временное распределение среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ на ОМ с координатами $z = -199.5$ м, $\rho = 199.5$ м, отвернутым от ливня.

3.2. Методика восстановления координат, энергии и направления каскада

В алгоритме реконструкции ливней используются времена и амплитуды импульсов на сработавших ОМ, а также координаты ОМ, полученные из анализа данных акустической системой позиционирования. Для фильтрации шумовых срабатываний используются следующие критерии: в событии должны сработать хотя бы 6 ОМ на 3 различных гирляндах; времена импульсов на всех сработавших ОМ должны удовлетворять критерию причинности:

$$(t_i - t_j) < \frac{d_{ij}}{v} + \delta t \quad (3.2.1)$$

где t_i , t_j – времена срабатываний i -го и j -го модулей, d_{ij} – расстояние между модулями, $v^{-1} = 4.58$ нс/м – величина обратная скорости света в воде, $\delta t = 20$ нс.

Восстановление координат ливней

Восстановление параметров ливней осуществляется в два этапа [34, 37]. На первом этапе проводится итерационная процедура восстановления координат ливня r_{sh} с использованием временной информации сработавших каналов телескопа. В качестве координат ливня x, y, z выбираются значения параметров, соответствующих минимальному значению функционала:

$$\chi_t^2 = \frac{1}{(N_{hit} - N_{par})} \sum_{i=1}^{N_{hit}} \frac{(T_i(\vec{r}_{sh}, t_0) - t_i)^2}{\sigma_{ti}^2}, \quad (3.2.2)$$

где t_i и T_i – измеренное и теоретически ожидаемое время срабатывания i -го канала, t_0 – время зарождения ливня, $\sigma_{ti} = 4$ нс – неопределенность измерения времени, N_{hit} – число сработавших каналов, $N_{par} = 4$ — количество степеней свободы. В качестве первоначальной координаты ливня выбирается координата модуля с наибольшим зарядом, затем проводится минимизация функционала. После минимизации функционала проводится анализ соответствия времени срабатывания оптических модулей гипотезе ливня:

$$t_{res}^i < |t_i - t_i^0| < \delta t, \quad (3.2.3)$$

где, t_i^0 - ожидаемое время срабатывания ОМ от ливня, расположенного в восстановленной вершине, а δt , как правило, выбирается равным 20 нс. Если на текущем итерационном шаге находятся ОМ, не удовлетворяющие условию (3.2.3.), то на следующем шаге восстановления эти ОМ исключаются из анализа. Итерационная процедура прерывается на том шаге, когда все ОМ удовлетворяют условию (3.2.3).

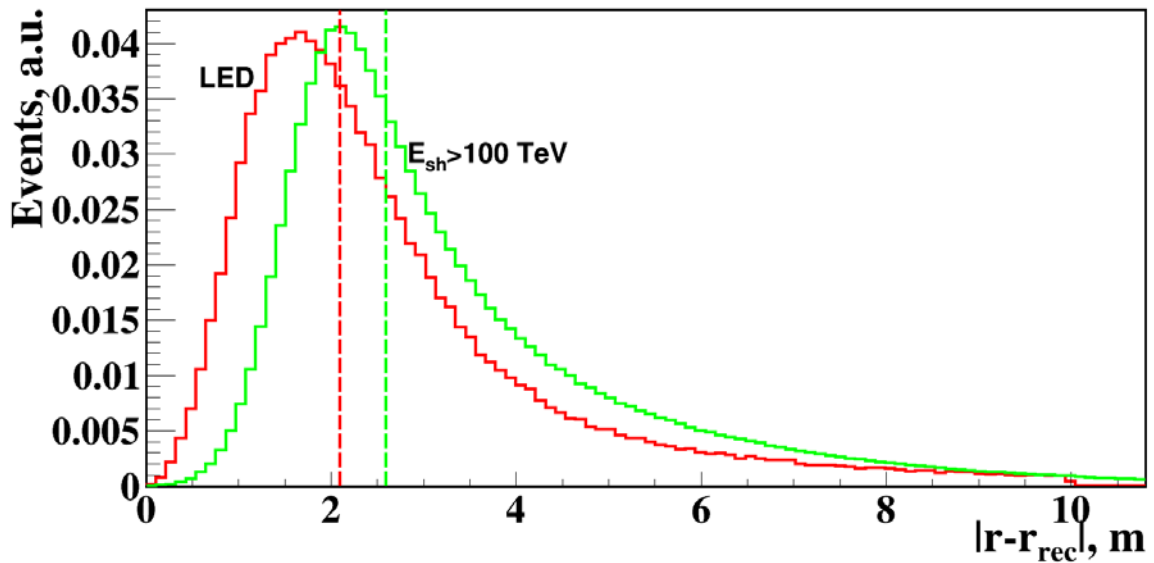


Рисунок 3.17 Распределение расстояния между истинным и восстановленным положением вершины ливня. Красная гистограмма соответствует восстановлению калибровочного источника света. Зеленая гистограмма соответствует усредненному по пространству и направлениям ливням с энергией выше 100 ТэВ. Вертикальные линии соответствуют медианным значениям.

Точность процедуры восстановления координат ливней иллюстрирует рисунок 3.17. На этом рисунке представлены распределения расстояний между истинным и восстановленным положениями вершин ливней. Красная кривая соответствует восстановлению положения калибровочного источника света расположенного на центральной гирлянде первого кластера телескопа. Медианное значение этого распределения равно 2.1 м. Зеленая гистограмма соответствует усредненному по координатам и направлениям ливней с энергией выше 100 ТэВ разыгранным методом Монте Карло в детектирующем объеме кластера. Медианное значение этого распределения равно 2.6 м. Ограничение на величину χ_t^2 является эффективным методом подавления фона от атмосферных мюонов в задаче выделения ливней высоких энергий. На рисунке 3.18 представлено нормированное распределение χ_t^2 при восстановлении событий от калибровочного источника (красная гистограмма). Зеленая гистограмма соответствует

экспериментальному распределению событий от атмосферных мюонов с числом $N_{hit}^t > 19$. Ограничение $\chi_t^2 < 3$ подавляет число фоновых событий на 3 порядка.

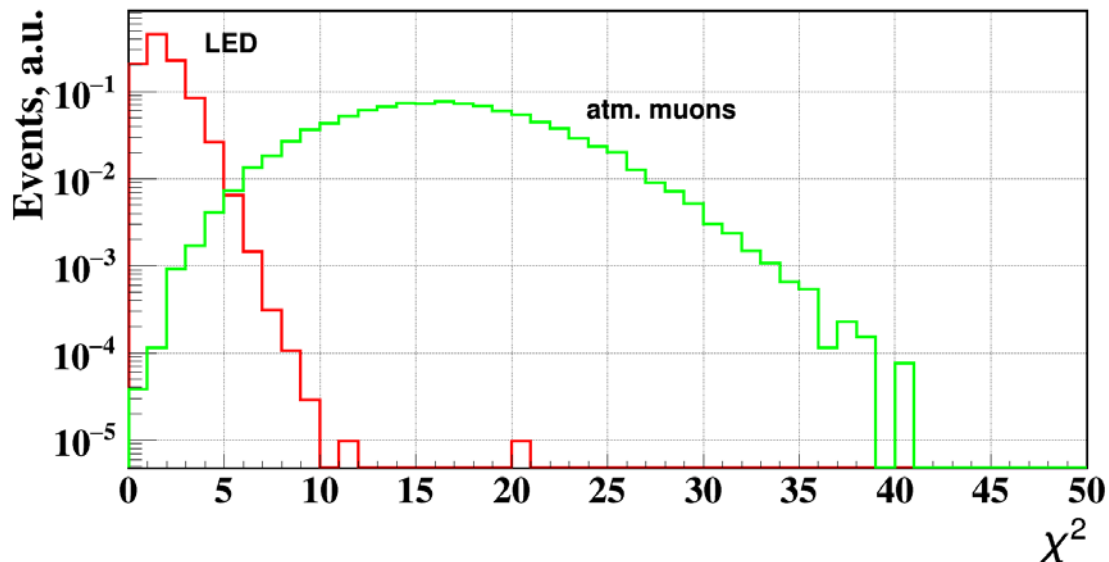


Рисунок 3.18 Распределение функционала χ_t^2 при восстановлении событий от калибровочного источника (красная кривая) и от экспериментальных событий от атмосферных мюонов (зеленая кривая).

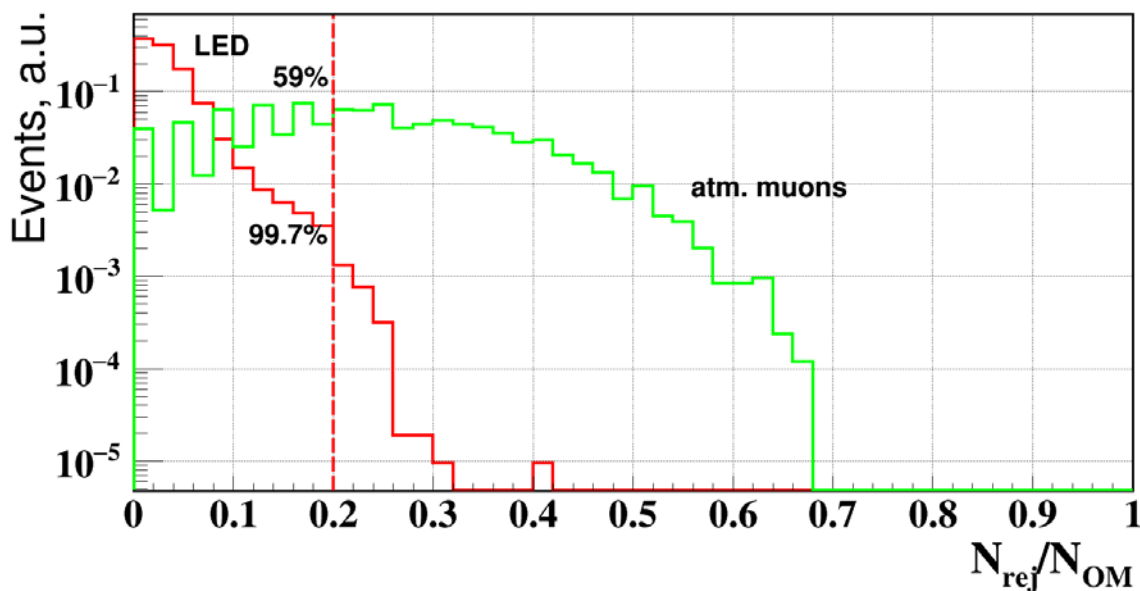


Рисунок 3.19 Распределения по параметру δ после восстановления событий от калибровочного источника (красная гистограмма) и восстановления фоновых событий от атмосферных мюонов.

Другим способом подавления фоновых событий является ограничение на переменную $\delta = N_{rej}/N_{hit}^{OM}$, являющейся отношением числа модулей, исключенных из анализа в результате итерационной процедуры восстановления и первоначального числа ОМ используемых при восстановлении координат ливня. На рисунке 3.19 представлены распределения событий по переменной δ в случае восстановления событий от калибровочного источника (красная гистограмма) и событий от атмосферных мюонов (зеленая гистограмма). Ограничение $\delta < 0.2$ подавляет число фоновых событий в 2 раза.

Восстановление энергии и направления ливня

На втором этапе проводится восстановление энергии и направления развития ливня с применением метода максимального правдоподобия, и с использованием восстановленных на первом этапе координат ливня. В качестве полярного и азимутального углов, характеризующих направление развития ливня, и энергии ливня выбираются значения θ , φ и E_{sh} , соответствующие минимальному значению функционала:

$$L_A = - \sum_{i=1}^{N_{hit}} \ln p_i(A_i, E_{sh}, \vec{\Omega}_{sh}(\theta, \varphi)), \quad (3.2.4)$$

где p_i – вероятность регистрации сигнала с амплитудой A_i на i -ом канале от каскада с энергией E_{sh} и направлением Ω_{sh} :

$$p_i = \sum_{n=1}^{\infty} P(n/\bar{n}_{pe}) \int_{A_i - \frac{\alpha}{2}}^{A_i + \frac{\alpha}{2}} \xi_i(A, n) dA, \quad (3.2.5)$$

где $P(n/\bar{n}_{pe})$ вероятность регистрации n фотоэлектронов при среднем \bar{n}_{pe} для распределения Пуассона, $\xi_i(A, n)$ – плотность вероятности регистрации амплитуды A при уровне засветки в n фотоэлектронов, α – цена деления амплитудного кодировщика в фотоэлектронах. Средние значения \bar{n}_{pe} определяются в результате моделирования откликов оптических модулей

на черенковское излучение ливня с энергией E_{sh} и направлением Ω_{sh} , с учетом распространения света в воде, ориентации модулей относительно ливня, и эффективной чувствительности оптических модулей.

На рисунке 3.20 приводится распределение приведенных значений L_a/N_{hit} , полученных в результате восстановления ливней с энергией $E > 60 \text{ TeV}$ в детектирующем объеме одного кластера Baikal-GVD. Ограничение сверху на величину L_a/N_{hit} позволяет существенно снизить число фоновых событий от атмосферных мюонов.

Точность восстановления энергии и направления ливня оценивалась при восстановлении событий из набора данных, разыгранных методом Монте-Карло в детектирующем объеме кластера Baikal-GVD [38]. На рисунке 3.21 приводится распределение логарифма отношения восстановленной энергии каскада к разыгранной энергии. Точность восстановления энергии существенно зависит от энергии каскада и от его положения и ориентации относительно кластера и составляет (10 – 30)%. На рисунке 3.22 приводится распределение угла между разыгранным и восстановленным направлениями развития ливня. Точность восстановления направления ливня также зависит от его энергии, положения и ориентации и составляет 2° - 4° (медианное значение).

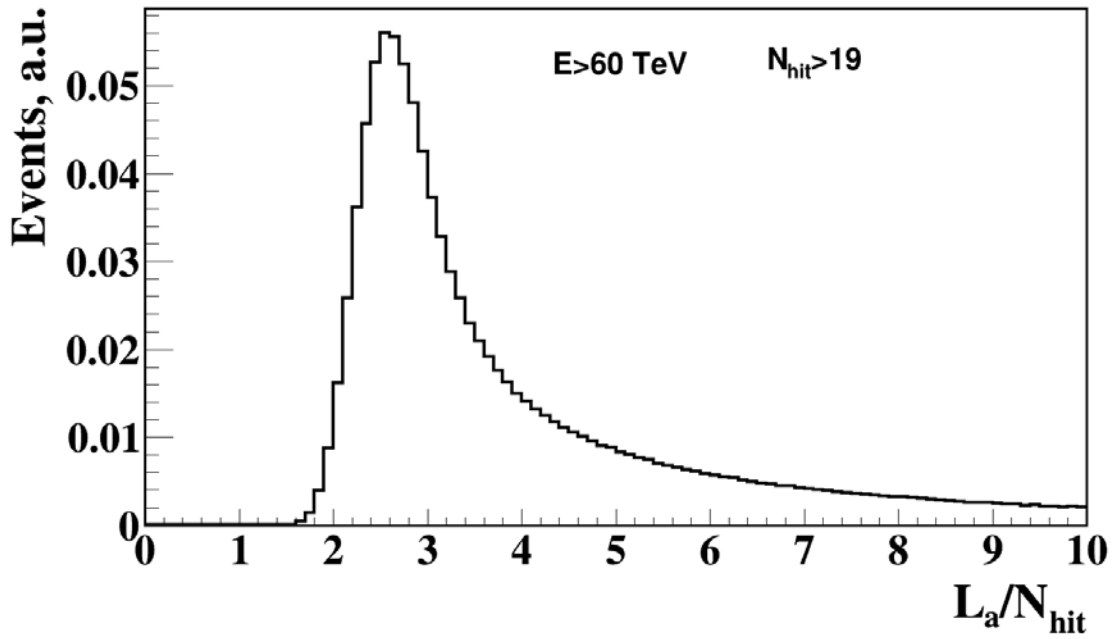


Рисунок 3.20 Распределение приведенного значения функционала минимизации L_a/N_{hit} при восстановлении ливней с энергией $E > 60$ ТэВ и множественностью сработавших ОМ $N_{hit} > 19$.

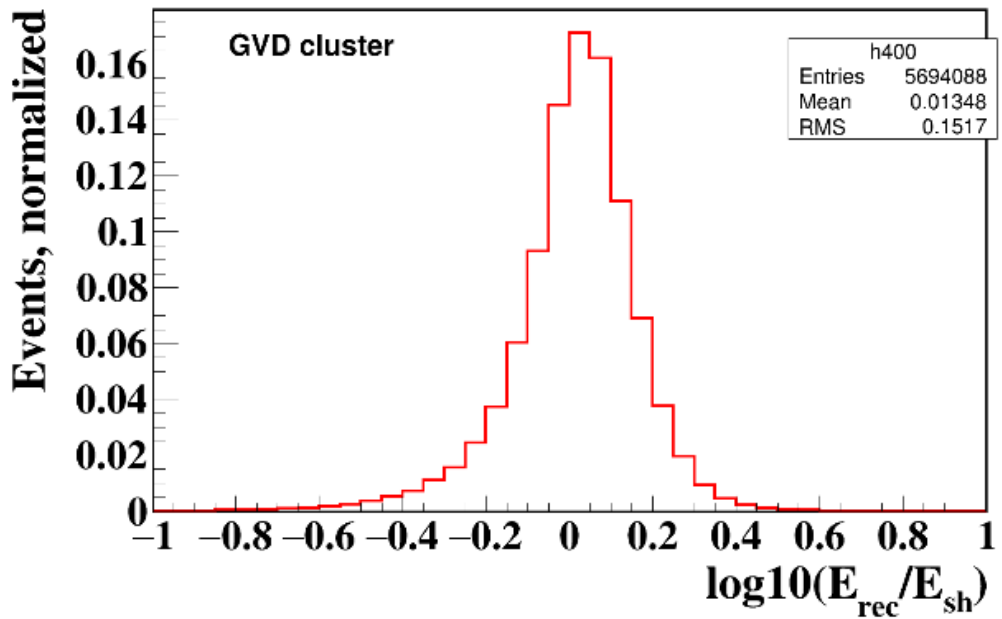


Рисунок 3.21 Распределение логарифма отношения восстановленной энергии ливня к разыгранному значению.

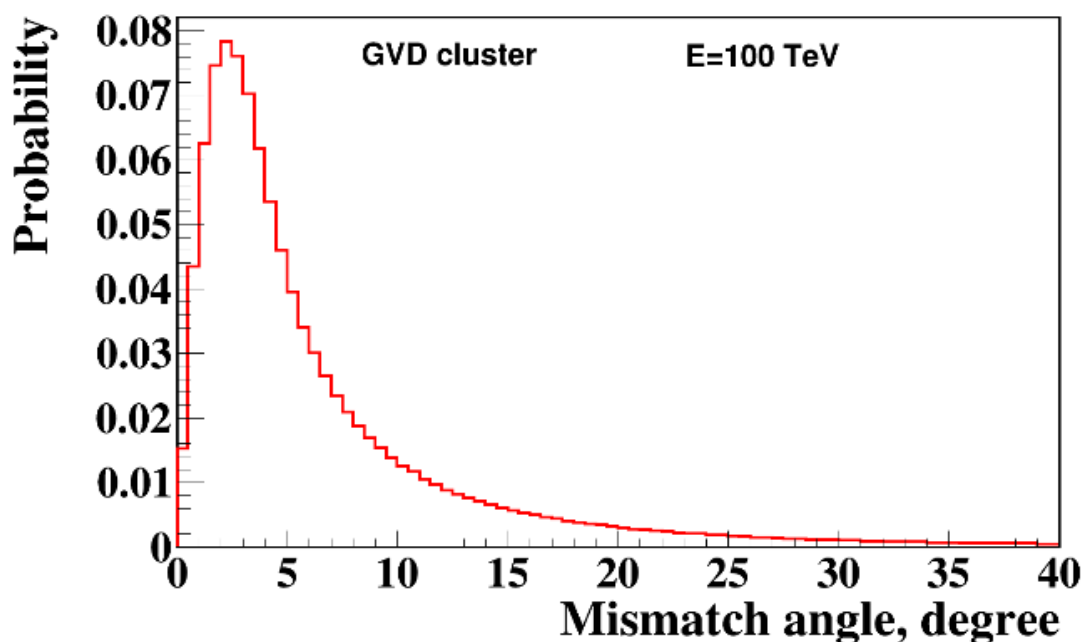


Рисунок 3.22 Распределение угла отклонения восстановленного направления ливня от разыгранного.

Глава 4. Анализ экспериментальных данных

4.1. Стратегия поиска событий от нейтрино высоких энергий в нейтринном телескопе Baikal-GVD

Методика поиска нейтрино высоких энергий в экспериментах на нейтринном телескопе Baikal-GVD основана на регистрации черенковского излучения электромагнитных и адронных ливней высоких энергий, генерируемых в большом водном объеме вокруг телескопа в результате нейтринных взаимодействий. Результаты поиска сигнала от нейтрино высоких энергий по каскадной моде регистрации, основанные на анализе данных байкальского нейтринного телескопа первого поколения НТ200, приводятся в публикациях [28, 33]. В данной главе представлены результаты анализа данных нейтринного телескопа следующего поколения Baikal-GVD.

Интенсивность черенковского излучения ливней пропорциональна их энергии с коэффициентом пропорциональности порядка 10^8 фотонов/ТэВ. Это обстоятельство, наряду с высокой прозрачностью байкальской воды,

позволяет вести поиск событий от нейтрино с энергией $E_\nu > 10$ ТэВ в эффективном объеме порядка 0.05 км^3 вокруг каждого кластера телескопа.

Общий темп счета фоновых импульсов ОМ от свечения воды составляет порядка (20-40) кГц в спокойные периоды и может достигать более 100 кГц из-за погружения слоев воды с повышенной светимостью с поверхности озера на большие глубины. Было установлено, что свечение глубинных вод озера соответствует, в основном, засветке ОМ на уровне одного фото-электрона, а много-фото-электронные импульсы обусловлены процессами в фото-умножителе, стимулированными первичным фоновым импульсом. На рисунке 4.1 представлены нормированные распределения по заряду импульсов от собственного свечения озера в спокойный и активный периоды. Как видно из рисунка, нормированные зарядовые распределения совпадают. С целью подавления фоновых событий от собственного свечения воды для анализа данных отбираются импульсы ОМ с зарядом выше 1.5 ф.э.. Использование порога $Q > 1.5$ ф.э. позволяет подавить число фоновых импульсов от свечения воды более чем на порядок величины.

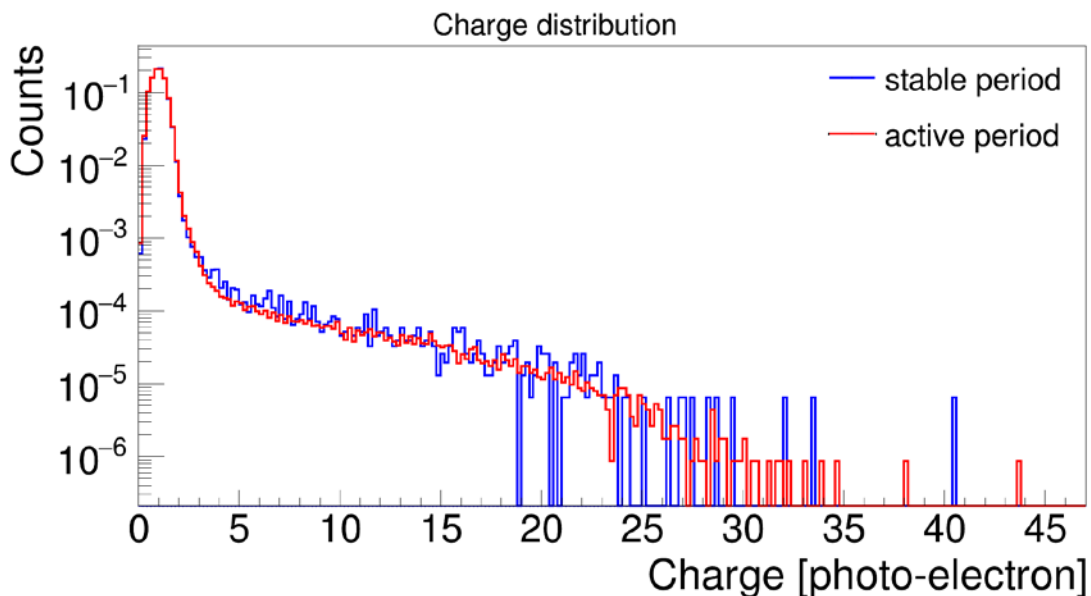


Рисунок 4.1 Нормированное зарядовое распределение импульсов одного ОМ в спокойный период (синяя гистограмма) и в период повышенной светимости воды (красная гистограмма).

Основным источником фона в задаче поиска нейтрино высоких энергий по каскадной моде, является поток атмосферных мюонов сверху от распада π, K -мезонов, а также других короткоживущих частиц. В качестве

нейтринных кандидатов в данном анализе рассматриваются события, удовлетворяющие гипотезе ливня с большой множественностью N_{hit} сработавших ОМ и энергией выше 60 ТэВ.

Наиболее вероятными источниками нейтрино высоких энергий являются галактические и внегалактические объекты, в которых происходит ускорение заряженных частиц, в основном протонов и электронов, до сверхвысоких энергий [39]. В случае Фермиевского ускорения частиц на фронтах ударных волн в источнике энергетический спектр нейтрино по своей форме должен быть близок к спектру протонов $E^{-\gamma}$ с показателем $\gamma = 2 \div 2.3$. В случае top-down сценария [40] образования нейтрино в результате распада сверхмассивных элементарных частиц, ассоциирующихся с теориями великого объединения, показатель нейтринного спектра должен быть заметно меньше $\gamma \approx 1 \div 2$. Таким образом, при любом сценарии образования нейтрино сверхвысоких энергий внеатмосферного происхождения, ожидаемый спектр диффузных нейтрино является существенно более пологим, чем спектр атмосферных мюонов, порождающих фоновые события в телескопе. Анализ характерных особенностей экспериментального энергетического распределения ливней, обусловленных спектром регистрируемых частиц (мюонов и нейтрино), позволяет выделить события от нейтрино высоких энергий на фоне событий от атмосферных мюонов. Другим фактором, позволяющим отделить нейтринные события от фоновых событий от атмосферных мюонов, является реализованная в регистрирующей системе Baikal-GVD возможность измерения временного распределения импульсов с разрешением порядка 20 нс на каждом ОМ. В каскадных событиях от мюонов или групп мюонов наряду с импульсами от каскада высокой энергии присутствуют импульсы от собственно мюонов. Процедуры идентификации импульсов от каскада и мюонов позволяют устранить фоновые события из анализа данных.

4.2 Моделирование событий от атмосферных мюонов

Оценка ожидаемого числа фоновых событий была получена из расчета потока атмосферных мюонов на уровне установки и моделирования отклика телескопа на эти мюоны. Расчет потока мюонов на уровне моря от взаимодействия космических лучей в атмосфере Земли проводился по программе CORSIKA7.74 [41] с использованием спектра протонов предложенного в работе [42]. Розыгрыш первичного взаимодействия

протонов в атмосфере Земли проводился по модели Sybill 2.3с, с энергией протонов $E_p > 100$ TeV [43]. Распространение мюонов в воде до уровня установки моделировалось по программе MUM [44].

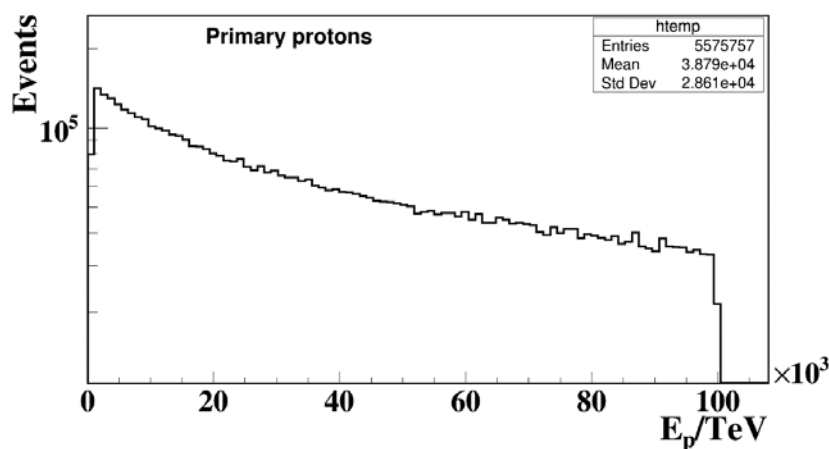


Рисунок 4.2 Распределение по энергии первичных протонов.

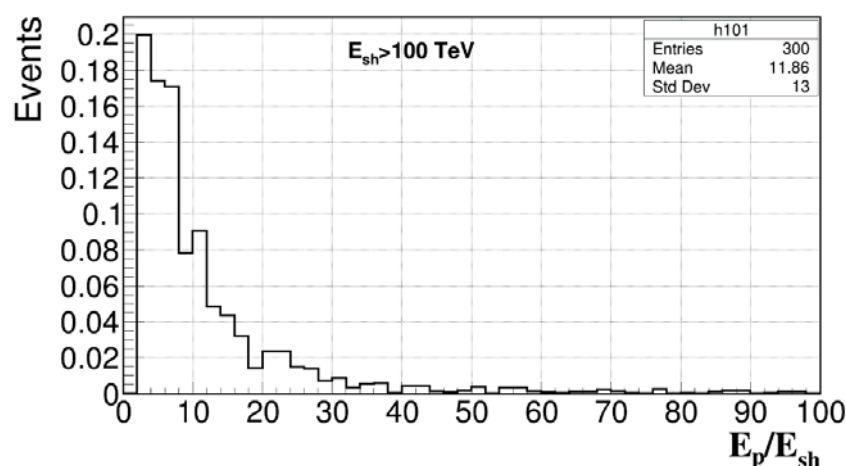


Рисунок 4.3 Распределение отношения энергии первичных протонов к максимальной энергии ливней в событии.

В период с апреля 2019 г. по февраль 2020 г. нейтринный телескоп Baikal-GVD содержал 5 кластеров, а с апреля 2020 г. по февраль 2021 г. телескоп состоял из 7 кластеров. Система синхронизации телескопа, позволяющая объединять данные разных кластеров для реконструкции общих событий, проходила апробацию в течение 2019 года. В данной работе исследуются события отдельных кластеров, как независимых установок.

Полное число разыгранных событий от атмосферных мюонов одного

кластера составляет 2.1×10^7 . Для ускорения процедуры моделирования и набора большей статистики, первичные протоны разыгрывались по степенному распределению $E^{-1.7}$ в интервале энергий от 100 ТэВ до 100 ПэВ (см. рисунок 4.2). Реальный спектр протонов учитывался присвоением соответствующего веса каждому событию. На рисунке 4.3 приводится распределение отношения энергии первичного протона к максимальной энергии ливня в событии. Основной доле событий соответствуют значения из области $2 < E_p/E_{sh} < 10$. Принимая во внимание, что наименьшая энергия протонов разыгранных событий составляет 100 ТэВ, в дальнейшем анализе мы учитывали лишь события с энергией ливня $E_{sh} > 40$ ТэВ. Для выделения событий от каскадов высоких энергий использовались импульсы ОМ с зарядом выше 1.5 ф.э. На следующем этапе отбиралась группа ОМ, временные отклики которых удовлетворяют условию причинности. Если число таких ОМ было больше семи, то проводилась итерационная процедура восстановления координат вершины ливня, описанная в Гл. 3 и отбирались N_{hit}^t оптических модулей соответствующие гипотезе ливня. На рисунке 4.4 представлено распределение расстояний между разыгранной и восстановленной вершинами ливней. Медианное значение распределения составляет 3.1 м. Следует отметить, что используемая процедура определяет положение максимума ливня, которое отстоит от точки зарождения ливня на расстоянии $\sim X_r(\ln(E_{sh}/E_c) - 0.5)$, где $X_r = 36.1$ см – радиационная длина в воде, $E_c = 75.5$ МэВ.

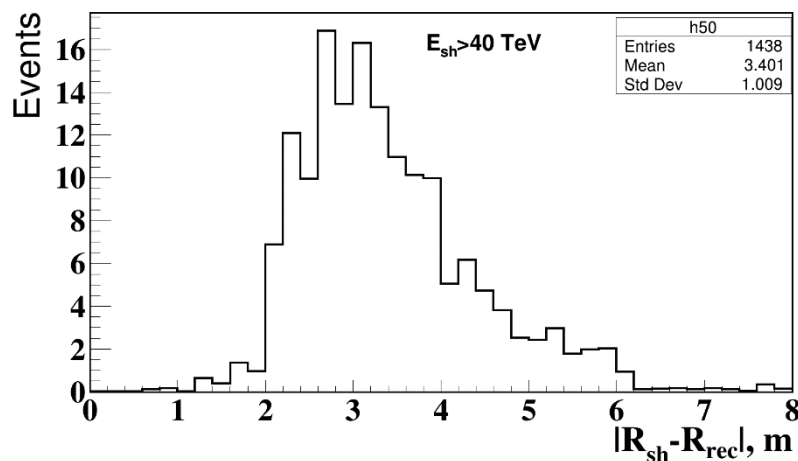


Рисунок 4.4 Распределение расстояния между разыгранной и восстановленной вершинами ливня.

Для дальнейшего анализа данных отбирались события с $N_{hit}^t > 7$ и параметром $\delta < 0.2$ (см. Гл.3). Восстановление энергии и направления ливней от атмосферных мюонов проводилось с использованием метода, описанного в Гл.3. Для оценки соответствия анализируемого события ожидаемому отклику телескопа на черенковское излучение ливня с реконструированными параметрами определялась величина параметра η_{rec} :

$$\eta_{rec} = -\ln P^\pm, P^\pm = P^+P^-, P^+ = \prod_{i=1}^{N_{hit}^t} p_i^+, P^- = \prod_{j=1}^{N-N_{hit}^t} p_j^-, \quad (4.2.1)$$

где p_i^+ и p_j^- - вероятность сработать сработавшему каналу i и вероятность не сработать не сработавшему каналу j , N - полное число рабочих каналов в данной конфигурации телескопа. Далее, проводилось многократное (100 попыток) моделирование отклика телескопа на черенковское излучение ливня с восстановленными параметрами и вычислялись значения параметров η используя выражение (4.2.1) и выбиралось максимальное значение η_{max} . В случае положительного значения разности $\Delta\eta = \eta_{max} - \eta_{rec}$ событие считается ливневым, в противном случае событие исключается из дальнейшего анализа.

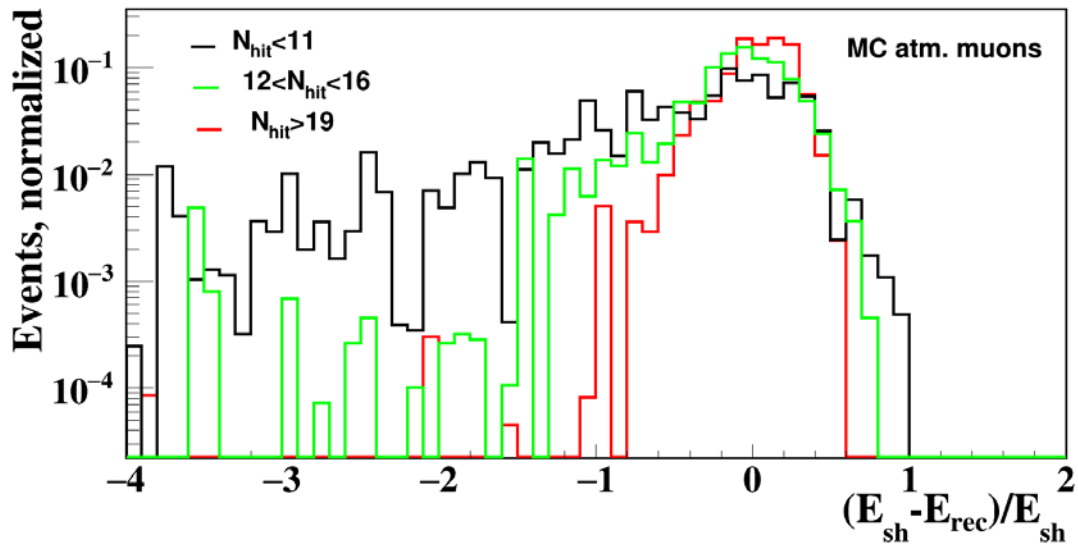


Рисунок 4.5 Нормированные распределения относительной разности разыгранной и восстановленной энергий ливней при разных значениях множественности N_{hit}^t . Черная гистограмма - $7 < N_{hit}^t < 11$, зеленая гистограмма - $12 < N_{hit}^t < 16$, красная гистограмма - $N_{hit}^t > 19$.

На рисунке 4.5 приводятся нормированные распределения относительной разности разыгранной и восстановленной энергий ливней при разных значениях множественности N_{hit}^t . Черная гистограмма относится к интервалу $7 < N_{hit}^t < 11$, зеленая - $12 < N_{hit}^t < 16$ и красная к интервалу $N_{hit}^t > 19$. Стандартные отклонения этих распределений составляют соответственно, 0.88, 0.46 и 0.23. Таким образом, ограничение числа сработавших ОМ в событии снизу позволяет выделить импульсы от каскада и подавить фоновые импульсы от мюонов в событиях от атмосферных мюонов.

В результате, для выделения каскадных событий высоких энергий, инициированных потоком атмосферных мюонов, были использованы следующие критерии отбора:

$$\chi_t^2 < 3; N_{rej}/N_{OM} < 0.2; L_a < 5; \eta > 0; N_{hit}^t > 19. (4.2.2)$$

На рисунке 4.6 (левая панель) приводятся распределения по множественности мюонов в событиях без ограничений на параметры события (черная гистограмма) и событий, удовлетворяющих критериям отбора (4.2.2) (красная гистограмма). На рисунке 4.6 (правая панель) приводится укрупненное распределение по множественности мюонов для событий, удовлетворяющих условиям отбора (4.2.2). Среднее число мюонов в этих событиях составляет примерно 5 мюонов.

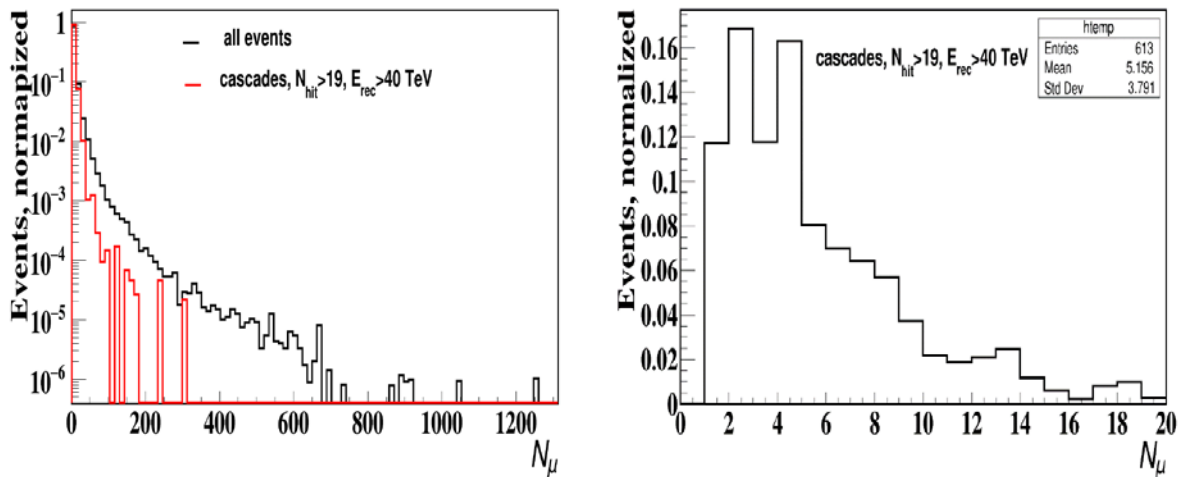


Рисунок 4.6 Распределения по множественности мюонов. Левая панель – все события (черная гистограмма) и события, удовлетворяющие условиям (4.2.2). Правая панель – события, удовлетворяющие условиям (4.2.2).

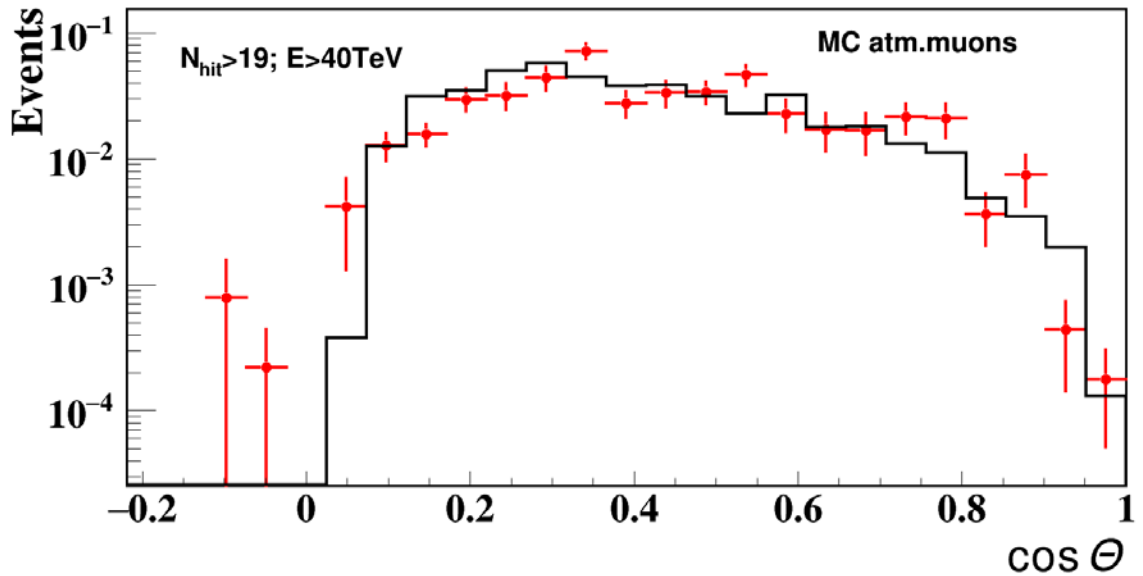


Рисунок 4.7 Распределения по косинусу зенитного угла. Гистограмма – разыгранные направления, точки – восстановленные направления каскада.

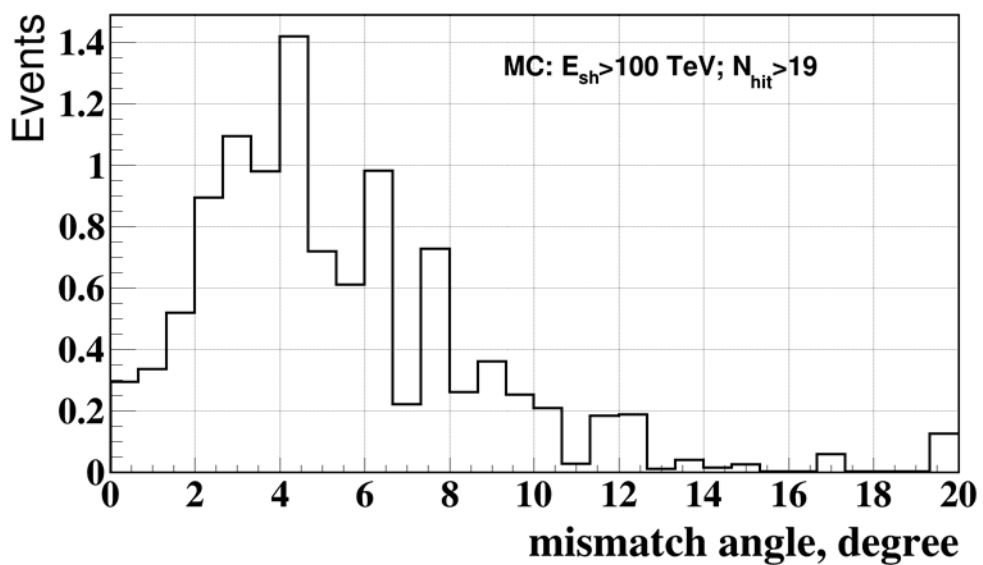


Рисунок 4.8 Распределение событий по углу ψ между разыгранным и восстановленным направлениями ливней.

Результаты восстановления направления ливней приводятся на рисунках 4.7, 4.8. На рисунке 4.7 представлено распределение по косинусу зенитного угла разыгранных ливней (гистограмма) и распределение,

полученное в результате восстановления (точки). В последнем случае в распределении присутствуют события восстановленные как ливни из-под горизонта с отрицательными значениями косинусов зенитных углов. Эти события являются результатом ошибочного восстановления направлений ливня и являются фоном в задаче поиска нейтрино. На рисунке 4.8 представлено распределение событий по углу ψ между разыгранным и восстановленным направлениями ливней. Медианный угол этого распределения равен 4.2° , а средний угол равен 4.5° .

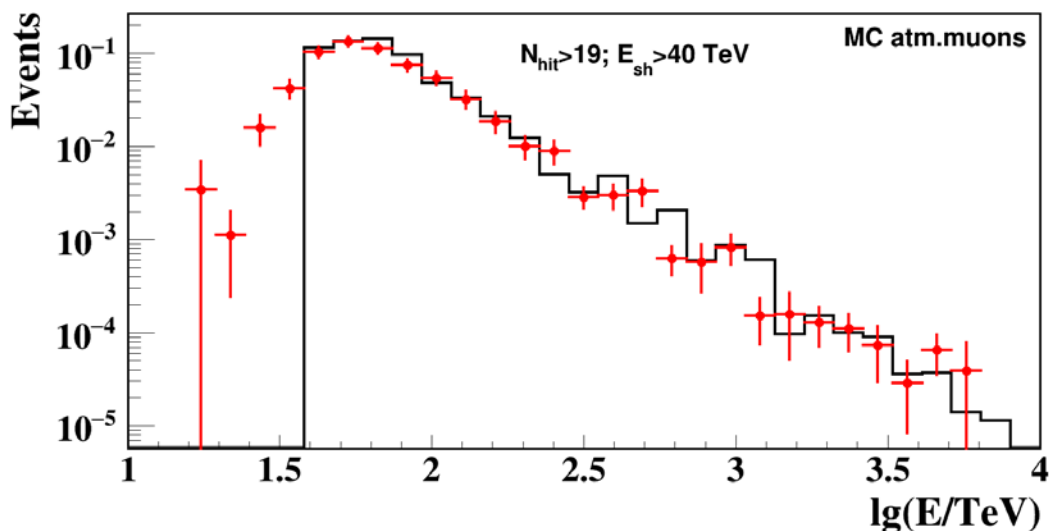


Рисунок 4.9 Распределение событий по разыгранной и восстановленной энергиям ливня. Разыгранные события – гистограмма, восстановленные – точки.

Распределения разыгранных (гистограмма) и восстановленных (точки) энергий ливней в событиях, удовлетворяющих условию (4.2.2) представлены на рисунке 4.9. На рисунке 4.10 приводится распределение событий по относительной разности разыгранной и восстановленной энергии ливней. Точность восстановления энергии ливня составляет 23%. Следует отметить, что точность восстановления существенно зависит от положения вершины и ориентации ливня относительно установки и варьируется в интервале 10% - 30%.

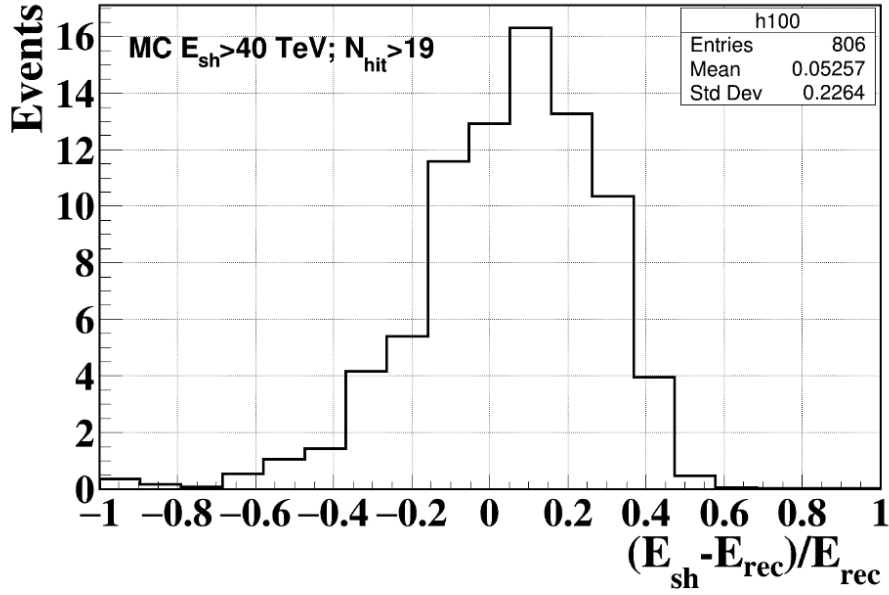


Рисунок 4.10 Распределение событий по относительной разности разыгранной и восстановленной энергии ливней.

Таким образом, использованные критерии отбора (4.2.2) позволяют выделить события из атмосферных мюонов, для которых отклик телескопа обусловлен черенковским излучением наиболее энергичного ливня.

4.3 Моделирование событий от нейтрино

Число ожидаемых событий от изотропного диффузного потока нейтрино за время наблюдения T описывается следующим выражением [28]:

$$N_\nu = T \int d\vec{\Omega} \int V_{eff}(E_{sh}, \vec{\Omega}) dE_{sh} \sum_k \int N_A \rho_{H_2O} \frac{d\sigma_{\nu k}}{dE_{sh}} \Phi_\nu(\vec{\Omega}, E_\nu, X) dE_\nu,$$

где $\Phi(\vec{\Omega}, E_\nu, X)$ - поток нейтрино с энергией E_ν в направлении $\vec{\Omega}$ в точке взаимодействия в воде с координатой X , E_{sh} - энергия ливня в вершине нейтринного взаимодействия, $X(\vec{\Omega})$ - оптическая толщина вещества, через которую проходит нейтрино до взаимодействия в воде, $V_{eff}(\vec{\Omega}, E_{sh})$ - эффективный объем регистрации ливня. Индекс ν характеризует нейтрино либо антинейтрино разного типа, индекс k соответствует суммированию по СС- и НС-взаимодействиям, N_A - число Авогадро. Потоки нейтрино удовлетворяют граничным условиям $\Phi_{\nu i}(E, 0) = A_{\nu i} f_{\nu i}(E)$, где $f_{\nu i}(E)$ - спектры диффузных нейтрино в окрестности Земли, предсказываемые в рамках теоретических моделей, описывающих процессы в источниках космических

лучей, либо других источниках диффузных нейтрино, $A_{\nu i}$ - нормировочный множитель. В данной работе предполагается, что в окрестности Земли выполняется соотношение $\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau = 1:1:1$, отношение потоков нейтрино и антинейтрино $\nu/\bar{\nu} = 1$ и энергетические спектры нейтрино разного типа описываются единым распределением $f_\nu(E)$.

Решение уравнения (4.3.1) было получено в результате моделирования прохождения нейтрино через Землю с использованием нейтринных сечений из работ [45, 46], сечений распада τ -лептона из работы [47] и модели профиля Земли - из работы [48].

Моделирование отклика телескопа на черенковское излучение ливней от нейтринных взаимодействий в чувствительном объеме телескопа проводилось с учетом продольного развития ливня, а также поглощения и рассеяния света в воде и с учетом дисперсии скорости света в воде. В случае электромагнитных ливней с энергией $E_{sh} > 2 \times 10^7$ ГэВ и адронных ливней с $E_{sh} > 10^9$ ГэВ увеличение продольного размера ливней обусловленного эффектом Ландау-Померанчука-Мигдала [49] учитывалось дополнительным фактором пропорциональным $E_{sh}^{1/3}$ [50].

На рисунке 4.11 представлены нормированные распределения событий по начальной энергии электронных нейтрино (слева) и тау-нейтрино (справа) из верхней полусферы и по энергии ливней, инициированных этими нейтрино в детектирующем объеме телескопа. В случае нейтрино из верхней полусферы влияние взаимодействия нейтрино в Земле отсутствует. Для электронных нейтрино практически вся энергия нейтрино переходит в каскад. В случае тау-нейтрино, в результате распада тау-лептона часть энергии передается вторичному нейтрино. На рисунке 4.12 представлены нормированные распределения событий по начальной энергии электронных нейтрино (слева) и тау-нейтрино (справа) из нижней полусферы и по энергии ливней,

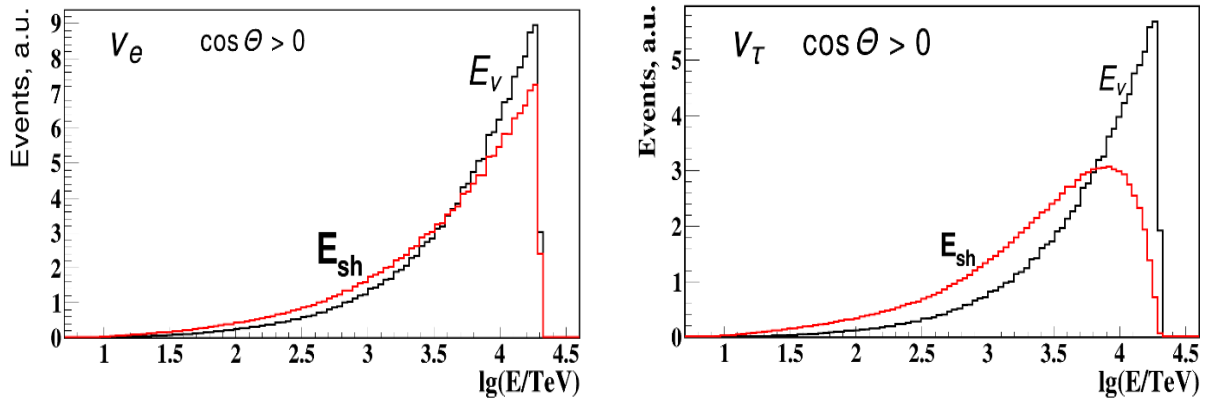


Рисунок 4.11 Распределение начальной энергии нейтрино из верхней полусферы и энергии инициированного им ливня. Слева - электронные нейтрино. Справа – тау-нейтрино.

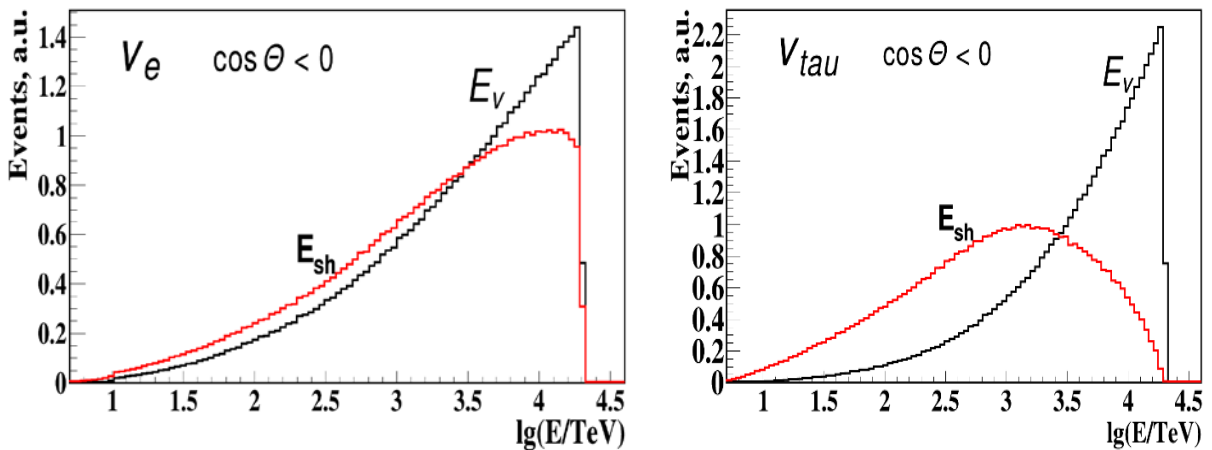


Рисунок 4.12. Распределение начальной энергии нейтрино из нижней полусферы и энергии инициированного им ливня. Слева - электронные нейтрино. Справа – тау-нейтрино.

инициированных этими нейтрино в детектирующем объеме телескопа. В случае электронных нейтрино в результате СС-взаимодействий происходит ослабление потока нейтрино, при этом энергетическое распределение каскадов довольно близко к распределению первичных нейтрино. В случае

тай-нейтрино, в СС-взаимодействиях распад тау-лептона сопровождается образованием вторичного нейтрино с меньшей энергией. В результате, число нейтрино в потоке сохраняется, но при этом происходит изменение энергетического спектра нейтрино и соответственно энергии каскадов, генерируемых в детекторе.

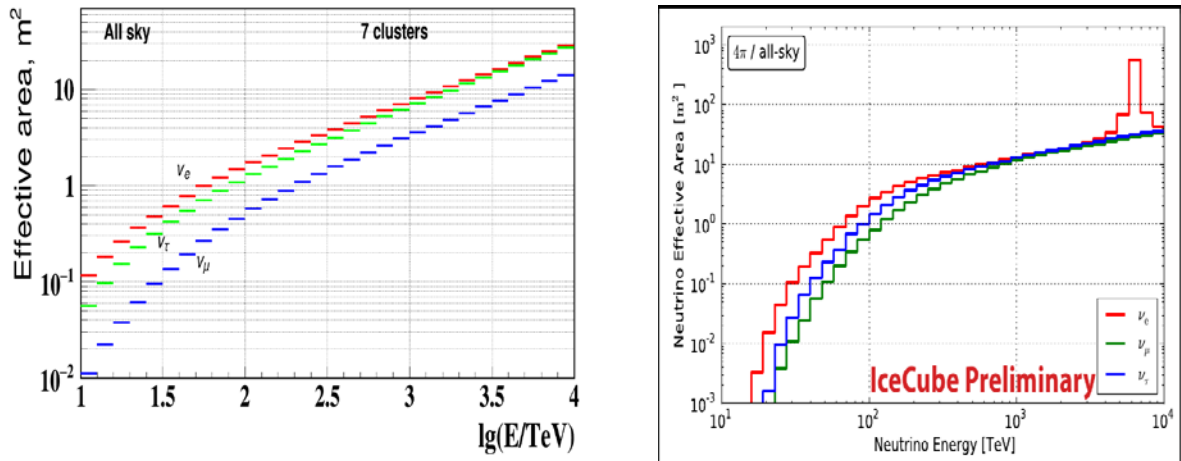


Рисунок 4.13 Эффективная площадь регистрации нейтрино, усредненная по изотропному угловому распределению для трех типов нейтрино и конфигурации телескопа состоящей из 7 кластеров (левая панель). Справа представлены эффективные площади для HESE-анализа IceCube.

В результате моделирования процессов распространения нейтрино в Земле и взаимодействия в чувствительном объеме телескопа были рассчитаны эффективные площади регистрации нейтрино по каскадной моде регистрации. На рисунке 4.13 (слева) представлены эффективные площади регистрации нейтрино разных типов в каскадной моде, усредненные по изотропному угловому распределению нейтрино, с учетом всех критериев отбора каскадов высоких энергий и множественностью сработавших ОМ $N_{hit}^t > 19$ для конфигурации телескопа, содержащей 7 кластеров. На правом рисунке представлены аналогичные распределения эффективных площадей для HESE (High Energy Starting Events)-анализа IceCube [8, 9]. Как видно из сравнения этих рисунков, значения эффективных площадей Baikal-GVD в конфигурации, содержащей 7 кластеров близки к значениям площадей IceCube.

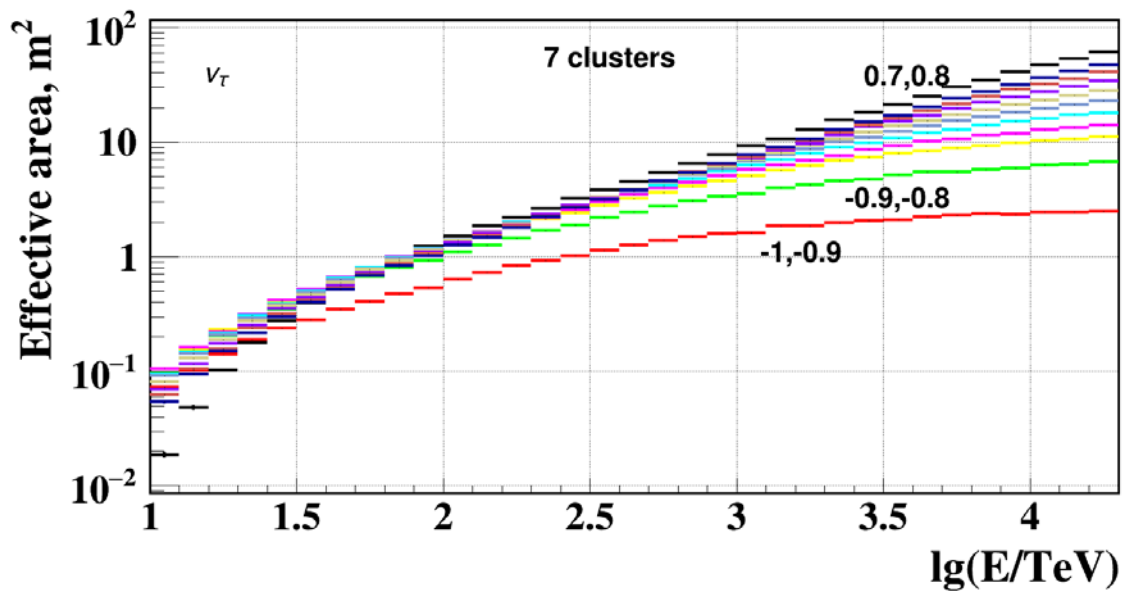
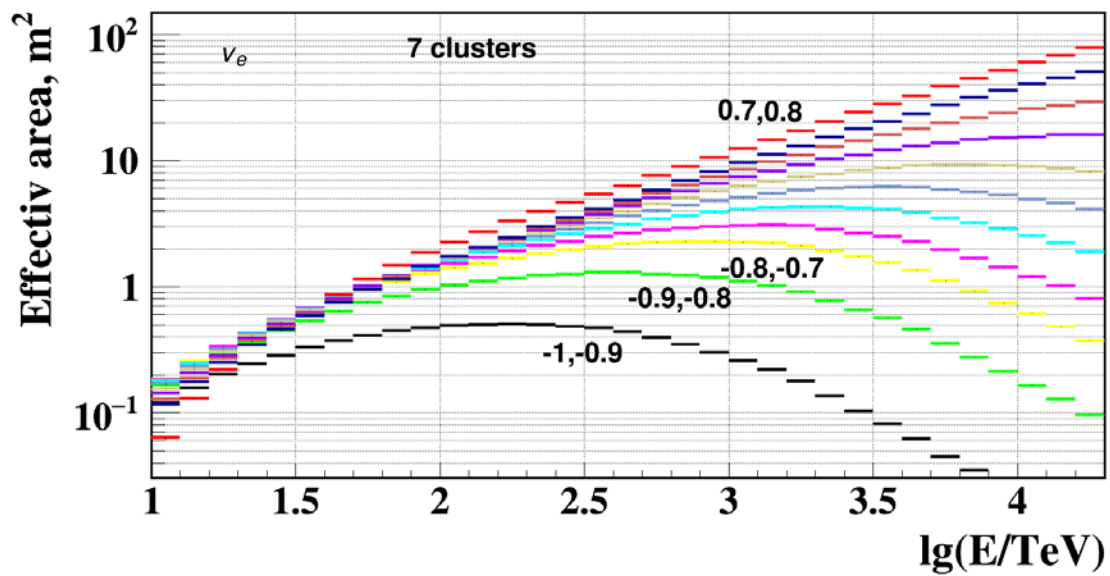


Рисунок 4.14 Эффективные площади регистрации нейтрино по каскадной моде для разных значений зенитного угла для электронных нейтрино (верхняя панель) и для тау-нейтрино (нижняя панель).

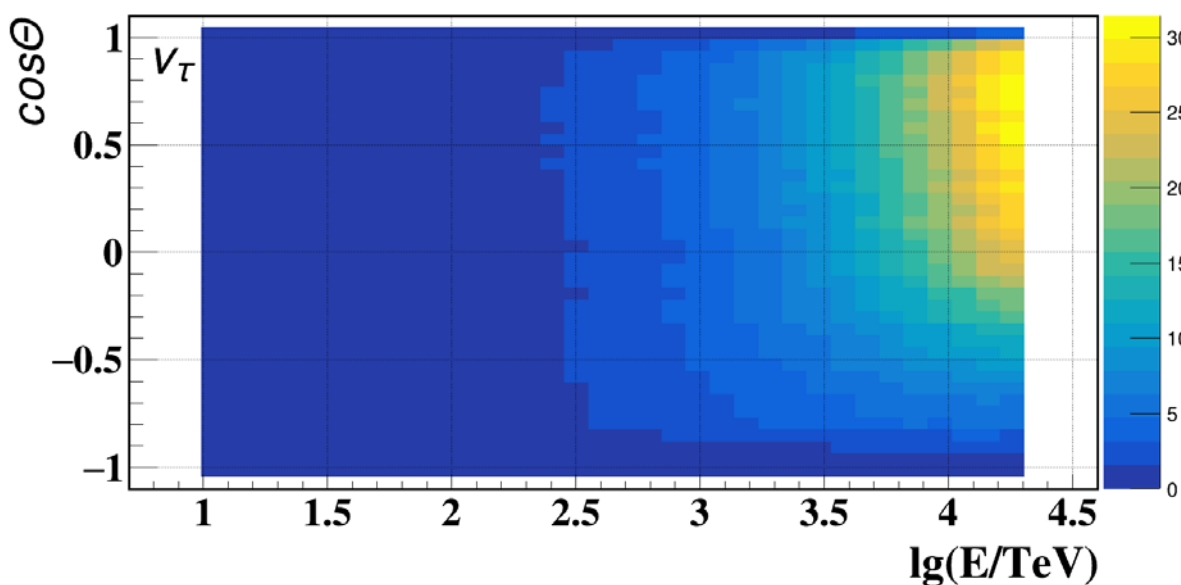
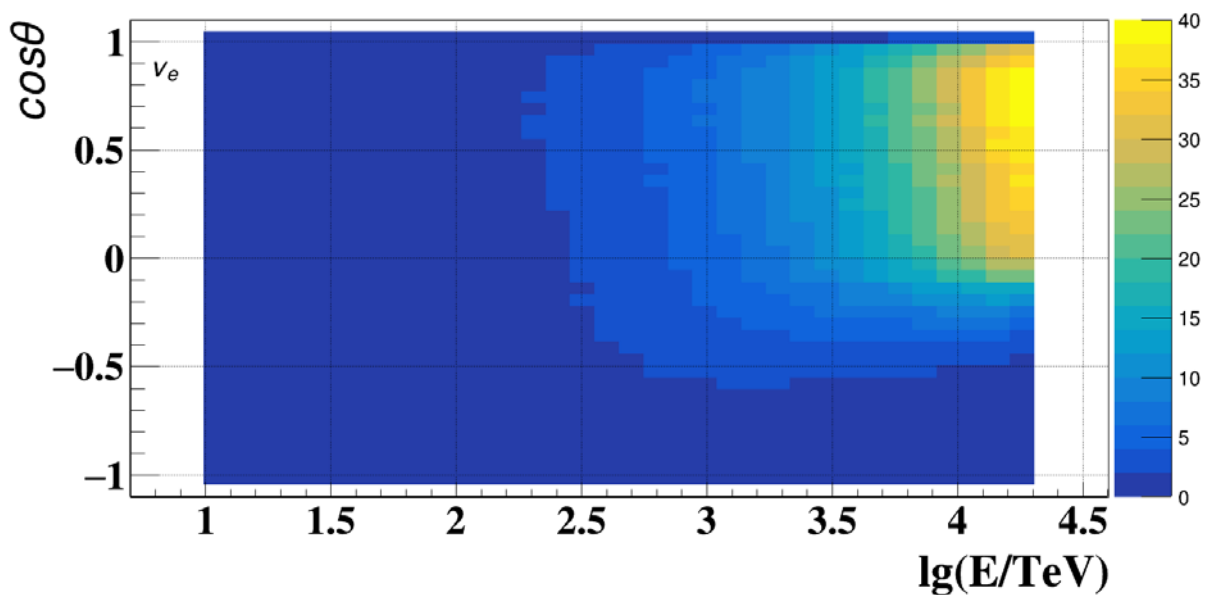


Рисунок 4.15. Эффективная площадь в м^2 отмечена цветом (на правой шкале приводится соответствие цвета значениям площади) для регистрации электронных и тау-нейтрино в фазовой плоскости логарифма энергии нейтрино и косинуса зенитного угла (направлениям движения нейтрино сверху вниз соответствуют положительные значения косинуса).

На рисунке 4.14 представлены эффективные площади регистрации нейтрино по каскадной моде для разных значений зенитного угла для электронных нейтрино (верхняя панель) и для тау-нейтрино (нижняя панель). В случае электронных нейтрино при энергиях выше 100 ТэВ наблюдается существенное уменьшение эффективной площади, вызванное эффектом

поглощения нейтрино в Земле. В случае тау-нейтрино этот эффект менее выражен, так как для тау-нейтрино в СС-взаимодействиях происходит лишь эффективная потеря энергии. Наибольшие значения эффективной площади достигаются в интервале зенитного угла 35° - 45° , что обусловлено конфигурацией установки, в которой все ОМ ориентированы вниз и угловым распределением излучения фотонов относительно оси ливня. На рисунке 4.15 для более наглядной иллюстрации представлены значения эффективной площади для электронных и тау-нейтрино в фазовой плоскости логарифма энергии нейтрино и косинуса зенитного угла (направлениям движения нейтрино сверху вниз соответствуют положительные значения косинуса). На правой шкале представлено соответствие цвета значениям площади в m^2 .

Полученные значения эффективной площади для разных типов нейтрино были использованы для оценки ожидаемого числа событий от диффузного нейтринного потока астрофизической природы зарегистрированного в эксперименте IceCube. На рисунке 4.16 представлено распределение ожидаемого числа событий в год в конфигурации телескопа из одного кластера (красная гистограмма) от суммарного потока трех типов нейтрино в предположении их равной доли в потоке со спектром и нормировкой, представленной в работе IceCube [51]:

$$F = 1.7 \times 10^{-10} E^{-2.46} TeV^{-1} cm^{-2} sec^{-1} ster^{-1}.$$

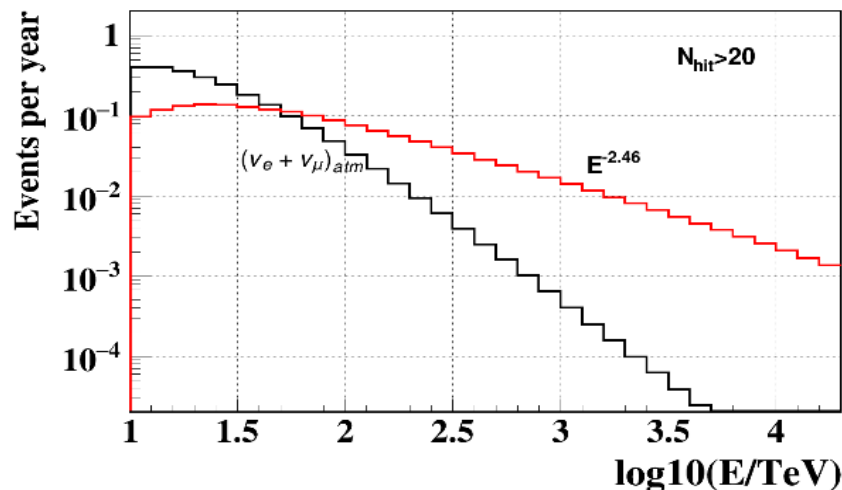


Рисунок 4.16 Ожидаемое число событий в год от астрофизического диффузного потока нейтрино для одного кластера (красная гистограмма). Черная гистограмма соответствует ожидаемому числу событий от фонового потока атмосферных нейтрино.

Черная гистограмма на рисунке 4.16 соответствует ожидаемому числу фоновых событий от атмосферных электронных и мюонных нейтрино [52]. В области энергий каскадов выше 100 ТэВ ожидается 0.3-0.5 события в год от астрофизического диффузного потока и примерно 0.08 событий от атмосферных нейтрино.

4.4 Результаты анализа экспериментальных данных

В течение 2915 дней эффективного набора данных телескопом Baikal-GVD, за период с апреля 2019 года по февраль 2021 года, было зарегистрировано 14.9×10^9 событий по базовому триггеру телескопа. Для дальнейшего анализа было отобраны события, содержащие не менее 8 оптических модулей с импульсами выше 1.5 фотоэлектронов расположенные на трех и более гирляндах. Если число импульсов с зарядом выше 1.5 ф.э. было больше единицы, то в качестве импульса ОМ выбирался наибольший по величине заряд импульс. Далее из анализа времен импульсов разных ОМ отбирались ОМ удовлетворяющие требованиям условия причинности. Для дальнейшего анализа отбирались события, в которых число ОМ, удовлетворяющих условиям причинности, было больше 7.

На следующем шаге обработки данных проводилось восстановление координат вершины ливня с использованием итерационной процедуры, описанной в Гл. 3. Для дальнейшего анализа отбирались события, в которых множественность N_{hit}^t оптических модулей, удовлетворяющих гипотезе точечного источника удовлетворяет условию $N_{hit}^t > 7$, значение функционала минимизации $\chi_t^2 < 3$ и отношение числа отброшенных ОМ к полному числу ОМ в событии $\delta = N_{rej}/N_{hit}^{OM} < 0.2$. Последнее условие отбора подавляет число фоновых событий от групп атмосферных мюонов.

На следующем этапе анализа к экспериментальным событиям была применена процедура восстановления энергии и направления ливней,

описанная в Гл. 3. В качестве ливневых событий отбирались события с $L_a/N_{hit}^t < 5$ и значением параметра $\eta > 0$.

В результате этого анализа было отобрано 72 события с восстановленной энергией $E > 40$ ТэВ и множественностью $N_{hit}^t > 19$ ОМ, из них 10 событий с $E > 100$ ТэВ. На рисунке 4.17 показаны распределения этих событий по восстановленной энергии ливней, а также ожидаемые распределения от атмосферных мюонов (красная гистограмма) и от астрофизического потока, измеренного в эксперименте IceCube со спектром $E^{-2.46}$ (зеленая гистограмма). Экспериментальное распределение согласуется с ожидаемым от атмосферных мюонов. Следует отметить, что в этом наборе данных присутствует событие с энергией порядка 1 ПэВ. Это первое событие с энергией такого масштаба, выделенное из набора данных телескопа Baikal-GVD.

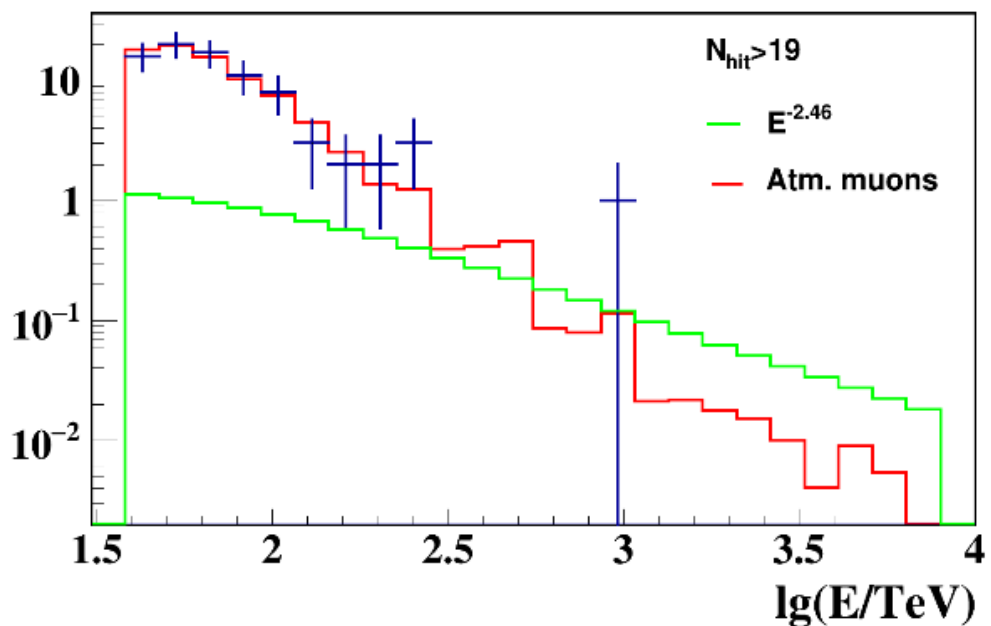


Рисунок 4.17 Распределения событий по энергии: данные (крестики), атмосферные мюоны (красная гистограмма), астрофизические нейтрино (зеленая гистограмма).

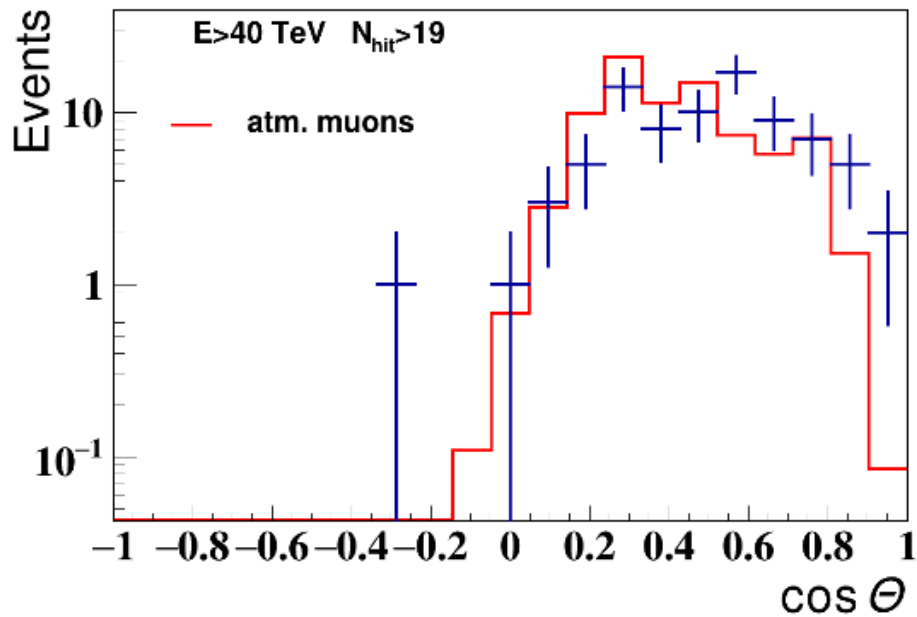


Рисунок 4.18 Распределения событий по косинусу зенитного угла: данные (крестики), атмосферные мюоны (гистограмма).

На рисунке 4.18 представлено распределение экспериментальных событий по косинусу зенитного угла направления ливня (точки), а также ожидаемое распределение событий от атмосферных мюонов (красная гистограмма). Угловое распределение экспериментальных событий согласуется с ожидаемым распределением от атмосферных мюонов. Следует отметить, что в наборе экспериментальных данных присутствует одно событие с зенитным углом $\theta = 109^\circ$ и энергией каскада $E_{sh} = 91$ ТэВ являющееся надежным кандидатом на событие от нейтрино из-под горизонта.

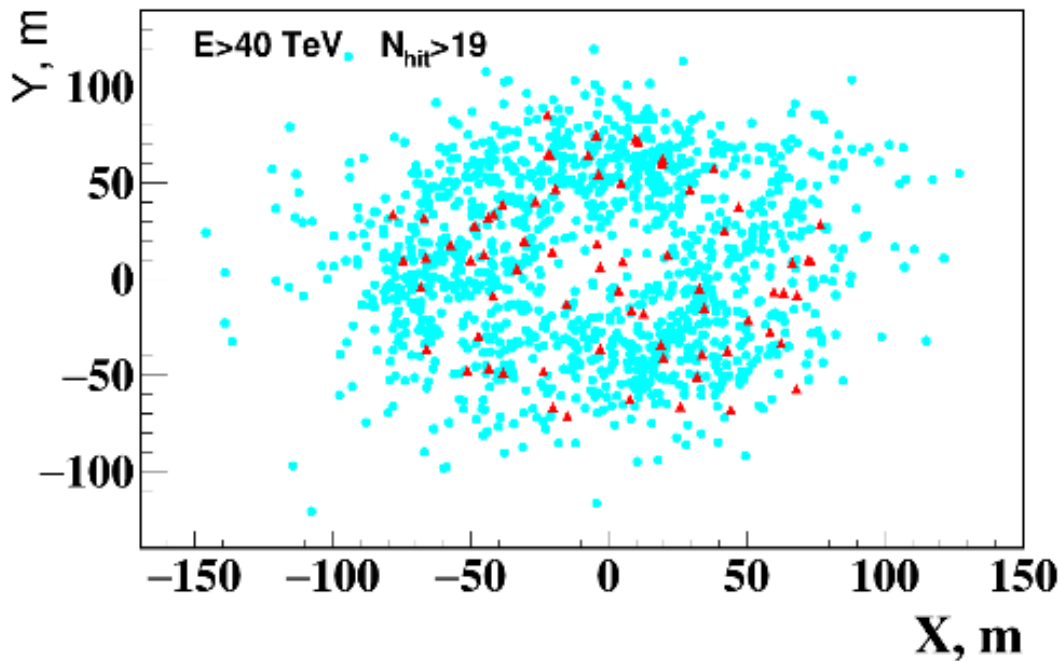


Рисунок 4.19 Распределение событий по координатам восстановленных вершин каскадов в горизонтальной плоскости: данные (красные треугольники), атмосферные мюоны (голубые точки).

На рисунке 4.19 приводится распределение событий по координатам восстановленных вершин каскадов в горизонтальной плоскости. Красные треугольники относятся к экспериментальным данным. Голубые кружки относятся к ожидаемым событиям от атмосферных мюонов. Следует отметить, что поскольку разыгранные ожидаемые события от атмосферных мюонов входят с определенным весом, то сумма кружков не соответствует ожидаемому числу событий для экспериментальной статистики. Учитывая это обстоятельство, распределение экспериментальных событий согласуется с ожидаемым распределением от атмосферных мюонов.

Число выделенных экспериментальных событий и их пространственно-угловое распределение и распределение по энергии сопоставимо с ожидаемыми от потока атмосферных мюонов. Для дополнительного подавления фона от атмосферных мюонов в задаче регистрации нейтрино

астрофизической природы, был предложен метод, основанный на анализе временного распределения сигналов на каждом ОМ и их классификации. Аналоговые импульсы ОМ оцифровываются в системных модулях секций с временным шагом 5 нс. В качестве примера, на рисунке 4.20 приводится временное распределение многоимпульсного события на одном ОМ. Ширина импульса ФЭУ после оцифровки, в среднем, составляет 20 нс. Это позволяет разделить импульсы разной природы на отдельных ОМ.

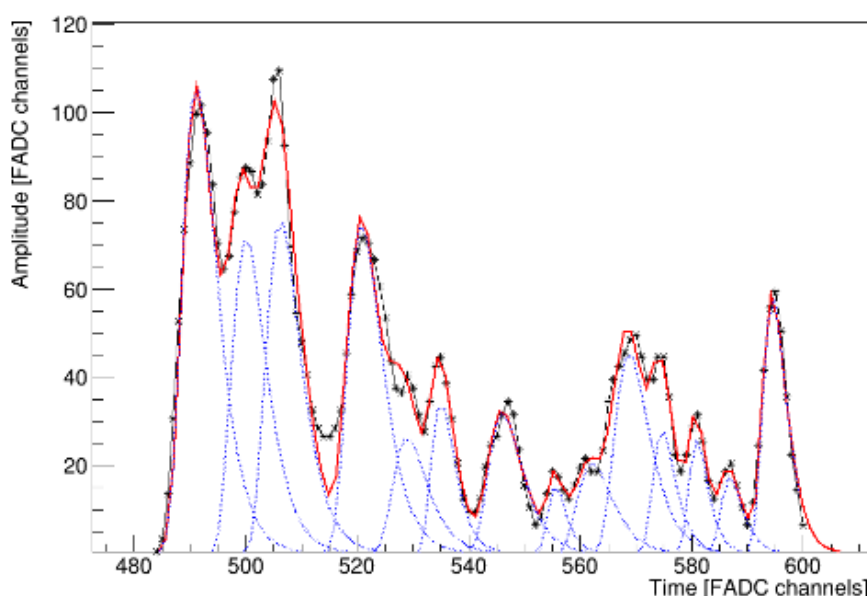


Рисунок 4.20 Многоимпульсный отклик оптического модуля. Звездочки – временное распределение сигнала (шаг оцифровки равен 5 нс). Синие кривые – теоретическая аппроксимация отдельных импульсов, красная кривая – суммарная аппроксимация полного импульса.

Как было показано ранее, события от атмосферных мюонов, выделенные по полному набору критериев отбора, содержат, в среднем, 5-6 мюонов в группе. Для событий от групп атмосферных мюонов, импульсы, регистрируемые ОМ можно классифицировать по принадлежности к соответствующему источнику черенковского излучения [38]. Первая группа импульсов инициирована фотонами, испущенными ливнем высокой энергии. Вторая группа импульсов относится к черенковскому излучению мюона,

который инициировал ливень высокой энергии. Третья группа импульсов вызвана другими мюонами группы. Рисунок 4.21 иллюстрирует систему классификации импульсов ОМ. Звездочка соответствует вершине каскада высокой энергии порожденного одним из мюонов группы. Горизонтальная прямая соответствует фронту распространения мюонов группы в момент рождения ливня. Направление распространения фронта мюонов группы определяется восстановленным направлением ливня. Кружки с крестиками представляют оптические модули. Импульсы первой группы (Type 1) инициируются фотонами ливня, они распространяются со скоростью света в воде v , которая меньше скорости света в вакууме c . Импульсы второй группы (Type 2) инициируются черенковским излучением мюона. Эти импульсы ОМ, по времени, возникают раньше, чем импульсы первой группы. Импульсы третьей группы (Type 3) инициируются фотонами других мюонов группы. Для каждого ОМ существует минимальное время t_{bg} , которое равно времени распространения мюона с момента образования ливня до оптического модуля. Ожидаемое время засветки ОМ другими мюонами зависит от расстояния r между соответствующей траекторией мюона и оптическим модулем. Для каждой группы импульсов выбирается временное окно разрешенных значений относительно теоретически ожидаемых:

Для первой группы: $|t - t_{sh}| < 20 \text{ ns}$, где t_{sh} – время распространения света в воде от вершины ливня до оптического модуля.

Для второй группы: $|t - t_{\mu}| < 20 \text{ ns}$, где t_{μ} – время распространения черенковского излучения от трека мюона до ОМ,

Для третьей группы: $t_{bg} - 20 \text{ ns} < t < t_{bg} + 50 \text{ ns}$.

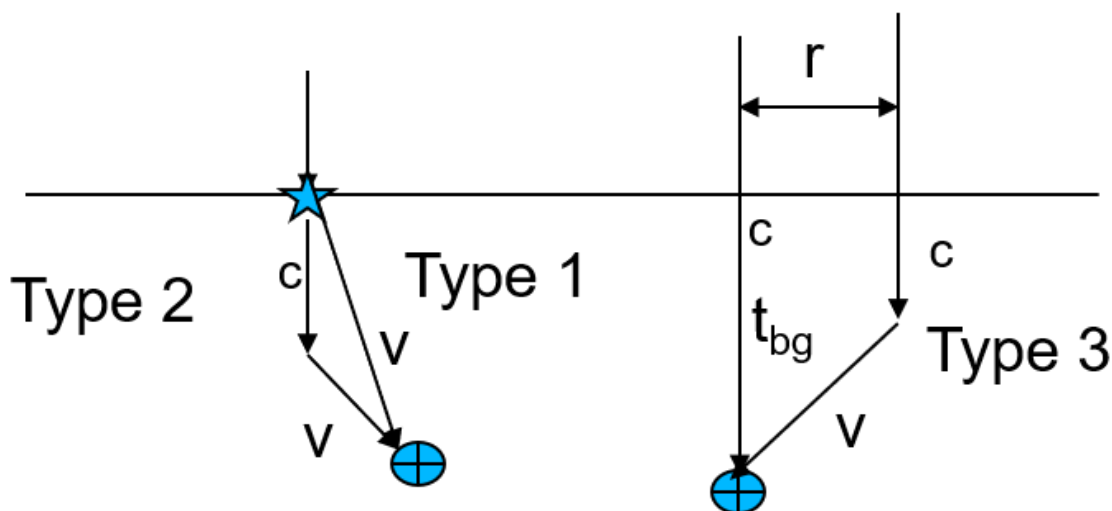


Рисунок 4.21 Иллюстрация классификации импульсов ОМ (см. текст).

Процедура дополнительного подавления событий от атмосферных мюонов заключается в ограничении числа импульсов второй и третьей группы в событии. На рисунке 4.22 представлены интегральные распределения по восстановленной энергии ливней. Красная гистограмма соответствует распределению событий без дополнительного подавления импульсов ОМ. Зеленая гистограмма соответствует событиям с числом импульсов второй группы меньше двух $N_{type2} < 2$, розовая гистограмма соответствует $N_{type2} < 1$. Черная гистограмма соответствует ожидаемому распределению событий от астрофизического потока со спектром $E^{-2.46}$ и нормировкой, предложенной в эксперименте IceCube. Из рас.4.22 видно, что для событий с числом импульсов $N_{type2} = 0$ число событий с энергией выше 60 ТэВ от астрофизического потока примерно равно числу фоновых событий от атмосферных мюонов. Для событий с $N_{type2} = 1$ число событий от астрофизического потока примерно равно числу фоновых событий от атмосферных мюонов для энергий каскадов равной или выше 100 ТэВ.

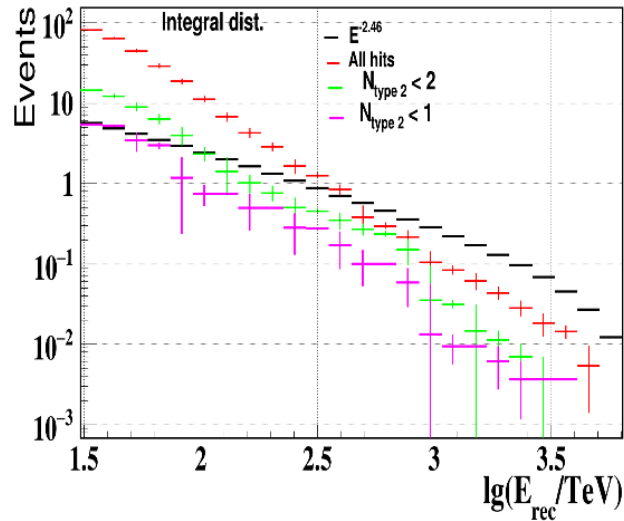


Рисунок 4.22 Интегральные распределения ожидаемых событий от атмосферных мюонов с разными ограничениями на число импульсов второй группы: красная гистограмма – без ограничений, зеленая гистограмма - $N_{type2} < 2$, розовая гистограмма - $N_{type2} < 1$. Черная гистограмма относится к распределению от астрофизического потока нейтрино.

Для подавления фона от атмосферных мюонов были использованы следующие ограничения на число импульсов второй и третьей группы в экспериментальных событиях:

$$\begin{aligned}
 &(N_{type3} < 5); \\
 &((N_{type2} = 0 \text{ и } E_{rec} > 60 \text{ TeV}) \text{ или} \\
 &(N_{type2} = 1 \text{ и } E_{rec} \geq 100 \text{ TeV})) \quad (4.4.1)
 \end{aligned}$$

В результате применения данной процедуры было выделено семь событий – кандидатов от нейтрино астрофизической природы с энергией выше 60 ТэВ и множественностью сработавших каналов $N_{hit} > 19$ ОМ. Интегральное распределение этих событий приводится на рисунке 4.23 (крестики). На том же рисунке приводятся ожидаемые распределения от

атмосферных мюонов (коричневая гистограмма) и от потока астрофизических нейтрино со спектром $E^{-2.46}$ и нормировкой IceCube (зеленая гистограмма).

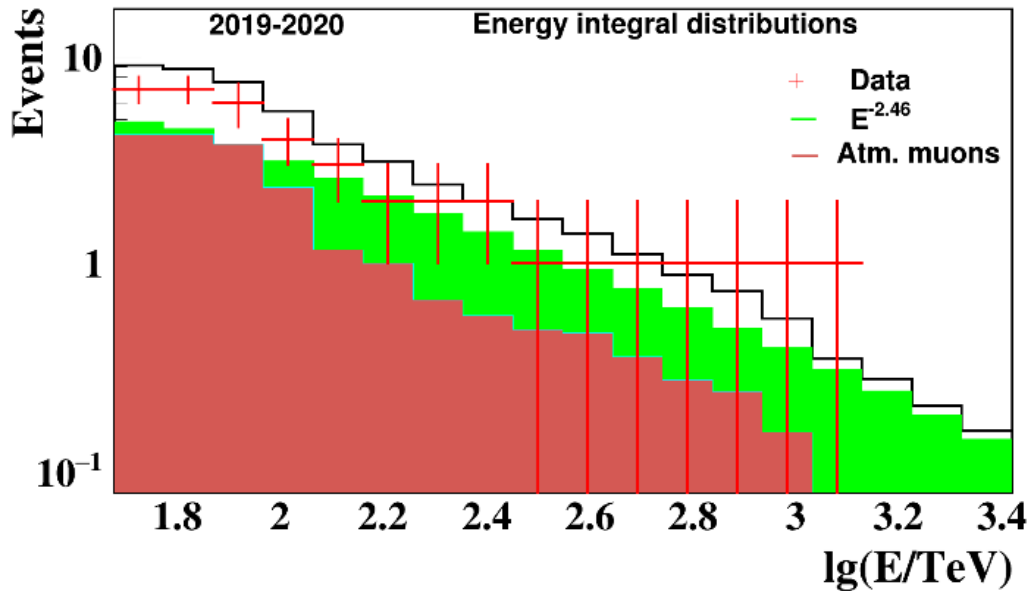


Рисунок 4.23 Интегральные распределения выделенных событий по энергии (крестики) и ожидаемых событий от атмосферных мюонов (коричневая гистограмма) и от диффузного потока астрофизических нейтрино (зеленая гистограмма).

В результате применения процедуры дополнительного подавления фоновых событий к набору данных 2018 года, с энергией выше 100 ТэВ, было выделено дополнительно 3 события. Таким образом, число кандидатов на события от нейтрино астрофизической природы составило 10 событий. Одно из этих событий имеет восстановленную энергию порядка 1 ПэВ. Одно событие восстановлено как событие из-под горизонта с зенитным углом 109° . Характеристики десяти событий приводятся в Таблице 4.1. На рисунке 4.24 приведена карта распределения γ -источников на небесной сфере в экваториальных координатах и расположение 10 нейтринных кандидатов Baikal-GVD.

Таблица 4.1 Характеристики десяти событий – кандидатов на события от астрофизических нейтрино: восстановленная энергия каскада, зенитный и азимутальный углы в локальной системе телескопа, координаты источника нейтрино в экваториальных координатах.

	E, TeV	θ_z , degree	ϕ , degree	RA, degree	Dec., degree
GVD2018_354_N	105	37	331	118.2	72.5
GVD2018_383_N	115	73	112	35.4	1.1
GVD2018_656_N	398	64	347	55.6	62.4
GVD2019_112_N	1200	61	329	217.7	57.6
GVD2019_114_N	91	109	92	45.1	-16.7
GVD2019_663_N	83	50	276	163.6	34.2
GVD2019_153_N	129	50	321	33.7	61.4
GVD2020_175_N	110	71	185	295.3	-18.9
GVD2020_332_N	74	92	9	223.0	35.4
GVD2020_399_N	246	57	49	131.9	50.2

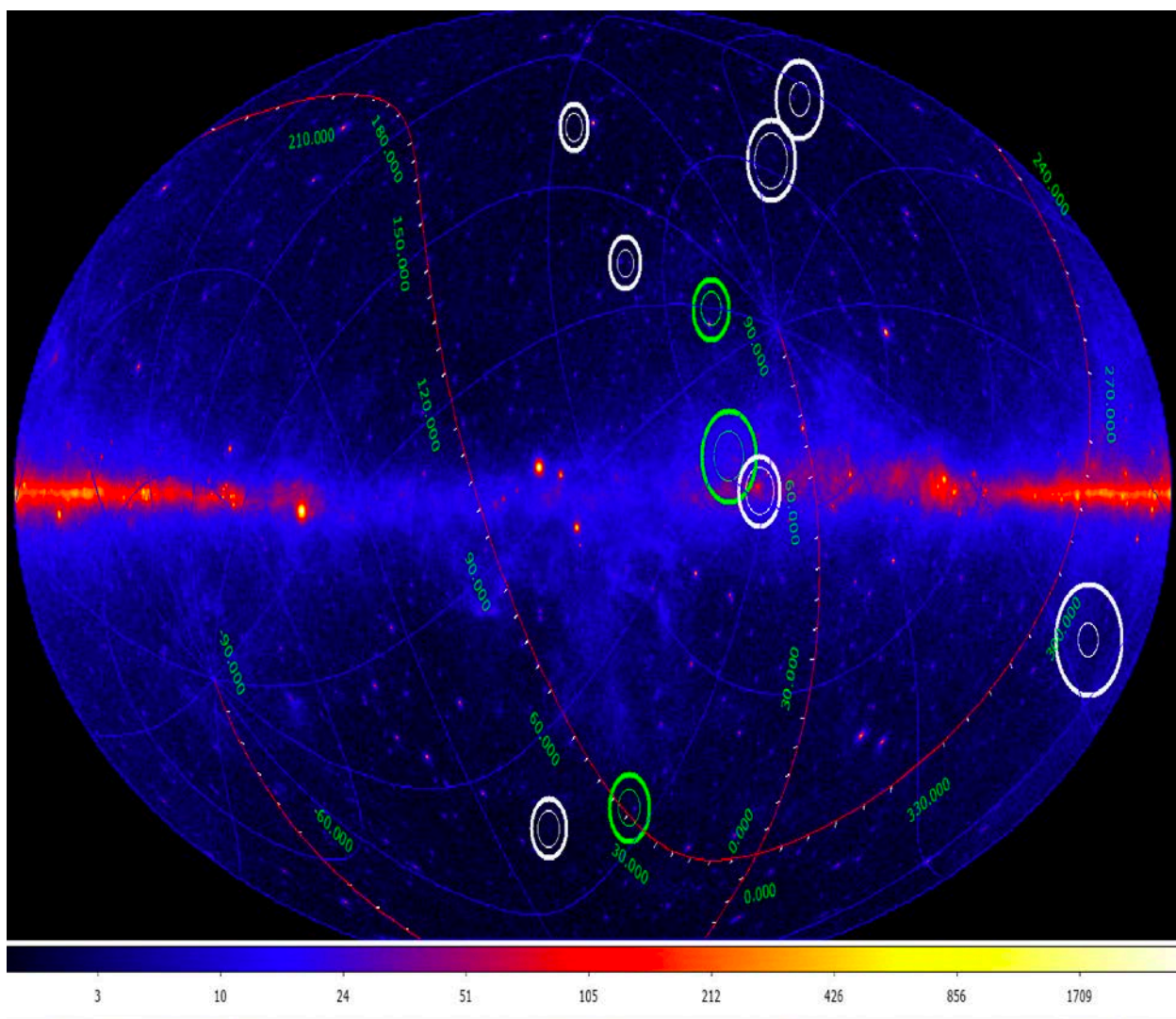


Рисунок 4.24 Положение в экваториальной системе координат первых десяти кандидатов на астрофизические нейтринные события в Baikal-GVD.

Таким образом, выделены первые 10 событий - кандидатов на нейтрино астрофизической природы по данным Baikal-GVD за 2018-2020 г.г. В настоящее время анализ этих данных продолжается в мульти-волновом аспекте поиска нейтринных источников [10].

4.5 Поиск нейтринных событий, совпадающих с оповещениями нейтринных телескопов

В рамках международной программы много-канальных исследований проводился анализ девяти алерт событий нейтринного телескопа IceCube с

начала сентября до конца октября 2020 г. [53]. За сентябрь–октябрь 2020 г. число оповещений о регистрации высокоэнергичных нейтрино телескопом IceCube на Южном полюсе оказалось рекордным по частоте в месяц за все время наблюдений: шесть событий в сентябре, три в октябре. Источники алертов зарегистрированы в Северной небесной полусфере. Алертные события трековые, с направлением снизу вверх для IceCube, с хорошей точностью восстановления направления мюона: около 0.5° (категория “gold”) и до 2.5° (“bronze”) [54]. Оценка энергии этих событий приводится в табл. 4.2. Все события имеют энергию выше 100 ТэВ, а два события – выше 600 ТэВ. Нейтринные алерты являются хорошими кандидатами на события от нейтрино астрофизической природы. Вероятность их внеатмосферного происхождения около 50% для категории “gold” и ~30% для “bronze” [54]. Потоки нейтрино от источников северного неба на Baikal-GVD наблюдаются в большинстве случаев как события сверху. Соответственно, в направлении алертов от IceCube на Baikal-GVD восстановление ливневых событий эффективнее трековых, но фон в обоих случаях зависит от временного окна относительно оповещения. В настоящее время информация об алертах телескопа IceCube считывается по сообщениям циркуляра GCN (сайт архива). Суточные траектории наблюдения алертов в горизонтальных координатах Baikal-GVD показаны на рисунке 4.25, где фиксированные координаты алертов обозначены цветными символами “прямой крестик”. Как видно, для телескопа Baikal-GVD шесть событий находятся в верхней полусфере, три – в нижней. Пример распределения событий на разных кластерах по кратности совпадения времен показан на рисунке 4.26.

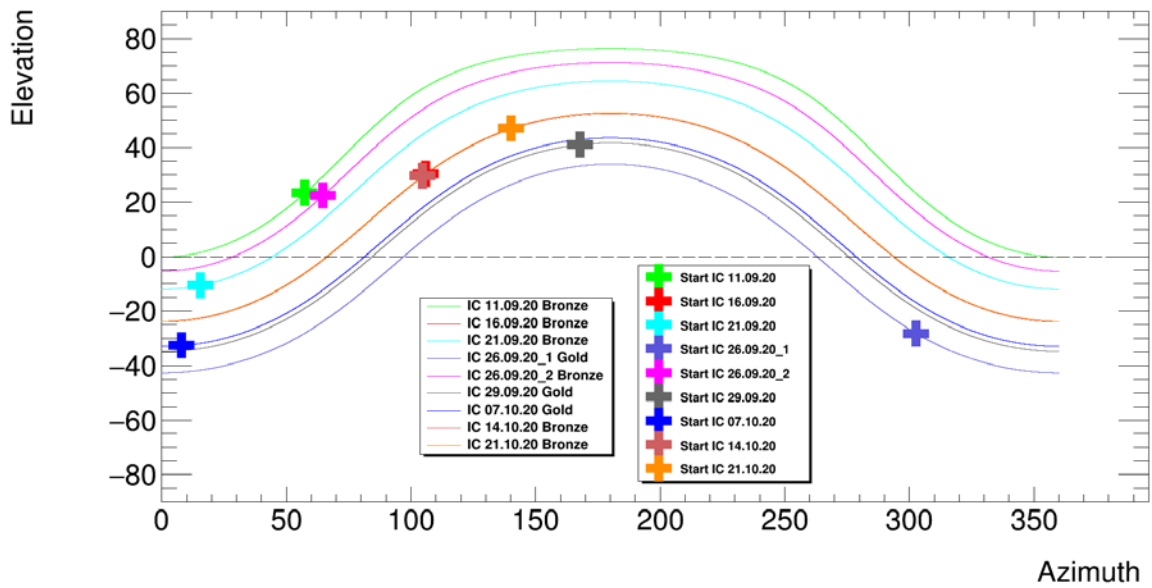


Рисунок 4.25 Суточные траектории фиксированных экваториальных направлений девяти алертов в горизонтальных координатах телескопа Baikal-GVD.

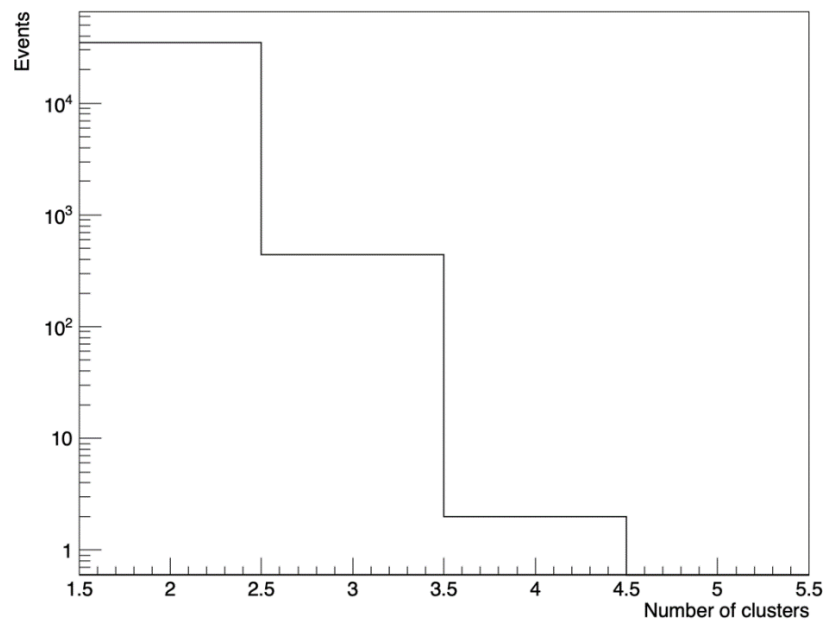


Рисунок 4.26 Частота мульти кластерных событий в сутки. По оси абсцисс — число кластеров в совпадении событий во временном окне, соответствующем расстоянию между кластерами.

В данном разделе обсуждаются результаты поиска нейтрино, ассоциированных с девятью оповещениями IceCube, основанные на

выделении и анализе каскадных событий. Среди рассматриваемых алертов триплет IC200916A, IC201014A и IC201021A выделяется тем, что есть совпадение значений их склонений с точностью до десятых долей градуса. Соответственно, суточные траектории их наблюдения в горизонтальных координатах одинаковы, что видно на общем графике траекторий на рисунке 4.25. На рисунке 4.27 представлена траектория для этих событий IceCube вместе с координатами ливневого события (светло-синий крестик), зарегистрированного на Baikal-GVD через 4.96 часа после алерта IC201014A на угловом расстоянии менее пяти градусов от направления на положение алерта на небесной сфере. Восстановленные координаты этого события в экваториальной системе: 221° (восхождение) и 14.8° (склонение). В событии восемь сработавших модулей, а его восстановленная энергия составляет 5 ТэВ. Вероятность появления такого события в конусе углового разрешения оценивается на уровне фона от атмосферных мюонов.

В поиске событий на совпадение с алертами IC по каскадной моде из соответствующих наборов экспериментальных данных отбирались события, удовлетворяющие критериям отбора ливней с множественностью сработавших оптических модулей $N_{hit} > 7$, проводилась реконструкция направления и энергии ливней, и определялся угол ψ между направлением на положение источника нейтрино на небесной сфере и направлением на возможный источник выделенного каскада. В качестве событий, ассоциированных с соответствующим алертом IC, выбирались каскады со значением $\psi < 5^\circ$. В результате анализа наборов данных для девяти IC алертов (см. табл. 4.2) были выделены три каскадных события для алертов IC200926B, IC200929A и IC201014A во временных интервалах ± 12 ч, и не было выявлено событий во временных интервалах ± 1 ч. Основным

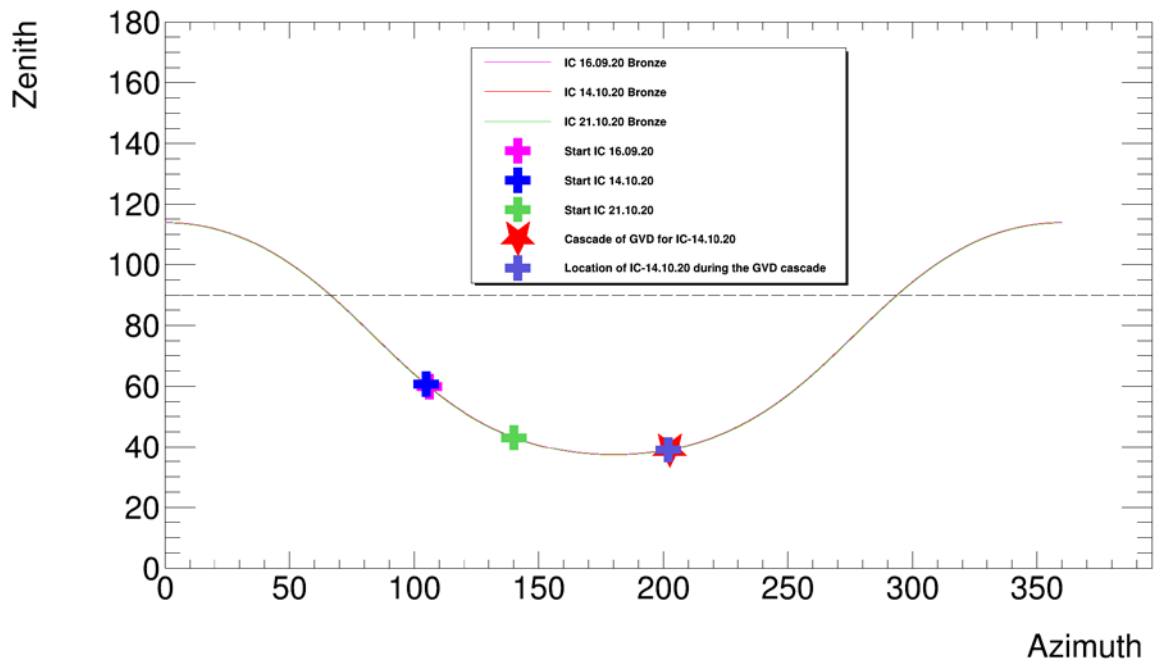


Рисунок 4.27. Суточные траектории алертов IC200916A, IC201014A, IC201021A (обозначение цветом и “крестиком” в рамке легенды) в горизонтальных координатах телескопа Baikal-GVD. Звездочкой показано положение восстановленного ливневого события (красным цветом). Подробнее в тексте.

источником фоновых событий в данном анализе являются группы атмосферных мюонов и каскады, генерируемые атмосферными мюонами высоких энергий. Ожидаемое число фоновых событий N_{bg} в конусе 5° для каждого алерта определялось по полному набору данных Baikal-GVD за 2019 г. (апрель 2019 г. – февраль 2020 г.), соответствующему 1495.19 дням эффективного набора данных одним кластером телескопа. Вероятность принадлежности к фону трех зарегистрированных событий для IC200926B, IC200929A и IC201014A составляет, соответственно, 0.32 (0.99 σ), 0.29 (1.11 σ) и 0.36 (0.85 σ). Таким образом, в данных Baikal-GVD не выявлено статистически значимого превышения числа зарегистрированных каскадных событий, ассоциированных с алертами IC, над ожидаемым числом фоновых событий.

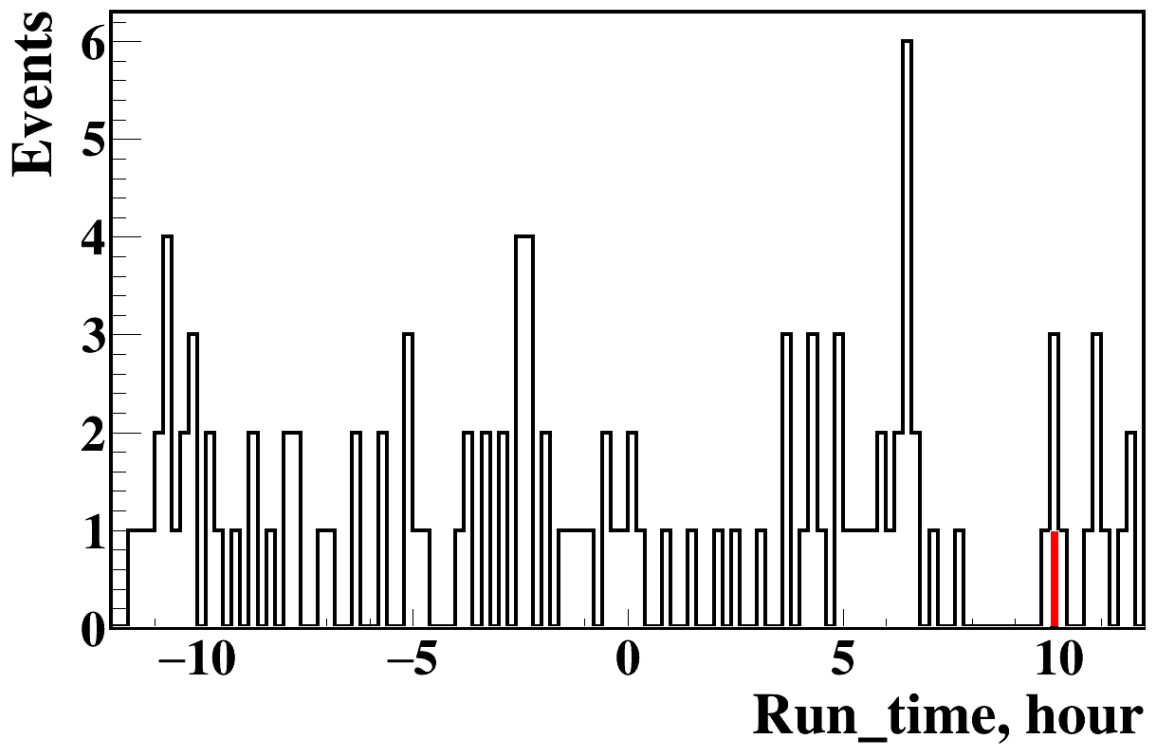


Рисунок 4.28. Временное распределение событий для алерта IC200929A. Красным цветом отмечено положение каскада со значением $\psi < 5^\circ$.

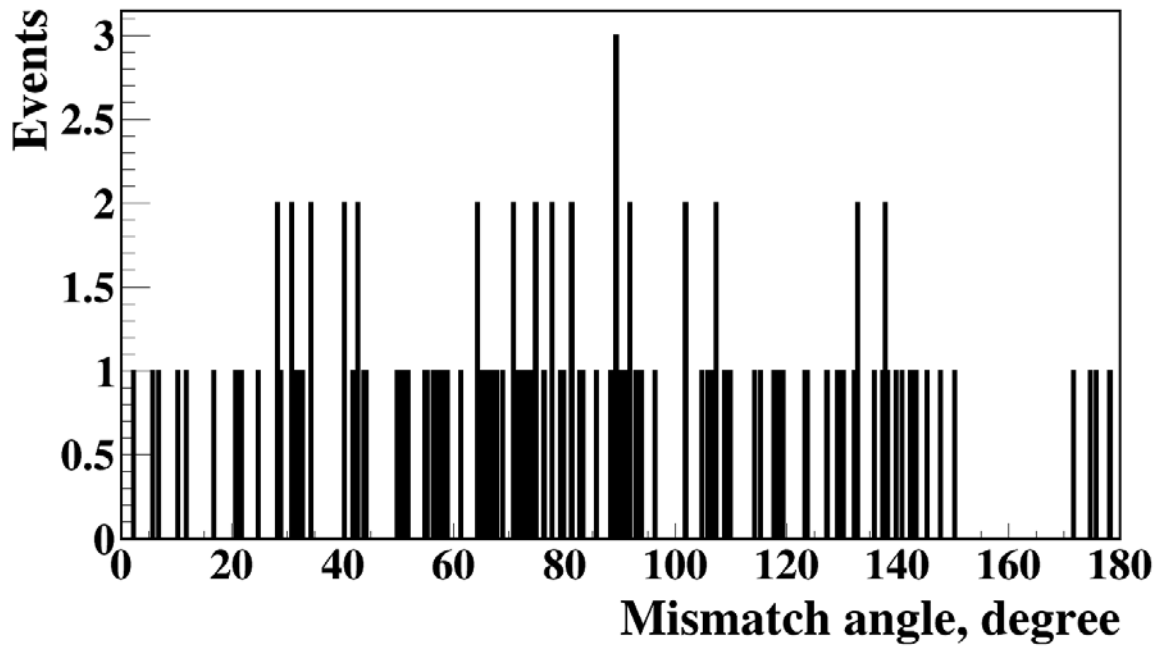


Рисунок 4.29. Распределение событий по углу ψ между направлениями прихода нейтрино и каскада для алерта IC200929A.

На рисунке 4.28 в качестве иллюстрации представлено распределение 113 выделенных ливневых событий во временном интервале ± 12 часов около события IC200929A. Распределение этих событий по углу представлено на рисунке 4.29. Для данного алерта выделено одно ливневое событие со значением $\psi < 5^\circ$. На рисунке 4.29 приводится траектория источника IC200929A в локальных координатах телескопа, и координаты зарегистрированных ливней в интервале ± 12 ч.

В отсутствие статистически значимого превышения числа зарегистрированных событий над ожидаемым фоном, для каждого из IC алертов можно установить ограничение на число ожидаемых событий. Согласно [55], при нулевом числе измеренных событий в конусе на источник, предельное значение числа ожидаемых событий на 90% доверительном уровне (д.у.) составляет $n_{90\%} = 2.44$, а в случае алертов IC200926B, IC200929A и IC201014A, когда было зарегистрировано по одному событию, $n_{90\%} = 4.36$. На рисунке 4.30 представлена зависимость от косинуса зенитного угла

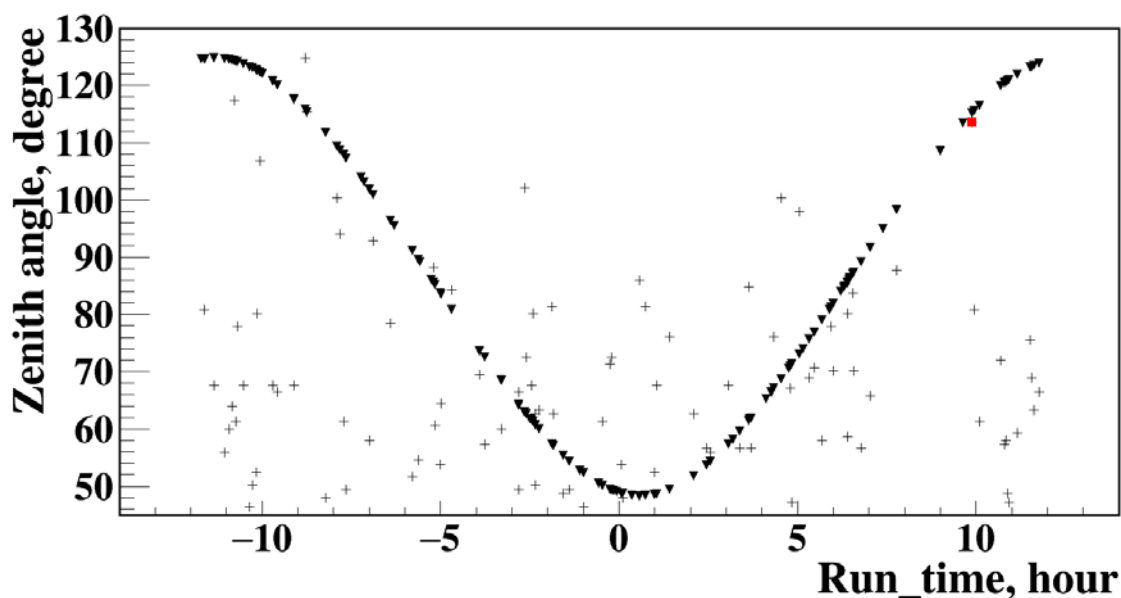


Рисунок 4.29. Траектория источника нейтрино для алерта IC200929A и координаты выделенных каскадов в интервале времени ± 12 ч. Красный прямоугольник соответствует каскаду со значением угла $\psi < 5^\circ$.

эффективных площадей регистрации изотропных потоков нейтрино трех ароматов в окрестности Земли, усредненных по спектру E^{-2} в диапазоне энергий 1 ТэВ–10 ПэВ, с учетом ослабления потоков нейтрино в Земле. Используя значения $p_{90\%}$ и эффективные площади регистрации нейтрино, были получены ограничения на 90% доверительном уровне на зависящий от энергии поток нейтрино одного типа $F(E)$ в единицах измерения [$\text{ТэВ}^{-1} \text{см}^{-2}$] со спектром E^{-2} в предположении о равной доле типов нейтрино в полном потоке. Все полученные ограничения приведены в табл. 4.2 в направлении всех алертов.

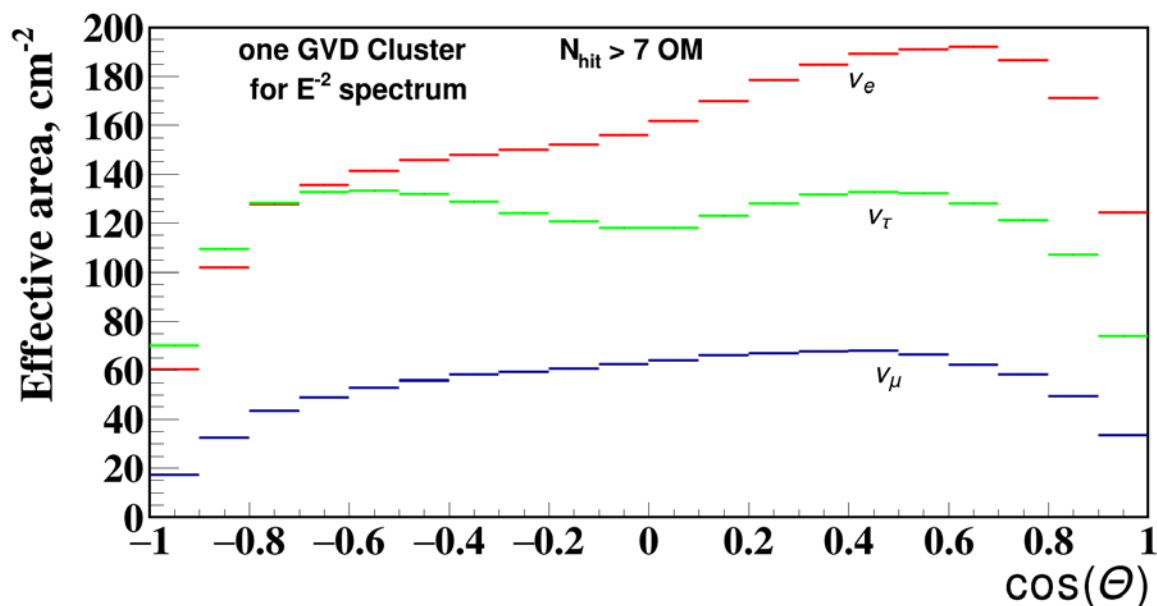


Рисунок 4.30. Эффективная площадь регистрации нейтрино, усредненная по спектру E^{-2} , для трех ароматов нейтрино.

Таблица 4.2. Верхние пределы на 90% д.у. на потоки нейтрино $E^2 F(E)$ [ТэВ cm^{-2}] в направлении прихода алертов для спектра в источнике E^{-2}

Alert	Type	E, TeV	Elevation, degrees	$N_{\text{obs}},$ ± 12 h	Significance level	$N_{\text{bg}},$ per day	Flux limit, $E^2 F(E),$ TeV cm^{-2}
IC200911A	Bronze	111	23.2	-	-	0.33	1.43×10^{-3}
IC200916A	Bronze	110	30.3	-	-	0.29	1.12×10^{-3}
IC200921A	Bronze	117	10.6	-	-	0.36	1.13×10^{-3}
IC200926A	Gold	671	28.2	-	-	0.19	1.14×10^{-3}
IC200926B	Bronze	121	22.3	1	0.32	0.39	2.5×10^{-3}
IC200929A	Gold	183	41.1	1	0.29	0.35	2.5×10^{-3}
IC201007A	Gold	683	32.5	----	-	0.25	1.12×10^{-3}
IC201014A	Bronze	147	29.5	1	0.36	0.44	2.44×10^{-3}
IC201021A	Bronze	105	47.1	-	-	0.37	1.37×10^{-3}

4.6 Поиск нейтринного сигнала от события GW170817A

17 августа 2017 года детекторы LIGO и Virgo зарегистрировали сигнал гравитационной волны GW170817 от столкновения двух нейтронных звезд [5]. Затем короткий всплеск гамма-излучения GRB170817A совпадающий по времени с GW170817 был зафиксирован детекторами Fermi-GBM и INTEGRAL. Последующие наблюдения в оптическом диапазоне позволили установить координаты источника гравитационной волны NGC 4993. Поиск нейтрино высоких энергий от данного источника проводился на нейтринных

телескопах ANTARES, IceCube, Pierre Auger Observatory [15] и Super-Kamiokande [56].

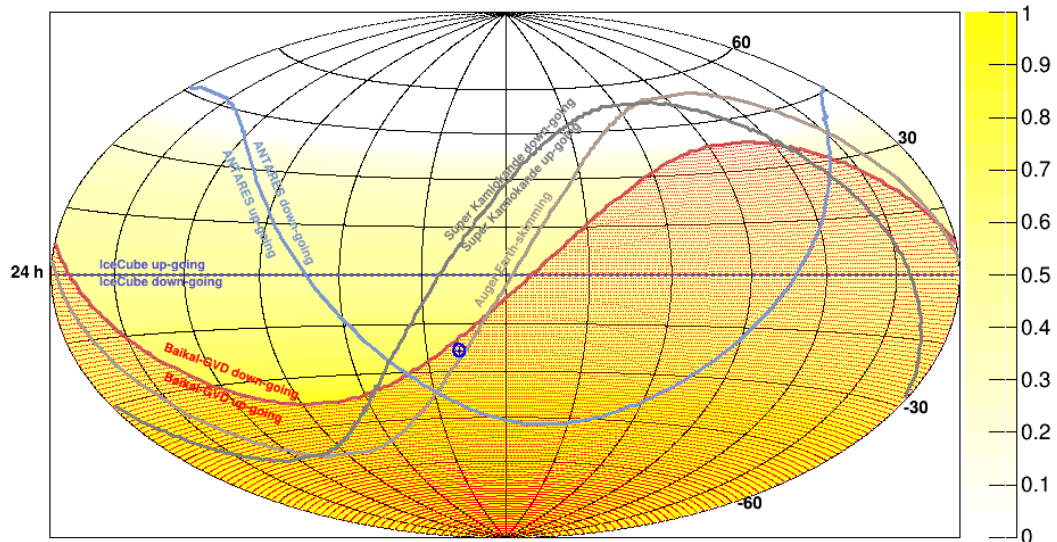


Рисунок 4.31. Расположение источника NGC 4993 (точка) и линии горизонта отделяющие события от нейтрино сверху и снизу для IceCube, ANTARES, Super-Kamiokande and Baikal-GVD в момент события от гравитационной волны в экваториальных координатах. Зенитный угол источника в момент прихода гравитационной волны составлял 73.8° для ANTARES, 66.6° для IceCube, 108° для SK и 93.3° для Baikal-GVD.

Поиск нейтринного сигнала проводился в двух разных временных интервалах относительно гравитационного события. Временное окно ± 500 сек вокруг гравитационного сигнала использовалось для поиска нейтрино, ассоциированного с гамма-излучением в событии GRB170817A [57, 58]. Второй интервал составлял 14 дней после гравитационного сигнала, в течение которого возможны долговременные процессы сопровождаемые генерацией нейтрино высоких энергий [59, 60]. Нейтринные телескопы, перечисленные выше, не зарегистрировали статистически значимого

превышения сигнала над уровнем фона в этих двух временных интервалах и ассоциированных с источником гравитационной волны.

В течение 2017 года нейтринный телескоп Baikal-GVD функционировал на оз. Байкал в конфигурации из двух кластеров. Для Baikal-GVD на момент регистрации GW170817 зенитный угол NGC 4993 составлял 93.3° (см. рисунок 4.31 и подпись к нему). Стратегия поиска нейтринного сигнала по данным Baikal-GVD, ассоциированного с событием GW170817 заключается в выделении каскадов инициированных нейтрино в чувствительном объеме телескопа во временных интервалах ± 500 секунд вокруг гравитационного события и 14 суток после регистрации гравитационной волны. Поскольку поиск нейтрино осуществлялся в сравнительно малых интервалах времени вокруг положения источника гравитационной волны, фон от атмосферных мюонов и нейтрино был ниже, чем в задаче измерения диффузного потока нейтрино астрофизической природы. Это позволило применить к восстановленным событиям более мягкие критерии отбора для выделения нейтринных событий. В окне ± 500 сек было выделено 731 событие, с ограничением на количество засвеченных модулей $N_{\text{hit}} > 5$ на трех и более гирляндах. После процедуры реконструкции и применения критериев отбора осталось два события. На рисунке 4.32. приводится временное распределение событий, удовлетворяющих начальным условиям отбора, а также события, удовлетворяющие всем критериям отбора зарегистрированных в течение сеанса набора данных длительностью 39347 сек, который содержит временной интервал ± 500 s вокруг GW170817.

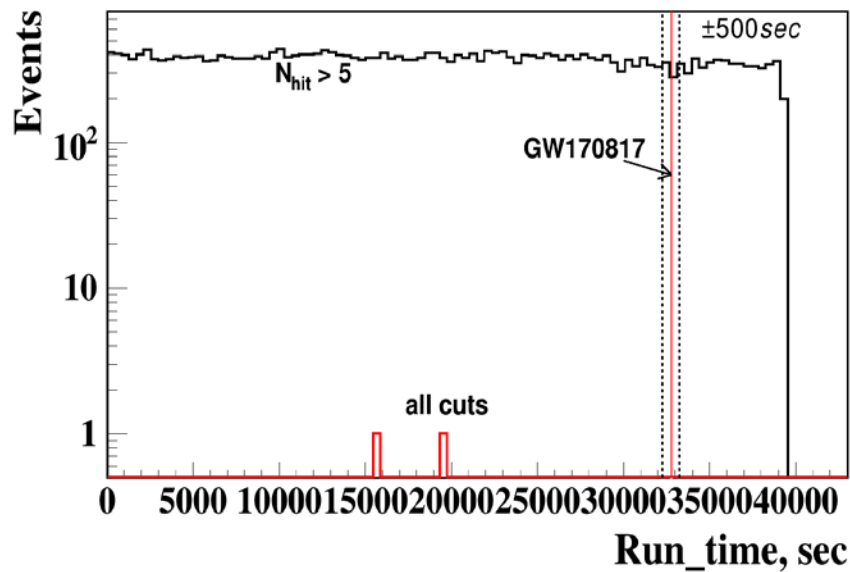


Рисунок 4.32. Временное распределение событий в течение сеанса набора данных, содержащего временное окно ± 500 сек вокруг GW событий. Черная гистограмма соответствует всем событиям, удовлетворяющим начальным условиям отбора. Красная гистограмма соответствует событиям, удовлетворяющим всем критериям отбора событий.

На рисунке 4.33. приводятся эффективные площади регистрации нейтрино (верхняя панель) и распределение угла между направлением на источник и восстановленным направлением ливня (нижняя панель) для событий удовлетворяющим условиям отбора в окне ± 500 сек вокруг GW события. Медианное значение углового распределения составляет 4.5° . Среднее число ожидаемых фоновых событий от атмосферных мюонов составляет 0.05 событий во временном окне наблюдения.

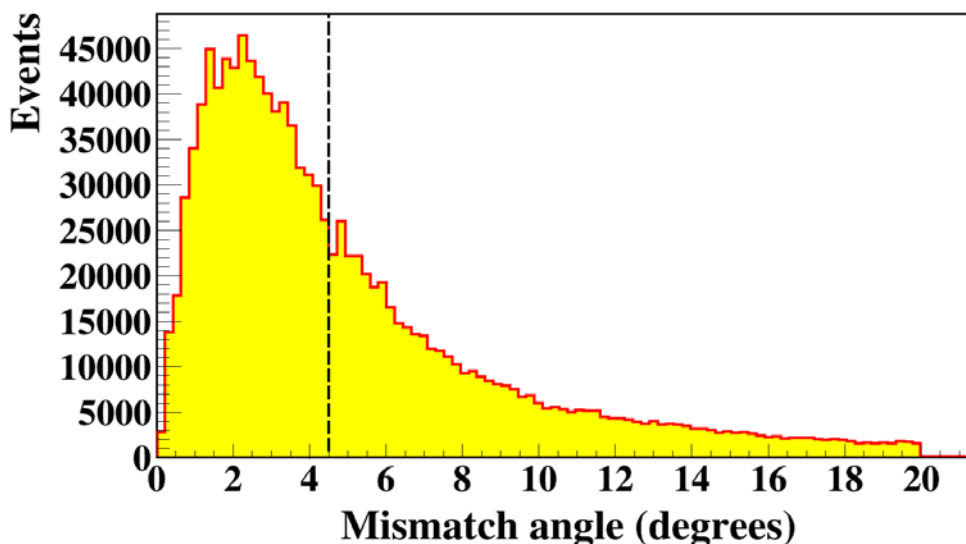
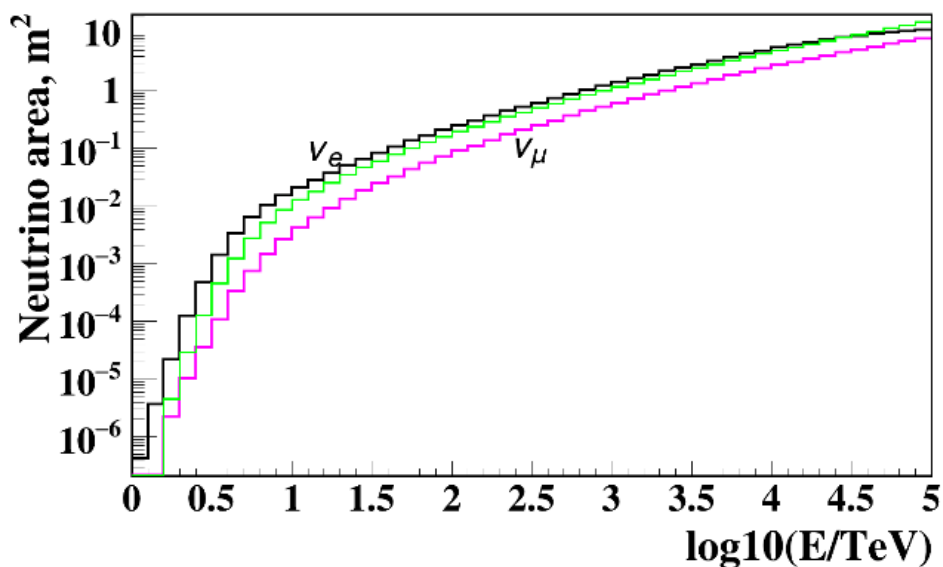


Рисунок 4.33. Эффективная площадь регистрации для разных типов нейтрино (верхняя панель), и распределение угла отклонения восстановленного направления ливня от истинного значения (нижняя панель).

Отсутствие событий в интервале ± 500 сек, которые могли быть связаны с событием GW170817 позволяет установить ограничение на поток нейтрино от такого источника. Для спектра E^{-2} и одного аромата нейтрино в предположении об их равной доле в потоке, верхний предел на поток рассчитывался согласно [42]. В диапазоне энергий от 5 ТэВ до 10 ПэВ на уровне достоверности 90% верхний предел на нейтринный поток со спектром E^{-2} составил $5.2 \times (E/\text{ГэВ})^{-2} \text{ ГэВ}^{-1}\text{см}^{-2}$ для временного окна ± 500 секунд.

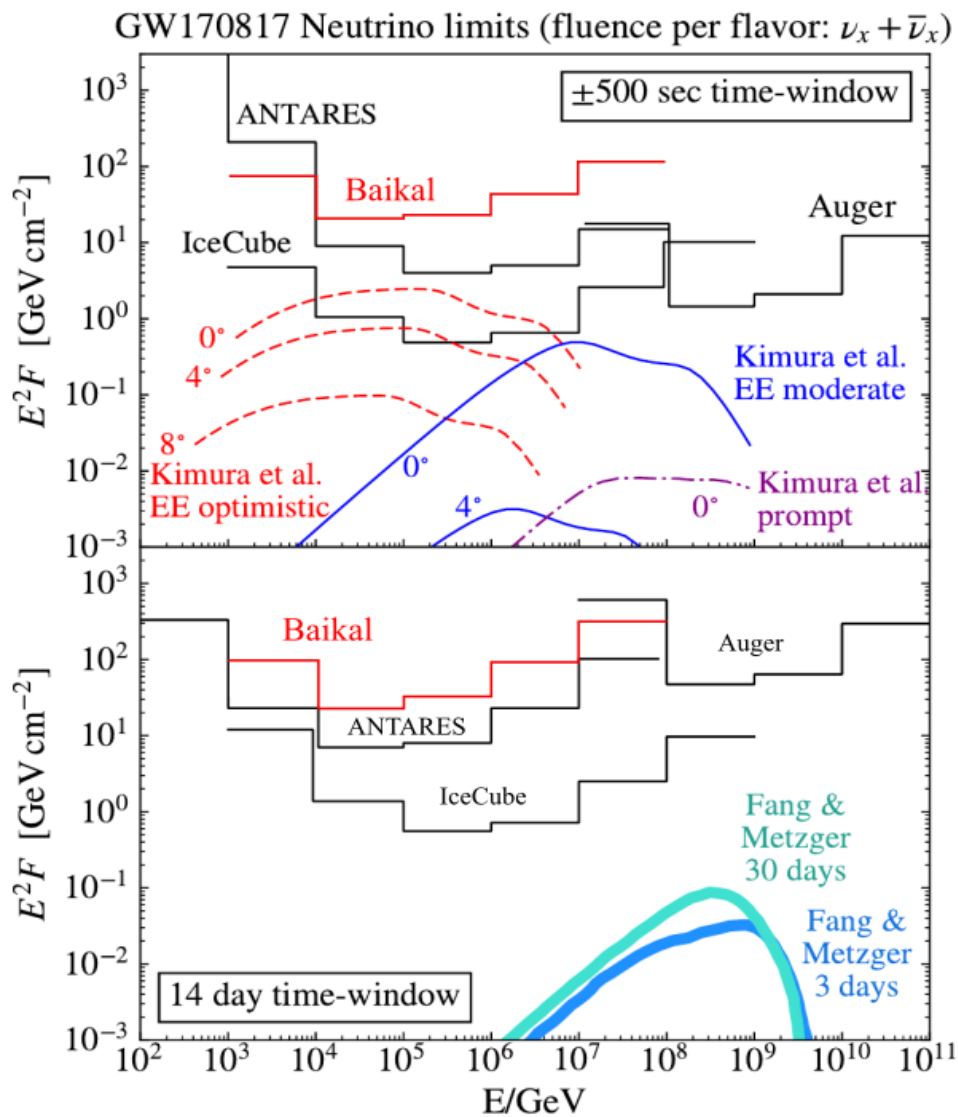


Рисунок 4.34 Верхние пределы (на уровне достоверности 90%) на поток нейтрино от GW170817 во временном окне ± 500 секунд вокруг гравитационного события (сверху) и в течение 14 суток после гравитационной волны (снизу). Также показаны оценки на поток в моделях испускания нейтрино, подробно описанные в работе [41].

Для поиска нейтрино от источника, ассоциированного с гравитационной волной во временном интервале 14 дней после гравитационного события, было использовано более жесткое ограничение на число сработавших оптических модулей – $N_{\text{hit}} > 7$. Зенитный угол источника в локальных координатах телескопа в течение суток изменяется в диапазоне от 74° до 150°. В данном анализ также не были зарегистрированы события, совпадающие с источником гравитационной волны. Учитывая отсутствие

зарегистрированных событий, был получен верхний предел на поток нейтрино со спектром E^{-2} в том же диапазоне энергий, что и для временного окна ± 500 сек, который составил $9 \times (E/\text{ГэВ})^{-2} \text{ГэВ}^{-1}\text{см}^{-2}$. Пределы на потоки нейтрино для разных интервалов энергии нейтрино, полученные в данной работе на 90% доверительном уровне и ассоциированные с гравитационной волной GW170817 представлены на рисунке 4.34. Результаты получены по данным 2017 года двух кластеров Baikal-GVD в двух режимах наблюдения: прямом (± 500 с) и после вспышки в течение 14 суток, для спектра нейтрино E^{-2} в интервале энергий от 10^3ГэВ до 10^8ГэВ и предположения равных потоков трех ароматов нейтрино. В направлении исследуемого источника сигнала достигнутая чувствительность к нейтринному потоку телескопа Baikal-GVD в композиции двух кластеров была выше пределов, полученных на нейтринных телескопах ANTARES и IceCube.

В настоящее время, с апреля 2021 года Baikal-GVD включает восемь кластеров, увеличив в четыре раза эффективный объем детектирования нейтрино (до $0,4 \text{ км}^3$) и чувствительность к нейтринным потокам от источников Северного неба в области энергий выше ста ТэВ.

Заключение

Результаты работы можно кратко сформулировать в следующем виде:

1. Разработаны методы калибровки оптического модуля, позволяющие проводить калибровку в режиме подводного (in-situ) функционирования установки с точностью ~ 2 нс, что обеспечивает точность реконструкции направления треков меньше градуса.
2. Разработаны новые алгоритмы и программное обеспечение для автоматической калибровки, позволяющие в короткие сроки проводить калибровку оптических модулей на всех кластерах установки, при любом их количестве.
3. Впервые для кластера Baikal-GVD сделана оценка точности калибровки и эффективности алгоритма восстановления параметров ливней высоких энергий путем восстановления координат лазерного калибровочного источника: точность восстановления координат ливня до 3 метров, медианное значение в определении направления 3.5° и 30% погрешность восстановления энергии ливня.
4. Впервые для кластера Baikal-GVD показана область направлений и расстояний от вершины взаимодействия нисходящих ливней с эффективностью регистрации не менее 90%, полученная из моделирования отклика оптического модуля Baikal-GVD на черенковское излучение от прохождения электромагнитного каскада в байкальской воде.
5. Впервые по данным Baikal-GVD выделены нейтринные события с энергией выше 60 ТэВ и выше 100 ТэВ, как кандидаты на события астрофизического происхождения.
6. Впервые по данным Baikal-GVD в квази-онлайн режиме обработки данных проведен анализ оповещений (алертов) от нейтринного телескопа IceCube. В отсутствии корреляций каскадов с алертами по направлению и времени в интервале времени ± 12 часов получены оценки чувствительности телескопа

Baikal-GVD в композиции 5 кластеров к потоку нейтрино от источников Северного неба на уровне $1.1\text{--}2.5 \text{ ГэВ/см}^2$ для спектра нейтрино E^{-2} в диапазоне энергий нейтрино от 1 ТэВ до 10 ПэВ.

7. Получены ограничения сверху на 90% доверительном уровне на поток нейтрино от источника гравитационной волны в известном мульти-волновом событии GW170817A для двух кластеров Baikal-GVD в двух режимах наблюдения: прямом ($\pm 500\text{с}$) и после вспышки в течение 14 суток, для спектра нейтрино E^{-2} в интервале энергий от 10^3 ГэВ до 10^8 ГэВ .

Разработка и создание действующей конфигурации глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD, также как обработка и анализ детектируемых данных, это результат совместной работы всего коллектива коллаборации “Байкал”. В заключение работы я хотел бы выразить благодарность моим коллегам, без которых выполнение данного исследования было бы невозможно: научному руководителю О. В. Суворовой за неоценимую помощь в освоении исследовательского подхода на пути научного познания, Ж.-А. М. Джилкибаеву за поддержку и внимание на всех этапах работы, основателю и руководителю Байкальской коллаборации Г. В. Домогацкому за создание свободной плодотворной рабочей атмосферы внутри коллектива, В. М. Айнутдинову и И. А. Белолаптикову, внесших основополагающий вклад в создание нейтринного телескопа.

Я искренне благодарен Н. А. Айрапетовой за постоянную поддержку и помощь в преодолении многих жизненных препятствий, А. Д. Аврорину за множество полезных советов и дискуссий. Благодарю А. А. Дорошенко, М. Б. Миленина, А. П. Кошечкина за создание технической базы Байкальского телескопа. Выражаю признательность Б. А. Шайбонову и Е. Н. Плисковскому за подготовку программного обеспечения для обработки экспериментальных данных и для управления аппаратным комплексом

детектора, за их многолетний постоянный контроль качества работы регистрирующей системы установки.

Список сокращений и условных обозначений

GVD – Gigaton Volume Detector, детектор с массой мишени миллиард тонн;

GNN – Global Neutrino Network, глобальная сеть нейтринных телескопов;

DSL – Digital Subscriber Line, цифровая абонентская линия;

SMA – коаксиальный радиочастотный разъем с резьбовым соединением;

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель;

АЦП – аналого-цифровой преобразователь;

БЦ – береговой центр сбора данных;

БИП – береговой источник питания;

БСД – блок сбора данных;

МГ – модуль управления гирляндой;

ОМ – оптический модуль;

ПЛИС – программируемая логическая интегральная схема;

РУ – ретранслятор управления;

СКИ – светодиодный калибровочный источник;

ССД – система сбора данных;

ЦК – центр сбора данных кластера;

ЦМ – центральный модуль управления секции;

м.ф.э. – много-фотоэлектронный;

о.ф.с. – одно-фотоэлектронный спектр;

о.ф.э. – одно-фотоэлектронный;

ф.э. – фотоэлектрон;

эВ – электронвольт.

Список литературы

1. M.A. Markov /On high energy neutrino physics // Proc. of 10th ICHEP, Rochester (1960) p. 572.
2. В.С. Березинский, Г.Т. Зацепин. // Возможности экспериментов с космическими нейтрино очень высоких энергий, Проект ДЮМАНД, УФН, том 122 № 1 (1977) с. 500.
3. I.A. Belolaptikov et al. (Baikal Coll.) // The Baikal underwater neutrino telescope: Design, performance, and first results, Astropart. Phys. V. 7 (1997) p. 263-282.
4. Ж.-А.М. Джилкибаев, Г.В. Домогацкий, О.В. Суворова // Черенковские детекторы в нейтринной астрофизике высоких энергий, УФН, том 185 № 5 (2015) с. 531.
5. ANTARES, <https://antares.in2p3.fr>.
6. IceCube, <https://icecube.wisc.edu>.
7. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Baikal-GVD experiment, Phys.Atom.Nucl. 83, 6, 916-921, (2020).
8. M. G. Aartsen et al., IceCube Coll. // Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector, Science 342, 1242856 (2013).
9. I. Taboada, The IceCube high-energy starting event sample: Description and flux characterization with 7.5 years of data // Talk at XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 4-9 June 2018, Heidelberg, Germany, DOI: 10.5281/zenodo.1286918, URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.1286918>, [arXiv:2011.03545].
10. I. Belolaptikov and Z.A.M. Dzhilkibaev for Baikal-GVD Coll. // Neutrino Telescope in Lake Baikal: Present and Nearest Future // PoS(2021)002 (2021); <https://pos.sissa.it/395/002/pdf> .
11. S. Alves Garre, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // ANTARES offline study of

- three alerts after Baikal-GVD follow-up found coincident cascade neutrino events, Proc. of the 37th ICRC, PoS(ICRC2021)1121, (2021); arXiv:1207.14303v1.
12. B. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al. (LIGO Sci. Collab., Virgo Collab.) // GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. Phys. Rev. Lett. 119, 161101 (2017).
 13. A.D. Avrorin , ..., M.D .Sheleпов, ... et al. // Search for High-energy Neutrinos from GW170817 with the Baikal-GVD Neutrino Telescope, JETP Lett. 108 no.12, 787-790; e-Print:1810.10966, (2018).
 14. M. Aartsen, M. Ackermann, J.Adams et al., (IceCube Collab.)// Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert// Science 361, 147 (2018).
 15. A. Albert, M. Andre, M. Anghinolfi, et al. (ANTARES Collab., IceCube Collab., Pierre Auger Collab.) // Search for High-energy Neutrinos from Binary Neutron Star Merger GW170817 with ANTARES, IceCube, and the Pierre Auger Observatory// arXiv:1710.05839 (2017).
 16. А.А. Шейфлер. // Оптический модуль Байкальского глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD. Кандидатская диссертация. М: ИЯИ РАН, 2016.
 17. А.В. Аврорин, А.Д. Аврорин, Айнутдинов В.М. и др. // Система сбора данных Байкальского нейтринного телескопа НТ1000, Приборы и Техника Эксперимента. № 3 с. 28-39 (2014).
 18. A.D. Avrorin, ..., M.D .Sheleпов, ... et al. // Time calibration of the neutrino telescope Baikal-GVD, EPJ Web Conf. 207, 07003, (2019).
 19. А. В. Аврорин, В. М. Айнутдинов, R. Vannasch и др. // Гидроакустическая система позиционирования экспериментального кластера нейтринного телескопа масштаба кубического километра на оз. Байкал, Приборы и Техника Эксперимента. № 4 (2013) с. 87-97.
 20. M.R. DeVries, J.N. DiGiacomo, ... S.J.Kapustinsky et al. // Nucl. Instrum.

- Meth. A. T. 241 (1985) p. 612–613.
21. A.D. Avrorin, A.V Avrorin, V.M. Aynutdinov et al. //Luminescence of water in Lake Baikal observed with the Baikal-GVD neutrino telescope, EPJ Web Conf. 207 (2019) 09002.
 22. A.D. Avrorin, A.V Avrorin, V.M. Aynutdinov et al. //Data Quality Monitoring system in the Baikal-GVD experiment, e-Print: arXiv:1908.07270
 23. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Calibrating the Measuring Channels of the Baikal-GVD Neutrino Telescope, Instrum.Exp.Tech. 63 4, 551-560, (2020).
 24. A.D. Avrorin, A.V Avrorin, V.M. Aynutdinov et al. //Data management and processing system for the Baikal-GVD telescope, PoS ICRC2017 (2018) 1046.
 25. И. Е. Тамм, И. М. Франк. Доклады Академии Наук СССР, Т.14 (1937) с. 107.
 26. И.Е. Тамм, И.М. Франк. // Когерентное излучение быстрого электрона в среде, УФН. Т. 93 (1967) с. 388.
 27. Л.А. Кузьмичев // Глубоководный нейтринный телескоп НТ-200 (первые результаты). Докторская диссертация. М: НИИ ЯФ, МГУ 2003.
 28. Ж.-А.М. Джилкибаев // Поиск нейтрино сверхвысоких энергий и гипотетических частиц темной материи в экспериментах на Байкальском глубоководном нейтринном телескопе НТ-200. Докторская диссертация. М: ИЯИ РАН, 2005.
 29. A.Belyaev, I.Ivanenko, V.Makarov. //Proc. of the 1978 DUMAND Summer Workshop, 1979, Ed. A.Roberts, V.1, p.337.
 30. L.Bezrukov, and A.Butkevich. Fast simulation of the Cherenkov light from showers, Proc. of workshop “Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes”, Ed. Ch.Spiering, DESY Zeuthen, Germany, July 6-9, 1998, DESY-PROC-1999-01, p. 265-274, (1999).
 31. С.З.Беленький. // Каскадные процессы в космических лучах, Гостехиздат, Москва, 194

32. E. Ryabov and B. Tarashansky // Monitoring of optical properties of deep lake water, PoS (ICRC 2021)1034.
33. Б.А. Шайбонов // Поиск нейтрино сверхвысоких энергий в экспериментах на Байкальском нейтринном телескопе НТ-200. Кандидатская диссертация. М: ИЯИ РАН, 2010.
34. A.D. Avrorin , ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Baikal-GVD: cascades, EPJ Web Conf. 207, 05001, 4pp. DOI: 10.1051/epjconf/201920705001, (2019).
35. A.D. Avrorin , ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Baikal-GVD: first results and prospects, EPJ Web Conf. 209, 01015. DOI: 10.1051/epjconf/201920901015, (2019).
36. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Recent progress of the Baikal-GVD project, PoS EPS-HEP2019 (2020) 050 (2020).
37. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al. // Search for cascade events with Baikal-GVD, PoS ICRC2019, 873, e-Print: 1908.05430, (2021).
38. V. A. Allakhverdyan, , ..., M.D .Shelepov, ... et al. // The Baikal-GVD neutrino telescope: search for high-energy cascades // PoS(2021)1144 (2021). DOI: <https://doi.org/10.22323/1.395.1144>.
39. A.V Avrorin et al., // Search for High-Energy Neutrinos in the Baikal Neutrino Experiment, Astronomy Letters, 35 651-662 (2009)
40. C. Barbot, M. Drees, F. Halzen, D. Hooper // Neutrinos Associated With Cosmic Rays of Top-Down Origin, Phys.Lett.B555:22-32, (2003)
41. D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers, Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA-6019, 1998.
42. T.K. Gaisser et al. //Cosmic Ray Energy Spectrum from Measurements of Air Showers. // arXiv:1303.3565v1
43. F. Riehn et al., //Hadronic interaction model Sibyll 2.3d and extensive air showers //arXiv:1912.03300

44. E.V. Bugaev et al. // MUM: Flexible precise Monte Carlo algorithm for muon propagation through thick layers of matter. *Phys. Rev.* 2001, V. D64, P. 074015(1-19).
45. H.L. Lai et al.. //Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data. *Phys. Rev.* 1997, V. D55, P. 1280 - 1295;
46. R. Gandhi et al.. // Ultrahigh-energy neutrino interactions. *Astropart. Phys.* 1996, V. 5, P. 81 - 110.
47. P.Lipari. // Lepton spectra in the Earth's atmosphere. *Astropart. Phys.*, 1993, V. 1, P. 195-227.
48. A.Dziewonski. Earth structure. //The encyclopedia of solid earthgeophysics. Ed. D.James 1989, Van Nostrand Reinhold, New York, P. 331.
49. A.Migdal. //Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high energies. *Phys. Rev.* 1956, V. 103, N 6, p. 1811-1820.
50. J.Alvarez-Muniz and E.Zas. //Cherenkov radio pulses from EeV neutrino interactions: the LPM effect. *Physics Letters*, 1997, V. B411, P. 218 - 224.
51. M. G. Aartsen et al., IceCube Coll., //Atmospheric and astrophysical neutrinos above 1 TeV interacting in IceCube. *Phys. Rev. D* 91, 022001 (2015).
52. Л.В. Волкова // Энергетические спектры и угловые распределения нейтрино атмосферного происхождения. *Ядерная Физика*, т. 31 (1980) 1510-1521.
53. A.D. Avrorin, ..., M.D .Shelepov, ... et al.// High-Energy Neutrino Follow-up at the Baikal-GVD Neutrino Telescope, *Astron.Lett.* 47, 2, 94-104 (2021).
54. E. Blaufuss, Th. Kintscher, L. Lu, and Ch. F. Tung for IceCube Collab., *PoS(ICRC2019)* 1021 (2019).
55. G. Feldman and R. Cousins, // Unified approach to the classical statistical analysis of small signals , *Phys. Rev. D* 57, 3873 (1998).
56. K. Abe, C. Bronner, Y. Hayato, et al. (The SuperKamiokande Collab.) // Search for Neutrinos in Super-Kamiokande associated with the GW170817

- neutron-star merger, *AJL* 857 L4 (2018), arXiv:1802.04379.
57. Abbott, B. P., et al.// Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A and GRB 170817A, 2017c, *ApJ*, 848, L13.
 58. Savchenko, V., et al.// INTEGRAL Detection of the First Prompt Gamma-Ray Signal Coincident with the Gravitational-wave Event GW170817, 2017, *ApJ*, 848, L15.
 59. Abbott, B. P., et al. // Search for Post-merger Gravitational Waves from the Remnant of the Binary Neutron Star Merger GW170817,2017g, *ApJ* 851, L16.
 60. Coulter, D. A., et al.// Detectability of neutron star merger afterglows 2017, *Science*, 358, 1556

Список рисунков

№	Название рисунка	Стр.
1	<i>Рисунок 1.1. Восемь кластеров Baikal-GVD в конфигурации 2021 года: (слева) и схема конструкции оптического модуля Baikal-GVD (справа).</i>	20
2	<i>Рисунок 1.2. Примеры калибровочных событий от светодиода нижнего оптического модуля секции (слева) и матрицы светодиодов, установленной на центральной гирлянде (справа).</i>	32
3	<i>Рисунок 1.3. Положение акустических модемов на гирлянде и пример траекторий их перемещений (измерения с 1-го по 5-ое июля 2019 года).</i>	37
4	<i>Рисунок 2.1. Величина перекрестных наводок между каналами двух светодиодов в зависимости от интенсивности их сечения.</i>	38
5	<i>Рисунок 2.2. Внешний вид лазерного калибровочного источника и ожидаемая величина сигналов, регистрируемых фотодетекторами кластеров Baikal-GVD.</i>	39
6	<i>Рисунок 2.3. Темп счета шумовых импульсов на одном ОМ в течение года (слева), однофотозлектронный спектр для одного из каналов установки, полученный при измерении фонового свечения воды (справа).</i>	40
7	<i>Рисунок 2.4. Примеры временной зависимости амплитудных калибровочных коэффициентов (слева) и характерное амплитудное распределение Q_{1e} для одного канала (справа).</i>	41
8	<i>Рисунок 2.5. Распределение импульсов, участвовавших в формировании триггера кластера, по заряду для “высокого” (1) и “низкого” (2) порогов регистрации.</i>	44
9	<i>Рисунок 2.6. Значения “высокого” (1) и “низкого” (2) триггерных порогов каналов одного кластера (слева) и пример зависимости порогов для одного канала от времени (справа).</i>	45
10	<i>Рисунок 2.7. Примеры зарядовых градуировочных кривых каналов, измеренных в лаборатории и под водой.</i>	47
11	<i>Рисунок 2.8. Временные задержки каналов в зависимости от напряжения на делителе ФЭУ</i>	50

- 12 *Рисунок 2.9. Распределение по разности $dT_{LED} - dT_{TST}$ между временными сдвигами каналов, полученными двумя альтернативными методами: при помощи светодиодной калибровки и с использованием тестового импульса.* 56
- 13 *Рисунок 2.10. Измеренные $T_i - T_{282}$ и рассчитанные $(T_i - T_{282})_0$ временные задержки между каналами, расположенными на разных гирляндах (слева) и величина временной сдвигки между секциями, измеренная по разным парам каналов (справа).* 58
- 14 *Рисунок 2.11. Примеры амплитудных зависимостей временных сдвигов для двух каналов, измеренных в лаборатории и под водой.* 60
- 15 *Рисунок 2.12. Распределение расстояний между положениями лазерного источника, восстановленными по данным гидроакустической системы позиционирования и по временам регистрации света от источника, по данным с трех разных кластеров.* 67
- 16 *Рисунок 3.1. Суммарное по всем траекториям e^\pm угловое распределение черенковского излучения от электромагнитных ливней ($E_{sh} > 100$ ТэВ).* 68
- 17 *Рисунок 3.2. Спектральная зависимость длины поглощения света в воде (слева) и длины рассеяния (справа), измеренные в течение 2020 года прибором ВАИКАЛ-5D на глубине 1180 м и 1250 м.* 69
- 18 *Рисунок 3.3 Угловая зависимость отклика ОМ (слева) и зависимость квантовой эффективности фотокатода от длины волны (справа).* 70
- 19 *Рисунок 3.4. Области чувствительности ОМ ориентированных на каскад к ливням разных энергий.* 71
- 20 *Рисунок 3.5. Области чувствительности ОМ отвернутых от каскада к ливням разных энергий.* 74
- 21 *Рисунок 3.6. Распределение суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ, на ОМ с $z < 0$ м и ориентированных на ливень, в зависимости от расстояния от оси ливня.* 76
- 22 *Рисунок 3.7. Распределение суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ, на ОМ с $z > 0$ м и ориентированных на ливень, в зависимости от расстояния от оси ливня.* 79

- 23 *Рисунок 3.8. Распределение суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ, на ОМ с $z < 0$ м, отвернутых от ливня, в зависимости от расстояния от оси ливня.* 79
- 24 *Рисунок 3.9. Распределение суммированного по времени среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ, на ОМ с $z > 0$ м отвернутых от ливня, в зависимости от расстояния от оси ливня.* 84
- 25 *Рисунок 3.10. Зависимость среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ от косинуса угла между вектором ориентации и координатным вектором ОМ с координатами $z=12$ м и $\rho=5$ м.* 86
- 26 *Рисунок 3.11. Зависимость среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ от азимутального угла проекции вектора ориентации ОМ на плоскость перпендикулярную координатному вектору \vec{r} для ОМ с координатами $z=-10$ м и $\rho=5$ м.* 87
- 27 *Рисунок 3.12 Зависимость среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ от азимутального угла проекции вектора ориентации ОМ на плоскость перпендикулярную координатному вектору \vec{r} для ОМ с координатами $z=-11$ м и $\rho=5$ м.* 88
- 28 *Рисунок 3.13. Зависимость среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ от азимутального угла проекции вектора ориентации ОМ на плоскость перпендикулярную координатному вектору \vec{r} для ОМ с координатами $z=-12$ м и $\rho=5$ м.* 89
- 29 *Рисунок 3.14. Временное распределение среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ на ОМ с координатами $z = -79.5$ м, $\rho = 70.5$ м, ориентированным на ливень.* 89
- 30 *Рисунок 3.15. Временное распределение среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ на ОМ с координатами $z = -39.5$ м, $\rho = 35.5$ м, отвернутым от ливня.* 90
- 31 *Рисунок 3.16. Временное распределение среднего числа ф.э. от ливня с энергией 100 ТэВ на ОМ с координатами $z = -199.5$ м, $\rho = 199.5$ м, отвернутым от ливня.* 92

- 32 *Рисунок 3.17. Распределение расстояния между истинным и восстановленным положением вершины ливня. Красная гистограмма соответствует восстановлению калибровочного источника света. Зеленая гистограмма соответствует усредненному по пространству и направлениям ливням с энергией выше 100 ТэВ. Вертикальные линии соответствуют медианным значениям.* 93
- 33 *Рисунок 3.18. Распределение функционала χ^2_t при восстановлении событий от калибровочного источника (красная кривая) и от экспериментальных событий от атмосферных мюонов (зеленая кривая).* 95
- 34 *Рисунок 3.19. Распределения по параметру δ после восстановления событий от калибровочного источника (красная гистограмма) и восстановления фоновых событий от атмосферных мюонов.* 96
- 35 *Рисунок 3.20. Распределение приведенного значения функционала минимизации L_a/N_{hit} при восстановлении ливней с энергией $E > 60$ ТэВ и множественностью сработавших ОМ $N_{hit} > 19$.* 96
- 36 *Рисунок 3.21. Распределение логарифма отношения восстановленной энергии ливня к разыгранному значению.* 96
- 37 *Рисунок 3.22. Распределение угла отклонения восстановленного направления ливня от разыгранного.* 97
- 38 *Рисунок 4.1. Нормированное зарядовое распределение импульсов одного ОМ в спокойный период (синяя гистограмма) и в период повышенной светимости воды (красная гистограмма).* 98
- 39 *Рисунок 4.2. Распределение по энергии первичных протонов.* 99
- 40 *Рисунок 4.3. Распределение отношения энергии первичных протонов к максимальной энергии ливней в событии.* 99
- 41 *Рисунок 4.4. Распределение расстояния между разыгранной и восстановленной вершинами ливня.* 100
- 42 *Рисунок 4.5. Нормированные распределения относительной разности разыгранной и восстановленной энергий ливней при разных значениях множественности N_{hit}^t . Черная гистограмма - $7 < N_{hit}^t < 11$, зеленая гистограмма - $12 < N_{hit}^t < 16$, красная гистограмма - $N_{hit}^t > 19$.* 101

43	<i>Рисунок 4.6. Распределения по множественности мюонов. Левая панель – все события (черная гистограмма) и события, удовлетворяющие условиям (4.2.2). Правая панель – события, удовлетворяющие условиям (4.2.2).</i>	102
44	<i>Рисунок 4.7. Распределения по косинусу зенитного угла. Гистограмма – разыгранные направления, точки – восстановленные направления каскада.</i>	105
45	<i>Рисунок 4.8. Распределение событий по углу ψ между разыгранным и восстановленным направлениями ливней.</i>	106
46	<i>Рисунок 4.9. Распределение событий по разыгранной и восстановленной энергиям ливня. Разыгранные события – гистограмма, восстановленные – точки.</i>	107
47	<i>Рисунок 4.10. Распределение событий по относительной разности разыгранной и восстановленной энергии ливней.</i>	108
48	<i>Рисунок 4.11. Распределение начальной энергии нейтрино из верхней полусферы и энергии инициированного им ливня. Слева - электронные нейтрино. Справа – тау-нейтрино.</i>	109
49	<i>Рисунок 4.12. Распределение начальной энергии нейтрино из верхней полусферы и энергии инициированного им ливня. Слева - электронные нейтрино. Справа – тау-нейтрино.</i>	112
50	<i>Рисунок 4.13. Эффективная площадь регистрации нейтрино, усредненная по изотропному угловому распределению, для трех типов нейтрино и конфигурации телескопа состоящей из 7 кластеров (левая панель). Справа представлены эффективные площади для HESE-анализа IceCube.</i>	113
51	<i>Рисунок 4.14. Эффективные площади регистрации нейтрино по каскадной моде для разных значений зенитного угла для электронных нейтрино (верхняя панель) и для тау-нейтрино (нижняя панель).</i>	113
52	<i>Рисунок 4.15. Эффективная площадь для регистрации электронных и тау-нейтрино в фазовой плоскости логарифма энергии нейтрино и косинуса зенитного угла (направлениям движения нейтрино сверху вниз соответствуют положительные значения косинуса).</i>	115

53	<i>Рисунок 4.16. Ожидаемое число событий от астрофизического диффузного потока нейтрино (красная гистограмма). Зеленая гистограмма соответствует ожидаемому числу событий от фонового потока атмосферных нейтрино.</i>	116
54	<i>Рисунок 4.17. Распределения событий по энергии: данные (крестики), атмосферные мюоны (красная гистограмма), астрофизические нейтрино (зеленая гистограмма).</i>	117
55	<i>Рисунок 4.18. Распределения событий по косинусу зенитного угла: данные (крестики), атмосферные мюоны (гистограмма).</i>	117
56	<i>Рисунок 4.19. Распределение событий по координатам восстановленных вершин каскадов в горизонтальной плоскости: данные (красные треугольники), атмосферные мюоны (голубые точки).</i>	118
57	<i>Рисунок 4.20. Многоимпульсный отклик оптического модуля. Звездочки – временное распределение сигнала (шаг оцифровки равен 5 нс). Синие кривые – теоретическая аппроксимация отдельных импульсов, красная кривая – суммарная аппроксимация полного импульса.</i>	119
58	<i>Рисунок 4.21. Иллюстрация классификации импульсов ОМ (см. текст).</i>	120
59	<i>Рисунок 4.22. Интегральные распределения ожидаемых событий от атмосферных мюонов с разными ограничениями на число импульсов второй группы: красная гистограмма – без ограничений, зеленая гистограмма - $N_{\text{type2}} < 2$, розовая гистограмма - $N_{\text{type2}} < 1$. Черная гистограмма относится к распределению от астрофизического потока нейтрино.</i>	121
60	<i>Рисунок 4.23. Интегральные распределения выделенных событий по энергии (крестики) и ожидаемых событий от атмосферных мюонов (коричневая гистограмма) и от диффузного потока астрофизических нейтрино (зеленая гистограмма).</i>	122
61	<i>Рисунок 4.24. Положение в экваториальной системе координат первых десяти кандидатов на астрофизические нейтринные события в Baikal-GVD.</i>	124
62	<i>Рисунок 4.25. Суточные траектории фиксированных экваториальных направлений девяти алертов в горизонтальных координатах телескопа Baikal-GVD.</i>	128

- 63 *Рисунок 4.26. Частота мульти кластерных событий в сутки. По оси абсцисс — число кластеров в совпадении событий во временном окне, соответствующем расстоянию между кластерами.* 129
- 64 *Рисунок 4.27. Суточные траектории алертов IC200916A, IC201014A, IC201021A (обозначение цветом и “крестиком” в рамке легенды) в горизонтальных координатах телескопа Baikal-GVD. Звездочкой показано положение восстановленного ливневого события (красным цветом). Подробнее в тексте.* 131
- 65 *Рисунок 4.28. Временное распределение событий для алерта IC200929A. Красным цветом отмечено положение каскада со значением $\psi < 5^\circ$.* 132
- 66 *Рисунок 4.29. Распределение событий по углу ψ между направлениями прихода нейтрино и каскада для алерта IC200929A.* 136
- 67 *Рисунок 4.30. Эффективная площадь регистрации нейтрино, усредненная по спектру E^{-2} , для трех ароматов нейтрино.* 137
- 68 *Рисунок 4.31. Расположение источника NGC 4993 (точка) и линии горизонта отделяющие события от нейтрино сверху и снизу для IceCube, ANTARES, Super-Kamiokande and Baikal-GVD в момент события от гравитационной волны в экваториальных координатах. Зенитный угол источника в момент прихода гравитационной волны составлял 73.8° для ANTARES, 66.6° для IceCube, 108° для SK и 93.3° для Baikal-GVD.* 139
- 69 *Рисунок 4.32. Временное распределение событий в течение сеанса набора данных, содержащего временное окно ± 500 сек вокруг GW событий. Черная гистограмма соответствует всем событиям, удовлетворяющим начальным условиям отбора. Красная гистограмма соответствует событиям, удовлетворяющим всем критериям отбора событий.* 142
- 70 *Рисунок 4.33. Эффективная площадь регистрации для разных типов нейтрино (верхняя панель), и распределение угла отклонения восстановленного направления ливня от истинного значения (нижняя панель).* 143

Список таблиц

№	Название таблицы	Стр.
1	<i>Таблица 4.1. Характеристики десяти событий – кандидатов на события от астрофизических нейтрино: восстановленная энергия каскада, зенитный и азимутальный углы в локальной системе телескопа, координаты источника нейтрино в экваториальных координатах.</i>	52
2	<i>Таблица 4.2. . Верхние пределы на 90% д.у. на потоки нейтрино $E^2 F(E)$ [ТэВ см⁻²] в направлении прихода алертов для спектра в источнике E^{-2}</i>	78