

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический Институт имени П. Н. Лебедева Российской Академии Наук

На правах рукописи



Щепетов Александр Леонидович

**Аппаратурно-программный комплекс для исследования
космических лучей и геофизических процессов
на Тянь-Шаньской высокогорной станции**

Специальность 01.04.01 —
«приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук, профессор В. А. Рябов

Москва — 2020

Оглавление

	Стр.
Введение	6
Глава 1. Физические задачи для исследований на Тянь-Шаньской высокогорной станции	17
1.1 Первичный спектр космических лучей	17
1.2 Центральная область широких атмосферных ливней	23
1.3 Нейтроны в широких атмосферных ливнях	28
1.4 Мюоны космических лучей	32
1.5 Мюонная компонента ШАЛ и проблемы сейсмологии	33
1.6 Космические лучи и электрические процессы в атмосфере	36
1.7 Современное состояние комплекса детекторов Тянь-Шаньской высокогорной станции и структура настоящей работы	43
Глава 2. Установка для регистрации широких атмосферных ливней	57
2.1 Распределенная система сцинтилляционных детекторов для регистрации ШАЛ на Тянь-Шаньской высокогорной станции	57
2.1.1 Общая схема ливневой установки	57
2.1.2 Сцинтилляционные детекторы ливневых частиц	59
2.2 Электронная аппаратура для системы сбора данных	65
2.2.1 Регистрация амплитуды сцинтилляционных сигналов	65
2.2.2 Триггер ШАЛ	69
2.2.3 Вспомогательные измерения: мониторинг интенсивности сцинтилляционных импульсов	73
2.2.4 Вспомогательные измерения: амплитудные спектры фоновых сцинтилляций	75
2.2.5 Измерение амплитуды сцинтилляционного сигнала	76
2.3 Методика обработки ливневой информации	80
2.3.1 Амплитудные спектры сцинтилляций и плотность потока заряженных частиц	80
2.3.2 Динамический диапазон детекторов ливневой установки	85

2.3.3	Пространственное распределение плотности потока частиц в ливневых событиях и переходной эффект сцинтилляционных детекторов	89
2.3.4	Пространственное распределение плотности потока частиц и оценка параметров ШАЛ	93
2.4	Программное обеспечение для управления измерениями на ливневой системе Тянь-Шаньской станции	98
2.4.1	Сбор информации с многоканальной системы АЦП	98
2.4.2	Информационный комплекс Тянь-Шаньской станции и база данных ливневой установки	104
2.4.3	Электронный журнал измерений	106
2.4.4	Конфигурационная база данных	109
2.4.5	Визуализация данных ливневой установки	111
2.4.6	Определение характеристик ШАЛ и визуализация ливневых параметров	114
2.4.7	Библиотеки программных модулей и общая архитектура программного комплекса	117
2.4.8	Управление вспомогательными измерениями: интенсиметр и спектрометр	121
2.5	Результаты тестовых измерений	125
2.5.1	Спектр ШАЛ по числу частиц	125
2.5.2	Пространственное распределение частиц ШАЛ	129
2.6	Заключение к главе 2	132
Глава 3. Детектор адронной компоненты космических лучей		134
3.1	Тянь-Шаньский нейтронный супермонитор NM64	134
3.1.1	Внутреннее устройство монитора и основы нейтронной методики	134
3.1.2	Аппаратура для регистрации нейтронных сигналов	138
3.1.3	Программное обеспечение	145
3.2	Нейтронный монитор как детектор адронной компоненты космических лучей	153
3.2.1	Множественность нейтронных событий и энергия адронных взаимодействий	153

3.2.2	Программа моделирования физических процессов в мониторе на основе пакета Geant4	156
3.2.3	Результаты модельных расчетов в сравнении с экспериментом	161
3.3	Практический пример: адронная компонента в стволах ШАЛ	167
3.4	Заключение к главе 3	172
Глава 4. Нейтронное сопровождение ШАЛ		174
4.1	Детекторы нейтронов с низким порогом регистрации	174
4.1.1	Назначение и устройство нейтронных детекторов	174
4.1.2	Модель нейтронного детектора и эффективность регистрации нейтронов низкой энергии	178
4.1.3	Влияние внешней среды на эффективность нейтронных детекторов	184
4.2	Распространение нейтронов во внешней среде	191
4.2.1	Постановка задачи	191
4.2.2	Модель внешней среды	194
4.2.3	Нейтроны во внешней среде	197
4.2.4	Обратный поток электронно-фотонной компоненты	205
4.3	Практический пример: нейтроны и гамма-излучение низкой энергии в центральной области ШАЛ	209
4.4	Заключение к главе 4	223
Глава 5. Мюонный детектор		225
5.1	Нейтронный монитор как детектор мюонов	225
5.2	Пример использования: мюонная компонента ШАЛ	231
5.3	Заключение к главе 5	237
Глава 6. Обеспечение геофизических исследований на Тянь-Шаньской высокогорной станции		238
6.1	Экспериментальные работы в области атмосферного электричества	238
6.1.1	Модель электронно-фотонной лавины, развивающейся в атмосферном электрическом поле	238

	Стр.	
6.1.2	Измерительные системы для работы в условиях грозового облака	249
6.1.3	Гамма-излучение и ускоренные электроны в атмосферных разрядах	254
6.1.4	Излучение молний в различных диапазонах электромагнитного спектра	260
6.2	Проблема сейсмологического прогноза	267
6.2.1	Акустический детектор	267
6.2.2	Акустический сигнал от процессов сейсмической активности	271
6.2.3	Акустические сигналы, коррелирующие с прохождением ШАЛ	273
6.3	Заключение к главе 6	276
Общее заключение		279
Список литературы		286

Введение

В течение двух десятилетий на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции ФИАН (ТШВНС) создавался новый многоцелевой комплекс экспериментальных установок, которые предназначены как для проведения исследований в области физики космических лучей (КЛ), принадлежащих к диапазону энергий 10^{14} – 10^{17} эВ, так и для изучения той роли, которую взаимодействия КЛ с веществом атмосферы и земной коры могут играть в развитии разнообразных геофизических процессов. С этой целью на станции, наряду с детекторами частиц-компонент КЛ различного типа, разрабатывались специальные системы детекторов, предназначенные для исследования атмосферных электрических разрядов, эффектов сейсмической активности и вопросов, связанных с проблемой прогноза землетрясений.

Предмет настоящей диссертации заключается в создании аппаратуры и программного обеспечения, необходимых для проведения измерений на современном комплексе детекторов ТШВНС и для обработки полученной в результате этих измерений информации.

Актуальность темы. К настоящему времени история исследования космических лучей (КЛ) в диапазоне первичных энергий 10^{14} – 10^{17} эВ насчитывает не менее полувека, но несмотря на это в их свойствах остается много непонятного. В первую очередь к таким невыясненным вопросам следует отнести природу известного излома — резкого изменения показателя в степенном спектре КЛ, которое происходит при первичной энергии $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ [1]. Помимо излома, в той же области значений E_0 был обнаружен ряд других эффектов, которые до сих пор не получили общепринятого объяснения: образование экзотических гамма-адронных семейств с «галло» [2] и «выстроенностью» энергетических центров [3] при адронных взаимодействиях сверхвысоких энергий; замедленное поглощение адронной компоненты КЛ [4]; нарушение скейлинга в спектрах гамма-квантов в семействах, образованных адронами широких атмосферных ливней (ШАЛ) с $E_0 \approx 10^{16}$ эВ [5]; избыточная генерация нейтронов при взаимодействии таких адронов с веществом [6]. К аномалиям того же рода можно отнести трудности в согласовании результатов различных экспериментов по определению массового состава первичных КЛ [7] [8] и превышение значениями множественности мюонов, которые регистрируются в ШАЛ с $E_0 \gtrsim 10^{16}$ эВ, оценок, основанных на

современных моделях адронного взаимодействия [9]. При обсуждении подобных фактов в научной литературе неоднократно отмечалось, что к настоящему времени данный диапазон энергий оказался доступен для непосредственного исследования на крупнейших ускорителях, таких как LHC, и до сих пор в столкновениях ускоренных протонов и ионов не было обнаружено каких-либо принципиальных отклонений от Стандартной модели взаимодействий [10]. Одно из объяснений этого факта может заключаться в том, что геометрия связанных с КЛ экспериментов позволяет исследовать крайнюю фрагментационную область фазового пространства, изучение которой на ускорителях затруднено. Также следует учитывать то обстоятельство, что в случае КЛ мы имеем дело со взаимодействиями разнообразных тяжелых ядер, в которых могут присутствовать нетривиальные эффекты, остающиеся незамеченными на ускорителях [11] [12]. Наконец, до сих пор нельзя исключить возможность присутствия в потоке КЛ какой-либо необычной компоненты с аномальными свойствами [13]. Таким образом, исследования адронных взаимодействий на ускорителях и в экспериментах с КЛ оказываются взаимодополняющими друг друга. Исходя из этих соображений, принятая в начале 2000-х годов программа развития ТШВНС предусматривала создание современного комплекса детекторов для исследования ШАЛ, образованных частицами КЛ с энергией $E_0 \simeq (10^{14} - 10^{17})$ эВ. Комплекс включает в себя ливневую установку — систему синхронно работающих детекторов, которые обеспечивают одновременную регистрацию электронно-фотонной, адронной и мюонной компонент ШАЛ, детекторы черенковского и радио-излучения от ливневых частиц и детекторы связанных с прохождением ШАЛ нейтронов и гамма-излучения низкой энергии.

Наряду с изучением характеристик ШАЛ представляют интерес прецизионные измерения интенсивности первичных КЛ в энергетическом диапазоне $E_0 \simeq (10^9 - 10^{11})$ эВ. Непрерывные многолетние ряды данных по вариациям этой интенсивности используются для разработки моделей гелиосферы, для исследования различных эффектов в области физики солнечно-земных связей, для построения долговременных прогнозов солнечной активности и радиационной обстановки в околоземном комическом пространстве. Традиционным средством для исследования вариаций интенсивности первичных КЛ служат нейтронные мониторы различной конструкции [14]. Один из таких приборов, нейтронный супермонитор 18NM64, входящий в общемировую сеть исследования вариаций, на

протяжении многих лет эксплуатируется на ТШВНС. В ходе общей модификации многоцелевого экспериментального комплекса станции для этого детектора разрабатывались новая электроника, программы управления ходом измерений, а также современная информационная система для сбора, хранения и представления данных о текущей интенсивности КЛ в режиме реального времени.

В настоящее время большое внимание уделяется выявлению связей между взаимодействиями энергичных частиц космического происхождения и различными геофизическими явлениями. В частности, интересна та роль, которую частицы КЛ и порождаемые ими ШАЛ могли бы играть в процессе зарождения и развития молний. До настоящего времени в научном сообществе не сложилось какой-либо общей теории образования молнии, несмотря на то, что такая теория была бы крайне необходимой для построения эффективных систем грозозащиты, защиты высотных летательных аппаратов и других целей. Соответственно, в последние годы выделилась отдельная область исследований, посвященных этому вопросу — атмосферная физика высоких энергий [15].

Для понимания механизмов, определяющих развитие молнии, необходимы данные об излучениях различного типа, которые генерируются при электрических разрядах в атмосфере: потоках ускоренных электронов и сопровождающих их гамма-квантов, нейтронов, радио- и оптического излучения в различных диапазонах длин волн. Регистрация таких явлений как в атмосфере, с помощью наземных установок, так и со спутников, в ближнем космическом пространстве, составляет предмет большого числа работ, которые с начала 2000-х годов проводятся по всему миру. В частности, подобного рода исследования выполнялись на ряде высокогорных установок: на Баксане [16], на горе Арагац [17] и в Тибете [18]. ТШВНС также представляет собой удобную площадку для экспериментов такого рода, так как во время летнего сезона грозовые облака здесь движутся на небольшой высоте, начиная от 0.05–0.5 км, что позволяет проводить достаточно эффективную регистрацию излучения от молниевых разрядов с помощью разнообразных детекторов, которые можно размещать как на территории самой станции, так и на склонах и вершинах окружающих гор. Кроме того, наличие на станции ливневой установки позволяет проводить исследования, связанные с активно обсуждаемым в настоящее время вопросом о роли частиц ШАЛ в инициировании молний. Поэтому в составе многоцелевого экспериментального комплекса ТШВНС непрерывно развивается система детекторов «Гроза», включающая в себя детекторы для регистрации электронов, гамма-излучения и

нейтронов, датчики электрического поля и электрических разрядов, детекторы электромагнитного излучения молний в оптическом и радио-диапазоне, специально предназначенные для устойчивой работы во время гроз.

Другое направление исследований геофизической тематики, развиваемое на ТШВНС, заключается в поиске возможной связи между КЛ и сейсмическими эффектами. Известно, что в механически напряженной твердой среде, которая образуется при взаимном смещении соседних слоев на разломе земной коры, возникновение микротрещин приводит к генерации упругих колебаний, которые затем распространяются в виде звуковой волны и могут быть зарегистрированы на поверхности Земли. Согласно одной из гипотез, роль триггерного воздействия, провоцирующего образование таких трещин, могут сыграть каскадные ливни частиц, которые рождаются при взаимодействии энергичных мюонов КЛ с веществом литосферы на большой глубине, вплоть до нескольких километров, под поверхностью. Теория такого механизма, который, в случае его реализации, мог бы оказаться весьма полезным для слежения за уровнем сейсмической активности в окружающем регионе, и, в частности, для прогноза землетрясений, разрабатывалась в ИФЗ РАН и ФИАН [19] [20]. На ТШВНС уникальным образом сочетаются все необходимые условия для эффективной проверки этой теории: здесь имеются ливневая установка и мюонные детекторы, которые могут обеспечить непрерывный мониторинг событий ШАЛ, служащих источником энергичных мюонов, а сама станция располагается в сейсмически активном регионе, непосредственно над глубинным литосферным разломом. С этой целью на станции проводятся эксперименты по поиску коррелированных с прохождением мощных ШАЛ упругих колебаний в акустическом диапазоне частот.

Основная цель представленных в настоящей диссертации работ заключается в создании современного многофункционального комплекса научных детекторов и необходимого для них программного обеспечения, которые предназначены для проведения высокогорных экспериментов, связанных с решением ряда актуальных проблем в области физики КЛ и геофизики.

Для достижения поставленной цели в ходе выполнения работы решались следующие конкретные **задачи**:

1. Разработка и создание на основе современной электроники детекторных подсистем, которые используются при регистрации различных компонент КЛ: пространственно распределенной системы детекторов заряженных частиц ШАЛ (ливневой установки), нейтронных, мюонных и гамма-детекторов. Разработка

аппаратуры для сбора поступающей от этих детекторов информации, алгоритмов и программ управления процессом измерений.

2. Создание системы детекторов для одновременной регистрации различных излучений, которые генерируются при электрических разрядах в грозовых облаках. Развитие экспериментальной техники, обеспечивающей проведение стабильных измерений в высокогорных условиях во время гроз и в непосредственной близости (менее километра) к области молниевых разрядов. Создание специализированных для таких условий работы систем сбора данных и их программного обеспечения.
3. Создание единой системы для сейсмологических исследований, включающей в себя акустические, гамма- и нейтронные детекторы для мониторинга радиационных условий под поверхностью земной коры. Разработка аппаратуры и программ для управления такими измерениями, для сбора и обработки поступающей от этих детекторов информации.
4. Разработка математических методов для определения основных параметров ШАЛ на основе данных, поступающих от новой ливневой установки, а также реализующих эти методы программ.
5. Разработка на основе программного пакета Geant4 расчетных моделей, учитывающих специфические условия ТШВНС. Проведение основанных на этих моделях расчетов для определения вероятности регистрации нейтронов детекторами различного типа, влияния факторов окружающей среды на процессы регистрации частиц, ожидаемых характеристик сигнала от развивающейся в атмосферном электрическом поле электронно-фотонной лавины и других методических задач. Применение результатов этих расчетов при проектировании детекторных систем, для калибровки детекторов и при анализе результатов измерений.
6. Создание информационного комплекса для хранения результатов всех проводимых на ТШВНС экспериментов в виде совокупности взаимосвязанных баз данных с локальным или удаленным (по сети Интернет) доступом.
7. Проведение калибровочных и тестовых измерений на новом многоцелевом комплексе детекторов ТШВНС для проверки его устойчивой работы в течение длительного времени. Обработка полученных в этих измерениях данных и их сопоставление с известными результатами прежних экспериментов для контроля работоспособности новых алгоритмов.

Научная новизна проделанной работы заключается в следующем.

- Впервые в условиях высокогорья был создан отвечающий современному уровню экспериментальной техники многоцелевой комплекс детекторов для проведения взаимосвязанных исследований в области физики КЛ, атмосферной физики высоких энергий, физики солнечно-земных связей, геофизики.
- Детекторы нового высокогорного комплекса позволили подробно исследовать пространственную структуру потока частиц ШАЛ с энергией $E_0 \simeq (10^{14} - 10^{17})$ эВ, в том числе в центральной области ливней (на расстоянии $\lesssim (1-3)$ м от оси), что оставалось недостижимым в прежних экспериментах с КЛ. Применение в составе комплекса нейтронных и гамма-детекторов с низким энергетическим порогом открыло возможность изучать ранее нерегистрировавшиеся потоки тепловых нейтронов и мягких, $\simeq (30 - 3000)$ кэВ, гамма-квантов в области ствола ШАЛ, что качественно улучшает информативность данных об адронной компоненте ШАЛ. Использование подземных детекторов для регистрации нейтронов, которые рождаются во взаимодействиях энергичных мюонов, позволило обнаружить ранее неизвестные особенности в поведении мюонной компоненты КЛ.
- Впервые в высокогорных условиях были созданы стационарные высотные пункты размещения детекторов для регистрации излучений, сопровождающих молниевые разряды, вблизи пространственной области их развития, и была разработана практическая методика проведения таких измерений в грозовых облаках.
- Был разработан новый метод для оперативного тестирования текущего состояния земной коры в области глубинных разломов, основанный на корреляциях между акустическими сигналами сейсмического происхождения и прохождением мюонов высокой энергии, связанных с мощными ШАЛ. Была разработана соответствующая аппаратура, и впервые проведены тестовые эксперименты по поиску таких коррелированных сигналов.

Практическая значимость. Новая ливневая установка ТШВНС обеспечивает измерение плотности потока заряженных частиц и подробное изучение их пространственного распределения в центральной области ШАЛ ($r \lesssim 1$ м) с первичной энергией вплоть до 10^{17} эВ. Эти данные позволяют с высокой статистической точностью определять энергетический спектр первичных КЛ и

исследовать особенности его поведения в этой области энергий. Такая информация необходима для решения проблемы излома спектра КЛ при $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ и объяснения необычных эффектов, которые наблюдаются в этом энергетическом диапазоне. Разработанные для экспериментального комплекса ТШВНС методики измерения плотности потока частиц с большим динамическим диапазоном, $\sim(10^5 - 10^6)$, могут применяться на других установках для исследования ШАЛ.

Систематическое использование нейтронных детекторов в экспериментах по регистрации ШАЛ открывает новый, независимый канал для получения информации о свойствах их адронной и мюонной компонент. Эти данные необходимы для решения ряда актуальных проблем физики КЛ: построения моделей адронного взаимодействия при высоких энергиях, определения химического состава первичных КЛ в области излома, объяснения необычных характеристик гамма-адронных семейств и др. Полученный на ТШВНС опыт эксплуатации нейтронных детекторов и анализа полученных от них данных может быть полезен при планировании других экспериментов.

Созданные на ТШВНС программы позволяют использовать пакет Geant4 для моделирования экспериментальных установок, предназначенных для исследования КЛ и процессов их взаимодействия с веществом окружающей среды. В настоящее время такие модели систематически применяются для планирования и анализа результатов экспериментов, которые проводятся на ТШВНС, а также могут быть полезны при проведении аналогичных исследований на других установках.

Новые данные о феноменологических характеристиках излучений от молниевых разрядов, которые были получены на экспериментальном комплексе «Гроза», необходимы для создания современных теорий молнии. Накопленный к настоящему времени практический опыт продолжительной эксплуатации измерительных систем в условиях грозового облака, в непосредственной близости, $\sim(30-500)$ м, к пространственной области развития разрядов может оказаться полезным при постановке других подобных экспериментов.

Проводимые на ТШВНС работы по экспериментальному исследованию акустических сигналов сейсмической природы представляют интерес для решения различных задач прикладной геофизики и, в частности, проблемы долгосрочного прогноза землетрясений в сейсмоопасных регионах.

Созданная на ТШВНС база данных и комплекс связанных с нею программ обеспечивают доступ ко всей информации о проводимых здесь экспериментах,

как в режиме реального времени, так и для анализа хранящихся в ней архивных данных. Открытый доступ к экспериментальным данным ТШВНС может использоваться для их независимой обработки участниками различных исследовательских групп.

На защиту выносятся:

1. Аппаратура многоцелевого экспериментального комплекса ТШВНС: детекторы и электронные средства управления процессом измерений для проведения исследований в области физики КЛ, атмосферной физики высоких энергий и геофизики.
2. Программное обеспечение для управления измерениями на различных подсистемах комплекса ТШВНС и обработки результатов этих измерений.
3. Математические методы, использовавшиеся для обработки данных, поступающих от системы детекторов ШАЛ, для расчета плотности потока частиц по этим данным и для восстановления основных параметров ШАЛ, а также ряд реализующих эти методы программ.
4. Совокупность программных моделей, которые строились на основе пакета Geant4 специально для детекторов экспериментального комплекса с учетом типичных для ТШВНС условий, и результаты модельных расчетов, которые использовались для определения характеристик этих детекторов.
5. Структура информационного комплекса, обеспечивающего хранение всех данных об экспериментах ТШВНС и доступ к этим данным в режиме реального времени со стороны локальных и удаленных пользователей.
6. Данные измерений, которые проводились на различных подсистемах многоцелевого экспериментального комплекса ТШВНС в период его тестовой эксплуатации в 2015–2019 гг, и которые подтверждают корректность вновь разработанных методик, программ и алгоритмов.
7. Ряд новых физических результатов, полученных в период тестовой эксплуатации экспериментального комплекса:
 - функции пространственного распределения потока тепловых нейтронов и мягкого гамма-излучения, сопровождающих прохождение ШАЛ;
 - характеристики мюонной компоненты ШАЛ, принадлежащих к области излома первичного спектра КЛ;

- временные и энергетические распределения электронов, гамма-, оптического и радио-излучения, генерируемых молниевыми разрядами;
- данные об особенностях поведения акустических шумов в периоды сейсмической активности в окрестностях ТШВНС.

Достоверность информации о ШАЛ, которая была получена на новой системе сбора данных от ливневой установки ТШВНС, а также корректность предложенной для ее обработки процедуры, обеспечивается положительным результатом сравнения этих данных с известными результатами предыдущих экспериментов. Данные измерений на детекторах системы «Гроза» согласуются с результатами аналогичных публикаций в области перекрытия регистрируемых параметров, а также с выводами ряда теоретических и расчетных работ. Результаты модельных расчетов, выполнявшихся на основе пакета Geant4 для определения характеристик нейтронных детекторов, согласуются в области перекрытия параметров с данными экспериментов, которые проводились на установках КЛ на ТШВНС и на ускорителях в ФИАН и в Протвино. Результаты непрерывного, на протяжении пяти лет, измерения интенсивности нейтронных сигналов с помощью новой системы регистрации на Тянь-Шаньском супермониторе 18NM64 соответствуют данным мировой сети по вариациям КЛ.

Личный вклад автора заключается в проектировании, монтаже и наладке электронной аппаратуры для детекторов многоцелевого экспериментального комплекса ТШВНС: ливневой установки для регистрации ШАЛ, нейтронных детекторов, мюонных детекторов, детекторов установки «Гроза», а также радио-, оптических и акустических детекторов, предназначенных для экспериментов по геофизической тематике. Все алгоритмы обработки поступающей информации и реализующее их программное обеспечение разрабатывались автором. Окончательный ввод в строй ливневой установки, ее эксплуатация во время тестовых измерений 2015–2019 гг и обработка полученного в этот период материала проводились при определяющем участии автора. По инициативе автора были созданы высотные пункты для проведения исследований, связанных с регистрацией излучения от молниевых разрядов, и он лично обеспечивал проведение этих измерений на протяжении грозовых сезонов 2015–2019 гг. На основе пакета Geant4 автором были построены модели установок и проводилось моделирование процессов регистрации частиц детекторами с учетом специфических особенностей ТШВНС. Автором была разработана база данных для хранения всей информации,

полученной в проводимых на ТШВНС экспериментах, и программные интерфейсы для доступа к этой базе внешних пользователей.

Апробация работы. Доклады, посвященные поэтапному развитию многоцелевого экспериментального комплекса ТШВНС и результатам, полученным при эксплуатации его отдельных подсистем, представлялись на ряде международных и всероссийских конференций:

- 26th International Cosmic Ray Conference, 1999, Salt Lake City, USA;
- 27th International Cosmic Ray Conference, 2001, Hamburg, Germany;
- 28th International Cosmic Ray Conference, 2003, Tsukuba, Japan;
- 29th Russian Cosmic Ray Conference, 3–7 August 2006, Dubna, Russia;
- 30th International Cosmic Ray Conference, 2007, Merida, Yucatan, México;
- 30th Russian Cosmic Ray Conference, 2–7 July 2008, St. Petersburg, Russia;
- 22nd European Cosmic Ray Symposium, 3–6 August 2010, Turku, Finland;
- 23rd European Cosmic Ray Symposium and 32nd Russian Cosmic Ray Conference, 3–7 July 2012, Moscow, Russia;
- 34th International Cosmic Ray Conference, 2015, The Hague, the Netherlands;
- Thunderstorms and Elementary Particle Acceleration Conference (TEPA-2016), 3–7 October 2016, Nor Amberd, Armenia;
- ISVHECRI 2016 – XIX International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, 22–27 August 2016, Moscow, Russia;
- 10 Years Neutron Monitor Database — NMDB Workshop, 20–23 March 2017, Athens, Greece;
- ISVHECRI 2018 – XX International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, 21–25 May 2018, Nagoya, Japan;
- The 26th Extended European Cosmic Ray Symposium (E+CRS 2018) and 35th Russian Cosmic Ray Conference (RCRC 2018), 6–10 July 2018, Barnaul, Russia;
- 2nd Annual Meeting of Kazakh Physical Society, 6–8 June 2019, Almaty, Kazakhstan;
- на III, IV, V и VI Международных школах молодых ученых стран СНГ МФГС в 2016–2019 гг, Алматы, Казахстан и Бишкек, Киргизия.

Публикации. Результаты по теме диссертации излагаются в 49 печатных публикациях, 46 из которых были изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

В базы данных Scopus включены 44 публикации автора, в базы данных Web of Science — 34.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 316 страниц, включая 102 рисунка. Список литературы содержит 332 наименования.

Глава 1. Физические задачи для исследований на Тянь-Шаньской высокогорной станции

1.1 Первичный спектр космических лучей

На протяжении шести десятилетий природа и происхождение космических лучей (КЛ) остаются открытым вопросом современной астрофизики, и эта неопределенность постоянно возрастает с увеличением первичной энергии исследуемых частиц. Измерение энергетического спектра космических лучей, определение их химического состава и поиск анизотропии в направлениях их прихода составляют предмет изучения для многих экспериментов, как уже завершенных, так тех, которые активно реализуются в настоящее время в различных странах мира [21–33].

В результате многолетних исследований на современном этапе развития науки стал известен общий вид энергетического спектра галактических космических лучей, который представлен на графиках рисунка 1.1, заимствованных из работ [34] и [35]. Как можно видеть на этом рисунке, поток зарегистрированных к настоящему времени космических частиц варьируется в исключительно широком диапазоне значений первичной энергии E_0 , величина которого составляет не менее 10 порядков, а соответствующая интенсивность их дифференциального энергетического спектра падает на 28 порядков величины при переходе от частиц малой энергии до предельно больших известных значений E_0 . На протяжении всего этого диапазона спектр имеет универсальный степенной вид, $dN/dE_0 \sim E_0^{-\gamma}$, причем его показатель γ резко меняется в нескольких характерных точках: в области энергий $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ, где находится хорошо известный «излом» первичного спектра [36], в районе менее заметного «второго излома» при $E_0 \approx 2 \cdot 10^{17}$ эВ [37], при «анти-изломе» $E_0 \approx 3 \cdot 10^{18}$ эВ [38] и в области «обрезания» $E_0 \approx 5 \cdot 10^{19}$ эВ [39, 40]. Начиная с энергий $E_0 \approx 10^{10}$ эВ и вплоть до излома, индекс дифференциального спектра космических лучей γ имеет значение 2.7, далее он принимает значение 3.0, с небольшим дополнительным увеличением до 3.3 в области второго излома. Выше $E_0 \approx 3 \cdot 10^{18}$ эВ спектр восстанавливает первоначальное значение показателя 2.7, которое остается неизменным вплоть

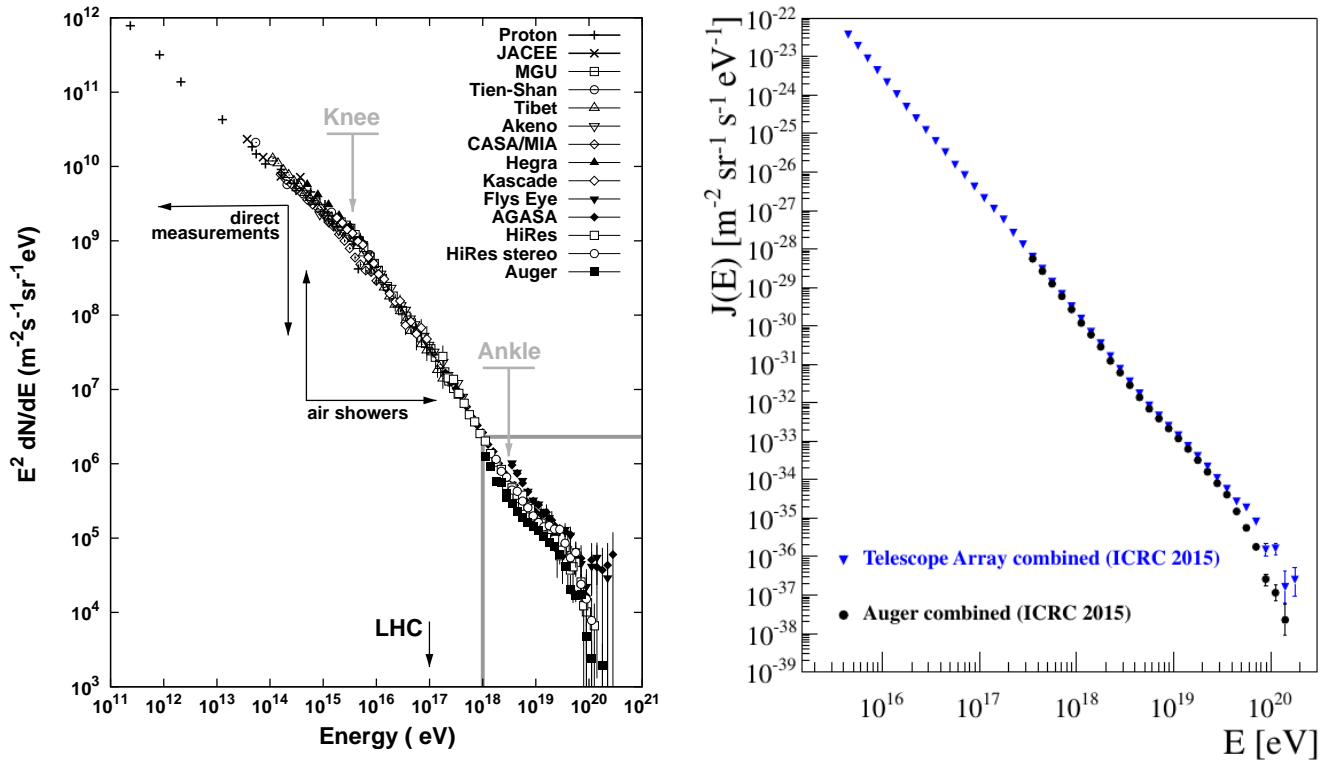


Рисунок 1.1 — Современные данные о дифференциальном энергетическом спектре первичных космических лучей; компиляция результатов различных работ из публикаций [34] (слева) и [35].

до района обрезания, где индекс дифференциального спектра резко увеличивается до $\gamma \approx 4.3$. За исключением эффекта обрезания со стороны предельно высоких энергий, который имеет специальное название — эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК) [41, 42], и, как известно, объясняется катастрофическим ростом энергетических потерь частиц сверхвысокой энергии при их взаимодействии с заполняющим Метагалактику микроволновым излучением (обратный фотоэффект), происхождение всех остальных особенностей в первичном спектре космических лучей до сих пор остается неясным. И это несмотря на то, что с момента открытия наиболее известной из них — резкого излома при $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ [1, 43] прошло уже более полувека.

На протяжении всего этого времени в многочисленных дискуссиях было выяснено, что неоднородности в едином степенном спектре космических лучей могут возникать вследствие влияния самых разнообразных факторов, таких как потеря эффективности ускорения частиц в их источниках с ростом энергии, превалирование экстрагалактической компоненты КЛ в области очень высоких энергий, влияние эффектов распространения космических лучей в межзвездной среде, локальные особенности окружающей Солнечную систему области пространства,

или даже наличие в естественном потоке космических частиц какой-либо аномальной компоненты, обладающей необычными свойствами взаимодействия с нормальным веществом. Для окончательного выбора среди перечисленных гипотез необходима максимально подробная информация о поведении первичного спектра в области энергий между 10^{15} эВ и 10^{18} эВ, что обуславливает необходимость проведения подробных и хорошо обеспеченных статистически измерений потока космических лучей в этой области.

Из-за быстро падающей с ростом энергии интенсивности первичного спектра непосредственная регистрация частиц космических лучей возможна лишь вплоть до энергии $E_0 \simeq 10^{14}$ эВ. В этом диапазоне космические лучи исследуются с помощью разнообразных детекторов (фотоэмульсии, ионизационные камеры, рентгеновские и гамма-телескопы и т.п.), которые либо устанавливаются на поднимающихся к границе плотных слоев атмосферы аэростатах [44, 45], либо на заатмосферных искусственных спутниках [46, 47]. При бóльших значениях E_0 поток космических частиц становится слишком незначительным для того, чтобы установки приемлемого для размещения на аэростатах и спутниках размера могли обладать необходимым для достижения разумной статистики событий геометрическим фактором. С другой стороны, при энергии $E_0 \gtrsim 10^{14}$ эВ частицы космических лучей оказываются способными инициировать каскадный процесс в атмосфере, развитие которого происходит за счет последовательных соударений как собственно первичной частицы, так и частиц-продуктов ее взаимодействия с ядрами атомов воздуха. Образующиеся в результате развития таких каскадов многочисленные вторичные частицы доступны для непосредственной регистрации соответствующими детекторами (датчики черенковского и флюоресцентного излучения, системы распределенных по большой площади детекторов заряженных частиц с синхронным управлением от единого триггерного сигнала и т. п. оборудование), которые могут стационарно располагаться как на уровне моря, так и на сравнительно небольших (2–5 км) высотах гор. Процессы рассеяния вторичных частиц-продуктов при их неоднократных взаимодействиях в каскаде приводят к широкому угловому распределению потока регистрируемых частиц на уровне расположения детекторов, вплоть до сотен метров и километров, в зависимости от первичной энергии. Благодаря последнему обстоятельству события такого рода и носят название «широких атмосферных ливней» (ШАЛ) [48, 49]. Начиная с первичных энергий $E_0 \simeq 10^{15}$ эВ регистрация ШАЛ в той или иной форме представляет собой единственный практически доступный способ

исследования космических лучей. Как необходимая суммарная площадь размещения системы детекторов частиц (т. н. «ливневой установки»), так и оптимальная высота ее расположения над уровнем моря определяются энергетическим диапазоном подлежащих исследованию первичных космических частиц. В частности, для эффективной работы в диапазоне $E_0 \simeq (10^{14} - 10^{18})$ эВ необходима ливневая установка с площадью не менее 10^4 м², располагающаяся на высоте 3–4 км над уровнем моря (см. ниже).

Вплоть до настоящего времени исследования энергетического спектра и химического состава космических лучей в области первичных энергий $E_0 \lesssim 10^{17}$ эВ с применением методики ШАЛ проводились с помощью нескольких располагавшихся по всему миру масштабных установок, на которых детектировались отдельные компоненты широких атмосферных ливней. Так, пространственное распределение заряженных ливневых частиц, на основании которого делаются оценки первичной энергии ШАЛ, регистрировалось посредством электронных детекторов различного типа как в условиях высокогорья (установки Akeno [50], GAMMA [51], ARGO-YBG [52]), так и на уровне моря (KASCADE [36], KASCADE-Grand [53]). Фотоны черенковского и флуоресцентного излучения, генерируемые частицами ШАЛ, регистрировались в экспериментах Fly's Eye [54], HEGRA [55], Tunka [56–58] и на Якутской ливневой установке [59, 60]. Ядерно-активная компонента ШАЛ в 1960–1970 гг регистрировалась на большом ионизационном калориметре Тянь-Шаньской высокогорной станции [61], а свойства адронных взаимодействий сверхвысокой энергии, $E_h \simeq (10^{12} - 10^{16})$ эВ, исследовались с применением методики рентгенэмульсионных камер (РЭК) в высокогорных экспериментах Памир [62] и Чакалтайа [63]. На тянь-шаньской комплексной установке Hadron [64–67] рентгенэмульсионная, калориметрическая и ливневая методики были совмещены в едином эксперименте, нацеленном на подробное исследование особенностей взаимодействия адронной компоненты ШАЛ с первичной энергией $(10^{15} - 10^{18})$ эВ.

В упомянутых экспериментах изучались самые разнообразные компоненты ШАЛ, причем их детектирование производилось в различных масштабах, как пространственном, так и энергетическом:

- собственно заряженные частицы ШАЛ: электроны и позитроны с энергией $E_e \gtrsim 1$ MeV и множественностью $N_e \sim (10^5 - 10^9)$, сосредоточенные в области с радиусом до $R_e \sim 1$ км вокруг центра ливня;

- черенковское излучение от релятивистских ливневых частиц и возбуждаемое этими частицами флуоресцентное свечение атмосферы в видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазоне длин волн, наблюдаемое на расстояниях вплоть до $R_{ph} \sim 100$ м от центра ШАЛ;
- радио-излучение ливневых частиц в диапазоне частот 30 – 300 МГц;
- мюоны низкой энергии, $E_\mu \gtrsim 1$ ГэВ, $N_\mu \sim (10^2 - 10^6)$ и $R_\mu \lesssim 100$ м;
- мюоны высокой энергии $E_\mu \gtrsim 200$ ГэВ, $N_\mu \sim (10 - 1000)$ и $R_\mu \lesssim 1$ м;
- потоки адронов (ядерно-активных частиц) с энергией $E_h \gtrsim 1$ ГэВ вблизи центральной области ШАЛ, $R_h \lesssim 10$ м;
- концентрирующиеся вблизи центра ШАЛ группы генетически связанных адронных и электромагнитных (γ , e^- , e^+) частиц сверхвысокой энергии (т. н. «семейства») в рентгенэмульсионных камерах, с нижним энергетическим порогом регистрации 2 – 4 TeV, пространственным разрешением до 0.1 мм и с характерным поперечным размером 1 – 10 см;
- испарительные нейтроны в широком диапазоне энергий, начиная от тепловых ($E_n \sim 10^{-2}$ эВ) и вплоть до десятков и сотен ГэВ, как в пространственной области вокруг центра ШАЛ, так и на их периферии вплоть до десятков метров от центра.

Свойства всех перечисленных компонент ШАЛ чувствительны, хотя и в разной степени, как к элементному составу первичных космических лучей, так и к фундаментальным свойствам сильного взаимодействия, и поэтому результаты экспериментов, направленных на регистрацию каждой из этих компонент по отдельности, комплементарны друг другу. В идеале ливневая установка должна быть способна к одновременной регистрации всех перечисленных компонент, но бóльшая часть реальных установок этому требованию не удовлетворяют, и оказываются чувствительными только к одной или немногим составляющим приведенного списка. Кроме того, значительная часть как завершенных, так и активных в настоящую эпоху ливневых экспериментов проводились на уровне моря, где регистрация ШАЛ, принадлежащих к рассматриваемому диапазону значений первичной энергии, $E_0 \simeq (10^{14} - 10^{17})$ эВ, оказывается менее эффективной по целому ряду причин.

Наиболее подходящим вариантом для размещения экспериментальной установки, которая связана с исследованием характеристик принадлежащих к указанному энергетическому диапазону ливней, представляется высота в пределах (3000–4000) м над уровнем моря, чему соответствует остаточная толщина

атмосферы порядка $(600-700) \text{ г/см}^2$. Именно на этой высоте такие ливни достигают максимума своего развития, и именно здесь наблюдаются как максимальное количество вторичных ливневых частиц, так и минимальные относительные флуктуации этого числа, что облегчает анализ экспериментальных данных. Кроме того, при выборе такого расположения ливневой системы она оказывается находящейся ближе к точке начального взаимодействия первичной космической частицы, то есть к началу развития ливня, что обеспечивает более надежное восстановление параметров ШАЛ и лучшую их чувствительность к характеристикам тестируемой модели первичного взаимодействия по сравнению со случаем расположения детекторов на уровне моря. Важная геометрическая характеристика ливня — т. н. «радиус Мольера», который определяет масштаб пространственного рассеяния ливневых частиц в плоскости, поперечной направлению его оси¹, на высоте в несколько километров оказывается несколько больше, чем на уровне моря, что снижает вероятность пропуска малых ливней и таким образом расширяет динамический диапазон эффективно регистрируемых ШАЛ со стороны малых энергий. Благодаря своим специфическим особенностям высокогорные установки обеспечивают уникальную возможность прецизионного исследования характеристик космических частиц в области энергий $(10^{14} - 10^{17}) \text{ эВ}$ как с ядерно-физической, так и астрофизической точек зрения, и, в частности, предоставляют экспериментальное средство для решения проблемы излома в первичном спектре при $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$.

Другим обстоятельством, затрудняющим применение результатов перечисленных выше экспериментов к решению проблемы излома, является их направленность главным образом на исследование космических лучей в области сверхвысоких энергий, $E_0 \gtrsim (10^{17} - 10^{18}) \text{ эВ}$, так что излом первичного спектра оказывался в самом начале их рабочего диапазона. Такая ориентация эксперимента обуславливает необходимость в относительно разреженном расположении отдельных детекторов установки: для того, чтобы обеспечить суммарную площадь ливневой системы, необходимую для регистрации редких событий у верхней границы интересующего диапазона энергий за разумное время наблюдений, характерный пространственный шаг между соседними детекторами должен составлять не менее $(10-30) \text{ м}$. При такой геометрии измерительной установки промежутки между детекторами оказываются сравнимыми, или даже существенно больше, чем характерный поперечный размер центральной области

¹См. разделы 2.3.2–2.3.4 в главе 2.

(«ствола») ШАЛ, где концентрируются наиболее энергичные частицы ливня и многочисленные продукты их взаимодействий, в общем сохраняющие направление движения породившей ливень первичной частицы КЛ. Для ШАЛ с первичной энергией $\sim(10^{15} - 10^{17})$ эВ размер центральной области составляет $\lesssim(1-5)$ м, что делает невозможным сколь-нибудь ее детальное исследование посредством «разреженной» системы детекторов. По той же причине для изучения области ствола и решения проблемы излома оказываются малопригодными современные гигантские установки ШАЛ, нацеленные в первую очередь на исследование предельно высокоэнергичной части первичного спектра, вплоть до $E_0 \sim 10^{20}$ эВ, такие как Auger, IceTop и Telescope Array.

В то же время имеются веские основания для предположения, что именно исследование центральной области широких атмосферных ливней является ключевой предпосылкой для решения проблемы излома в первичном спектре космических лучей при энергии $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ.

1.2 Центральная область широких атмосферных ливней

На протяжении всей истории Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАН изучение центральной области широких атмосферных ливней оставалось одним из основных направлений проводившихся здесь исследований. Этой проблеме были посвящены работы, выполнявшиеся на ряде установок Тянь-Шаньской станции, последовательные поколения которых сменяли друг друга в течение десятилетий: камера Вильсона [68], большой ионизационный калориметр (36 м^2) [61], подземная искровая камера для регистрации мюонной компоненты [69] и комплексная установка Hadron, в которой преимущества рентгенэмульсионной методики (диапазон регистрируемых энерговыделений, возможность непосредственной селекции гамма-квантов и ядерно-активной компоненты в области ствола ШАЛ и высокое, вплоть до долей миллиметра, пространственное разрешение) [62] были объединены с возможностями электронной установки с оперативным управлением от ливневого триггера (временная привязка зарегистрированных в РЭК событий к конкретным ШАЛ и непосредственная оценка первичной энергии соответствующих им космических частиц) [64–67].

При регистрации широких атмосферных ливней на Тянь-Шаньской станции было обнаружено систематическое превышение интенсивности космических лучей в области первичных энергий $10^{16} - 10^{17}$ эВ по отношению к тем значениям, которые следовало бы ожидать, исходя из простейшей степенной формы первичного энергетического спектра космических лучей, обладающего единым показателем степени во всем этом диапазоне [70, 71]. Как выяснилось, такое превышение связано с ШАЛ, имеющими либо аномально узкие, либо, наоборот, аномально широкие функции пространственного распределения ливневых частиц. Начало области изменения спектрального показателя приходится на ливни с первичной энергией $\sim 10^{16}$ эВ.

Помимо традиционного изучения формы спектра космических лучей и зависимости различных характеристик ШАЛ от их первичной энергии в области излома, в результате многолетних исследований на Тянь-Шаньской станции был обнаружен ряд необычных эффектов, которые с трудом могли бы быть согласованы со стандартными моделями развития ШАЛ (а некоторые из них прямо противоречат этим моделям). К таким явлениям относятся аномальное возрастание длины поглощения ядерно-активных каскадов в ионизационном калориметре, которое скачкообразно начинает проявляться при первичной энергии $E_0 \gtrsim 10^{15}$ эВ (т. н. «эффект длиннопробежной компоненты») [4, 72–75]; гамма-семейства с «галом» [2, 76–78] и «выстроенностью» энергетических центров в гамма-семействах [3, 79–81], наблюдавшиеся в высокогорных РЭК на Тянь-Шане, Памире, Чакалтайе и Норикуре, а также в ряде аэростатных экспериментов; неожиданно высокая множественность мюонов в ливневых событиях с гамма-семействами и упомянутое выше нарушение скейлинга в форме энергетических спектров гамма-квантов, принадлежащих к семействам, которые регистрировались в области излома при проведении эксперимента Nadron [5, 82, 83]; эффект избыточной генерации испарительных нейтронов при прохождении ШАЛ, который наблюдался на Тянь-Шаньской станции в экспериментах как с наземными [6, 84], так и с подземными нейтронными детекторами [85, 86], и который также имеет энергетический порог в области излома первичного спектра.

Общей для всех перечисленных эффектов особенностью является тенденция их пространственной привязки к узкой центральной области ШАЛ, содержащей наиболее энергичные адроны ливня, которые сохраняют направление импульса первичной космической частицы в лабораторной системе отсчета. При обсуждении этих результатов в перечисленных публикациях неоднократно

подчеркивался тот факт, что конфигурация ливневой установки на Тянь-Шаньской станции имеет ряд принципиальных преимуществ для наблюдения эффектов такого рода. В частности, наличие в составе этой установки центральной части («ковра») с плотным распределением отдельных детекторов и достаточно большой их суммарной площадью позволяло регистрировать «молодые» ливни, которые обладают особенно узким пространственным распределением вторичных частиц и могут оказываться незамеченными на обычных ливневых установках с широким распределением детекторов в пространстве. Другой особенностью наблюдавшихся аномальных эффектов является их пороговый характер: как правило, они обнаруживаются только во взаимодействиях космических лучей достаточно большой энергии. При этом на энергетической шкале порог проявления аномальных эффектов часто оказывается совпадающим, хотя бы по порядку величины, с положением излома в первичном спектре космических лучей.

В рентгенэмульсионных экспериментах, которые проводились на высоте гор, наблюдался еще более странный эффект, связанный с аномальным соотношением между множественностью заряженных и нейтральных продуктов (пионов), образующихся в ядерных взаимодействиях частиц космических лучей с веществом. Впервые этот эффект был обнаружен в эксперименте на горе Чакалтайа [87], впоследствии аналогичные явления наблюдались на Памире [88] и в рентгенэмульсионных камерах, которые поднимались на аэростате к границам плотных слоев атмосферы [89]. Характерной особенностью таких событий (названных «кентаврами» и «антикентаврами») является резкое нарушение изоспиновой симметрии сильного взаимодействия, то есть относительная доля образующихся в них либо заряженных, либо нейтральных пионов заметно (как минимум, в несколько раз, а как максимум, абсолютно) преобладает над продуктами противоположного типа. На основе этих результатов было сделано предположение о присутствии в естественном потоке космических лучей некоторой аномальной компоненты, которая должна состоять из сильновзаимодействующих частиц небарионной природы; в качестве кандидатов на роль таких частиц в [90] были предложены тяжелые фрагменты странной кварковой материи («странглеты»). В работах [91, 92] было показано, что по крайней мере часть аномальных эффектов, которые были обнаружены в высокогорных экспериментах на Чакалтайе, на Памире, и на Тянь-Шаньской станции могла бы объясняться взаимодействием такой компоненты с нормальным веществом. Напротив, в работах [11, 12, 94]

обосновывается интерпретация, согласно которой наблюдаемый излом в спектре первичных энергий КЛ может оказаться проявлением изменения механизма адронных взаимодействий в столкновениях «ядро-ядро», которое наступает при превышении энергией налетающей частицы порога в несколько ПэВ.

Тем не менее, как известно, эксперименты в области физики высоких энергий, которые проводятся на современных ускорителях со встречными пучками частиц, таких как LHC, до сих пор не выявили каких-либо принципиальных отклонений от предсказаний Стандартной модели, в том числе и в той области энергий относительно системы центра масс, которая соответствует энергетической области излома первичного спектра в лабораторной системе [10, 96, 97]. При этом многочисленные работы, посвященные моделированию процессов развития ШАЛ по методу Монте-Карло с использованием моделей взаимодействия, основанных на современных ускорительных данных, не смогли объяснить сразу всю совокупность особенностей, которые наблюдаются в экспериментах с космическими лучами [9, 98]. Это противоречие может быть объяснено как практическими трудностями наблюдения на ускорителях той кинематической области фазового пространства, которая соответствует типичному ливневому эксперименту, так и разнообразием сложных ядер, которые образуют поток естественных космических лучей. Кроме того, до сих пор нельзя исключить гипотетическую возможность присутствия в составе КЛ какой-либо аномальной компоненты [13], которая в принципе не может быть обнаружена в ускорительных экспериментах, оперирующих с пучками ускоренных протонов и ионов. Таким образом, на современном этапе развития техники изучение взаимодействий элементарных частиц на ускорителях и исследования ШАЛ оказываются взаимно дополняющими друг друга.

Для полноты картины, наряду с рассмотренными выше гипотезами, которые исходят из физики ядерного взаимодействия частиц космических лучей, следует упомянуть попытки объяснить наблюдаемый спектр КЛ, а также возможные интерпретации их химического состава и высокой изотропии углового распределения направлений их прихода с точки зрения современной астрофизики. Этот подход связывает все наблюдаемые эффекты со свойствами процессов ускорения частиц в источниках космических лучей, с процессами их последующего распространения в Галактике, либо с локальными особенностями окружающей Солнечную систему области пространства [99–105]. Несмотря на обилие предложенных гипотез об астрофизической природе излома в первичном спектре, вплоть

до настоящего времени ни одной из них также не удавалось объяснить одновременно все наблюдаемые в экспериментах с космическими лучами факты. Эти неудачи связаны, главным образом, с искажением траекторий заряженных космических частиц в магнитных полях Галактики, которое делает невозможным непосредственное наблюдение источников ускорения космических лучей в энергетическом диапазоне $E_0 \simeq (10^{14} - 10^{17})$ эВ.

Подходящим методом для выяснения природы необычных явлений в космических лучах, в том числе и природы излома в их энергетическом спектре, представляется подробное исследование характеристик как можно бóльшего количества компонент ливня на протяжении достаточно широкого диапазона энергии первичных космических лучей E_0 . Ширина этого диапазона должна быть такой, чтобы было возможно непрерывно проследить изменение этих характеристик при последовательном увеличении энергии и при пересечении текущим значением E_0 точки излома на энергетической шкале. Особый интерес представляет поведение потока частиц в центральной области ливней, так как именно здесь сконцентрированы самые энергичные адроны и мюоны ШАЛ, характеристики которых наиболее непосредственно отражают особенности первичного взаимодействия, а большинство «аномальных» эффектов также имеет тенденцию к концентрации в этой области.

В свою очередь, необходимость регистрации исключительно высоких потоков частиц, которые характерны для центральной области ШАЛ, и малые геометрические размеры этой области диктуют необходимые требования к используемым для решения такой задачи техническим средствам: экспериментальная установка должна располагаться на высоте гор; ее аппаратура должна быть способна к одновременной регистрации различных компонент ливня (как минимум, электронно-фотонной, адронной и мюонной); установка должна иметь достаточно плотное (с шагом не более нескольких метров, а в идеале непрерывное) размещение детекторов частиц в своей центральной части и обладать достаточно большой, $\simeq (10^3 - 10^4)$ м², суммарной площадью этого центра, а детекторы, которые применяются в этой центральной области, должны иметь широкий, $\simeq (10^5 - 10^6)$, динамический диапазон регистрируемой плотности потока частиц. Предложенные для этой экспериментальной задачи технические решения составляют предмет главы 2 настоящей работы.

1.3 Нейтроны в широких атмосферных ливнях

Начало исследованию нейтронных сигналов, сопровождающих прохождение космических лучей, было положено в 1940-х годах, когда появилась работа [106], в которой детектирование недавно открытых к тому времени нейтронных продуктов взаимодействия космических частиц с веществом рассматривалось в качестве возможного средства для получения информации о свойствах ядерных реакций, протекающих при высоких энергиях. Это предложение получило дальнейшее развитие в относящихся к той же эпохе работах [107–110], в которых было предложено регистрировать потоки нейтронов, возникающих в результате развития широких атмосферных ливней. После создания в 1960–1970-х годах мировой сети нейтронных мониторов для изучения глобальных вариаций интенсивности космических лучей [111, 112] неоднократно предпринимались попытки их применения в качестве детектора частиц ядерно-активной компоненты ШАЛ. На протяжении нескольких десятилетий нейтронные детекторы эпизодически использовались для совместной работы с ливневыми установками [113–115]. Впоследствии основанный на детектировании нейтронных сигналов метод исследования ШАЛ систематически применялся в 1990–2000-х годах на Тянь-Шаньской высокогорной станции, в рамках комплексного эксперимента *Nadron*, который был направлен на исследование характеристик ядерных взаимодействий в диапазоне первичных энергий $10^{14} - 10^{17}$ эВ [6, 116–125]. В этом эксперименте стандартный нейтронный супермонитор типа NM64 использовался в качестве детектора адронной компоненты КЛ с относительно низким, в сравнении с другими методами ее регистрации, энергетическим порогом, который для монитора составляет $\sim(0.5-1)$ ГэВ (против десятков ГэВ для ионизационного калориметра и единиц ТэВ для рентгенэмульсионных камер). При этом монитор продолжал работать по программе исследования вариаций, но одновременно для него был организован режим съема данных, синхронизированный с работой системы детекторов ливневых частиц.

Следует отметить, что помимо низкого энергетического порога регистрации адронной компоненты ШАЛ применение нейтронной методики дает возможность использовать один и тот же детектор для изучения ядерных реакций в весьма широком энергетическом диапазоне. Так, в эксперименте *Nadron* детектор на основе супермонитора NM64 позволил измерить спектр энерговыделений в пределах от

0.5 ГэВ до $5 \cdot 10^4$ ГэВ, то есть на протяжении пяти порядков величины. В то же время, существенным недостатком этой техники является высокая стоимость используемых в мониторе традиционной конструкции газоразрядных нейтронных счетчиков.

Одновременно с измерениями нейтронных потоков на наземном мониторе, аналогичные ему по своей конструкции детекторы размещались в подземном помещении Тянь-Шаньской станции. Несмотря на то, что толщина слоя грунта, под которым находились такие детекторы во время измерений, обеспечивала практически полное поглощение адронов космических лучей, интенсивность регистрируемых подземными детекторами нейтронных событий оказалась достаточно высокой. Этот эффект, который, по-видимому, связан с ядерными взаимодействиями мюонной компоненты космических лучей, будет осуждаться в главе 5.

Рассматривая вопрос о выборе детектора для регистрации нейтронных сигналов, сопровождающих прохождение ШАЛ, следует иметь в виду, что сам по себе нейтронный монитор, как в его первоначальном варианте IGY [126], так и в последующей модификации NM64 [127], разрабатывался в качестве средства для прецизионного измерения интенсивности космических лучей по скорости счета испарительных нейтронов, которые образуются ядерно-активной компонентой КЛ при взаимодействии с тяжелым веществом *внутренней* мишени-поглотителя монитора (слой свинца с толщиной ~ 10 см) [128]. Для того чтобы добиться независимости регистрируемой интенсивности сигналов от влияния со стороны окружающих монитор объектов, его конструкция предусматривает защиту как поглотителя, так и собственно нейтронных детекторов (газоразрядных счетчиков со специальным газовым наполнением) наружным экраном, который оказывается непроницаемым для фоновых нейтронов. Как правило, такой экран представляет собой слой из легкого, водородсодержащего вещества (полиэтилен), действующий в качестве поглотителя и отражателя потока нейтронов низкой энергии, идущего из *внешней* среды.

Таким образом, стандартный нейтронный монитор представляет собой детектор, который обладает относительно низким энергетическим порогом регистрации ядерно-активных частиц, $E_h^{min} \simeq (0.5 - 1)$ ГэВ, лишь в сравнении с другими методами, которые применялись для этой цели на Тянь-Шаньской станции: ионизационным калориметром и толчковой установкой ($E_h^{min} \simeq 10$ ГэВ) [129] и рентгенэмульсионной камерой с ее $E_h^{min} \simeq (2 - 10)$ ТэВ [62]. Тем не менее,

такая величина порога остается довольно высокой, что препятствует использованию монитора для регистрации сопровождающих прохождение ШАЛ нейтронов с энергией менее 1 ГэВ.

С другой стороны, после того, как на ливневой установке Тянь-Шаньской станции были получены свидетельства об аномально высокой множественности испарительных нейтронов, которые генерируются внутри монитора при попадании в него стволов широких атмосферных ливней [6, 116, 119, 121, 122], возник вопрос о поведении низкоэнергичной составляющей нейтронного потока (тепловых и эпитепловых нейтронов), сопровождающего прохождение ШАЛ. Актуальность исследования связанных с ливнями нейтронов низкой энергии как в центральной области ШАЛ, так и на его периферии обсуждалась в ряде работ [130–133]. В соответствии с этим, отдельный эксперимент по детектированию тепловых нейтронов и связанного с ними потока низкоэнергичных гамма-квантов в центральной области ШАЛ проводился на Тянь-Шаньской станции в середине 2000-х годов [84]. Для регистрации нейтронов низкой энергии в этой работе использовалась система специальных нейтронных детекторов — заполненных газом ${}^3\text{He}$ газоразрядных счетчиков, которые, в отличие от конфигурации монитора, работали вне каких-либо слоев тяжелого вещества-мишени и легкого замедлителя. В этом случае роль мишени для взаимодействия энергичных адронов космических лучей играют окружающие детектор объекты, прежде всего грунт Тянь-Шаньской станции, а замедление образующихся в этих реакциях испарительных нейтронов происходит непосредственно при их распространении во внешней среде. Такая конструкция обеспечивает минимальный порог регистрации, и наиболее эффективным подобный детектор оказывается в тепловом диапазоне энергии ($\sim 10^{-2}$ эВ) налетающих нейтронов.

Впоследствии для измерения потоков образующихся при прохождении ШАЛ нейтронов низкой энергии исследовательской группой МИФИ были предложены современные детекторы большой площади, которые строятся на основе прозрачных тонкопленочных пакетов, наполненных гранулами твердотельного сцинтиллятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$ и ${}^6\text{LiF}$ [134–137]. Благодаря своей дешевизне и простоте изготовления, а также возможности одновременной регистрации сигналов от нейтронов и электронов с разделением их по амплитуде и временному профилю сцинтилляционного импульса, детекторы такого типа представляются перспективными для массового применения в ливневых установках. К настоящему

времени тестовые измерения нейтронного потока с этими детекторами проводились на уровне моря [138–142], на подземных установках [143], и в высокогорных экспериментах [144].

Что касается Тянь-Шаньской высокогорной станции, то начиная с 2015 года здесь была возобновлена регистрация ШАЛ после длительного периода модернизации всей системы ливневых детекторов, в том числе и детекторов нейтронной компоненты [145]. В отличие от ситуации, при которой выполнялись представленные в публикациях [6, 84] эксперименты, в настоящее время нейтронные детекторы станции работают в режиме строгой синхронизации с ливневой установкой, что позволяет определять параметры ШАЛ совместно с регистрацией нейтронного потока в каждом событии. Современный комплекс нейтронных детекторов станции включает в себя нейтронный супермонитор 18NM64 для регистрации адронов высокой энергии (свыше 1 ГэВ); детекторы нейтронов с низким порогом регистрации (в диапазоне тепловых и эпитепловых энергий); подземный нейтронный монитор; а также детекторы мягких, $E_\gamma \approx (0.03 - 3) \text{ МэВ}$, гамма-квантов, предназначенные для регистрации нейтронного потока ШАЛ по фоновому гамма-излучению, которое возникает вследствие захвата нейтронов ядрами атомов окружающей среды. Следует упомянуть также новый тип нейтронных детекторов, которые разрабатывались в середине 2000-х годов специально для тянь-шаньского эксперимента и построены на основе чувствительных к потоку нейтронов сцинтилляторов [146]. По сравнению с традиционными газоразрядными счетчиками, такие детекторы обладают повышенным временным разрешением и обеспечивают возможность измерения исключительно интенсивных потоков нейтронных сигналов, которые характерны для центральной области ШАЛ. В настоящее время планируется подключение всех этих детекторов для их совместной работы с ливневой установкой Тянь-Шаньской станции.

Разработанная на Тянь-Шаньской высокогорной станции методика проведения экспериментов по исследованию адронной компоненты ШАЛ с помощью нейтронных детекторов описана в главах 3 и 4.

1.4 Мюоны космических лучей

Для понимания многих невыясненных проблем в физике космических лучей особый интерес представляет собой исследование мюонной компоненты широких атмосферных ливней, что объясняется уникальной проникающей способностью мюонов. В тот момент, когда энергичная частица первичных космических лучей испытывает ядерное взаимодействие в верхних слоях атмосферы (25–30 км над уровнем моря), рождается множество вторичных частиц, по большей части пионов и каонов, последующие взаимодействия которых и определяют развитие будущего ШАЛ. Вторичные мезоны могут либо, в свою очередь, взаимодействовать с ядрами атомов воздуха, образуя следующее поколение ядерных каскадов с меньшей энергией, либо распасться по одному из каналов слабого взаимодействия. В последнем случае рождаются мюоны, значительная часть которых может без каких-либо последующих взаимодействий достичь уровня расположения ливневой установки и быть непосредственно зарегистрированными с помощью специальных детекторов, как наземных, так и расположенных глубоко под землей. Таким образом, мюоны высокой энергии представляют собой единственный информационный канал для практически непосредственного исследования ядерно-активных процессов, которые протекают при энергии первичного взаимодействия в самом начале развития каскада в атмосфере.

Суммарный поток мюонов, регистрируемый на уровне расположения ливневой установки, возникает из целой последовательности взаимодействий энергичных частиц с ядрами, которые происходят на всех стадиях развития ливня в атмосфере. Поэтому наблюдаемые характеристики мюонной компоненты оказываются чувствительными к различным параметрам элементарного акта происходящих при высоких энергиях взаимодействий: множественности вторичных мезонов, коэффициенту неупругости, зарядовому соотношению продуктов взаимодействия, вероятности образования барион/антибарионных пар и т. д. [147, 148]. Согласно результатам моделирования развития атмосферных каскадов по методу Монте-Карло, суммарная множественность мюонов на уровне Земли сильно зависит от принятой модели элементарного акта [149, 150].

Помимо ограничений на параметры возможных моделей ядерного взаимодействия при сверхвысоких энергиях, исследование мюонной компоненты ШАЛ предоставляет средство для решения проблемы массового состава первичного

космического излучения, относительно которого в настоящее время имеется ряд невыясненных вопросов. Как известно, суммарное число N_{μ} мюонов в ШАЛ, которые образуются при взаимодействии содержащего A нуклонов ядра, в $\sim A^{0.1}$ раз превышает количество мюонов в ливне, образованном взаимодействием протона. Например, среднее число мюонов в ливне от энергичного ядра ^{56}Fe должно быть на $\sim 40\%$ больше, чем для «протонного» ливня той же энергии. Таким образом, комбинируя результаты измерения мюонной компоненты ШАЛ с данными о других компонентах ливней можно, в принципе, получить ограничения как на характеристики допустимых моделей первичного взаимодействия, так и на относительную долю различных ядер в составе первичного излучения [151–154].

Особый интерес представляет собой исследование ливней, которые приходят под большим зенитным углом, $\theta \gtrsim 60^\circ$ — т. н. наклонных ШАЛ. Преобладающей в таких ливнях оказывается именно мюонная компонента, поскольку большая часть электромагнитных частиц (e^\pm , γ -квантов) успевает поглотиться на том пути, которое им приходится пройти в плотных слоях атмосферы. Таким образом, наклонные ливни предоставляют средство для непосредственной регистрации мюонной компоненты ШАЛ с помощью наземной ливневой установки [155–159].

Что касается Тянь-Шаньской высокогорной станции, то эксперименты по регистрации мюонной компоненты ШАЛ в различных диапазонах энергии всегда оставались одним из приоритетных направлений проводившихся здесь исследований [160–162]. На станции имеется вся необходимая для этой цели инфраструктура: подземный туннель и ряд подземных помещений большой площади, позволяющие разместить здесь детекторы с различным энергетическим порогом для исследования мюонов, следующих под различными углами к горизонту. Дальнейшее развитие этих детекторов и создание для них современной системы сбора данных предусмотрено в плане текущей модернизации Тянь-Шаньской ливневой установки.

1.5 Мюонная компонента ШАЛ и проблемы сейсмологии

Прогноз уровня сейсмической активности, и в особенности опасных землетрясений, представляет собой актуальную проблему современной сейсмологии.

Известно, что в настоящее время сейсмологическая наука переживает кризис, который связан как с недостатками существующей теории возникновения землетрясений, так и с отсутствием надежной методики их предсказания [163, 164]. Действительно, большинство методов, которые сейчас применяются для прогнозирования сейсмической опасности, такие, как измерение электрической проводимости среды, измерение поля деформаций и скоростей движения отдельных областей земной поверхности, измерения уровня естественной радиоактивности, интенсивности локального фона нейтронов и т. п. параметров [165], основаны на физических явлениях, происходящих вблизи поверхности земной коры. Для подобных методов характерны крайняя ненадежность прогноза и плохая воспроизводимость полученных результатов. Эти недостатки обусловлены тем, что наблюдаемые поверхностные эффекты не всегда могут быть однозначно связаны с готовящимся землетрясением именно в данном районе. В таких условиях какой-либо определенный сигнал о приближении конкретного катастрофического землетрясения обычно теряется на постоянном фоне небольших и неопасных землетрясений и маскируется флуктуациями крупномасштабных геодинамических процессов. Как правило, по этой причине такой сигнал обнаруживается только постфактум.

На рубеже 1980-х и 1990-х годов учеными из Физического института им. П. Н. Лебедева и Института физики Земли была разработана предварительная концепция нового перспективного направления в сейсмологии: использование для прогноза землетрясений сигнала упругих колебаний в акустическом диапазоне частот [166]. Предположительно, такие колебания могут генерироваться при образовании микротрещин в сейсмически напряженных областях земной коры, которые образуются в зоне глубинных литосферных разломов и в течение длительного времени накапливают постепенно увеличивающуюся энергию механической деформации. При этом для инициации снятия накопленного напряжения оказывается достаточным малое триггерное воздействие, в роли которого может выступить, например, локальное выделение энергии от ионизации, образуемой при попадании частиц проникающей компоненты космических лучей — мюонов высокой энергии, — в область литосферного разлома [19, 167]. Таким образом, организовав отслеживание прохождения энергичных мюонов через земную поверхность и детектирование запаздывающих по отношению к этому моменту упругих колебаний, можно было бы следить за текущим состоянием в

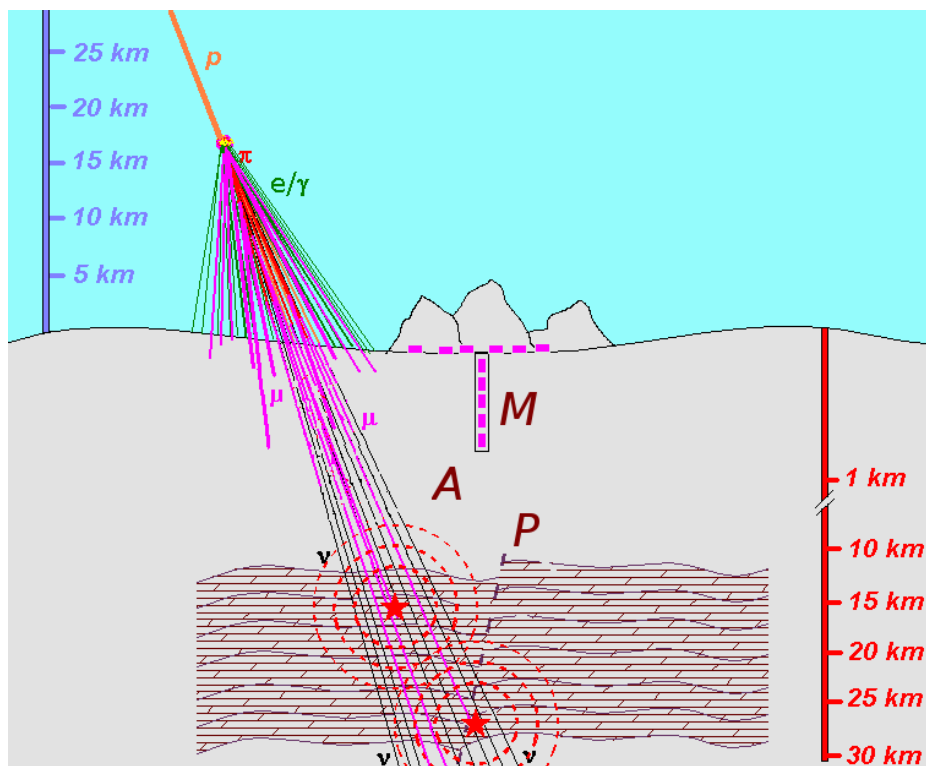


Рисунок 1.2 — Иллюстрация к идее глубинного зондирования земной коры пучком мюонов из ствола энергичных ШАЛ. P — зона глубинного разлома, A — упругие колебания, которые генерируются в сейсмически напряженной среде под воздействием локальной ионизации от прохождения мюонов μ и распространяются в виде акустической волны, M — система чувствительных микрофонов.

зоне глубинного разлома. Основная идея предложенного метода иллюстрируется рисунком 1.2.

Впоследствии этот метод получил количественное обоснование в работе [20], где путем численного моделирования исследовалось прохождение мюонов с энергией $\sim(10 - 100)$ ТэВ через грунт, и были получены конкретные оценки множественности таких мюонов в ШАЛ с энергией $(10^{16} - 10^{18})$ эВ, глубины их проникновения внутрь земной коры и число взаимодействий (микротрещин), которые такие мюоны могут вызывать на своем пути через сейсмически напряженные области литосферы, в зависимости от энергии мюонов и запасенной энергии механической деформации. Было получено, что в заметном числе случаев образование подобных трещин может генерировать акустические волны в области частот $(1-2)$ кГц с амплитудой, достаточной для их регистрации с помощью расположенных у поверхности Земли чувствительных микрофонов. Так

как проникающие частицы — мюоны, — составляют одну из компонент широких атмосферных ливней, для эффективного выделения сигналов акустической эмиссии на фоне шумов в работе [20] предлагается применить поиск корреляций между акустическими сигналами и сигналами о прохождении ШАЛ от системы ливневых детекторов, либо непосредственно сигналами от мюонного детектора большой площади.

Тянь-Шаньская станция, которая располагается на горном перевале непосредственно над древним литосферным разломом, представляет собой удобное место для практической проверки теорий такого рода. В специальном эксперименте, который выполнялся здесь в 2012 г, производился предварительный поиск кратковременных сигналов акустической эмиссии в событиях, связанных с групповым прохождением мюонов высокой энергии. Согласно результатам, опубликованным в [168], в ряде случаев действительно наблюдались акустические импульсы заметной амплитуды в узкой временной окрестности (~ 10 с) после регистрации множественных мюонных событий. По завершении же периода модификации Тянь-Шаньской экспериментальной установки и переходе к регулярной регистрации широких атмосферных ливней эксперименты подобного рода предполагается продолжить в полном объеме, то есть с привлечением к анализу зарегистрированных акустических событий подробной информации о параметрах ШАЛ (первичная энергия, положение оси и т. п. сведения), которые наблюдались в предшествующей им временной окрестности. Описание этих экспериментов составляет предмет нескольких разделов в главе 6, посвященной проводимым на ТШВНС исследованиям геофизической тематики.

1.6 Космические лучи и электрические процессы в атмосфере

Наряду с поиском сигналов от прохождения мюонов через литосферу и изучением перспектив использования такого эффекта для целей сейсмологического прогноза, которые обсуждались в предыдущем разделе, взаимодействия космических лучей с веществом земных оболочек представляют интерес еще для одного направления геофизических исследований: именно вторичные частицы-продукты, образующиеся при столкновении КЛ с ядрами атомов воздуха, могут

играть решающую роль в процессах инициации и развития атмосферных электрических разрядов (молний) [15, 169, 170].

К настоящему времени в результате многочисленных экспериментов, которые регулярно проводятся по всему миру с начала 1990-х гг, были обнаружены характерные вспышки жестких излучений: гамма-лучей с энергиями порядка (0.1–10) MeV и ускоренных до $\sim(10–100)$ МэВ электронов, неоднократно наблюдавшиеся во время гроз. Во многих случаях такие возрастания радиационного фона непосредственно предшествовали во времени, но не совпадали, с моментами молниевых разрядов [17, 172–174]. Предполагается, что возникновение подобных вспышек связано с эффектом пробоя на убегающих электронах — ускорением заряженных частиц в специфических условиях, когда некоторая часть свободных электронов из хвоста их начального энергетического распределения под воздействием внешнего электрического поля может приобретать энергию, превышающую потери на столкновения с атомами среды, то есть становиться «убегающими». В свою очередь, генерация гамма-лучей во время грозы объясняется эффектом тормозного излучения таких электронов [175–177], а избыточный нейтронный поток, который детектировался в ряде наиболее энергичных молниевых событий [173, 178–181] — фотоядерными реакциями гамма-квантов [182–186]. Для наблюдения связанных с процессами грозовой активности возрастаний радиационного фона в наземных экспериментах принципиальную роль играет нижний положительно заряженный слой, который при некоторых условиях может образовываться у основания грозовых облаков, ниже главной области распределения их отрицательного заряда, что обеспечивает ускорение электронов в направлении к поверхности Земли [187, 188].

Возможность существования в грозовых облаках условий, которые необходимы для реализации пробоя на убегающих электронах, была впервые отмечена в ранней публикации [189], а впоследствии количественно обоснована в ряде теоретических и расчетных работ, таких как [190–193]. В основе этой идеи лежит то допущение, что в процессе своего ускорения под воздействием внешнего поля «убегающий» электрон должен образовывать другие свободные электроны при столкновениях с атомами окружающей среды, которые также ускоряются полем, порождая следующее поколение частиц, и т. д. В результате такого экспоненциального процесса единственный электрон, начинающий ускоряться в электрическом поле с достаточно большой напряженностью $E > E_c$ порождает целую лавину энергичных частиц, которую образуют как собственно электроны,

ускоренные до МэВ-ных энергий, так и связанные с ними кванты тормозного гамма-излучения. Пороговый уровень напряженности поля E_c равняется 280 кВ/м на уровне моря (т. н. критическое поле) и уменьшается с высотой пропорционально плотности воздуха; эта величина примерно на порядок меньше напряженности поля, необходимого для диэлектрического пробоя в атмосфере ($\simeq 3$ МэВ). Как показали эксперименты по непосредственному зондированию грозных облаков с помощью ракет и аэростатов, обычно молниевые разряды инициируются в момент, когда напряженность поля в облаке оказывается близкой к критическому уровню, в то время как поля существенно выше E_c никогда не встречаются в облаках [194, 195]. Это наблюдение служит косвенным подтверждением в пользу реализации в реальных условиях пробоя на убегающих электронах.

Кроме электрического поля, для инициации пробоя необходимо присутствие в окружающей среде «затравочных» заряженных частиц, обладающих достаточно высокой энергией, $E_e \gtrsim (0.1 - 1) \text{ MeV}$. В качестве таковых еще в публикации [189] были предложены вторичные электроны, которые образуются в атмосфере под воздействием частиц космических лучей, а также электроны-продукты радиоактивных β -распадов. К настоящему времени эта возможность была обоснована в ряде работ, таких как упомянутые выше [15, 169, 170]. Необходимость в энергичных (релятивистских) затравочных частицах для инициации разряда отражена в общепринятом к настоящему времени названии для таких эффектов: лавинный процесс на релятивистских убегающих электронах (relativistic runaway electrons avalanche, RREA). Помимо перечисленных условий, для эффективной реализации этого процесса необходим достаточно большой объем пространственной области с электрическим полем $E > E_c$, которая должна как минимум превышать характерные размеры развивающейся лавины, то есть несколько десятков и сотен метров; и это условие справедливо именно для грозных облаков.

Как было показано в ряде модельных расчетов, для генерируемого в результате RREA гамма-излучения характерен экспоненциальный энергетический спектр со средней энергией $\simeq 7$ МэВ [196–198]. Тот факт, что спектры излучения, регистрировавшиеся во время гроз в ряде экспериментов, соответствуют этому выводу, служит подтверждением справедливости предложенной теории [175, 199, 200].

Альтернативный механизм инициации молнии представляет собой т. н. тепловой, или холодный, разряд, который может происходить при напряженности

электрического поля $E \gtrsim 3 \cdot 10^3$ кВ/м. В условиях грозового облака такие поля могут существовать лишь кратковременно, и только локально, в ограниченной пространственной области порядка нескольких десятков сантиметров, вблизи вершин стримеров развивающегося разряда. Принципиальное отличие этого процесса от RREA заключается в отсутствии необходимости в затравочных частицах достаточной энергии, поскольку в полях такой напряженности любые свободные электроны, включая и те, которые находятся в состоянии теплового равновесия с окружающей средой (то есть «холодные»), способны дать начало лавине ускоряющихся частиц. Впоследствии, при благоприятных условиях, электроны из состава такой лавины могут сыграть роль затравочных частиц для «обычных» RREA.

В силу того обстоятельства, что при тепловом разряде характеристики развивающихся каскадов в первую очередь определяются индивидуальными особенностями распределения заряда в окрестности вершины стримера, в данном случае не существует какой-либо универсальной формы для энергетического спектра регистрируемых гамма-квантов [171].

Впервые модель холодного пробоя была предложена в работе [201] и развита впоследствии в применении к условиям грозовых облаков в [202–205]. Подтверждением справедливости этой модели служат многочисленные случаи наблюдения коротких всплесков жесткого излучения, обладающих длительностью менее миллисекунды и совпадающих с моментами молниевых разрядов, подобные описанным в [206–209].

В работе [196] было предложено важное уточнение для модели пробоя на убегающих электронах — эффект положительной обратной связи на релятивистских частицах, который заключается в существенном, не менее чем на порядок величины, увеличении интенсивности лавин RREA за счет дополнительных затравочных частиц, происходящих от взаимодействия со средой квантов тормозного излучения, генерируемого заряженными частицами развивающейся лавины, а также позитронов из e^\pm -пар, образуемых этими квантами. Согласно публикации [210], именно эффект релятивистской обратной связи лежит в основе наиболее ярких и энергонасыщенных явлений в атмосферной физике высоких энергий: масштабных вспышек гамма-излучения в верхней атмосфере и ближнем космическом пространстве (terrestrial gamma ray flashes, TGF) [211, 212] и аналогичных этим вспышкам по своей природе, но развивающимся в противоположном направлении каскадам downward TGF, которые наблюдаются на поверхности Земли [213–215]. С другой стороны, равновесный разрядный ток,

возникающий благодаря стабилизированной за счет эффекта обратной связи интенсивности генерации лавин RREA, может в какой-то степени компенсировать постоянно происходящий в грозном облаке процесс разделения зарядов и таким образом обеспечивать на протяжении относительно продолжительного времени, порядка нескольких десятков секунд, некоторое квази-стационарное состояние в этом облаке. Для внешнего же наблюдателя такое состояние должно проявляться как связанное с облаком возрастание интенсивности жестких излучений, прежде всего гамма-излучения (thunderstorm ground enhancement, TGE), подобного случаям, описанным в [17, 172, 176, 188, 216].

Подробный анализ современного состояния теории разряда на убегающих электронах и ее приложений к проблемам атмосферного электричества приводится в обзорной публикации [171].

Альтернативное объяснение для наблюдаемого во время гроз избыточного потока энергичных частиц, и прежде всего продолжительных событий TGE, исходит из предположения о модификации под воздействием электрических полей в грозном облаке фонового энергетического спектра заряженных частиц, которые образуются в атмосфере под воздействием космических лучей (modification effect of energy spectrum, MOS). Согласно этой модели, которая была предложена в работах [217–219], при благоприятной конфигурации электрического поля как электроны, так и позитроны, возникающие при взаимодействиях космических лучей, могут приобретать дополнительную энергию, что ведет к замедлению их поглощения и увеличению пробега в атмосфере, а в конечном итоге — к росту интенсивности частиц, регистрируемых на уровне расположения измерительной установки. Благодаря механизму MOS связанные с физикой атмосферного электричества явления оказывается возможным наблюдать даже и в тех случаях, когда напряженность полей в грозном облаке не превышает критический предел E_c .

Таким образом, в результате значительных усилий, которые предпринимались на протяжении последних десятилетий, был обнаружен целый ряд связанных с атмосферным электричеством нетривиальных эффектов, и разработаны теоретические модели, позволяющие объяснять полученные экспериментальные результаты. Можно утверждать, что за это время успела развиваться специальная область геофизических исследований — атмосферная физика высоких энергий [171]. Несмотря на этот прогресс, до сих пор остается неясной общая картина процессов, протекающих при атмосферных электрических разрядах, и прежде всего тех процессов, которые лежат в основе инициации и развития молнии.

Также до сих пор остаются невыясненными те конкретные условия, при которых реализуется тот или иной из рассмотренных выше механизмов развития атмосферного разряда. Это обстоятельство обуславливает потребность в дальнейшем изучении явлений, которые протекают в глубине грозových облаков. При постановке подобных экспериментов для сбора максимально возможного объема информации об атмосферных разрядах желательна регистрация, наряду с гамма-излучением, как непосредственно энергичных электронов из развивающихся в облаках электронно-фотонных лавин, так и связанных с молниями электромагнитных сигналов в других, помимо гамма-лучей, диапазонах частотного спектра.

Благодаря своему высокогорному расположению, Тянь-Шаньская станция представляет собой удобную площадку для проведения исследований подобного рода, поскольку во время грозového периода, который ежегодно продолжается здесь с мая по начало сентября, детекторы станции часто бывают погруженными непосредственно внутрь грозových облаков и оказываются в непосредственной близости к пространственной области генерации сопровождающих атмосферные разряды излучений. В течение последних десятилетий это направление деятельности оставалось традиционным для Тянь-Шаньской станции, где была выработана специальная методика одновременной регистрации различных компонент излучения [220]. При этом с помощью находящейся на станции системы детекторов могут регистрироваться как разнообразные излучения электромагнитной природы (радиосигналы от молниевых разрядов [221], оптическое излучение канала молнии [222], потоки рентгеновских и гамма-квантов [223–226]), так и коррелирующие с моментом разряда потоки частиц (электроны и нейтроны), предположительно имеющие генетическую связь с молниевым разрядом [227, 228].

Непосредственное наблюдение кратковременного возрастания интенсивности заряженных частиц или связанной с ними быстрой вспышки гамма-излучения представляет собой наиболее однозначный признак атмосферного разряда, развивающегося под определяющим влиянием электронно-фотонной лавины. К сожалению, как электроны, так и гамма-кванты довольно быстро поглощаются в атмосфере, и дистанция, на которой возможно их эффективное детектирование, обычно не превышает нескольких километров от места развития разряда. Это обстоятельство выдвигает ряд весьма жестких требований к взаимному расположению области генерации излучений и экспериментальной установки, которые, в

частности, должны оказаться на сравнительно небольшом расстоянии друг от друга для успешной регистрации интересующего эффекта. В сочетании с невысокой частотой гроз на средних широтах и специфическими техническими трудностями, которые возникают при эксплуатации электронных детекторов в непосредственной близости к молниевому разряду, последнее требование сильно затрудняет проведение соответствующих измерений.

Для решения подобных проблем на Тянь-Шаньской высокогорной станции был создан специальный высотный пункт размещения физических детекторов, а также разработаны соответствующая аппаратура и методика проведения измерений непосредственно в глубине грозового облака. Эти вопросы составляют предмет главы 6 настоящей работы.

Альтернативный источник сведений о физических процессах, которые протекают в области атмосферного электрического разряда, представляют собой излучения в более мягких, чем рентгеновский и гамма диапазоны, частях электромагнитного спектра — оптическом и радиочастотном. Фотоны низкой энергии рождаются в большом количестве при атмосферных электрических разрядах, и их поток несет в себе информацию как о временной структуре, так и об энергетических характеристиках излучения молнии. Благодаря относительной прозрачности атмосферы по отношению к излучению в видимом и примыкающих к нему ближних инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах спектра, а также к радиоволнам мегагерцового диапазона, этот информационный канал может оказаться более удобным, чем непосредственная регистрация заряженных частиц и гамма-квантов, предоставляя возможность наблюдать процесс развития молнии на большом удалении от области разряда, вплоть до десятков и сотен километров.

Экспериментальные исследования атмосферных электрических разрядов по их излучению в видимом диапазоне электромагнитного спектра имеют длительную историю и могут быть прослежены вплоть до ранних работ начала 1960-х годов, когда на основе фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) создавались счетчики-регистраторы молний, происходящих во время ночных гроз [229]. В настоящее время эксперименты такого рода проводятся с использованием современных высокоскоростных видеокамер [230–232] или фотодиодов [233], которые, как правило, работают в едином комплексе с прецизионными измерителями локального электрического поля и радарными, позволяющими точно определять пространственное положение молний. Цель подобных работ заключается в подробном исследовании начальной стадии электрических разрядов

путем регистрации потока генерируемого в этих разрядах электромагнитного излучения с высоким, порядка нескольких микросекунд и лучше, временным разрешением. Такие измерения дают возможность изучать тонкие эффекты, которые отличают, например, межоблачные разряды типа «облако — облако» от разрядов «облако — земля», разряды положительной и отрицательной полярности, разряды-кандидаты для источников наблюдаемых в верхней атмосфере и ближнем космосе гигантских вспышек гамма-излучения TGF [234] и т. д.

Другое направление исследований, основанных на использовании оптического информационного канала для регистрации кратковременных вспышек излучения от атмосферных электрических процессов, связано с размещением таких детекторов на низкоорбитальных спутниках Земли. Примером подобных экспериментов является серия полетов малых спутников МГУ [235–237], научная нагрузка которых включала в себя двухканальный детектор *DUVIK*, который был предназначен для слежения за частотой молний, наблюдаемых на разных широтах и в различных географических зонах Земли, по их излучению в ближней ультрафиолетовой ($\lambda = 240 - 380 \text{ nm}$) и красной/ближней инфракрасной ($\lambda = 610 - 800 \text{ nm}$) областях спектра [238]. Начиная с летнего грозового сезона 2016 года один экземпляр детектора *DUVIK*, идентичный тем, что применялись на спутниках, был установлен на Тянь-Шаньской высокогорной станции, где он используется для регистрации исходящего от молний оптического излучения, работая синхронно с другими подсистемами экспериментального комплекса: датчиками радио-излучения, электрического поля, детекторами гамма-квантов и заряженных частиц. Такой подход к регистрации позволил начать на станции развитие мультисканальной методики исследования атмосферных электрических разрядов, с применением которой здесь был получен ряд новых, достаточно интересных результатов [222].

1.7 Современное состояние комплекса детекторов Тянь-Шаньской высокогорной станции и структура настоящей работы

Из проделанного выше обзора физических проблем следует, что на текущем этапе развития физики космических лучей существует настоятельная необходимость в переходе на новый уровень экспериментальных исследований, который

как количественно, так и качественно превосходит методики изучения ШАЛ, применявшиеся на Тянь-Шаньской высокогорной станции на протяжении предшествующих десятилетий в 1960–1990 гг. Современная ливневая установка для эффективного исследования космических лучей в области излома первичного спектра, то есть первичных энергий $E_0 \approx (10^{14} - 10^{17})$ эВ, должна предоставлять максимально подробную информацию об основных составляющих ливня, включая его электронно-фотонную, адронную и мюонную компоненты в различных энергетических диапазонах. Аппаратура, которая используется для детектирования этих компонент, должна обеспечивать как свободное от влияния эффектов насыщения измерение плотности потока заряженных частиц ρ в центральной области ШАЛ, вплоть до значений $\rho \sim (10^5 - 10^6)$ частиц/м², так и эффективную регистрацию частиц на периферии ливня ($\rho \sim 1$ частицы/м²). Для подробного изучения характеристик электронно-фотонной, адронной и мюонной компонент в области ствола ШАЛ экспериментальная установка должна обладать выраженной центральной частью с достаточно большой суммарной площадью (как минимум, десятки квадратных метров), которая образуется непрерывным расположением детекторов, обладающих высоким пространственным разрешением, порядка (10 – 20) см или лучше. В то же время, распределенная система периферийных детекторов, равномерно располагающихся по площади не менее $(10^4 - 10^5)$ м² вокруг центральной части, должна обеспечивать получение достаточной информации для надежного определения основных параметров ШАЛ: положения его оси с точностью не хуже (0.5 – 1) м, размера и возраста ливня, оценку энергии первичной частицы, а также направление ее прихода. Крайне желательным является также расположение такой установки на высотах порядка (3000 – 5000) м над уровнем моря.

В соответствии с этими требованиями, на протяжении последних двадцати лет на Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАН проводились последовательная модернизация и дальнейшее развитие детекторов находящейся здесь начиная с середины 1960-х годов комплексной установки для исследования космических лучей [61, 64, 239]. Основная цель этих работ заключается в существенном увеличении покрытия детекторами частиц центральной части установки и в переходе к новым типам детекторов, которые оборудуются современной электроникой для обработки поступающих от них сигналов. Ожидается, что новая система детекторов Тянь-Шаньской ливневой установки позволит существенно

расширить круг решаемых на станции физических задач. Используя благоприятное высокогорное расположение станции, здесь предполагается создать один из лучших мировых банков данных о взаимодействиях космических лучей и связанных с ними явлениях в области первичных энергий вокруг излома первичного спектра. Предмет настоящего раздела заключается в том, чтобы дать общий обзор текущего, на момент завершения модернизационного периода, состояния основных подсистем, образующих комплекс физических детекторов станции. Приведенное здесь описание соответствует состоянию установки в период ее тестовой эксплуатации в 2015–2019 гг.

Тянь-Шаньская высокогорная станция ФИАН располагается в горах Заилийского Алатау (Северный Тянь-Шань), в точке с географическими координатами 43° с. ш., 77° в. д., на высоте 3340 м над уровнем моря. Остаточная толщина атмосферы на этой высоте составляет 690 г/см^2 .

Общий план расположения детекторов космических лучей по территории станции показан на рисунке 1.3. Как следует из этой схемы, детекторы Тянь-Шаньской станции концентрируются вокруг двух основных пунктов, *Center* и *Center II*, в каждом из которых располагаются установки для детектирования потоков частиц в центральной области приходящих ШАЛ: плотный «ковер» сцинтилляционных детекторов электронной компоненты ливня, набор временных сцинтилляторов *T1–T4* для определения направления прихода первичной частицы, подземный комплекс *U* мюонных и адронных (нейтронных) детекторов в пункте *Center*; второй «ковер» сцинтилляторов и большой ионизационно-нейтронный калориметр *INCA* в точке *Center II*. Помимо этого, на станции имеется нейтронный супермонитор типа NM64 [127], который используется в качестве детектора адронной компоненты ШАЛ, а также система периферийных сцинтилляционных детекторов, располагающихся концентрически вокруг пунктов *Center* и *Center II*.

Начиная с 2016 года, комплекс ливневых детекторов в пункте *Center* поэтапно дополняется детекторами нейтронов низкой энергии *ND*, эффективных в тепловом и эпитепловом энергетическом диапазоне регистрируемых нейтронов; детекторами мягкого (30–3000 кэВ) гамма-излучения *GD*; системой радио-антенн для регистрации радиоизлучения ШАЛ в низкочастотном (1–10 МГц) и высокочастотном (20–100 МГц) диапазонах.

Две пространственных области с плотным расположением сцинтилляционных детекторов — «ковры» сцинтилляторов — предназначены для подробного

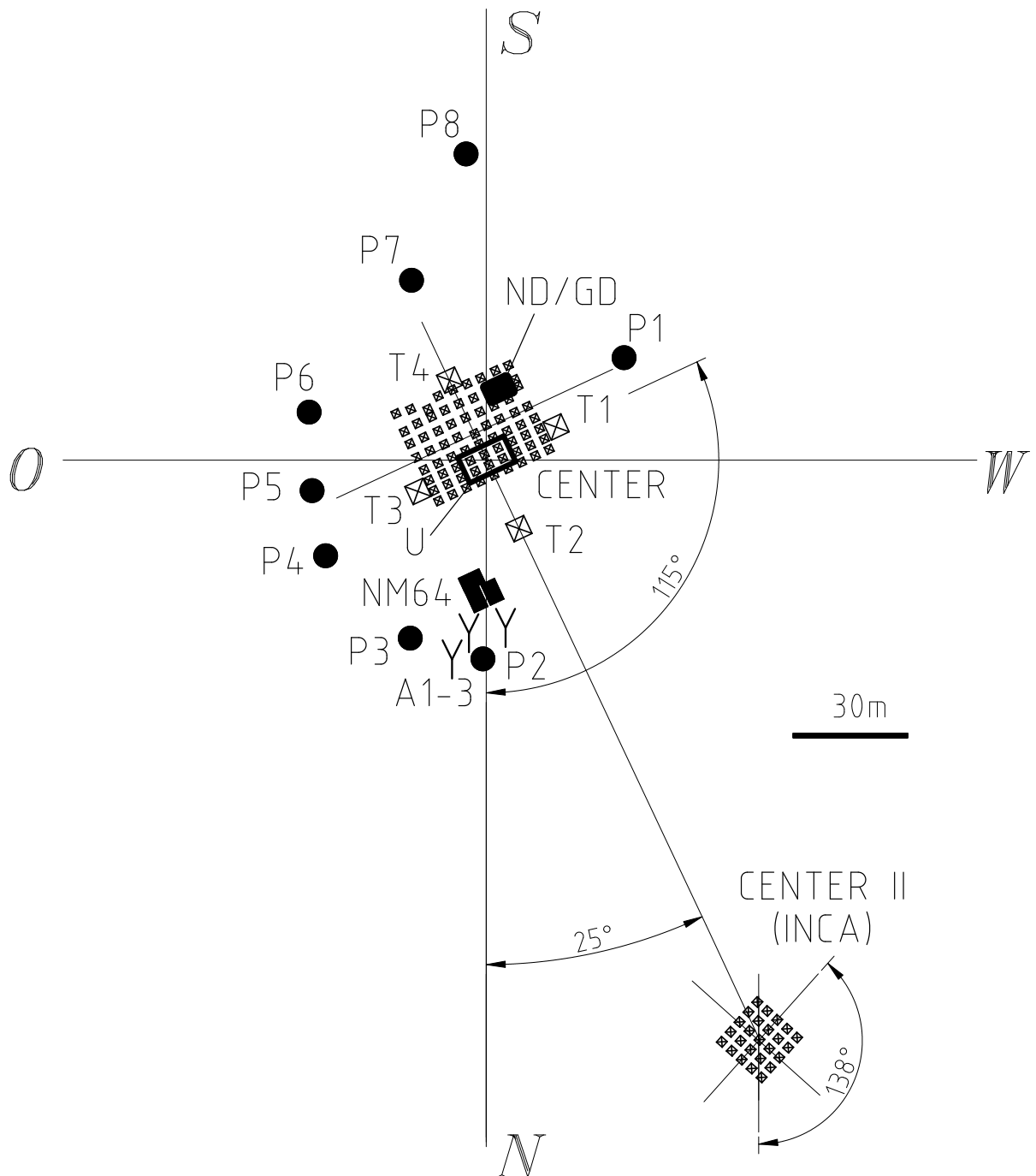


Рисунок 1.3 — Общая схема расположения комплекса детекторов ШАЛ на Тянь-Шаньской станции. Квадратами отмечены детекторы ливневых частиц; *CENTER* и *CENTER II* — «ковры» с плотным расположением детекторов; *P1–P8* — периферийные детекторы; *T1–T2* — временные детекторы для определения углов прихода ШАЛ; *INCA* — ионизационно-нейтронный калориметр; *NM64* — нейтронный супермонитор; *ND/GD* — нейтронные и гамма-детекторы; *U* — комплекс подземных детекторов; *A1–A3* — радиоантенны.

изучения свойств электромагнитной компоненты ШАЛ в непосредственной близости к центру ливня. Соответственно этой задаче, как сами детекторы «ковра», так и следующий за ними электронный тракт приема сигналов разрабатывались таким образом, чтобы они могли обеспечивать достаточно широкий динамический диапазон регистрируемых амплитуд сцинтилляционного сигнала (и, следовательно, пропорциональной этой амплитуде плотности потока ливневых частиц в пункте расположения детектора). В ливневых экспериментах, которые проводятся в настоящее время, диапазон измеряемых амплитуд составляет $1 \dots (5 - 10) \cdot 10^4$; при этом во внутреннем устройстве детекторов зарезервирована возможность расширения его ширины вплоть до $\sim 10^6$.

Достаточно плотное, с характерным шагом (3–5) м, размещение детекторов в «ковре» необходимо для подробного измерения функции пространственного распределения ливневых частиц непосредственно в области ствола ШАЛ. В настоящее время «ковер» в пункте *Center* образуют 72 сцинтилляционных детектора, расположенных с шагом 3×4 м на площади 32×27 м². «Ковер» в пункте *Center II* состоит из 36-ти сцинтилляторов, установленных с шагом 5×6 м на площади ~ 700 м² над ионизационным калориметром *INCA*. Помимо этого, в 2016–2019 гг постепенно развивается система периферийных ливневых детекторов, которые располагаются по всей территории Тянь-Шаньской станции в диапазоне расстояний (20–200) м вокруг пунктов *Center*, *Center II* и нейтронного монитора NM64.

Выходные сигналы детекторов в каждом из сцинтилляционных «ковров» подключаются к собственной триггерной системе «ковра», которая вырабатывает управляющий сигнал — триггер, в тот временной момент, когда суммарная амплитуда сцинтилляционных сигналов во всех детекторах превышает некоторый предустановленный порог. Этот сигнал используется как маркер, означающий прохождение ШАЛ, и запускает процесс оцифровки амплитуды сигналов и регистрации их пространственного распределения во всех детекторах ливневой системы. Процесс сбора данных в каждом из пунктов *Center* и *Center II* может запускаться как от его собственного триггера, так и от триггера его «соседа», что обеспечивает возможность синхронной работы детекторов в обеих подсистемах.

Сигналы от группы крестообразно расположенных сцинтилляторов, которые помечены как *T1–T4* на рисунке 1.3, подключаются к информационным каналам цифровых осциллографов, которые наряду с регистрацией амплитуды

сцинтилляционного импульса позволяют вести полную запись временно́го развития сигнала с разрешением 4 нс. Анализ таких прецизионных записей согласно соответствующему алгоритму дает возможность определить углы прихода первичной частицы ШАЛ по взаимным задержкам переднего фронта импульсного сигнала в противоположащих парах детекторов $T1-T3$ и $T2-T4$.

Сцинтилляционная ливневая установка Тянь-Шаньской высокогорной станции, а также разработанная для нее электронная аппаратура регистрации ШАЛ и последовательность процедур для расчета по результатам этих измерений параметров ливня, которые составляют непосредственный вклад автора настоящей диссертации в развитие экспериментального комплекса ТШВНС, подробно рассматриваются в главе 2. Система нейтронных детекторов и разработанные для нее автором аппаратура, программное обеспечение и методика анализа поступающей информации будут представлены в главах 3 и 4. Из не вошедших в диссертацию работ автора по обеспечению функционирования комплекса детекторов ШАЛ на ТШВНС можно упомянуть разработку всего необходимого программного обеспечения для подсистем сбора данных от радиоантенн и временно́ых сцинтилляционных детекторов, а также для определения направлений прихода ШАЛ по этим данным.

Подземный туннель и подземное помещение Тянь-Шаньской станции (помечено как U на рисунке 1.3) располагаются непосредственно под сцинтилляционным «ковром» пункта *Center*, так что вырабатываемый последним триггерный сигнал может использоваться для синхронизации процесса сбора данных как от наземных, так и от подземных детекторов ливневых частиц. Толщина скального грунта над подземным помещением составляет 2000 г/см^2 , что эквивалентно пороговой энергии регистрируемых в подземелье мюонов в 5 ГэВ. План модернизированного комплекса подземных детекторов включает в себя мюонный годоскоп на ионизационных счетчиках с суммарной чувствительной площадью порядка 80 м^2 , а также два больших адронных детектора на базе чувствительных к нейтронам пропорциональных счетчиков: вертикальный нейтронный калориметр и горизонтальный нейтронный монитор. Чередующиеся друг с другом слои легкого и тяжелого вещества в составе обеих нейтронных установок, одновременно служат в качестве фильтров-поглотителей для построения мюонных телескопов с различным энергетическим порогом, в которых сигналы совпадения от противоположащих сцинтилляционных детекторов большой площади используются для выделения мюонных потоков, следующих в приблизительно вертикальном и

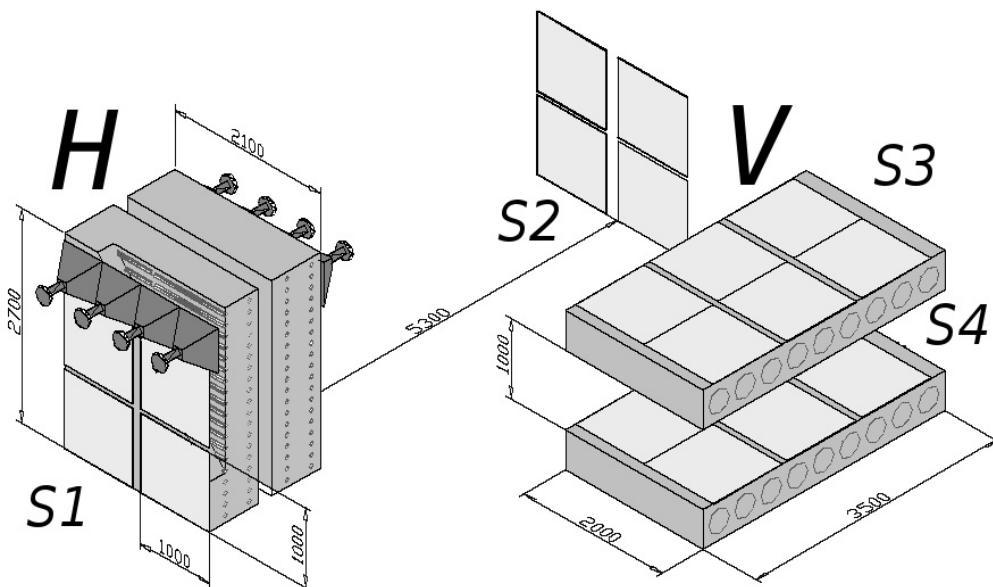


Рисунок 1.4 — Детекторы в подземном помещении Тянь-Шаньской высокогорной станции. *H* и *V* — горизонтальный нейтронный калориметр и вертикальный нейтронный монитор; *S1–S2* и *S3–S4* — плоскости сцинтилляционных детекторов в двух телескопических установках для регистрации совпадений от проникающих частиц. Размеры указаны в миллиметрах.

горизонтальном направлении. С учетом входящего в состав нейтронных детекторов поглотителя энергетический порог регистрации мюонов в основанных на эффекте совпадения телескопических установках подземного помещения может быть увеличен до (7–8) ГэВ.

Общая схема расположения детекторов частиц в подземном помещении Тянь-Шаньской высокогорной станции показана на рисунке 1.4; описание разработанной автором методики, позволяющей использовать эти детекторы для регистрации мюонной компоненты космических лучей приводится в главе 5.

Помимо детекторов адронов и мюонов, в подземном помещении Тянь-Шаньской станции располагаются чувствительные микрофоны, которые используются в экспериментах, связанных с поиском упругих колебаний сейсмической природы в акустическом диапазоне частот [240, 241]. Описанию этих детекторов и созданной автором методики обработки поступающей от них информации посвящены параграфы 6.2.2–6.2.3 главы 6.

Гибридный ионизационно-нейтронный калориметр *INCA* [242–245], вокруг которого развернут детекторный пункт *Center II*, имеет общую площадь 55 м² и

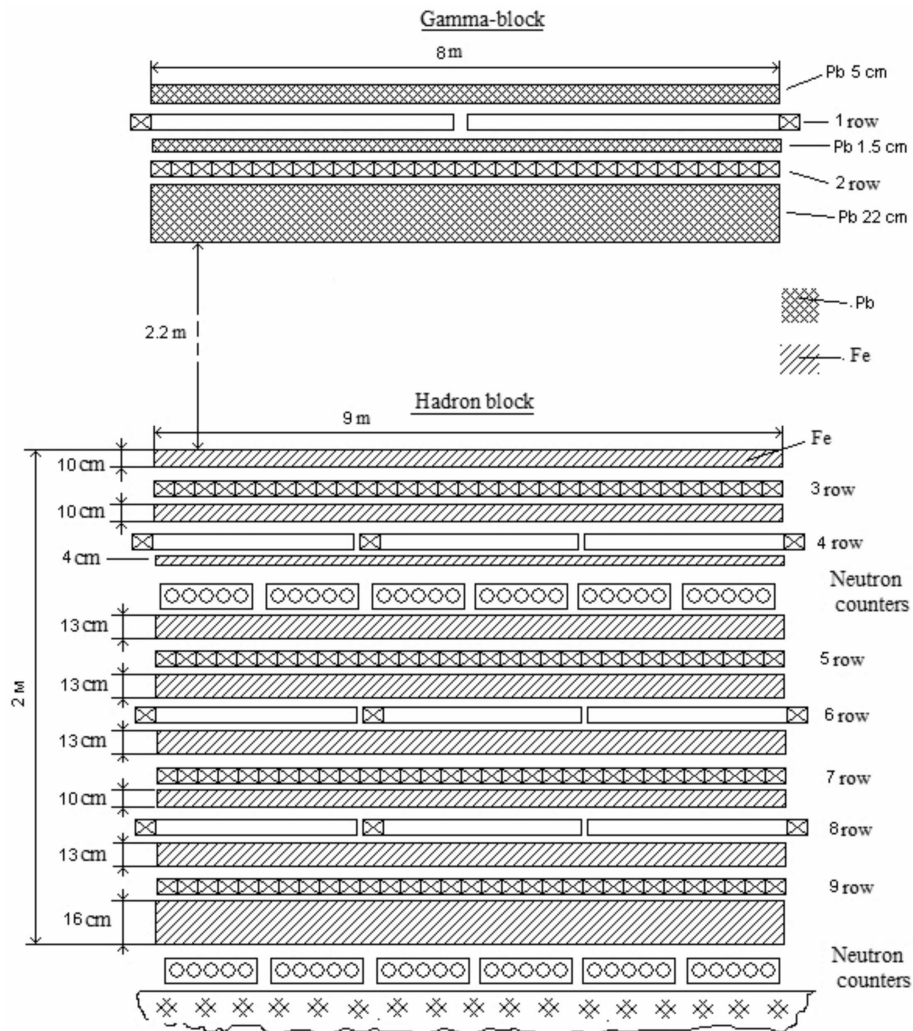
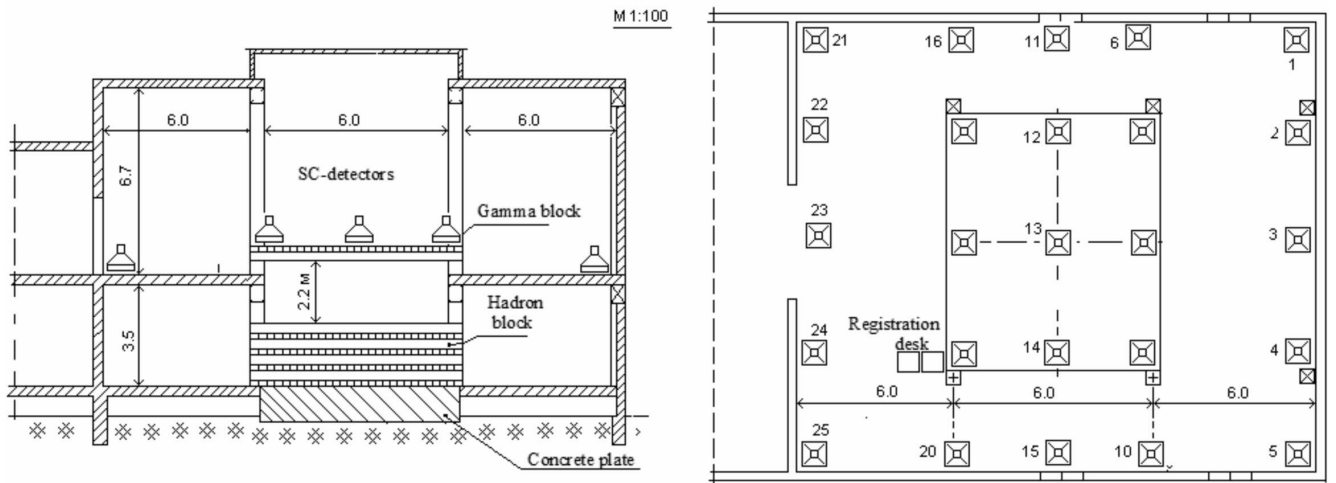


Рисунок 1.5 — Схема расположения детекторов в пункте *Center II* (вверху; размеры указаны в метрах), и схема внутреннего устройства калориметра *INCA*.

суммарную толщину поглотителя 1030 г/см^2 (см. рисунок 1.5). Основным чувствительным элементом калориметра являются медные ионизационные камеры прямоугольного сечения с размерами $300 \times 11 \times 6 \text{ см}^3$, которые группируются в несколько слоев, целиком перекрывающих всю поперечную площадь калориметра. Длинные оси камер в каждой паре следующих друг за другом слоев направлены перпендикулярно друг другу, так что по их сигналам можно судить о двумерном распределении плотности ионизации на соответствующей глубине поглотителя, а сравнение сигналов в следующих друг за другом парах слоев позволяет восстановить и трехмерную структуру этого распределения по всему объему калориметра.

Наряду с ионизационными камерами проект *INCA* предусматривает эффективное использование нейтронного информационного канала для регистрации частиц ядерно-электромагнитного каскада: внутри распределенных по всему объему калориметра пространственных полостей предполагается размещать специальные детекторные модули, содержащие газоразрядные гамма- и нейтронные счетчики. Эти детекторы предназначены для регистрации как непосредственно образующихся при развитии каскада испарительных нейтронов, так и мягких гамма-квантов, которые излучаются при захвате этих нейтронов ядрами поглотителя. Для повышения конвертации нейтронного потока в гамма-излучение в конструкции таких модулей предполагается использование содержащих гадолиний покрытий. Помимо этого, по всей площади верхней грани калориметра возможно размещение рентгенэмульсионных камер (РЭК) для регистрации гамма-квантов и адронов высокой энергии (свыше нескольких ТэВ), а находящийся еще выше сцинтилляционный «ковер» позволяет измерять пространственное распределение мягкой электронно-фотонной компоненты ШАЛ и определять первичную энергию в ливневых событиях.

Возможность одновременного измерения углового и пространственного распределения вторичных частиц различной природы в поперечном и продольном сечениях ливня, непосредственно в его центральной области, причем как в атмосфере над калориметром, так и во внутреннем его объеме, представляет собой уникальную особенность проекта *INCA*. При этом следует иметь в виду, что пространственное разрешение измерений посредством сцинтилляционных детекторов и ионизационных камер составляет, соответственно, $\pm 1 \text{ м}$ и $\pm 10 \text{ см}$, в то время как методика рентгенэмульсионных камер в принципе может обеспечить

прецизионные измерения с пространственным разрешением порядка 100 микрон. В то же время, рентгеновские пленки аккумулируют в себе информацию о большом количестве ливневых событий, имевших место на протяжении всей их экспозиции, то есть для методики РЭК отсутствует какая-либо временная привязка зарегистрированных ими данных к конкретным ШАЛ. Последняя, однако, легко достигается при использовании электронных (сцинтилляционных или ионизационных) детекторов частиц и соответствующих им электронных каналов регистрации. Таким образом, весь комплекс примененных в проекте *INCA* методик является взаимодополняющими друг другу. Предполагается, что такой *гибридный* (РЭК + ШАЛ) подход станет наиболее перспективным при разработке современных ливневых установок, предназначенных для исследования центральной области ШАЛ.

Личный вклад автора в развитие проекта *INCA* заключается с созданием многоканальной системы АЦП для ионизационных камер калориметра, аналогичной той, которая описана в главе 2, а также в разработке всей необходимой аппаратуры для подсистемы сбора данных от установленных в калориметре нейтронных детекторов.

По состоянию на конец 2019 года, ливневые детекторы обоих сцинтилляционных «ковров» находятся на своих рабочих местах и готовы давать физическую информацию (полугодовые серии непрерывных тестовых измерений с этими детекторами проводились в зимние сезоны 2015–2017 годов, а полученные на протяжении этого времени результаты анализируются в разделе 2.5). Временные измерения формы сцинтилляционных импульсов с целью определения направлений прихода первичных частиц космических лучей производятся на станции начиная с 2015 года. В начале сезона 2016–2017 гг в состав комплекса ливневых детекторов *Center* были включены радио-антенны для регистрации радиоизлучения ШАЛ [246] и детекторы нейтронов и гамма-квантов низкой энергии, а начиная с сезона 2017–2018 гг синхронно с ливневой установкой регистрируются сигналы нейтронного супермонитора NM64 и данные акустических детекторов. На протяжении всего этого времени постепенно наращивается система периферийных ливневых детекторов вокруг пунктов *Center* и *Center II*.

На ионизационно-нейтронном калориметре *INCA* доведены до рабочего состояния четыре пары рядов ионизационных камер: 1–2 (верхняя пара рядов — *гамма-блок*), 3–4, 5–6 и 7–8, которые полностью перекрывают всю площадь калориметра, а также располагающийся над калориметром «ковер»

сцинтилляционных ливневых детекторов. Вместе с ионизационными камерами к настоящему времени здесь установлены и подключены к общей системе сбора данных 42 штуки распределенных по объему калориметра газоразрядных нейтронных счетчиков, которые служат для регистрации образующихся при адронных взаимодействиях испарительных нейтронов.

В подземном помещении Тянь-Шаньской станции в основном смонтированы детекторы мюонного годоскопа и вертикального нейтронного калориметра. Горизонтальный нейтронный монитор и окружающий его телескопический мюонный комплекс на основе сцинтилляционных детекторов большой площади находятся в рабочем состоянии, и на протяжении всего периода 2005–2019 годов здесь практически непрерывно продолжались многолетние измерения интенсивности проникающей компоненты космических лучей [247], результаты которых частично рассматриваются в разделе 5.2. Подобная же непрерывная регистрация адронной компоненты КЛ в течение нескольких десятилетий ведется на Тянь-Шаньском нейтронном супермониторе NM64 [248], после ряда последовательных модификаций его электронного оборудования (см. главу 3).

Помимо исследований, связанных с физикой космических лучей, находящийся на Тянь-Шаньской станции комплекс детекторов частиц может быть использован для регистрации сигнала от излучений различного типа, которые генерируются при молниевых разрядах в атмосфере. Высокогорное расположение станции весьма благоприятно для проведения работ такого рода, поскольку ее высота над уровнем моря соответствует положению нижнего края грозовых облаков в атмосфере, так что во время гроз детекторы станции часто бывают погружены внутрь облака и оказываются в непосредственной близости к пространственной области развития разрядов. В то же время, наличие здесь ливневой установки позволяет вести исследования корреляции между различными происходящими в грозовом облаке процессами и широкими атмосферными ливнями, присутствие заряженных частиц в которых, как это обсуждалось выше, может представлять собой одну из основных причин, обуславливающих инициацию электрических разрядов в атмосфере.

Комплекс детекторов «Гроза», которые служат для исследования электрических процессов в грозовых облаках на Тянь-Шаньской станции, развивается начиная с конца 1990-х годов [249]; текущее его состояние показано на схеме рисунка 1.6. Помимо указанных на этом рисунке, в состав комплекса «Гроза» входят

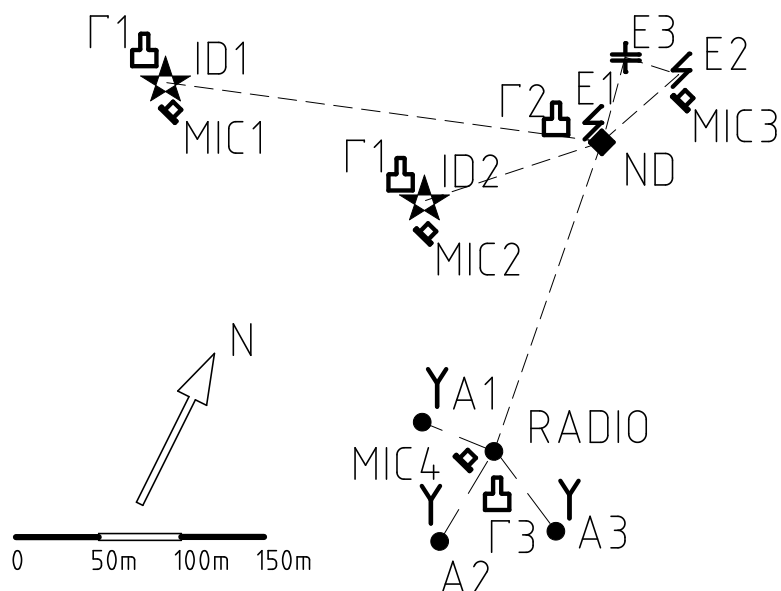


Рисунок 1.6 — Детекторы комплекса «Гроза» на территории Тянь-Шаньской высокогорной станции (3340 м над уровнем моря): *ID1* и *ID2* — ионизационные детекторы заряженных частиц (спектрометры поглощения); $\Gamma 1$ – $\Gamma 3$ — сцинтилляционные детекторы гамма-излучения низкой энергии; *ND* — комплекс нейтронных детекторов; *A1*–*A3* — радио-антенны; *E1*–*E3* — датчики напряженности электрического поля; *MIC1*–*MIC4* — микрофоны для локации положения молниевых разряда по акустическому сигналу (звуку грома).

два удаленных пункта размещения детекторов, которые были развернуты к настоящему времени на высотах ~ 3750 м и ~ 4000 м над уровнем моря, то есть в ~ 400 и ~ 600 метрах над средним уровнем станции, на вершинах окружающих ее горных хребтов. Эти пункты обеспечивают существенно более глубокое продвижение измерительных систем в область проходящих над станцией грозовых облаков.

Эксперименты по регистрации различных компонент генерируемого в атмосферных электрических разрядах излучения, которые проводились на Тянь-Шаньской станции, а также специфические особенности построения экспериментальных установок, предназначенных для эффективной работы непосредственно в условиях грозового облака, под воздействием близких молниевых разрядов, рассматриваются в главе 6. Разработка необходимой аппаратуры и практической методики проведения подобных измерений представляют собой личный вклад автора.

Как отмечалось выше, еще одно направление исследований геофизической тематики, которые проводятся на Тянь-Шаньской станции, связано с исследованием упругих колебаний сейсмического происхождения в акустическом диапазоне частот и поиске корреляций таких сигналов с прохождением мощных ШАЛ. Для этой цели используется специальный комплекс детекторов, включающий в себя чувствительные микрофоны, которые размещаются на различных глубинах, (50–300) м, в скважине, пробуренной в скальных породах на территории станции [241]. Для этих детекторов автором создавалась описанная в разделе 6.2.1 система сбора результатов измерений и разрабатывались методика и программы обработки этих данных.

Создание разнообразных детекторов частиц в процессе модернизации установок Тянь-Шаньской высокогорной станции потребовало знания особенностей их функционирования и их эффективности по отношению к регистрации излучений различного типа. В принципе, эта задача могла бы решаться экспериментально, как непосредственно на месте расположения детекторов, в измерениях с применением калиброванных источников частиц (радиоактивные гамма-источники с различной энергией излучения, Ро-Ве источник нейтронов), так и путем облучения имитирующих детекторы ТШВНС модельных конструкций-сборок в пучках ускорителей ИФВЭ и ФИАН [250–253]. Другой, более современный, подход к оценке эффективности сложных детекторных установок заключается в моделировании всех существенных для понимания их работы процессов по методу Монте-Карло, для чего, в частности, может использоваться широко распространенный программный пакет *Geant4* [254–256]. Специально для комплекса детекторов Тянь-Шаньской станции на основе этого пакета автором была разработана физическая модель взаимодействия элементарных частиц, конструкционные модели типичных детекторов, а также модели характерных для станции объектов окружающей среды. Результаты этих расчетов представлены в соответствующих разделах глав 3–6.

Вся экспериментальная информация, полученная при работе с комплексом детекторов Тянь-Шаньской высокогорной станции, накапливается в базах данных для последующей ее обработки и анализа в режиме off-line. Совокупность взаимосвязанных баз данных образует единый информационный комплекс ТШВНС, доступ к которому возможен как извне станции, по сети Интернет с помощью программ web-интерфейса [257], так и локально, через посредство специализированных программ обработки данных. Используемая в настоящее время

система баз данных Тянь-Шаньской станции и необходимое для нее программное обеспечение разрабатывались автором настоящей работы. Описание отдельных элементов информационного комплекса, структуры образующих его баз данных, программ обработки данных и порядка доступа к хранящейся в них информации будет приводиться далее в главах, посвященных обсуждению соответствующих экспериментальных установок.

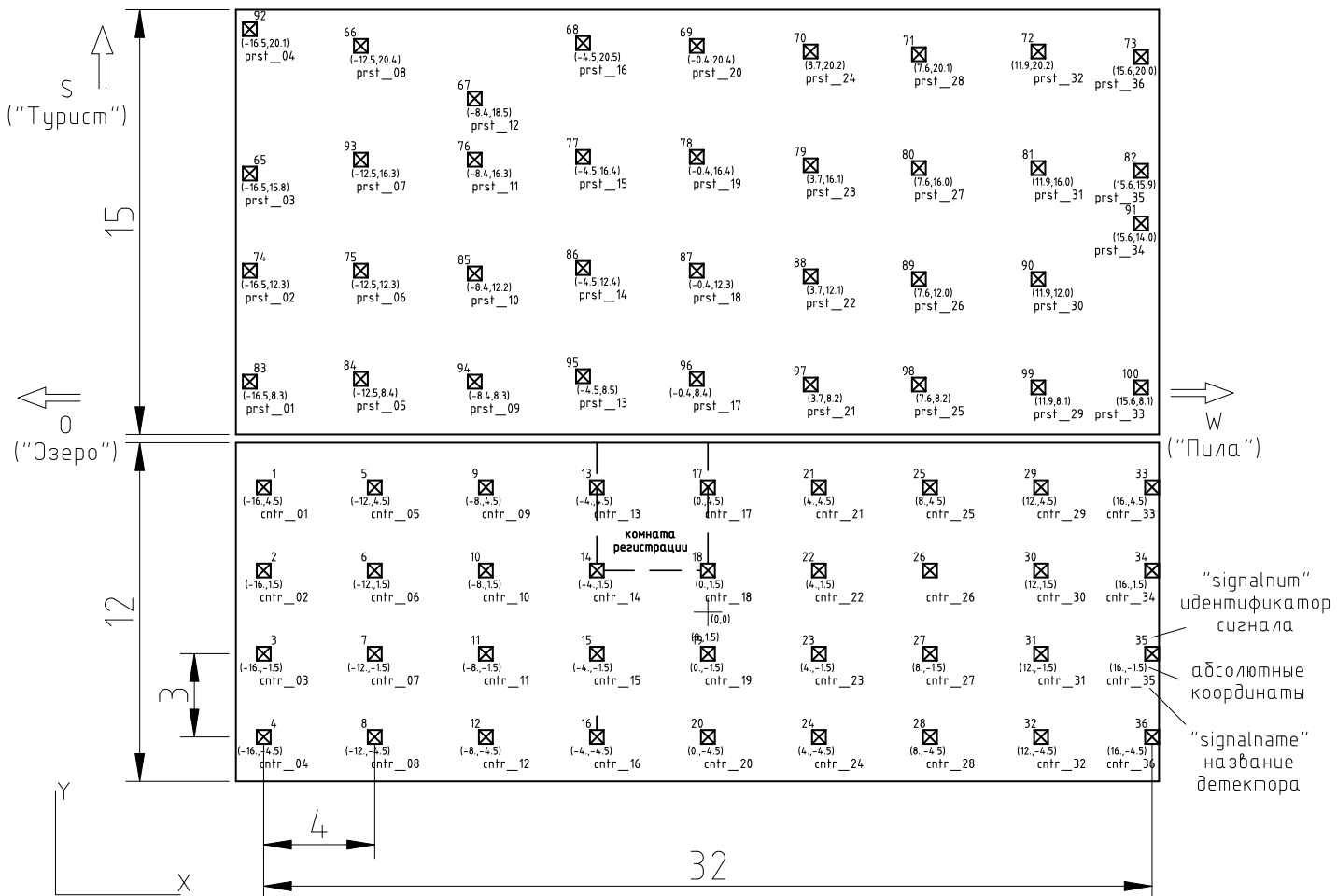
Глава 2. Установка для регистрации широких атмосферных ливней

2.1 Распределенная система сцинтилляционных детекторов для регистрации ШАЛ на Тянь-Шаньской высокогорной станции

2.1.1 Общая схема ливневой установки

Как обсуждалось в главе 1, пространственно распределенная система детекторов частиц широких атмосферных ливней — ливневая установка Тянь-Шаньской высокогорной станции — предназначена, в первую очередь, для эффективной регистрации ШАЛ в энергетическом диапазоне $E_0 = (10^{14} - 10^{17})$ эВ (что соответствует диапазону размеров ШАЛ $N_e \approx (10^5 - 10^8)$), который полностью перекрывает область излома в первичном спектре космических лучей, а также для прецизионного исследования центральной области таких ливней. Из этих условий вытекают основные требования к техническим характеристикам ливневой установки: общая площадь расположения детекторов $\sim 10^4$ м², что необходимо для достижения достаточной статистики событий с предельно высокими энергиями в изучаемом диапазоне; наличие центральной части с достаточно плотным, не превышающим характерных размеров ствола ШАЛ, шагом расположения ливневых детекторов, что позволит точно установить положение ствола ливня в каждом событии и подробно исследовать потоки частиц в окружающей его пространственной области; и широкий, $\sim (10^5 - 10^6)$, динамический диапазон регистрируемой плотности потока частиц, обеспечивающий возможность одному и тому же детектору эффективно функционировать как находясь на периферии ливня, так и в том случае, когда ствол ШАЛ оказывается поблизости от этого детектора, или непосредственно проходящим через него.

Соответственно перечисленным требованиям, распределенная система детекторов, которая служит для регистрации заряженных частиц ШАЛ на Тянь-Шаньской станции, строится вокруг двух центров, *Center* и *Center II*, в каждом из которых отдельные ливневые детекторы группируются в достаточно плотные «ковры», с шагом порядка нескольких метров между соседними пунктами (см.



☒ сцинтиляционный детектор площадью 0.25 кв.м
 Размеры и координаты указаны в метрах

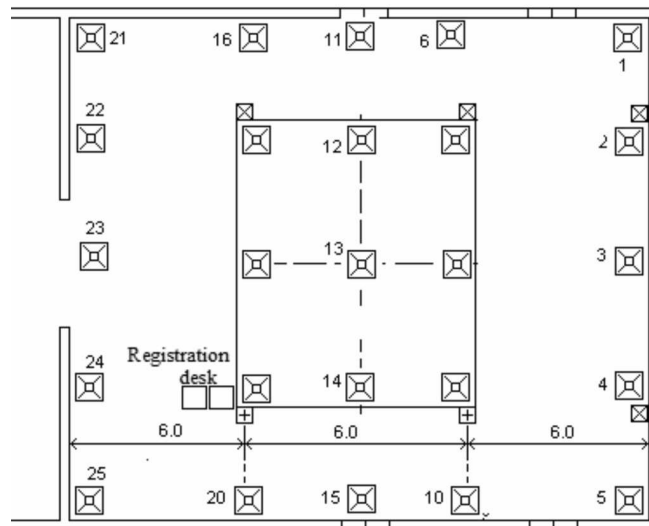


Рисунок 2.1 — Схема расположения сцинтиляционных детекторов заряженных частиц ШАЛ в центральной части («коврах») подсистем *Center* (вверху) и *Center II*. Квадратами показано расположение детекторов. Все линейные размеры указаны в метрах.

рисунок 2.1) и суммарной площадью $\sim 10^3 \text{ м}^2$. Оба эти «ковра» полностью перекрывают сверху две системы, предназначенные для регистрации других, помимо электронно-фотонной, компонент ШАЛ: адронные, нейтронные и мюонные детекторы в пункте *Center*, гибридный ионизационный калориметр *INCA* в пункте *Center II*), позволяя точно отслеживать положение оси ШАЛ в регистрируемых событиях.

Помимо детекторов заряженных частиц, входящих в состав двух центральных «ковров», по территории Тянь-Шаньской высокогорной станции распределены периферийные пункты регистрации частиц ШАЛ, необходимые для надежного определения параметров ливней, оси которых оказываются проходящими вне площади «ковров» или вблизи от их края, а также больших ШАЛ с полным числом частиц $N_e \gtrsim 10^7$, характерный поперечный размер которых начинает значительно превышать геометрические размеры «ковров». Согласно плану Тянь-Шаньской ливневой установки ее периферийные детекторы размещаются приблизительно вдоль концентрических окружностей на расстояниях $\sim 20, 40$ и $60\text{--}70$ метров от середины каждого из пунктов *Center* и *Center II*.

2.1.2 Сцинтилляционные детекторы ливневых частиц

В настоящее время бóльшая часть ливневой установки, которая служит для регистрации заряженных частиц ШАЛ на Тянь-Шаньской станции, построена на основе сцинтилляционных детекторов. Чувствительным к потоку ливневых частиц элементом таких детекторов является радиатор — изготовленный из твердого раствора *p*-терфина в полистироле органический сцинтиллятор прямоугольной формы с размерами $0.5 \times 0.5 \times 0.05 \text{ м}^3$ и площадью 0.25 м^2 (см. рисунок 2.2). Четырехугольный радиатор каждого детектора находится на дне пирамидального корпуса, внутренние стенки которого, покрытые изнутри матовой светоотражающей краской, образуют отражатель, обеспечивающий сбор рассеянного света сцинтилляций на фотокатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Последний, совместно с находящимися внутри детектора электронными схемами, обеспечивает генерацию электрических импульсов с амплитудой, пропорциональной количеству попавших на катод сцинтилляционных фотонов, то

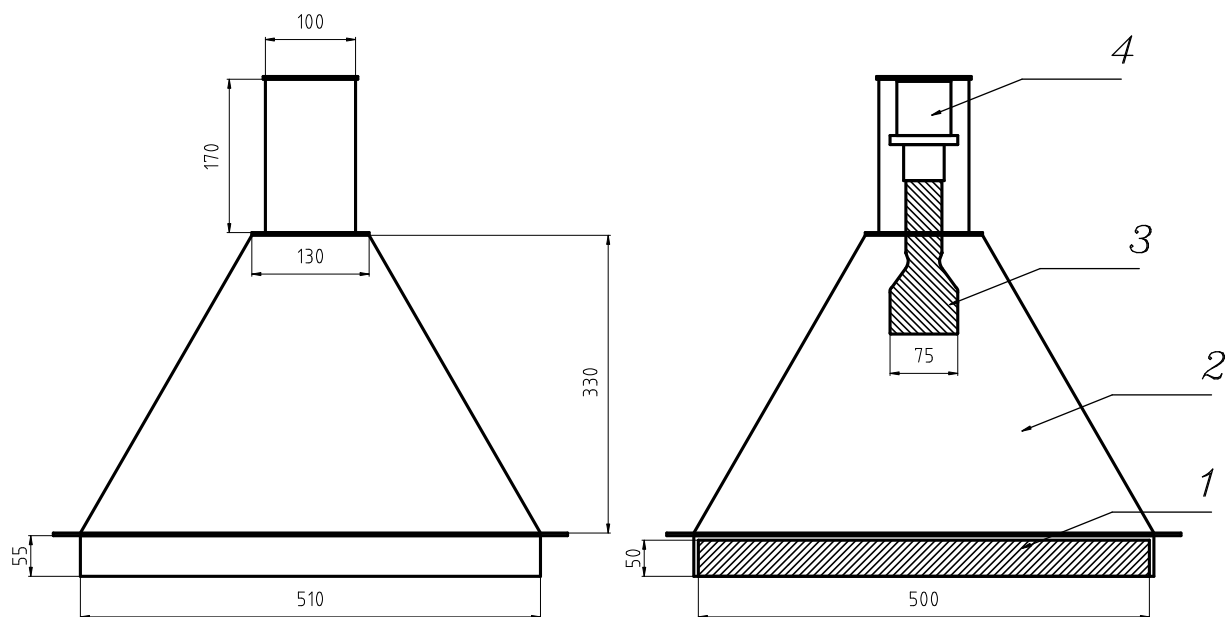


Рисунок 2.2 — Сцинтилляционный детектор с пирамидальным отражателем, используемый для регистрации заряженных частиц ШАЛ на ливневой установке Тянь-Шаньской высокогорной станции. 1 — радиатор из сцинтиллирующего вещества, 2 — рефlector, 3 — ФЭУ, 4 — плата с электронными схемами.

Размеры указаны в миллиметрах.

есть амплитуде сцинтилляций, усиление этих импульсов и их передачу по экранированному кабелю от пункта расположения детектора в единый центр сбора ливневых данных. В различных детекторах для этой цели применяются фотоумножители типов ФЭУ49, ФЭУ52, ФЭУ82, ФЭУ110.

Показанная на рисунке 2.2 конструкция детектора обеспечивает ему высокую эффективность регистрации заряженных частиц, не менее 90–95%, при незначительной чувствительности к потокам гамма-квантов и коротком, порядка нескольких наносекунд, времени высвечивания сцинтиллятора.

При одновременном прохождении через детектор сразу нескольких заряженных частиц количество попавших на фотокатод ФЭУ сцинтилляционных фотонов определяется суммарным энерговыделением этих частиц в радиаторе. В случае, если мы имеем дело с потоком релятивистских электронов, следующих по приблизительно параллельным траекториям в составе ШАЛ, а фотоумножитель работает в линейном режиме, количество прошедших через радиатор частиц, величина их суммарного энерговыделения в сцинтиллирующем веществе, яркость

вспышки сцинтилляционного света на фотокатоде ФЭУ и амплитуда электрического импульса на выходе детектора оказываются пропорциональными друг другу (при условии линейного режима работы ФЭУ и обслуживающих его электронных схем). Поэтому детекторы рассматриваемого типа хорошо подходят для измерения локальной плотности образующих широкий атмосферный ливень электронов, а применение пространственно распределенной системы таких детекторов, синхронизированных единым управляющим сигналом — триггером, который связан с моментом прохождения ШАЛ, позволяет измерять мгновенное пространственное распределение плотности потока частиц ливня. Исходя из этого распределения можно, в свою очередь, оценить основные параметры зарегистрированного ШАЛ: его размер (полное число заряженных частиц) N_e , параметр «возраста» s , координаты оси ливня в плоскости установки X_0 и Y_0 .

Текущая модификация этой, достаточно традиционной схемы регистрации ШАЛ, которая применялась на Тянь-Шаньской высокогорной станции в течение нескольких десятилетий [61], заключается в полной замене внутреннего электронного оборудования сцинтилляционных детекторов и перевод их на вновь разработанную современную электронику: операционные усилители на интегральных микросхемах, служащие для предварительного усиления импульсных аналоговых сигналов, и мощные полупроводниковые транзисторы для передачи этих импульсов по длинным кабельным линиям, которое происходит без заметного искажения их формы. Так, длительность переднего фронта у достигающего центра сбора данных электрического импульса варьируется в пределах 0.05–0.1 мкс, а суммарная продолжительность импульсного сигнала не превышает $\sim(1-2)$ мкс, то есть повторяет форму импульса, наблюдаемого непосредственно на аноде ФЭУ.

Принципиальная особенность вновь разработанной электроники заключается в наличии двух аналоговых выходных сигналов у каждого детектора: *HS* (*high-sensitivity*, высокочувствительный канал) и *MS* (*medium-sensitivity*, канал средней чувствительности). Аналоговые сигналы, относящиеся к каждому из этих каналов, передаются в центр сбора данных одновременно и независимо друг от друга, по параллельным кабельным линиям. При этом перед трансляцией на выход *HS* сигналы с анодного вывода ФЭУ дополнительно усиливаются в $\sim 30^\times$ раз на встроенном в детектор операционном усилителе, в то время как в канале *MS* такое усиление отсутствует.

Наличие двух параллельных сигналов на выходе каждого детектора обеспечивает существенное расширение его суммарного динамического диапазона: для сцинтилляций с малой амплитудой, которые в действительности и детектируются в подавляющем большинстве случаев, как ФЭУ детектора, так и вся встроенная в него усилительная электроника работают в линейном режиме, так что амплитуда электрического импульса на выходе канала *HS* оказывается пропорциональной амплитуде сцинтилляций, и ее можно использовать в качестве параметра, характеризующего количество прошедших через детектор частиц. Уровень же выходных сигналов диапазона *MS* в таких случаях оказывается крайне низким, и показания этого канала при обработке ливневой информации можно игнорировать. Напротив, при регистрации потоков частиц с высокой интенсивностью (например, таких, которые характерны для области ствола больших ШАЛ), встроенный в детектор усилительный каскад начинает работать в условиях насыщения, и выходной импульс в канале *HS* перестает быть пропорциональным амплитуде сцинтилляций. Однако в этом случае для оценки потока частиц можно использовать сигнал в канале *MS*, который оказывается имеющим достаточную для его адекватного анализа величину и при этом сохраняет пропорциональность амплитуде сцинтилляционной вспышки. Необходимое для этой цели соотношение коэффициентов передачи выходного сигнала ФЭУ в каналы *HS* и *MS* обеспечивается соответствующей настройкой встроенного в детектор емкостного делителя.

Как будет показано в параграфе 2.3.2, одновременное использование двух амплитудных каналов *HS* и *MS* в каждом ливневом детекторе обеспечивает динамический диапазон измерения плотностей потока частиц ШАЛ шириной порядка $(0.5 - 1) \cdot 10^5$.

Следует добавить, что при попадании в детектор стволов ШАЛ с исключительно большой энергией, $\gtrsim 10^{17}$ эВ, может нарушаться линейный режим работы самого фотоумножителя. На этот случай в конструкции ливневого детектора предусмотрен третий выходной канал *LS* (*low sensitivity*, низкой чувствительности). Сигнал для этого выхода снимается не с анода ФЭУ, а с одного из его промежуточных динодов, то есть в той точке, где эффекты насыщения развивающейся внутри ФЭУ лавины электронов еще не успевают проявиться. Применение третьего амплитудного канала должно расширить общий диапазон измеряемой без искажения плотности потока частиц вплоть до $\sim 10^6$. В настоящее время эта возможность в детекторах ливневой установки не используется и является зарезервированной для будущих исследований.

Высоковольтное питание фотоумножителя обеспечивается резистивным делителем напряжения, к промежуточным узлам которого поочередно подключаются диоды ФЭУ. Сам делитель запитывается от внешнего кабеля, соединенного с многоканальным источником высоковольтного напряжения, который находится в центре управления ливневой установкой. Для каждого детектора величина питающего его делитель напряжения индивидуально регулируется в пределах 900–1300 В, таким образом, чтобы обеспечить линейность работы ФЭУ. Более подробно условия настройки режима ФЭУ и регулировки коэффициентов передачи в амплитудных каналах у детекторов ливневой установки будут обсуждаться в последующих разделах настоящей главы.

Другой тип детекторов, которые используются для регистрации заряженных частиц космического излучения на Тянь-Шаньской станции, представляют собой сцинтилляторы большой площади, 1 м^2 , разрабатывавшиеся на основе современных технологий в начале 2000-х годов в ИФВЭ (Протвино). Эта разработка велась специально для применения в экспериментах по исследованию космических лучей, где требуются пространственно распределенные системы детекторов с большой суммарной площадью [258].

Схема внутреннего устройства такого детектора показана на рисунке 2.3. Основу детектора образует сцинтилляционная панель с размерами $1 \times 1 \times 0.10 \text{ м}^3$, состоящая из двух плотно сложенных друг с другом слоев полистирола. В специальные канавки, которые формируются при изготовлении сцинтилляционных пластин, укладываются волокна-световоды, служащие для сбора излучения сцинтилляций и передачи его на фотокатод встроенного ФЭУ. Длины всех волокон в детекторе сделаны одинаковыми, что обеспечивает постоянство длительности поступающего на вход ФЭУ оптического сигнала независимо от места прохождения частицы через сцинтиллятор. В то же время равномерное расположение световодов по всей площади сцинтиллятора обеспечивает хорошую однородность светосбора и независимость амплитуды регистрируемого на выходе ФЭУ электрического импульса от места прохождения частицы. Помимо хорошей однородности и постоянства длительности выходного сигнала, данная конструкция обладает еще одним преимуществом: из-за незначительной толщины органического сцинтиллятора этот детектор оказывается существенно менее чувствительным к гамма-квантам, чем описанный выше традиционный сцинтиллятор с пирамидальным рефлектором, что упрощает анализ данных при регистрации потоков частиц ШАЛ. Благодаря большой чувствительной площади

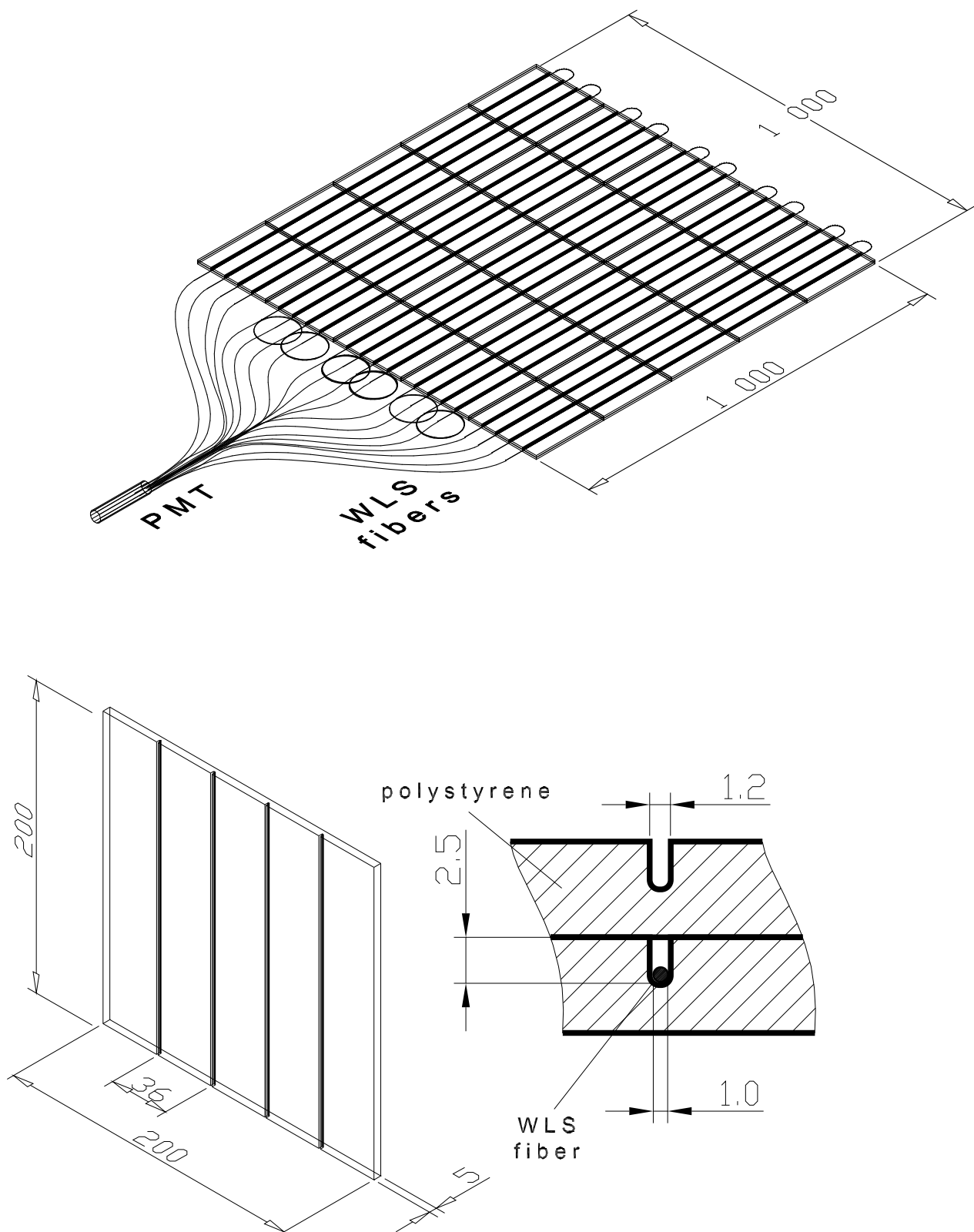


Рисунок 2.3 — Вверху: сцинтилляционный детектор большой площади (*PMT* — фотоэлектронный умножитель, *WLS* — волокна-световоды). Внизу: полистироловая пластина, из которых набирается радиатор сцинтилляционного детектора. Размеры указаны в миллиметрах.

и наличие стандартного выходного импульса малой длительности (менее микросекунды), детекторы такого типа особенно хорошо подходят для определения направлений прихода ШАЛ по взаимным временным задержкам сигналов, поступающих от системы пространственно-распределенных детекторов.

2.2 Электронная аппаратура для системы сбора данных

2.2.1 Регистрация амплитуды сцинтилляционных сигналов

Принятая на Тянь-Шаньской высокогорной станции методика обработки информации, поступающей от детекторов ливневой установки, иллюстрируется блок-схемой на рисунке 2.4. Ниже следует описание основных принципиальных особенностей этой схемы.

Регулировка высокого напряжения для питания фотоэлектронных умножителей, которую необходимо выполнять индивидуально для каждого сцинтилляционного детектора, производится с помощью резистивных делителей, включающих в себя прецизионные потенциометры. Все обслуживающие ливневую установку делители компактно располагаются в центре сбора данных, где они объединяются в единый конструктивный блок — многоканальный регулятор высоковольтного напряжения.

Импульсные электрические сигналы с длительностью 1–2 мкс, амплитуда которых пропорциональна яркости сцинтилляционной вспышки от прохождения заряженных частиц через радиатор детектора, транслируются по экранированным кабельным линиям от пунктов расположения ливневых детекторов в общий центр сбора и обработки данных. Как это обсуждалось в предыдущем разделе, от каждого детектора в центр обработки параллельно поступают сразу два информационных сигнала, которые соответствуют его двум амплитудным диапазонам: высокой (*HS*) и средней (*MS*) чувствительности. В центре сбора данных кабельные линии диапазонов *HS* и *MS* подключаются к многоканальным платам с инвертирующими усилителями на мощных транзисторах, каждый из которых обслуживает определенный детектор ливневой установки и превращает

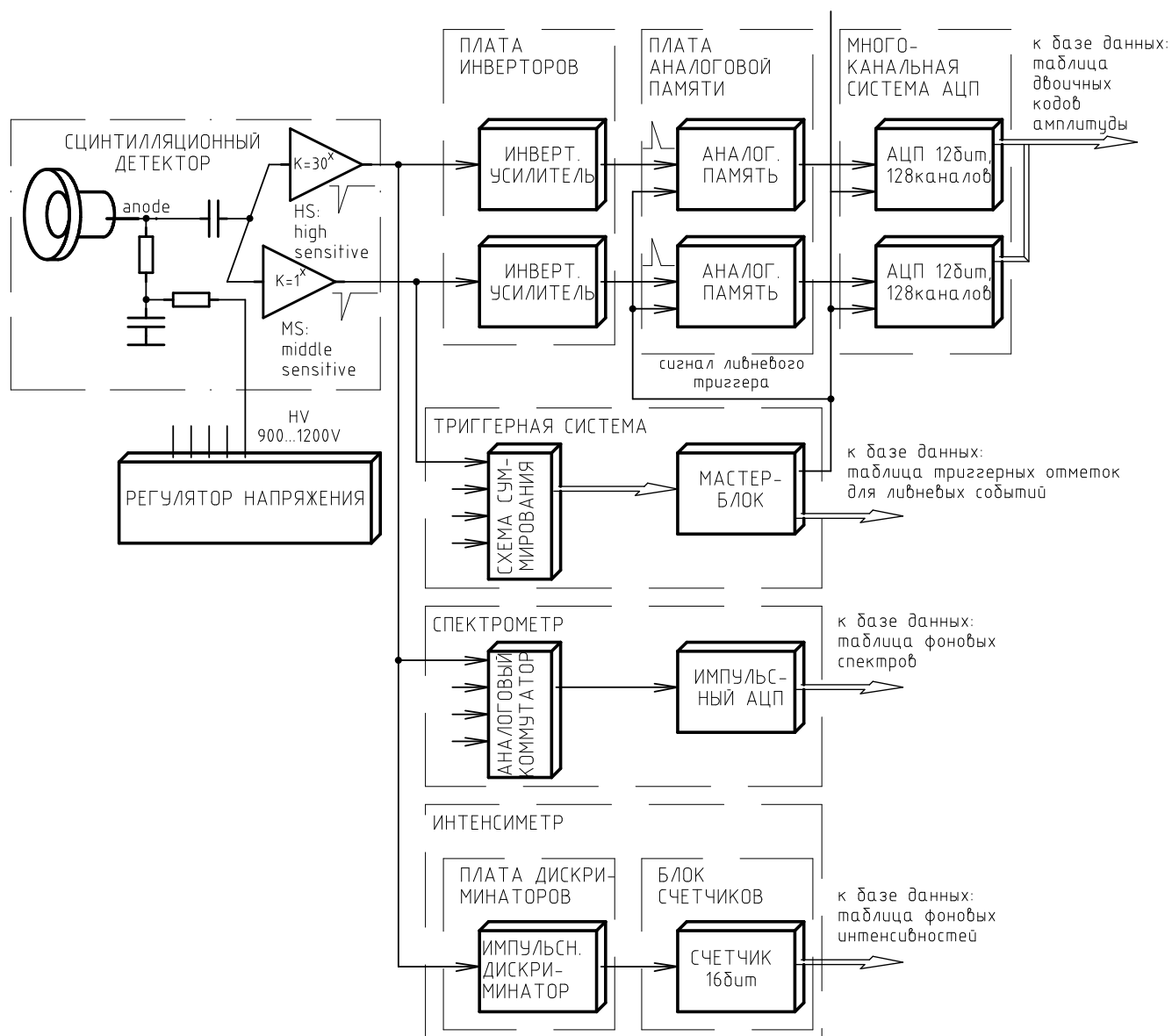


Рисунок 2.4 — Общая блок-схема обработки информации об амплитуде сцинтилляционных сигналов на ливневой установке Тянь-Шаньской станции.

поступающие от него сигналы в импульсы положительной полярности, которая необходима для их последующей обработки. Конструктивно инвертирующие каскады собираются в большие многоканальные платы, каждая из которых обеспечивает подключение до 64 входных сигнальных кабелей и удобный доступ к электронным схемам информационных каналов для индивидуальной регулировки их коэффициентов передачи.

Пройдя схемы инверторов, короткие импульсные сигналы *положительной* полярности в обоих амплитудных диапазонах поступают на многоканальные платы аналоговой памяти, которые необходимы для запоминания пиковой величины каждого импульса и хранения ее в виде постоянного уровня напряжения в течение

времени, необходимого для оцифровки сигнала в каналах амплитудно-цифрового преобразования (АЦП). Применяемая для работы с сигналами ливневой установки система аналоговой памяти построена на интегральных микросхемах типа SMP04 производства фирмы Analog Devices [259]. Каждая такая микросхема имеет четыре независимых канала — аналоговые ячейки памяти, способные запомнить текущий уровень напряжения, которое присутствовало на их входах в момент нарастающего фронта прямоугольного управляющего импульса — триггера, и сохранять эти уровни в течение значительного, вплоть до нескольких минут, времени. Конструктивно микросхемы памяти объединяются в отдельные узлы — платы аналоговой памяти. На каждой такой плате устанавливаются по 32 микросхемы SMP04, так что общее число обслуживаемых платой информационных каналов составляет 128. Перед входами микросхем памяти на плате монтируются интегрирующие RC-цепочки, которые обеспечивают небольшую растяжку входных импульсных сигналов, а управляющий запоминанием текущих уровней напряжения триггерный сигнал подается через схему регулируемой временной задержки. В случае регистрации ШАЛ согласованный подбор постоянной времени интегрирующих RC-цепочек на входах ячеек памяти и задержки связанного с ШАЛ триггерного сигнала в пределах (1–3) мкс позволяет добиться запоминания в ячейках пиковой амплитуды электрического импульса, соответствующего величине сцинтилляционного сигнала, который наблюдался в детекторе в момент прохождения ливня.

Постоянные уровни напряжения положительной полярности, которые формируются на выходах схем аналоговой памяти, поступают на многоканальную систему АЦП, которая, работая под управлением соответствующей компьютерной программы, производит их оцифровку и сохранение полученных кодов амплитуды для их последующей обработки в общей базе данных Тянь-Шаньской станции. При этом во всех зарегистрированных ливневых событиях для каждого ливневого детектора в базе сохраняются сразу по два значения двоичного кода, соответственно двум амплитудным диапазонам *HS* и *MS*.

Общая блок-схема многоканальной системы АЦП, которая применяется для работы с сигналами ливневой установки, показана на рисунке 2.5. Система имеет иерархическую структуру и собирается из отдельных модулей, каждый из которых содержит 128 информационных каналов АЦП, управляемых по единой информационной магистрали — шине данных. Через посредство специального контроллера эта магистраль подключается к одному из портов ввода-вывода на

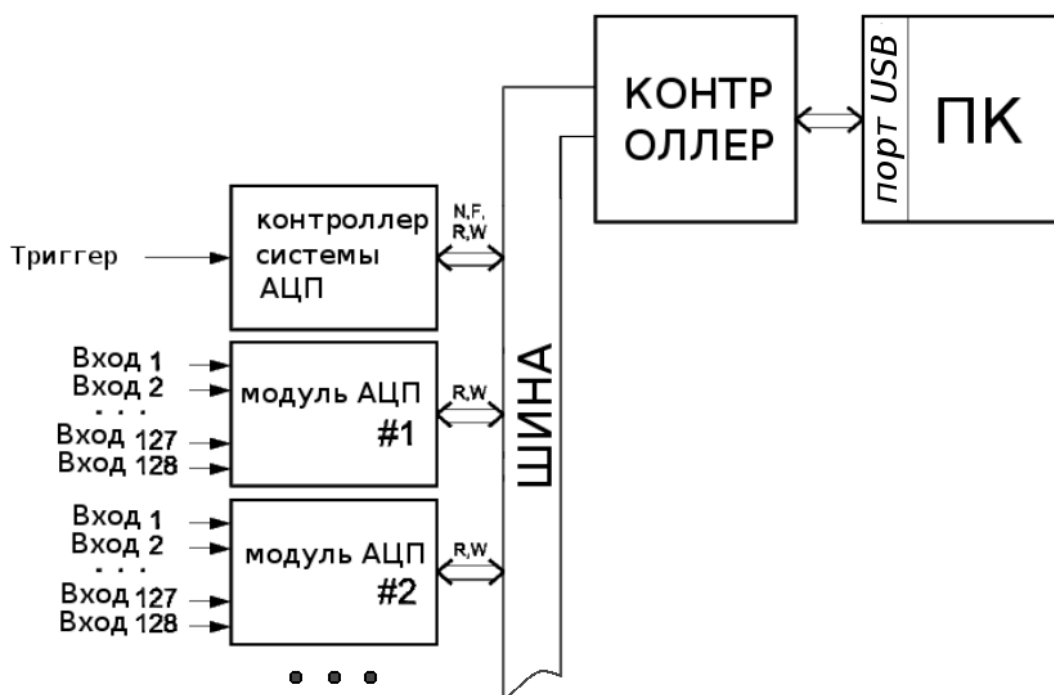


Рисунок 2.5 — Структурная схема многоканальной системы АЦП.

внешнем управляющем компьютере, который имеет возможность обращаться как индивидуально к каждому установленному модулю, так и ко всей измерительной системе в целом. В последнем случае используется специальный управляющий модуль — контроллер системы АЦП, также подключенный к общей шине.

Помимо выполнения команд управляющего компьютера (таких как «разблокировка», «запрос готовности», «чтение данных» и т. п.), контроллер АЦП может работать полностью автономно, согласно жестко заложенной в него *аппаратной* последовательности команд, выполнение которой инициируется по приходу внешнего триггерного импульса. В этот момент контроллер АЦП генерирует набор тактовых сигналов, которые передаются модулям по линиям магистрали *W* и синхронизируют оцифровку текущих уровней напряжения на входах всей многоканальной системы. По окончании процесса преобразования полученные в результате двоичные коды амплитуды входных сигналов сохраняются во встроенной оперативной памяти модулей, а контроллер АЦП сигнализирует внешнему управляющему компьютеру о готовности данных и переходит в пассивный режим, передавая управление линиями магистрали программе внешнего компьютера.

Получив сигнал о готовности данных, внешний компьютер в свою очередь *программным* путем формирует на линиях W набор тактовых последовательностей, которые обеспечивают выборку всей хранящейся в модулях АЦП информации и считывание ее в память компьютера по линиям R магистрали. По завершении процесса считывания данных внешний компьютер дает команду разблокировки контроллеру АЦП, разрешая тому реагировать на следующий триггер.

Иерархический принцип построения многоканальной системы АЦП позволяет решить две важные проблемы. Во-первых, при регистрации ШАЛ процесс преобразования уровней напряжения в двоичный цифровой код во всех модулях происходит одновременно и независимо друг от друга, чем достигается постоянство времени преобразования для всей измерительной установки. (На практике это время всегда составляет 0.512 мс и не зависит от количества задействованных в данный момент детекторов). Во-вторых, модульная структура системы обеспечивает возможность ее быстрого масштабирования: при необходимости, число информационных каналов может быть быстро увеличено путем добавления дополнительных стандартных модулей АЦП и корректировки конфигурационного файла управляющей программы, причем при этом никак не затрагивается уже существующая часть системы.

Общее мертвое время обработки каждого события на ливневой установке Тянь-Шаньской станции определяется в основном длительностью процесса считывания информации из внутренней памяти модулей многоканальной системы АЦП и составляет (0.1–0.3) с на системе объемом ~ 1000 информационных каналов.

2.2.2 Триггер ШАЛ

Как это отражено на рисунке 2.4, выходные сигналы диапазона MS всех детекторов ливневой установки, помимо их подключения ко входам многоканальной системы АЦП (через посредство инвертирующего усилителя и модуля аналоговой памяти), одновременно подаются на входы триггерной системы, которая необходима для выработки в момент прохождения ШАЛ специального управляющего сигнала — ливневого триггера. Каждый такой триггер инициирует

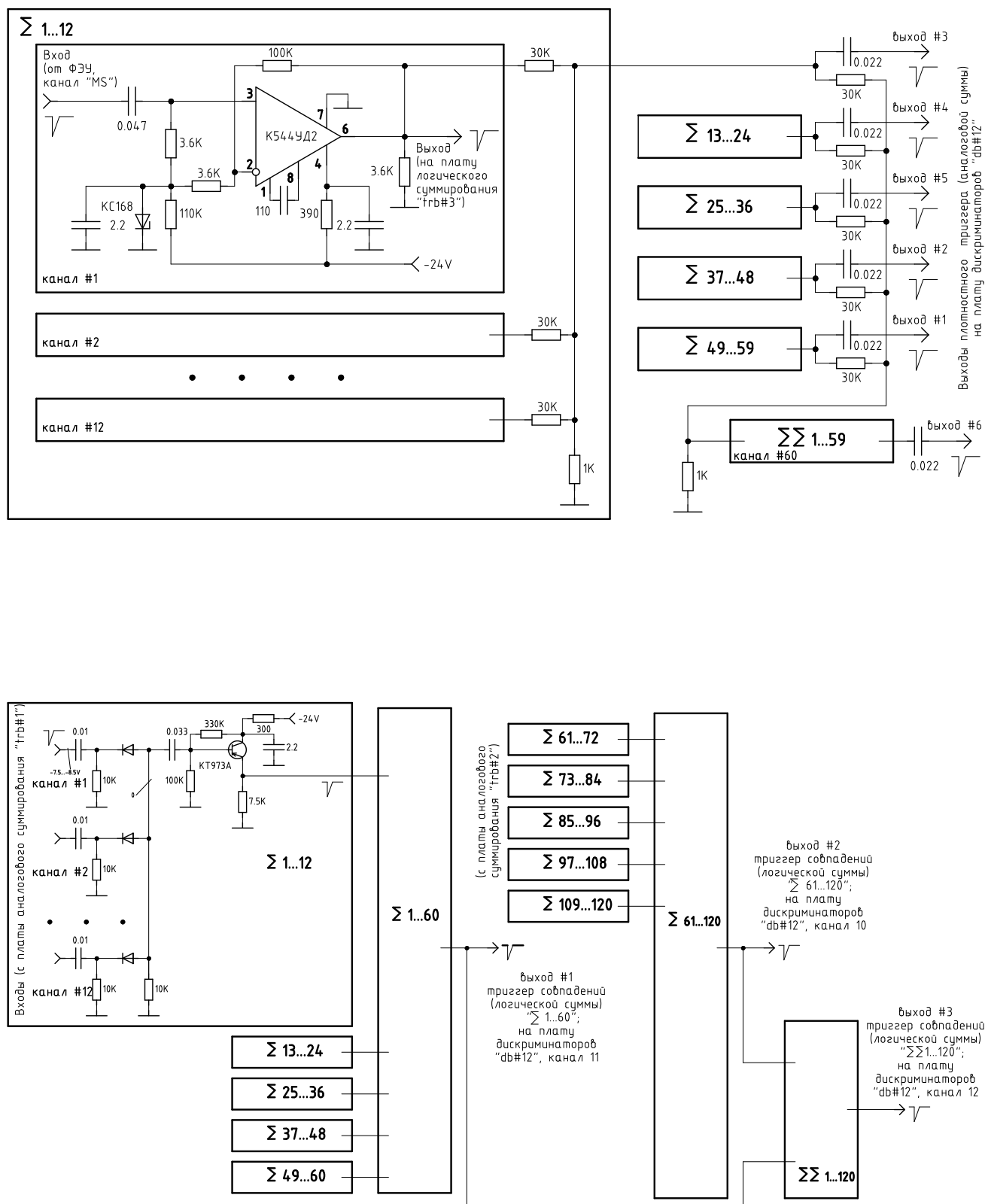


Рисунок 2.6 — Принципиальные схемы суммирования сигналов ливневых детекторов для выработки триггерного сигнала ШАЛ. Вверху: «плотностной» триггер $\sum_{VD} (A_D) > T$; внизу: «толчковый» триггер $\exists D : A_D > T$ (см. текст).

обработку очередного ливневого события: запоминание текущих уровней напряжения, которые присутствовали в данный момент на выходах всех детекторов, в модулях аналоговой памяти и последующий процесс оцифровки этих уровней на системе АЦП.

Для формирования триггерного сигнала ШАЛ на ливневой установке Тянь-Шаньской высокогорной станции были предусмотрены несколько алгоритмов, реализующие различную логику выработки триггера, которые могли бы оказаться полезными при решении разнообразных физических задач, связанных с исследованиями широких атмосферных ливней. В первом варианте — т. н. «плотностной» триггер, — управляющий сигнал должен вырабатываться в случае, если *суммарная* амплитуда пропорциональных потоку ливневых частиц сцинтилляционных импульсов, которые снимаются одновременно со *всех* детекторов ливневой установки (или ее части), в какой-либо момент времени превысит определенный пороговый уровень. Математически эту логику можно представить в виде формулы $\sum_{\forall D} (A_D) > T$, где A_D — текущий сигнал на выходе детектора D , а T — величина предустановленного порога. Во втором варианте — т. н. «толчковый» триггер, — управляющий сигнал вырабатывается, если амплитуда сцинтилляции превосходит порог хотя бы в *одном* из детекторов установки (или ее части). Математическое выражение для такой логики выглядит как $\exists D : A_D > T$.

Триггерная система Тянь-Шаньской ливневой установки реализует оба упомянутых алгоритма генерации управляющих сигналов. Схемы применяемых для этой цели электронных устройств показаны на рисунке 2.6.

В случае «плотностного» триггера (верхняя схема на рисунке 2.6) поступающие от детекторов ливневой установки выходные импульсы диапазона MS суммируются по своей амплитуде с помощью каскадов на операционных усилителях К544УД2, выходы которых подключены к общему резистивному делителю. При этом все участвующие в генерации ливневого триггера детекторы разбиты на 5 групп, по 12 информационных каналов в каждой, причем сигналы детекторов, входящих в определенную группу, суммируются независимо от детекторов других групп. Таким образом достигается возможность генерации триггерного сигнала только частью детекторов ливневой системы, что может быть полезно для некоторых задач. Выходные сигналы отдельных групп могут использоваться независимо друг от друга, но помимо этого посредством дополнительной схемы (информационный канал #60 на рисунке 2.6) они суммируются между собой, позволяя сформировать общий для всей системы триггерный сигнал.

Аналогично описанному работает система генерации «толчкового» триггера, которая иллюстрируется нижней схемой рисунка 2.6. В этом варианте выходные сигналы ливневых детекторов, вместо суммирования по амплитуде, непосредственно объединяются между собой на диодных схемах *ИЛИ*, выходные импульсы которых усиливаются по мощности с помощью эмиттерных повторителей на транзисторах КТ973А. Так же как в предыдущем случае, возможна работа как с объединенными сигналами различных групп детекторов (по 12 каналов в каждой группе), так и с общим объединенным сигналом всей установки.

Выходные сигналы схем суммирования, в обоих рассмотренных вариантах, представляют собой аналоговые электрические импульсы отрицательной полярности. Для окончательного формирования *цифрового* триггерного сигнала они подаются на входы импульсных дискриминаторов, схема которых описана ниже в разделе 2.2.3, а последние вырабатывают прямоугольные импульсы стандартной амплитуды в момент, когда текущий уровень суммарного сигнала превышает некоторый фиксированный порог. Именно регулировка уровня срабатывания в каналах дискриминации и позволяет задавать конкретную величину порога T для генерации триггерных сигналов определенного типа.

Сформированные дискриминаторами триггерных сигналов цифровые импульсы поступают на специальный управляющий модуль — мастер-блок, в состав которого входит двоичный регистр, где запоминается тип триггера, вызвавшего регистрацию данного события, и набор генераторов, которые вырабатывают импульсный сигнал ливневого триггера для его трансляции на все измерительные подсистемы Тянь-Шаньской станции. В частности, как показано на рисунке 2.4, этот сигнал передается к модулям многоканальной системы АЦП, где он инициирует процесс регистрации очередного ливневого события.

Сохраненный в цифровом регистре мастер-блока двоичный код, который определяет тип триггерного сигнала, впоследствии считывается специальной программой на управляющем компьютере и, в сопровождении соответствующего данному событию временного штампа, сохраняется в отдельной таблице общей базы данных (см. раздел 2.4.1).

2.2.3 Вспомогательные измерения: мониторинг интенсивности сцинтилляционных импульсов

Для контроля за стабильностью работы ливневой установки представляется полезным иметь возможность непрерывного измерения — мониторинг — текущей интенсивности сцинтилляционных сигналов на всех ее детекторах. С этой целью, как показано на рисунке 2.4, выходные импульсы диапазона HS , параллельно с их подключением к тракту амплитудно-цифрового преобразования, поступают на многоканальную систему-интенсиметр, каждый информационный канал которой образует пара из импульсного дискриминатора, формирующего цифровые прямоугольные импульсы из входных сигналов диапазона HS , и двоичной пересчетной схемы, которая позволяет подсчитывать количество таких сигналов, поступивших в течение фиксированного промежутка времени. Размещенные в центре сбора данных схемы формирователей конструктивно объединяются по 12 штук в многоканальные платы импульсных дискриминаторов, а двоичные счетчики сгруппированы в специальных пересчетных модулях, по 24 информационных канала в каждом модуле. Общее количество информационных каналов в системе интенсиметра достаточно для подключения к нему всех детекторов ливневой установки.

Принципиальная схема импульсного дискриминатора сигналов, которая используется в каналах интенсиметра, показана на рисунке 2.7. Входные сигналы дискриминатора — электрические импульсы отрицательной полярности — через выполненный на интегральном операционном усилителе К544УД2 входной каскад поступают на основной пороговый элемент этой схемы — триггер Шмидта на интегральном элементе К597СА3. Микросхемы триггера вырабатывают прямоугольный импульсный сигнал постоянной амплитуды, $\sim(6-8)$ В, на своем выходе Q в течение всего времени, пока величина сигнала на их входе $IN1$ остается ниже, чем постоянный уровень, который через посредство потенциометра фиксируется на входе $IN2$. Таким образом, путем регулировки этого потенциометра (6.8К на рисунке 2.7) можно изменять порог срабатывания триггерной схемы, настраивая ее на определенную амплитуду входного импульса. В типичном случае формирования сигналов от сцинтилляционных детекторов задаваемая с помощью потенциометра разница уровней между входами $IN1$ и $IN2$ триггера составляет $(0.3-0.4)$ В.

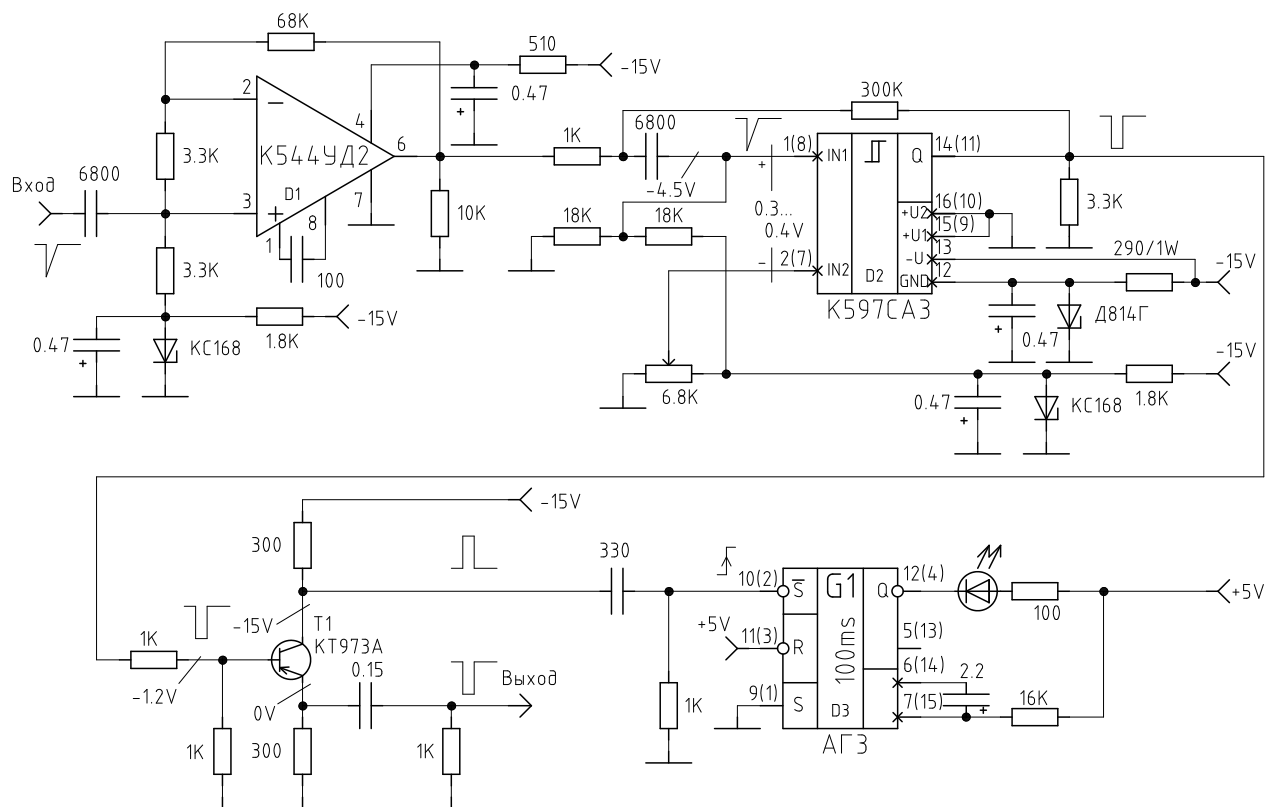


Рисунок 2.7 — Принципиальная схема импульсного дискриминатора.

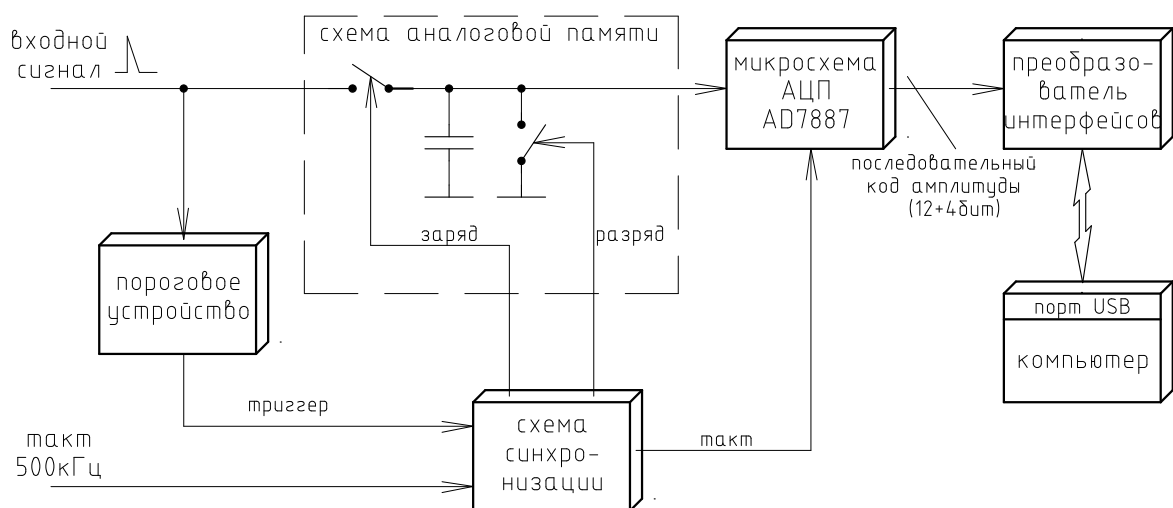


Рисунок 2.8 — Блок-схема импульсного АЦП для измерения амплитудных спектров сцинтилляций.

Аналогично формированию импульсных сигналов, которые поступают от отдельных сцинтилляционных детекторов ливневой установки, специальный набор дискриминаторов служит для генерации общего управляющего сигнала — триггера ШАЛ. Для этой цели ко входам одной из стандартных 12-канальных плат с дискриминаторами подключаются выходные уровни напряжения от схем суммирования сигналов описанной в предыдущем разделе триггерной системы, а пороги срабатывания на этой плате настраиваются на уровень, соответствующий минимальному размеру регистрируемых ШАЛ.

Измерения интенсивности фоновых сигналов от всех детекторов ливневой установки ведутся непрерывно и параллельно процессу регистрации ШАЛ.

2.2.4 Вспомогательные измерения: амплитудные спектры фоновых сцинтилляций

Второй способ контроля за текущим состоянием ливневых детекторов, помимо рассмотренных в разделе 2.2.3 записей интенсивности фонового счета, заключается в регулярном измерении амплитудных спектров их сцинтилляций. Для каждого из детекторов такие измерения периодически производятся непосредственно во время регистрации широких атмосферных ливней в автоматическом режиме, для чего центр сбора данных ливневой установки на Тянь-Шаньской станции оснащен специальной подсистемой, которая обозначена как «спектрометр» на общей структурной схеме рисунка 2.4. Как показано на этом рисунке, спектрометрическая система состоит из двух основных частей: многоканального коммутатора аналоговых сигналов и импульсного амплитудно-цифрового преобразователя.

Назначение аналогового коммутатора заключается в поочередном подключении сигналов, которые поступают на его входы от всех детекторов ливневой установки, к единому общему выходу. В процессе измерений специальная программа управляющего компьютера периодически изменяет комбинации кодовых битов на адресных входах коммутатора, так что к его единственному общему выходу поочередно подключаются сигналы HS диапазона различных ливневых детекторов. Далее эти сигналы подаются на специальный модуль импульсного АЦП, который позволяет получать коды пиковой амплитуды этих импульсов и, на

протяжении некоторого времени экспозиции, набирать их амплитудный спектр. Типичная длительность экспозиции, которая применяется при работе с детекторами ливневой системы Тянь-Шаньской станции, составляет 1000 с. В настоящее время такая длительность дает возможность измерять амплитудные спектры для каждого детектора около двух раз в сутки.

Структурная схема импульсного АЦП, который применяется для измерения амплитудных спектров фоновых сигналов, показана на рисунке 2.8. Основу ее устройства образует узел емкостной аналоговой памяти, который позволяет запоминать пиковое значение входного импульсного сигнала и удерживать его на постоянном уровне в течение необходимого для оцифровки времени. Схемой аналоговой памяти, через посредство двух операционных усилителей, играющих роль «зарядного» и «разрядного» ключей для лежащего в ее основе конденсатора, управляет специальный блок синхронизации, который, помимо этого, генерирует необходимые тактовые последовательности для работы микросхемы АЦП AD7887. Последняя производит оцифровку сохраненного на схеме памяти уровня напряжения. Отдельная пороговая схема на входе преобразователя представляет собой амплитудный дискриминатор, устройство которого аналогично рассмотренному в параграфе 2.2.3, который запускает процесс оцифровки очередного импульсного сигнала в момент, когда его текущая амплитуда оказывается превышающей предустановленный порог срабатывания.

Пример полученного с помощью описанного алгоритма амплитудного спектра фоновых сцинтилляций будет рассмотрен ниже в разделе 2.3.1 (см. рисунок 2.11). Там же обсуждается использование подобных спектров для калибровки каналов ливневой установки, позволяющей вычислять абсолютные значения плотности потока заряженных частиц ШАЛ в месте расположения детектора.

2.2.5 Измерение амплитуды сцинтилляционного сигнала

В результате регистрации события ШАЛ на ливневой установке Тянь-Шаньской станции от каждого из ее сцинтилляционных детекторов поступает пара чисел (P_{hs}, P_{ms}) , которые представляют собой двоичные коды, соответствующие уровню сигнала, зарегистрированного данным детектором в амплитудных диапазонах HS и MS . Вместе с тем, для дальнейшей обработки ливневых данных

интерес представляет код амплитуды P , несущий в себе информацию об исходной величине сцинтилляционного импульса, который наблюдался в точке расположения рассматриваемого детектора в момент ливневого события. Поэтому возникает задача перехода от комбинации чисел (P_{hs}, P_{ms}) к объединенному коду амплитуды P . В дальнейшем такая процедура будет называться «сшивкой» амплитудных диапазонов.

Практически к решению задачи «сшивки» можно подойти на основе следующих рассуждений. Для каждого детектора ливневой установки среди всех имеющихся в базе данных событий ШАЛ можно подобрать такие случаи, когда амплитуда его сигнала попадает в область предельно больших значений, возможных для диапазона HS , то есть $P_{hs} \simeq (3500 - 4000)$ ¹. Если настройки рассматриваемого детектора обеспечивают такое соотношение коэффициентов передачи сигнала в диапазонах HS и MS , что в этой области код канала HS еще сохраняет линейную зависимость от амплитуды сцинтилляционного импульса, а код канала MS уже отличен от нуля, и, после превышения им некоторого порога t_{ms} , также оказывается в линейной области, то по совокупности отобранных таким образом событий можно получить корреляционную зависимость вида

$$P_{hs} = a_{ms} \cdot P_{ms} + b_{ms}, \quad (2.1)$$

которая связывает показания обоих каналов между собой. В случае еще больших сигналов на выходе детектора, когда электронные схемы канала HS заведомо попадают в режим насыщения, и его показания перестают зависеть от величины сцинтилляционного импульса, действительный код амплитуды P_{hs} , который должен был бы наблюдаться в отсутствие искажений, можно рассчитать по формуле (2.1), экстраполированной в область больших значений P_{ms} . Конкретные же значения коэффициентов a_{ms} и b_{ms} в формуле (2.1) можно определить по методу наименьших квадратов согласно экспериментальным данным в той взаимно перекрывающейся области кодов, где электронные тракты *обоих* амплитудных диапазонов оказываются работающими в линейном режиме.

Описанная процедура «сшивки» иллюстрируется рисунком 2.9, а примеры ее применения к сигналам реальных детекторов показаны на рисунке 2.10.

Частичное перекрытие амплитудных диапазонов HS и MS , которое необходимо для успешного проведения их «сшивки» согласно описанному алгоритму,

¹Напомним, что максимальное значение двоичного кода, которое может быть получено от 12-разрядного АЦП, составляет 4095.

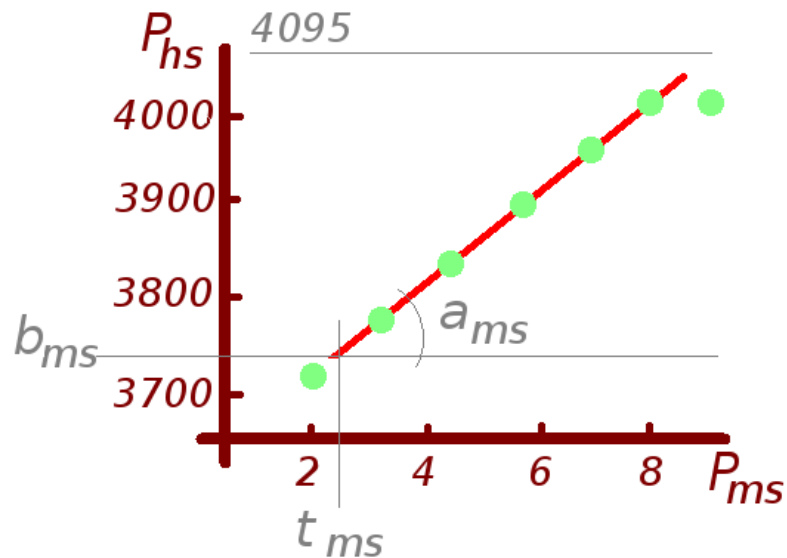


Рисунок 2.9 — К процедуре «сшивки» динамических диапазонов (см. текст).

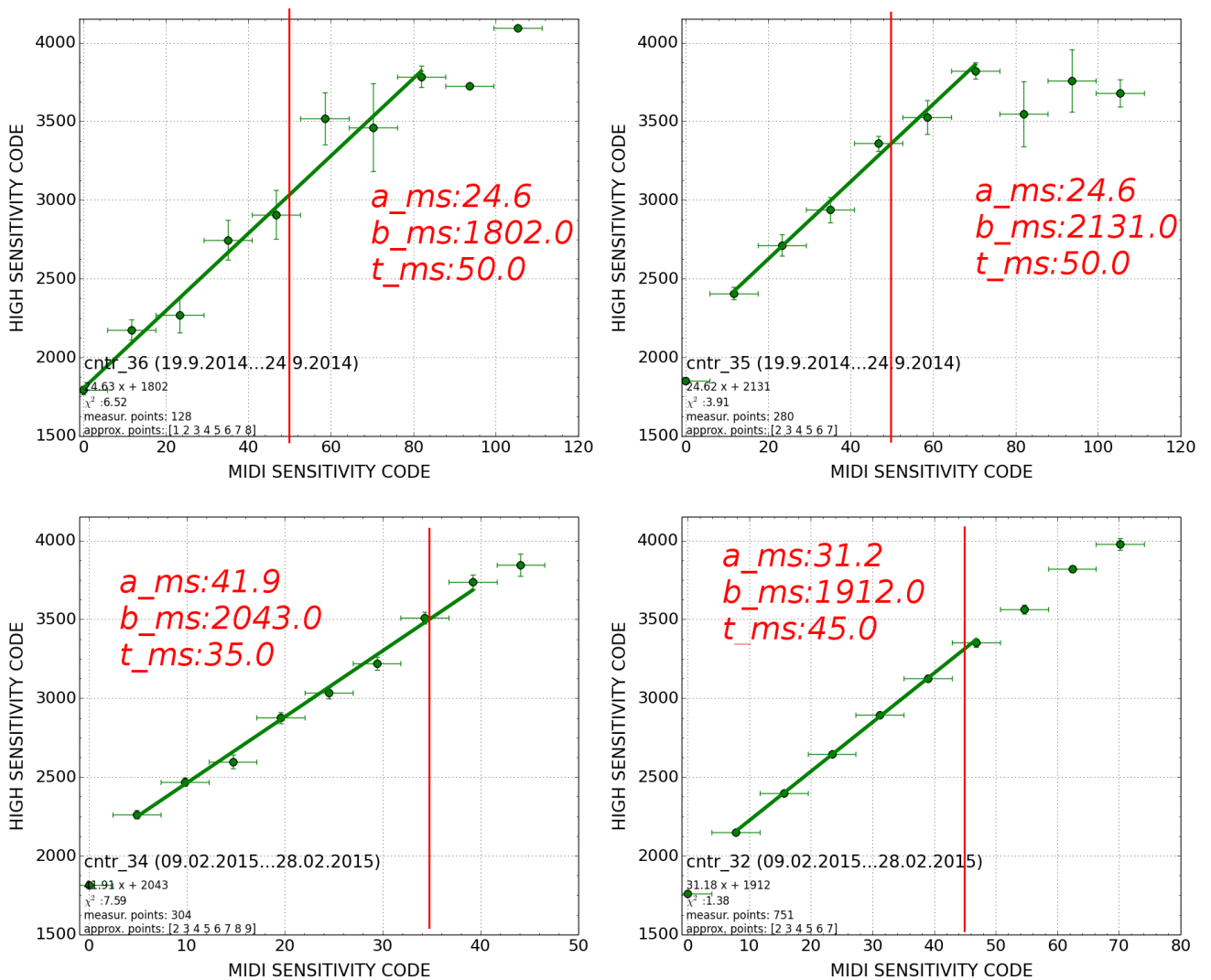


Рисунок 2.10 — «Сшивки» амплитудных диапазонов HS и MS на примере четырех сцинтилляционных детекторов. Точки — усредненные данные измерений, прямая линия — результат их аппроксимации функцией (2.1).

обеспечивается регулировкой коэффициента передачи в инверторах входного сигнала, которая производится индивидуально для каждого информационного канала, согласно конкретным особенностям примененного в нем сцинтилляционного детектора. В более сложных случаях можно применить подстройку коэффициента передачи емкостного делителя, разделяющего входы трактов HS и MS диапазона непосредственно на электронной плате сцинтилляционного детектора.

Подытоживая, можно вывести следующее формальное правило для практического вычисления объединенного кода амплитуды P сцинтилляционных сигналов в каждом детекторе. В подавляющем большинстве событий, когда зарегистрированный код в диапазоне MS не превышает некоторого (малого) порога t_{ms} , в качестве кода P применяется текущее значение диапазона HS . В противоположном случае показания канала HS игнорируются, а значение P вычисляется согласно линейной зависимости (2.1) по показаниям диапазона MS . Что же касается конкретных значений коэффициентов a_{ms} и b_{ms} в формуле (2.1), а также величины порога t_{ms} , то они подбираются индивидуально для каждого детектора в процессе описанной выше процедуры «сшивки». Формально такой алгоритм выражается с помощью следующей формулы:

$$P = \begin{cases} P_{hs}, & \text{если } P_{ms} \leq t_{ms}; \\ P_{hs} = a_{ms} \cdot P_{ms} + b_{ms}, & \text{если } P_{ms} > t_{ms}. \end{cases} \quad (2.2)$$

Чтобы учесть медленные изменения параметров электронного тракта в информационных каналах ливневой установки (происходящие, например, из-за сезонных вариаций температуры), на протяжении всего времени измерений «сшивки» амплитудных диапазонов HS и MS для каждого детектора периодически повторяется раз в 3–4 недели по мере накопления необходимой для ее проведения статистики событий с достаточно большими кодами в диапазоне HS . Комбинации параметров a_{ms} , b_{ms} и t_{ms} для каждого из таких периодов сохраняются в специальной таблице базы данных, откуда они могут автоматически запрашиваться всеми программами обработки экспериментальной информации.

2.3 Методика обработки ливневой информации

2.3.1 Амплитудные спектры сцинтилляций и плотность потока заряженных частиц

Следующий шаг в обработке полученного на ливневой установке Тянь-Шаньской станции экспериментального материала состоит в вычислении плотности потока частиц, которая наблюдалась при прохождении широкого атмосферного ливня в местах расположения детекторов. Эта процедура производится на основе рассчитанных согласно формулам (2.2) объединенных двоичных кодов амплитуды P , которые несут в себе полную информацию о величине сцинтилляционных сигналов, зарегистрированных в момент прохождения ШАЛ. В качестве же исходного пункта для анализа этих кодов служат амплитудные спектры фоновых сцинтилляций, метод измерения которых рассматривался выше в разделе 2.2.4.

Типичный пример амплитудного спектра фоновых сигналов, которые регистрируются в сцинтилляторах ливневой установки, показан точками на рисунке 2.11. Как видно на этом рисунке, такой спектр имеет характерную форму с максимумом интенсивности в начале амплитудной шкалы и медленно спадающим «хвостом» в области больших кодов АЦП. Разумно предположить, что при регистрации срабатываний сцинтилляционного детектора от фоновых частиц космического излучения максимум получающегося спектра соответствует наиболее вероятным случаям прохождения через сцинтиллятор, приблизительно в вертикальном направлении, *единственной* однозарядной релятивистской частицы (электрона), которая производит в сцинтилляторе минимально возможную ионизацию. Длинный же «хвост» в наблюдаемом спектре соответствует случаям группового прохождения заряженных частиц, а также попаданиям в сцинтиллятор частиц, следующих по сильно наклонным траекториям. Исходя из такого предположения, форму фонового амплитудного спектра можно попытаться аппроксимировать функцией вида

$$I(x) = G(x|M_{spc}, \sigma_{spc}) + T(x|a_1, a_2, \gamma_1, \gamma_2), \quad (2.3)$$

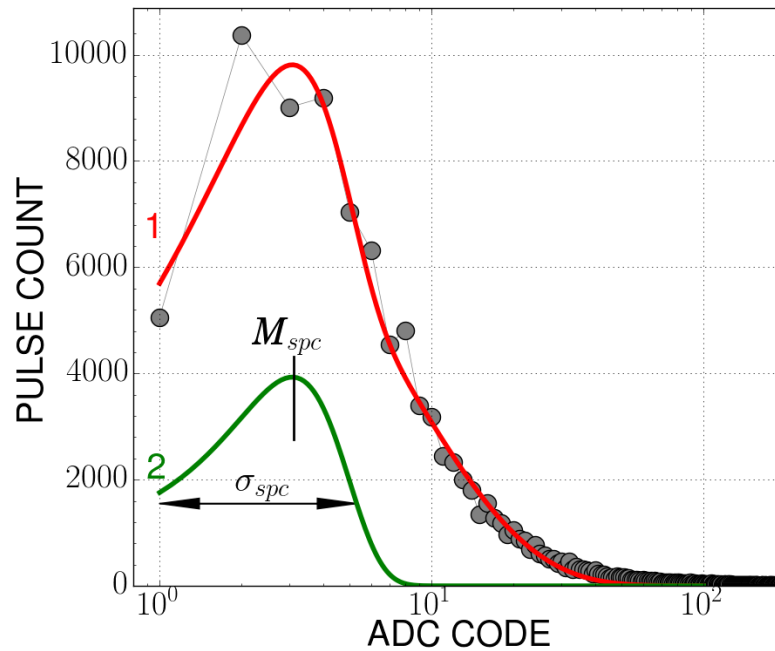


Рисунок 2.11 — Амплитудный спектр фоновых сцинтилляций ливневого детектора. Точки — результат измерения, кривая 1 — аппроксимация функцией (2.3), кривая 2 — вклад гауссовского распределения $\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{spc}}} \exp\left(-\frac{(x-M_{spc})^2}{\sigma_{spc}^2}\right)$ в суммарную аппроксимацию (см. текст).

где первый член представляет собой распределение Гаусса

$$G(x|M_{spc}, \sigma_{spc}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{spc}}} \exp\left(-\frac{(x - M_{spc})^2}{\sigma_{spc}^2}\right),$$

и относится к случаям прохождения минимально ионизирующих частиц (одночастичный спектр), а член

$$T(x|a_1, a_2, \gamma_1, \gamma_2) = a_1 \exp(-\gamma_1 x) + a_2 \exp(-\gamma_2 x)$$

соответствует экспоненциально спадающему «хвосту» в суммарном распределении, который содержит вклады от эффектов группового и наклонного прохождения. Конкретные значения параметров в формуле (2.3) можно определить путем их подгонки («фитирования») под экспериментальные точки, которая производится индивидуально для каждого из измеренных амплитудных спектров. Для случая, представленного на рисунке 2.11, результат такой подгонки показан в виде кривой 1 для суммарного спектра, и в виде кривой 2 — отдельно для гауссовского вклада от одночастичного спектра $G(x, M_{spc}, \sigma_{spc})$.

Возвращаясь к вопросу об оценке плотности потока частиц ρ , существовавшей в момент прохождения ШАЛ, можно утверждать, что, при известной

эффективной площади чувствительного к излучению элемента детектора S_{eff} (в данном случае, площади сцинтилляционного блока-радиатора), эта плотность однозначно определяется отношением n/S_{eff} , где n — количество заряженных частиц, прошедших через детектор при регистрации ливневого события. Исходя из изложенных выше соображений, число n должно быть пропорционально отношению P/M_{spc} , где P есть код амплитуды *суммарного* сцинтилляционного сигнала, а M_{spc} — положение максимума *одночастичного* спектра на шкале кодов АЦП:

$$n = K \cdot \frac{P}{M_{spc}} \quad (2.4)$$

Коэффициент пропорциональности K в последней формуле должен был бы равняться единице, если бы измерения величины сопровождающего прохождение ШАЛ сцинтилляционного сигнала и амплитудного спектра фоновых сцинтилляций производились на одной и той же аппаратуре. В действительности же, однако, эти измерения выполняются на разных подсистемах в центре сбора и обработки ливневой информации: оцифровка сигналов от ШАЛ происходит с помощью описанной в разделе 2.2.1 многоканальной системы АЦП, а амплитудные спектры измеряются с помощью отдельной подсистемы-спектрометра (см. раздел 2.2.4). Поэтому вместо кода P , непосредственно полученного в результате оцифровки амплитуды сцинтилляционного сигнала в момент ливневого события, в формуле (2.4) должна фигурировать некоторая величина P_{spc} , представляющая собой результат пересчета кода P , измеренного по шкале многоканальной системы АЦП (точнее говоря, по шкале определенного канала этой системы, который соответствует рассматриваемому детектору) к шкале амплитудных кодов спектрометра. При этом логично было бы предположить, что обе эти величины, P_{spc} и P , связаны между собой линейной зависимостью:

$$P_{spc} = a_{spc} \cdot P + b_{spc}, \quad (2.5)$$

в которой значения коэффициентов a_{spc} и b_{spc} определяются характеристиками электронного тракта в конкретном информационном канале и индивидуальны для каждого ливневого детектора.

Для всех детекторов ливневой установки Тянь-Шаньской станции набор коэффициентов a_{spc} и b_{spc} определялся экспериментально в процессе специальной калибровочной процедуры, схема которой иллюстрируется рисунком 2.12. В ходе такой калибровки на входы информационных каналов в обеих подсистемах

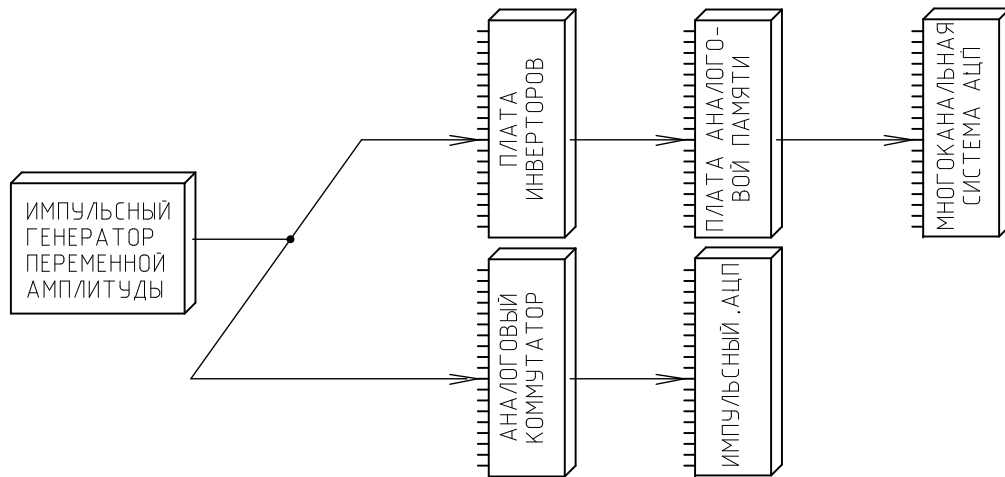


Рисунок 2.12 — Блок-схема процесса калибровки электронных каналов в ливневой системе.

(как многоканальной системы АЦП, так и спектрометра фоновых сцинтилляций) параллельно подавался один и тот же импульсный сигнал переменной амплитуды, который формировался специальным генератором. Существенно, что в каждом из этих случаев тестовый сигнал полностью проходил весь электронный тракт данной подсистемы (каскады входных инверторов и схемы аналоговой памяти для системы АЦП, узел аналогового коммутатора в системе спектрометра), что автоматически позволяло учесть индивидуальные особенности каждого информационного канала в обеих измерительных системах. Сформированный таким образом тестовый сигнал оцифровывался амплитудно-цифровыми преобразователями обеих подсистем, действующими согласно обычному алгоритму их работы. В результате этой процедуры на выходах информационных каналов был получен набор пар значений (P_{spc}, P) , соответствующих различным амплитудам входного импульса, что дало возможность определить коэффициенты a_{spc} и b_{spc} в формуле (2.5) по методу наименьших квадратов, индивидуально для каждого канала. Пример такого рода линейных зависимостей $P_{spc}(P)$, которые были получены для нескольких детекторов ливневой установки в процессе калибровки их информационных каналов, показан на рисунке 2.13.

Подытоживая все представленные в данном параграфе выкладки, можно получить окончательную формулу для оценки плотности потока частиц ρ , прошедших через сцинтиллятор ливневого детектора при регистрации им ливневого события:

$$\rho = (a_{spc} \cdot P + b_{spc}) / M_{spc} / S_{eff} \quad (2.6)$$

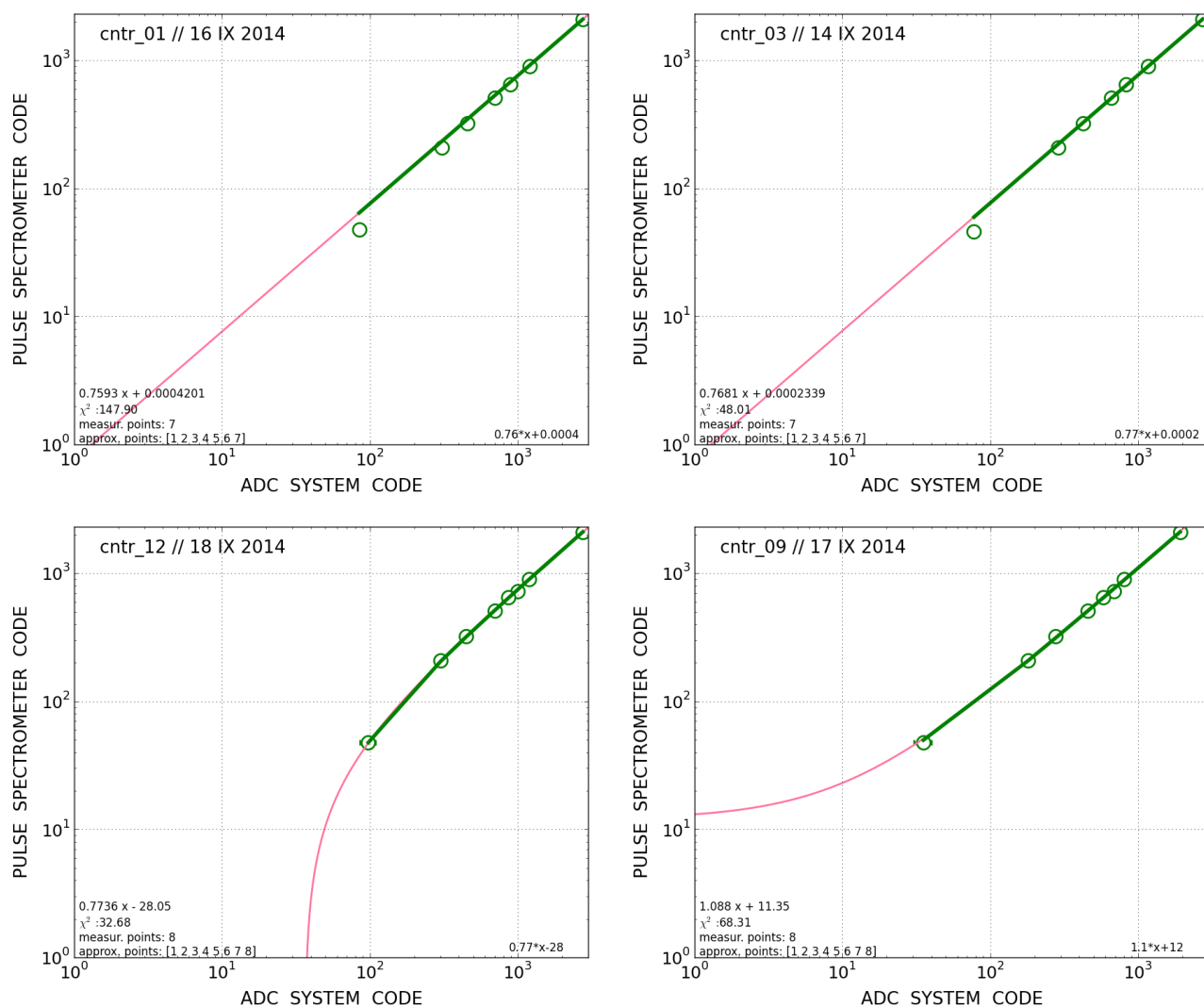


Рисунок 2.13 — Результат калибровки амплитудных каналов на примере нескольких детекторов ливневой системы: линейные зависимости $P_{spc}(P)$ и соответствующие коэффициенты a_{spc} и b_{spc} (см. текст). Точки — результаты измерений, сплошные линии — их аппроксимация по формуле (2.5).

где S_{eff} есть эффективная площадь сцинтиллятора; M_{spc} — положение максимума одночастичного спектра, которое определяется экспериментально и индивидуально для каждого ливневого детектора по амплитудным спектрам его фоновых сцинтилляций; коэффициенты a_{spc} и b_{spc} получены в результате индивидуальной же калибровки соответствующего этому детектору информационного канала; а величина P представляет собой объединенный код амплитуды сопровождающего прохождения ШАЛ сцинтилляционного сигнала, который рассчитывается по данным многоканальной системы АЦП согласно формулам (2.2).

2.3.2 Динамический диапазон детекторов ливневой установки

Как было показано в двух предыдущих разделах (см. формулы (2.1)–(2.5) и их обсуждение), математические преобразования исходных данных — кодов P_{hs} и P_{ms} , которые поступают от многоканальной системы АЦП, при определении числа прошедших через сцинтиллятор частиц n сводятся к следующим простым выражениям:

$$\begin{aligned} n &= P_{spc}/M_{spc}, \\ P_{spc} &= a_{spc} \cdot P + b_{spc}, \\ P &= a_{ms} \cdot P_{ms} + b_{ms}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

причем конкретные значения коэффициентов $a_{ms}, b_{ms}, a_{spc}, b_{spc}$ определяются экспериментально, в процессе индивидуальной калибровки каждого детектора и «сшивки» его амплитудных диапазонов HS и MS . Несмотря на разброс калибровочных коэффициентов между различными информационными каналами ливневой установки, эти параметры достаточно близки друг к другу у всех детекторов, а их характерные значения составляют $a_{ms} \approx 30$, $b_{ms} \approx 2000$ и $a_{spc} \approx 0.8$.

Величина M_{spc} определяет положение максимума одночастичного амплитудного спектра на шкале кодов АЦП; значение этого параметра зависит от режима работы ФЭУ, который установлен в данном детекторе, и доступно для регулировки путем подстройки питающего его делитель высоковольтного напряжения. На практике режимы ФЭУ в ливневых детекторах выставляются таким образом, чтобы максимум одночастичного спектра оказывался в начале шкалы кодов АЦП: $M_{spc} \simeq (2 - 5)$.

Упомянутые выше характерные значения параметров формул (2.7) позволяют дать оценку для величины максимально возможного потока частиц, который мог бы быть зарегистрирован без искажений типичным детектором ливневой установки при использовании двух амплитудных диапазонов, HS и MS . Подставляя в эту систему формул максимально возможное значение двоичного кода, $P_{ms}^{max} \approx 4000$, которое допустимо для 12-разрядного преобразования, и учитывая характерный разброс в значениях параметров $a_{ms}, b_{ms}, a_{spc}, b_{spc}, M_{spc}$ между различными информационными каналами, можно получить оценку, определяющую доступный динамический диапазон существующей в настоящее время многоканальной системы АЦП:

$$n^{max} \approx (50000 \dots 100000). \quad (2.8)$$

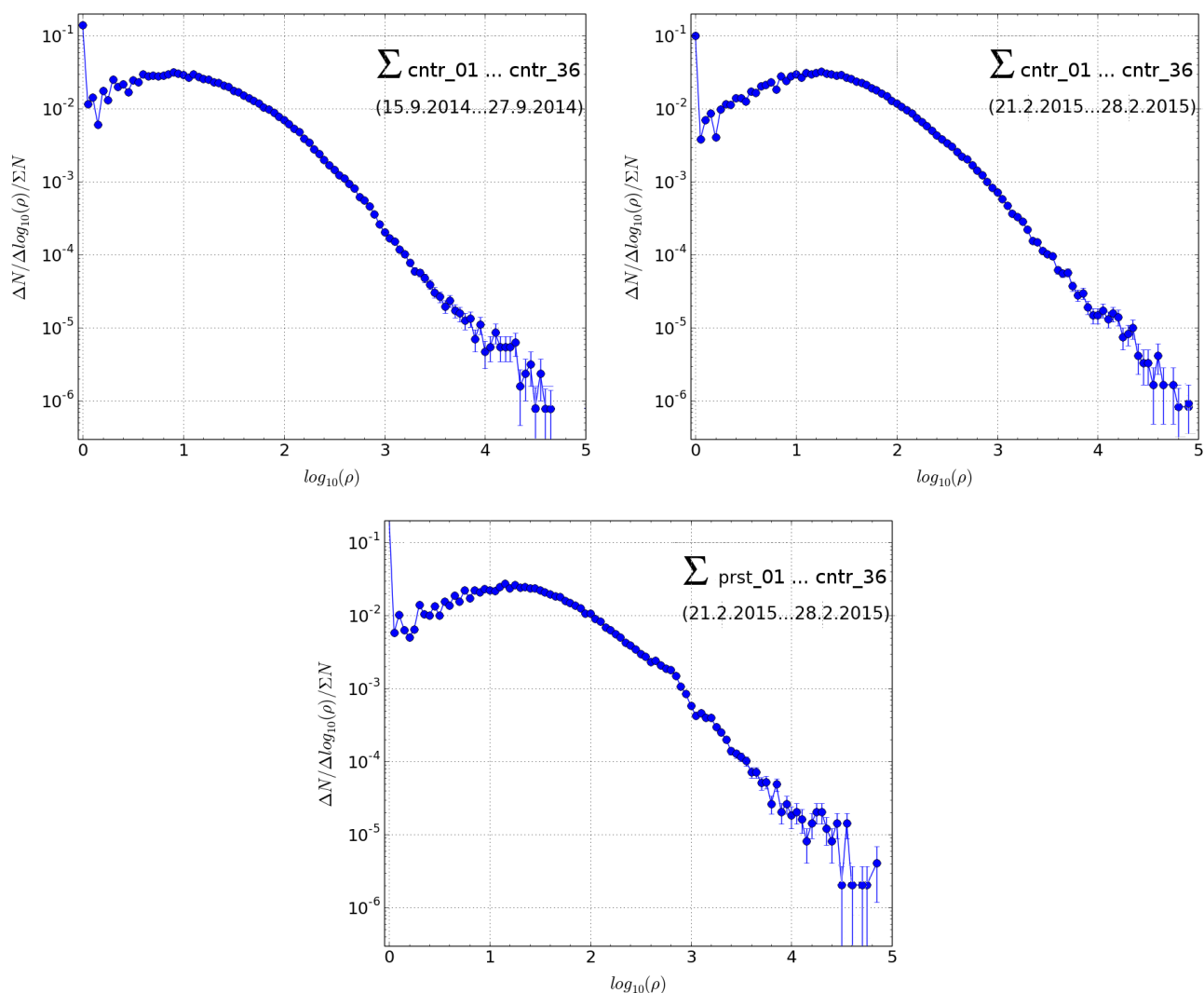


Рисунок 2.14 — Распределения по значениям плотности потока частиц ρ , зарегистрированным от детекторов ливневой установки в различные периоды ее работы.

Справедливость оценки (2.8) можно подтвердить результатами реальных измерений, которые проводились на ливневой системе Тянь-Шаньской станции. С этой целью из общего банка зарегистрированных ШАЛ выбирались все события, относящиеся к некоторому, достаточно продолжительному, промежутку времени (с типичной длительностью 7–10 суток, что соответствует объему данных $\sim(30000\text{--}50000)$ событий). Для всех ливневых детекторов в этих событиях, без какого-либо предварительного отбора, по формуле (2.6) рассчитывались значения плотности потока частиц ρ , а затем для этих значений были построены распределения по частоте их наблюдения среди всех детекторов

ливневой установки: $\Delta N/\Delta(\log_{10} \rho)$. Примеры таких распределений показаны на рисунке 2.14. Как видно из этого рисунка, данные распределения действительно продолжают от $\rho \sim 1$ частиц/м² вплоть до предельно больших значений $\rho \sim (5 \cdot 10^4 - 10^5)$ частиц/м² и не имеют каких-либо заметных нерегулярностей в области перехода от диапазона *HS* к диапазону *MS*.

Как известно, в первом приближении пространственное распределение плотности потока частиц ШАЛ может быть аппроксимировано т. н. функцией Нишимуры-Каматы-Грейзена [260–262], аналитическое выражение для которой имеет следующий вид:

$$\rho_{NKG}(r, s, N_e) = (0.366s^2(2.07 - s)^{1.25}(r/R_M)^{s-2}(1 + r/R_M)^{s-4.5}/R_M^2) \cdot N_e. \quad (2.9)$$

В этом выражении r представляет собой расстояние от центра ливня, N_e — его размер (полное число частиц), а параметр s , т. н. «возраст» ливня, характеризует степень его развития: значение $s = 1$ соответствует ливням в тот момент, когда количество их частиц максимально, $s < 1$ — ливням, еще не достигшим своего максимума, а $s > 1$ — затухающим ливням, прошедшим максимум развития. Параметр R_M , т. н. радиус Мольера, определяет геометрический масштаб в поперечном, по отношению к оси ШАЛ, направлении, на котором распространяются ливневые частицы в результате их рассеяния в атмосфере. Для высоты Тянь-Шаньской станции над уровнем моря его величина составляет 120 м.

Семейство функций $\rho_{NKG}(r, s, N_e)$, вычисленных для различных комбинаций параметров N_e и s , показано на рисунке 2.15. На графиках этого рисунка следующие из формулы (2.9) значения плотности потока частиц дополнительно нормированы на площадь сцинтилляторов, которые используются в детекторах ливневой установки, то есть на 0.25 м², так что шкала вертикальной оси непосредственно соответствует количеству заряженных частиц n , прошедших через чувствительный элемент детектора. Горизонтальной линией на графике отмечено предельное значение $n^{max} = 5 \cdot 10^4$, которое соответствует оценке (2.8) и ограничивает сверху допустимую величину измеряемого без искажений потока ливневых частиц. Как нетрудно видеть, при использовании двух амплитудных диапазонов, *HS* и *MS*, корректная работа ливневой установки в центральной области ШАЛ ($r \lesssim (1 - 3)$ м) возможна вплоть до ливней с размером $N_e \simeq 10^8$, которым соответствует первичная энергия $E_0 \approx (3 - 5) \cdot 10^{17}$ эВ [263, 264].

Дальнейшего расширения динамического диапазона ливневых детекторов, вплоть до значения $n^{max} \sim 10^6$, которое требуется для исследования центральной

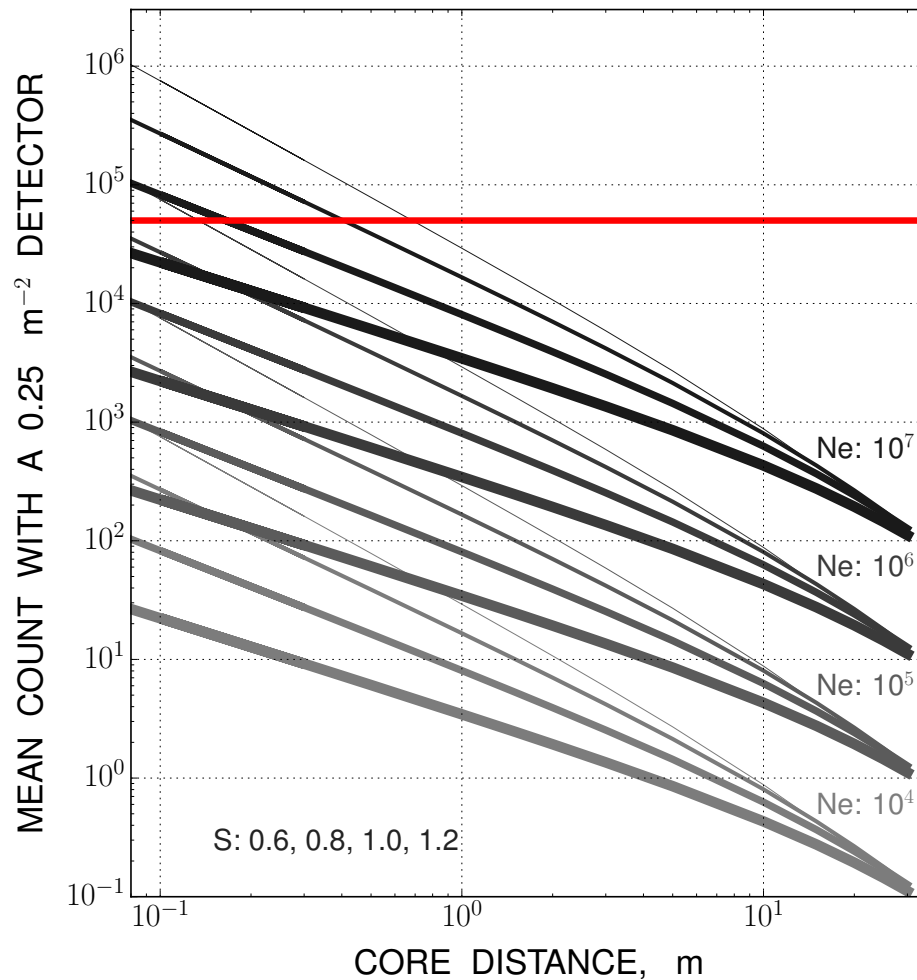


Рисунок 2.15 — Функции НКГ для различных комбинаций параметров N_e и s . По оси абсцисс отложено расстояние r от центра ливня в метрах; градуировка оси ординат соответствует числу частиц n , приходящихся на площадь $0.5 \times 0.5 \text{ м}^2$; горизонтальная линия на графике отмечает предел n^{max} , соответствующий оценке (2.8).

области ШАЛ с первичной энергией $E_0 \sim 10^{18}$ эВ, можно было бы добиться при использовании данных третьего амплитудного диапазона, LS . Такая возможность, как это упоминалось в разделе 2.1.2, зарезервирована в устройстве встроенной электроники ливневых детекторов. Как следует из оценки (2.8), для достижения подобных значений измеряемой плотности необходимо, чтобы величина амплитудных кодов в диапазоне LS могла варьироваться в пределах 10...30 раз, что вполне достижимо с технической точки зрения при использовании заложенной в дизайн системы АЦП 12-разрядной элементной базы.

2.3.3 Пространственное распределение плотности потока частиц в ливневых событиях и переходной эффект сцинтилляционных детекторов

Использование формулы (2.6) для расчета плотности потока частиц ШАЛ неявно предполагает, что детекторы ливневой установки чувствительны исключительно к заряженным частицам — электронам, которые составляют подавляющее большинство электрически заряженной компоненты развивающегося в атмосфере каскада. В действительности же, как известно, электроны ливня находятся в динамическом равновесии с его электрически нейтральной компонентой — квантами гамма-излучения, причем развитие ливня происходит за счет непрерывного превращения этих компонент друг в друга в процессах электромагнитных взаимодействий: образование электрон-позитронных пар и комптоновский эффект приводят к рождению частиц заряженной компоненты гамма-квантами, а эффект тормозного излучения, которым подвержены все заряженные частицы, и аннигиляция позитронов обуславливают обратный переход. Динамическое равновесие между компонентами обоих типов поддерживается автоматически на протяжении всего развития ливня в однородной по своему составу среде, например, в земной атмосфере [49].

Поскольку сцинтилляторы детекторов ливневой системы отличаются от атмосферного воздуха по своим характеристикам: плотности вещества, значениям критической энергии, величине каскадной единицы и т. п., то при попадании каскада частиц внутрь сцинтиллятора динамическое равновесие компонент ШАЛ, вообще говоря, должно нарушаться за счет таких факторов, как дополнительный вклад в конверсию гамма-квантов из-за изменившихся параметров среды их распространения, фотоядерных взаимодействий в сцинтилляторе, возрастания поглощения электронов низкой энергии и других эффектов такого рода. Эти обстоятельства неизбежно сказываются на величине сигнала, который регистрируется сцинтилляционным детектором, и вызывают некоторый, связанный с самим детектором, аппаратный эффект.

Применительно к сцинтилляционным детекторам заряженных частиц, все явления, которые связаны с влиянием вещества детектора на амплитуду снимаемого с него сигнала, принято называть *переходным* эффектом. Очевидно, что величина этого эффекта должна зависеть как от степени различия между характеристиками детектора и атмосферы, так и от геометрических размеров детектора,

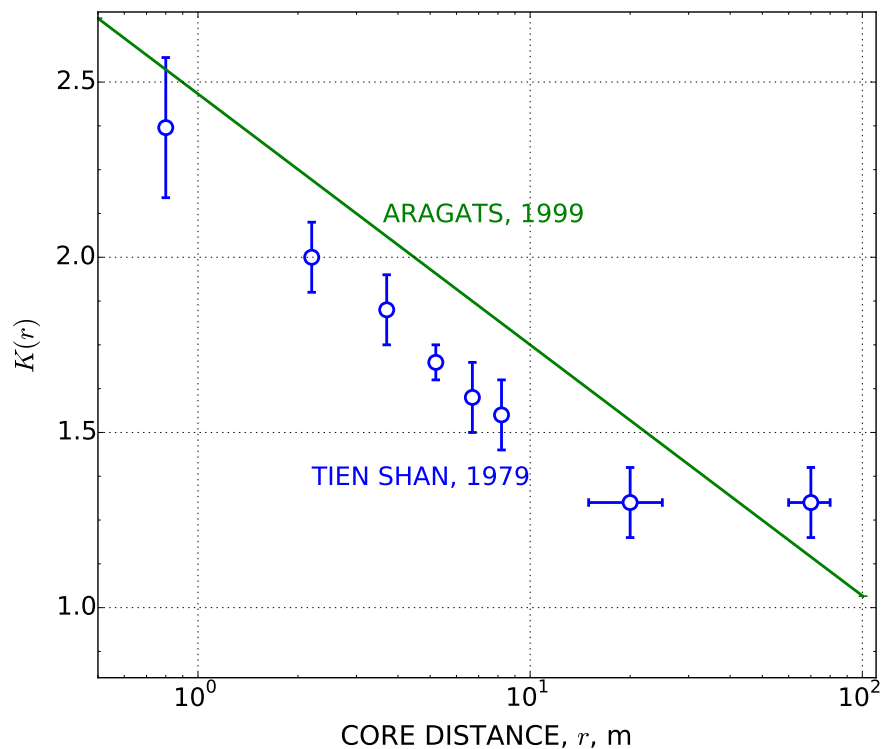
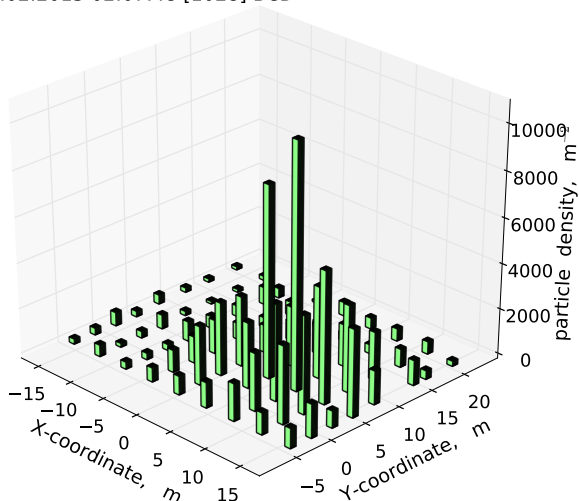


Рисунок 2.16 — Поправочный коэффициент $K(r)$ для учета переходного эффекта в сцинтилляционных детекторах ливневой установки. Точки — результат измерений на Тянь-Шаньской станции [265], прямая — аппроксимация (2.10) экспериментальных данных для установки ГАММА [266]. По оси абсцисс — расстояние от центра ШАЛ в метрах.

и в первую очередь, от размеров его активной части — сцинтиллятора. Помимо этого, степень воздействия эффекта должна зависеть и от исходной плотности ливневых частиц: в центральной области ШАЛ, где плотность потока частиц максимальна, влияние переходного эффекта на показания сцинтилляционного детектора должно быть больше, чем на периферии ливня. В общем случае, учесть это влияние можно, вводя некоторый коэффициент $K(r)$, который индивидуально рассчитывается для каждого детектора в зависимости от его расстояния r от оси ШАЛ в конкретном ливневом событии.

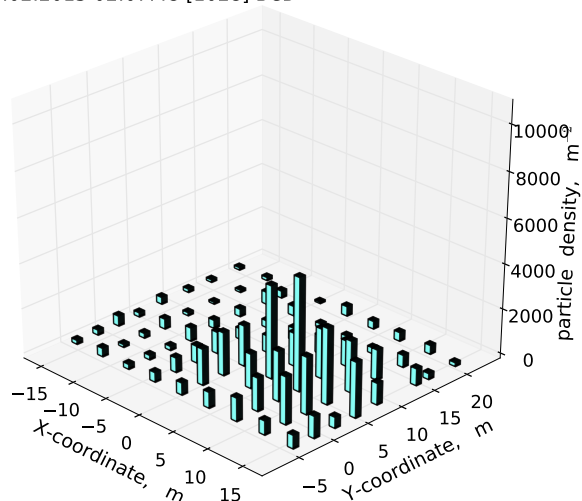
Для каждого типа ливневых детекторов величина поправочного коэффициента $K(r)$ может быть определена либо расчетным путем, при моделировании процесса регистрации частиц ШАЛ по методу Монте Карло [267], либо экспериментально, путем сравнения данных, полученных от стандартного ливневого сцинтиллятора, с показаниями специального *калибровочного* детектора, для которого влияние переходного эффекта предполагается незначительным. В частности,

23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD



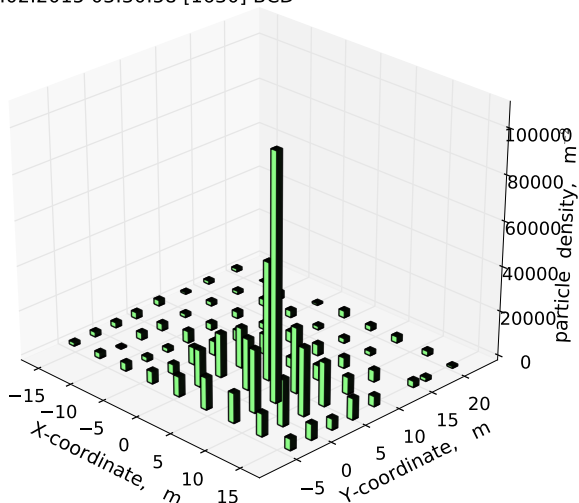
max: 10762; sum: 103245

23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD



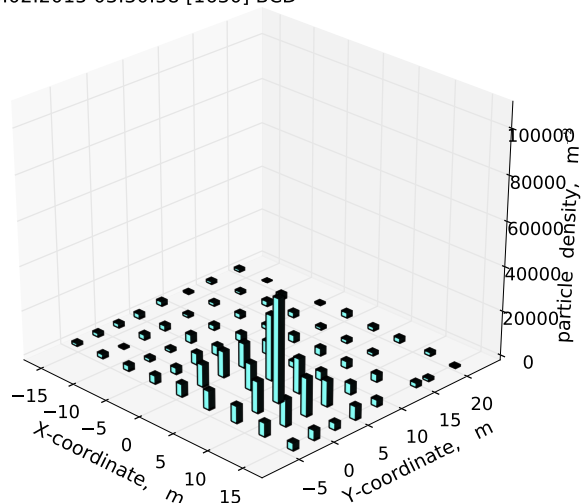
max: 5035; sum: 61163; shower: 6.3 4.2 2.5e+06 0.94 35.6

23.02.2015 03:30:58 [1630] BCD



max: 108805; sum: 604567

23.02.2015 03:30:58 [1630] BCD



max: 46530; sum: 348186; shower: 7.1 1.0 1.2e+07 0.87 219.5

Рисунок 2.17 — Пространственные распределения плотности потока частиц в детекторах центрального «ковра» ливневой установки при регистрации двух ливневых событий. Слева — данные до учета влияния переходного эффекта в сцинтилляционных детекторах, справа — после введения поправки на переходной эффект согласно формуле (2.10).

в прежних экспериментах, которые проводились на Тянь-Шаньской высокогорной станции, для калибровки сцинтилляторов использовались годоскопы на газоразрядных счетчиках Гейгера-Мюллера [265], газовое наполнение которых обладает гораздо меньшей суммарной толщиной вещества, чем состоящие из толстых (50 мм) пластин полистирола сцинтилляторы стандартных ливневых детекторов. Для калибровки ливневой установки ГАММА, которая размещалась на станции космических лучей Арагац, на той же высоте над уровнем моря, что и Тянь-Шаньская ливневая установка, и была построена на базе сцинтилляционных детекторов того же типа, применялся специальный детектор с малой толщиной сцинтиллятора [266]. Результаты этих измерений показаны на рисунке 2.16; как можно видеть, полученные для обоих случаев значения поправочных коэффициентов достаточно близки друг к другу.

Далее в настоящей работе для расчета коэффициента $K(r)$, который служит для внесения поправки на переходной эффект в сцинтилляционных детекторах, будет использоваться простая степенная зависимость

$$K = (r/R_M)^{0.18}, \quad (2.10)$$

аппроксимирующая более близкие к настоящему времени измерения работы [266]. Параметр R_M в формуле (2.10) представляет собой тот же самый радиус Мольера, который фигурирует выше в выражении (2.9) для функции Нишимуры-Каматы-Грейзена, и величина которого принимается равной 120 м на высоте Тянь-Шаньской станции.

На практике влияние переходного эффекта на показания сцинтилляционных детекторов ливневой установки можно учесть дополнительной нормировкой плотности потока частиц ρ , которая следует из формулы (2.6) для каждого детектора, на поправочный коэффициент $K(r)$, который рассчитывается для этого же детектора соответственно его положению относительно оси ливня согласно аппроксимации (2.10). Результат такой коррекции проиллюстрирован рисунком 2.17 на примере двух ливневых событий: следующие непосредственно из формулы (2.6) оценки плотности потока частиц в центральной области ливня на показанных в левой колонке пространственных распределениях оказываются завышенными в 2–2.5 раза из-за переходного эффекта по сравнению с их скорректированными значениями на графиках правого столбца; на периферии же ливня влияние переходного эффекта незначительно.

2.3.4 Пространственное распределение плотности потока частиц и оценка параметров ШАЛ

Физический интерес в каждом зарегистрированном ливневом событии представляют его основные характеристики: полное число заряженных частиц в ливне, или его «размер» N_e , и «возраст» ливня s , определяющий пространственное распределение ливневых частиц в плоскости, перпендикулярной направлению его оси. Размер N_e связан приблизительно пропорциональной зависимостью с энергией первичной частицы E_0 , вызвавшей развитие ливня в атмосфере: так, для высоты расположения Тянь-Шаньской высокогорной станции над уровнем моря в работах [263, 264] приводится полученная на основе модельных расчетов оценка для зависимости $E_0(N_e)$:

$$E_0 \approx 2.5 \cdot 10^9 \cdot N_e \text{ эВ.} \quad (2.11)$$

Взаимная связь параметров N_e и s между собой, а также их соотношение с пространственным распределением плотности потока ливневых частиц определяются уравнением функции Нишимуры-Каматы-Грейзена (НКГ) [260–262]:

$$\rho_{NKG}(r(x,y), s, N_e) = (0.366s^2(2.07 - s)^{1.25}(r/R_M)^{s-2}(1 + r/R_M)^{s-4.5}/R_M^2) \cdot N_e,$$

$$r(x,y) = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}, \quad (2.12)$$

где $\rho_{NKG}(r(x,y), s, N_e)$ — плотность потока частиц в пункте с координатами (x,y) , а пара координат (x_0,y_0) соответствует положению оси ШАЛ (здесь предполагается, что все координаты измерены в плоскости, перпендикулярной направлению оси ливня). Внешний вид функций НКГ, вычисленных для нескольких стандартных комбинаций значений параметров (s, N_e) , был приведен выше на рисунке 2.15. (В этих вычислениях было принято значение радиуса Мольера $R_M = 120$ м, соответственно условиям Тянь-Шаньской станции).

Как это обсуждалось ранее в разделах 2.2.5 и 2.3.1, в результате регистрации событий ШАЛ на Тянь-Шаньской ливневой установке непосредственно получается набор двоичных кодов P_D , описывающих экспериментальное распределение плотности потока частиц среди детекторов ливневой системы. При этом для каждого детектора D значение плотности потока частиц в точке его расположения

ρ_D может быть рассчитано по формуле (2.6), с привлечением информации об эффективной площади сцинтиллятора и о положении максимума одночастичного спектра, соответствующего данному детектору на шкале кодов АЦП. После того как для каждого детектора D будут вычислены значения плотности потока частиц, в них должна быть внесена поправка на переходной эффект соответственно положению данного детектора относительно центра ливня, как это было описано выше в разделе 2.3.3.

Имея, с одной стороны, набор экспериментально измеренных значений плотности потока частиц ρ_D и, с другой стороны, связь (2.12) между характеристиками ШАЛ и теоретически ожидаемым пространственным распределением этой плотности согласно функции НКГ, ρ_{NKG} , для каждого ливневого события можно попытаться получить оценку его основных параметров путем минимизации суммы квадратов отклонений χ^2 между реально зарегистрированными и теоретически ожидаемыми значениями плотности потока частиц в пунктах расположения ливневых детекторов:

$$\chi^2 = \sum_D \frac{(\rho_D - \rho_{NKG}(r_D(x_0, y_0), s, N_e))^2}{\sigma^2(\rho_D)} \rightarrow \min_{[x_0, y_0, s, N_e]}, \quad (2.13)$$

причем минимум должен достигаться на всем многомерном пространстве, каждая точка которого определяется совокупностью параметров (x_0, y_0, s, N_e) .

Параметр $\sigma^2(\rho_D)$ в последнем выражении представляет собой среднеквадратичную ошибку определения плотности потока частиц детекторами ливневой системы, оценку которой можно дать из следующих соображений.

Согласно формулам (2.7), значение плотности потока частиц в пункте расположения детектора D прямо пропорционально зарегистрированному этим детектором коду АЦП P_{spc} , который пересчитан к единицам шкалы многоканального спектрометра, и обратно пропорционально значению максимума одночастичного спектра M_{spc} , также выраженному в кодах АЦП. Поэтому для ошибки измерения плотности можно записать выражение

$$\sigma^2(\rho_D) = \frac{(\sigma_{P_{spc}} \cdot M_{spc})^2 + (\sigma_{M_{spc}} \cdot P_{spc})^2}{M_{spc}^2}. \quad (2.14)$$

Параметры $\sigma_{P_{spc}}$ и $\sigma_{M_{spc}}$ в формуле (2.14) представляют собой парциальные ошибки определения плотности потока частиц детекторами ливневой системы, которые связаны, соответственно, с неопределенностью преобразования амплитуды импульсного сцинтилляционного сигнала в цифровой код и с конечной шириной одночастичного амплитудного спектра у детектора D .

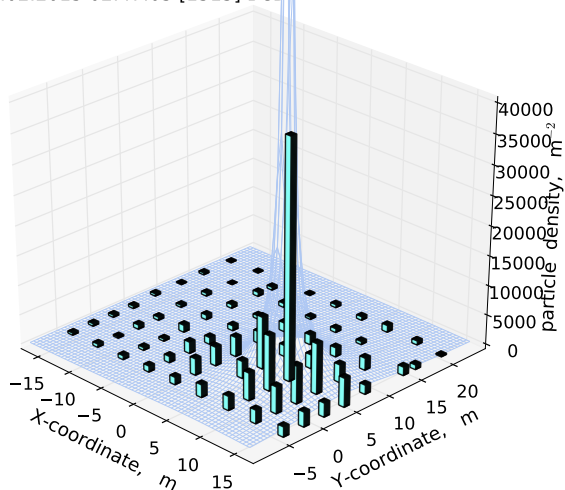
Ошибка $\sigma_{P_{spc}}$ пропорциональна средней величине случайных кодов σ_{ADC} , которые могут наблюдаться на информационных выходах многоканальной системы АЦП при отсутствии полезного сигнала на ее входах, и которые возникают вследствие разнообразных помех: шумов находящихся перед входами АЦП аналоговых электронных каскадов, электрических наводок на кабельные линии связи между детекторами и центром сбора данных, «плавания» нулевого уровня на микросхемах аналоговой памяти и т. п. эффектов. В настоящее время при обработке данных, поступающих от ливневой установки Тянь-Шаньской высокогорной станции, принимается общее для всех информационных каналов значение $\sigma_{ADC} = 5$, которое было выбрано на основе опыта практической эксплуатации этой установки. Коэффициентом же пропорциональности между σ_{ADC} и $\sigma_{P_{spc}}$ может служить произведение величин a_{spc} и a_{ms} — математических параметров, фигурирующих в формулах (2.7), которые используются при пересчете кодов АЦП к значениям плотности потока частиц.

Связанная с шириной одночастичного спектра ошибка в положении его максимума σ_{spc} определяется непосредственно при анализе амплитудных спектров фоновых сцинтилляций, как это показано на рисунке 2.11. Полученные по таким спектрам при индивидуальной калибровке амплитудных каналов значения ошибок σ_{spc} хранятся в специальной таблице базы данных, наряду с информацией о кодах M_{spc} .

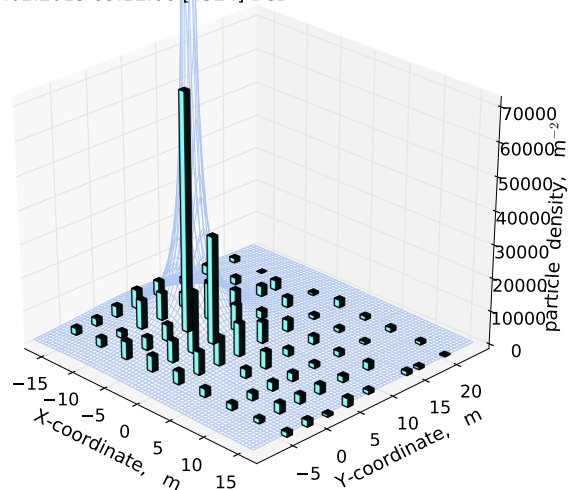
На практике задача минимизации суммы χ^2 , определенной выражением (2.13), производится в два этапа: (1) выбор начального приближения для совокупности параметров $(x_0^*, y_0^*, s^*, N_e^*)$ и (2) окончательная аппроксимация экспериментального распределения плотности путем поиска глобального минимума квадратичного функционала (2.13). Следует отметить, что в настоящее время при этих расчетах не учитывается зенитный угол ШАЛ, то есть в качестве геометрических координат (x, y) для точек с измерениями плотности ρ_D используются непосредственно координаты детекторов ливневой установки, измеренные в горизонтальной плоскости.

Метод, используемый в настоящее время для поиска начального приближения, повторяет аналогичный алгоритм, который был разработан в 1980-х годах для программы SPACE, применявшейся при обработке данных на предыдущих этапах развития Тянь-Шаньской ливневой установки [268, 269]. Согласно этому алгоритму, начальное положение оси ливня (x_0^*, y_0^*) определяется как среднее между

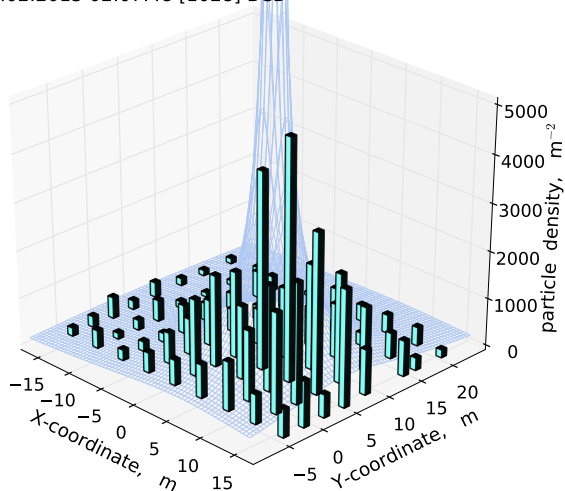
23.02.2015 02:47:03 [1313] BCD



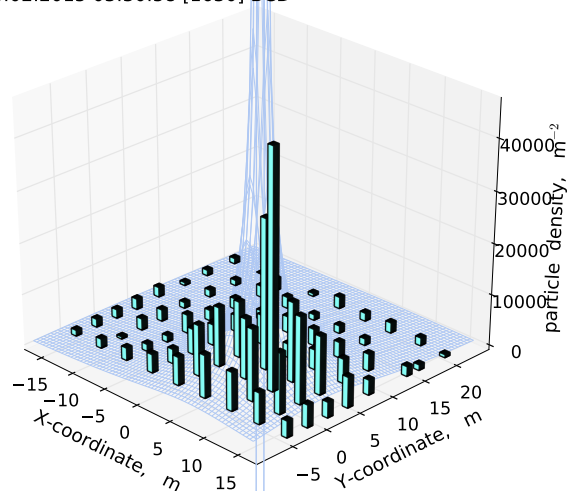
23.02.2015 09:12:06 [4324] BCD



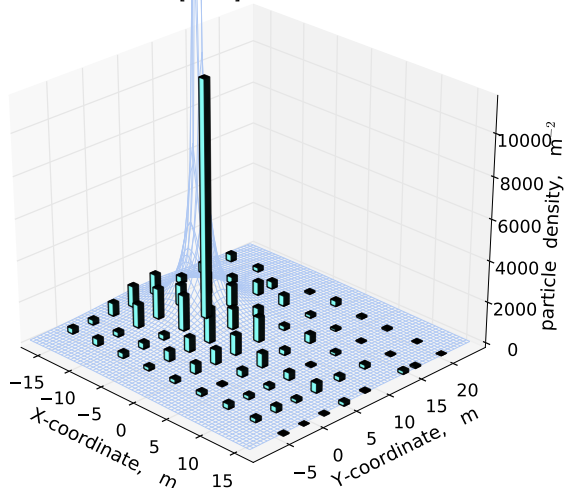
23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD



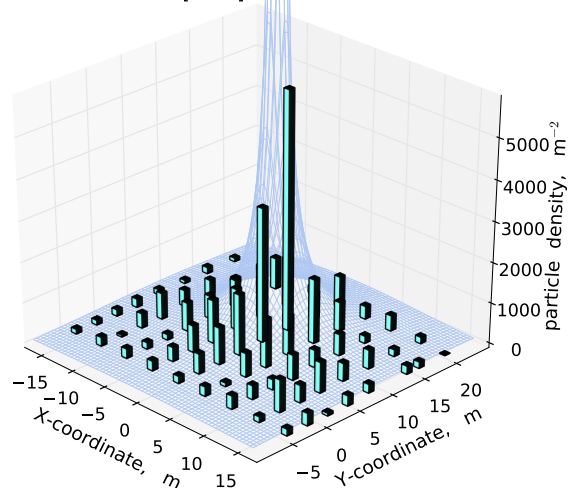
23.02.2015 03:30:58 [1630] BCD



23.02.2015 15:11:15 [7357] BCD



23.02.2015 16:14:53 [7886] BCD



max: 11492; sum: 41195; shower: -8.6 7.8 1.2e+06 0.84 24.3

max: 5860; sum: 40463; shower: -0.3 10.7 1.2e+06 0.72 22.6

Рисунок 2.18 — Пример аппроксимации экспериментального распределения плотности потока частиц (столбчатая диаграмма) двумерным распределением Нишимуры-Каматы-Грейзена (2.12) (гладкая поверхность) в реальных ливневых событиях. Координаты расположения детекторов (x, y) в плоскости установки выражены в метрах, вертикальная ось проградуирована в единицах плотности потока частиц ШАЛ, приходящихся на один квадратный метр.

координатами трех детекторов, в которых были зарегистрированы максимальные значения плотности потока частиц в данном событии. Вычисленное таким образом положение оси (x_0^*, y_0^*) используется для получения оценки s^* , которое производится по методу последовательных приближений. Начальные границы интервала для s^* задаются в виде пары чисел $(0.30, 1.60)$, соответствующих минимальному и максимальному из реально возможных значений возраста ливня; затем, используя значения плотности потока частиц, зарегистрированные во всех детекторах D ливневой установки, для каждой из этих границ вычисляются две суммы

$$\Sigma_1 = \sum_D \frac{\rho_D \cdot \rho_{NKG}(r_D(x_0^*, y_0^*), s^*)}{\sigma^2(\rho_D)}, \Sigma_2 = \sum_D \frac{(\rho_{NKG}(r_D(x_0^*, y_0^*), s^*))^2}{\sigma^2(\rho_D)} \quad (2.15)$$

и соответствующая им оценка для размера ливня N_e^* :

$$N_e^* = \Sigma_1 / \Sigma_2. \quad (2.16)$$

(Член ρ_{NKG} , фигурирующий в выражениях (2.15), представляет собой функцию Нишимуры-Каматы-Грейзена, которая вычисляется по формуле (2.12) для текущей комбинации параметров (x_0^*, y_0^*, s^*) и для принятого за единицу значению параметра N_e). Затем определяется, на какой из границ рассматриваемого интервала значений s^* — на левой или на правой, — сумма квадратов χ^2 (2.13), вычисленная с использованием данной комбинации $(x_0^*, y_0^*, s^*, N_e^*)$, оказывается меньше, и эта граница принимается в качестве левого предела для новой итерации, причем длина интервала между минимальной и максимальной оценками s^* на каждом следующем шаге сокращается вдвое. Цикл последовательных приближений прерывается, когда разница между левой и правой границами интервала для s^* оказывается меньше 0.05.

Окончательный поиск минимального значения функционала (2.13) производится путем согласованного варьирования совокупности свободных параметров (x_0, y_0, s, N_e) , причем в качестве исходной точки для начала процесса итераций используется приближение $(x_0^*, y_0^*, s^*, N_e^*)$, определенное на предыдущем этапе. На практике эта задача решается согласно известному алгоритму Нелдера-Мида, который был разработан специально для итеративного поиска глобального минимума многомерных функций по методу последовательных приближений [270]. В программе обработки данных от Тянь-Шаньской ливневой установки применяется реализация алгоритма Нелдера-Мида из соответствующей процедуры *fmin*,

которая входит в пакет *optimize* свободной и общедоступной программной библиотеки для научных математических расчетов *scipy* [271].

Качество аппроксимации пространственного распределения плотности потока частиц в реальных ливневых событиях согласно описанной здесь процедуре иллюстрируется примерами событий, которые представлены на рисунке 2.18.

2.4 Программное обеспечение для управления измерениями на ливневой системе Тянь-Шаньской станции

2.4.1 Сбор информации с многоканальной системы АЦП

Общая блок-схема программного комплекса, который служит для управления многоканальной системой АЦП на ливневой установке Тянь-Шаньской высокогорной станции и для обработки поступающей от нее информации, представлена на рисунке 2.19. На этом рисунке отражены как основные программные единицы, которые используются для поддержки функционирования различных компонент измерительной установки, так и базовые информационные структуры и потоки обмена данными, обеспечивающие работу этих программ. Следует отметить, что все упомянутое в настоящем разделе и далее в диссертации программное обеспечение предназначено для работы под управлением операционной системы Linux [272].

Главный принцип, положенный в основу архитектуры рассматриваемого программного комплекса, заключается в разделении всей совокупности необходимых для управления установкой функций между отдельными, относительно простыми модулями, каждый из которых несет ответственность за решение только одной, строго определенной и ограниченной, задачи. Эффективное же решение общей проблемы — непосредственное управление ливневой установкой в реальном времени в процессе проведения измерений, а также сбор, визуализация, сохранение, и последующая обработка в режиме off-line поступающих от нее данных, — обеспечивается за счет интенсивного обмена информацией

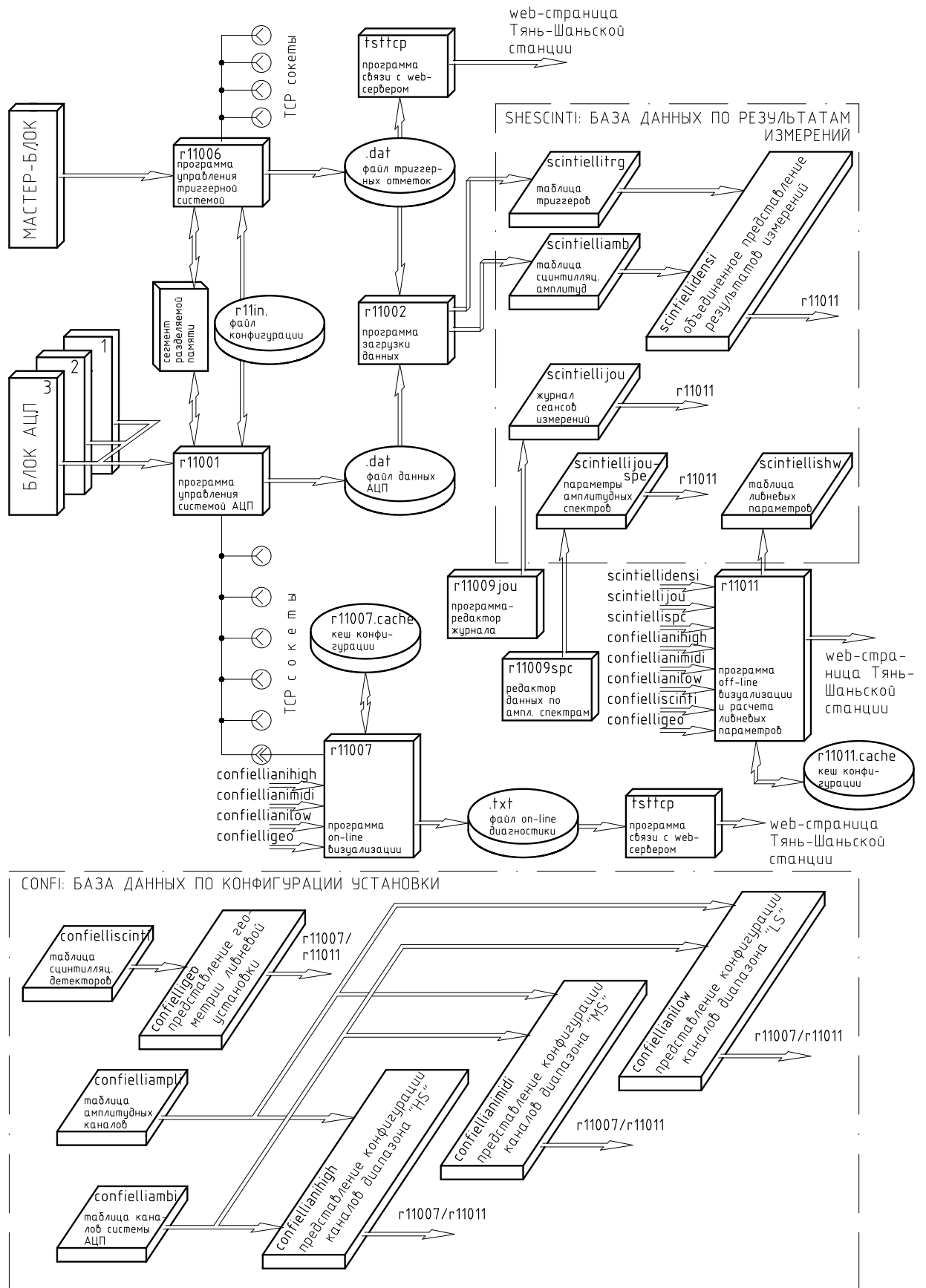


Рисунок 2.19 — Структурная схема комплекса программ для сбора и обработки данных от многоканальной системы АЦП. Стрелками показаны направления информационных потоков между отдельными программными компонентами.

между отдельными модулями комплекса, который поддерживается разнообразными средствами межпрограммного взаимодействия, в каждом конкретном случае максимально соответствующими текущей ситуации. Подобная организация информационной системы отвечает классическим требованиям, принятым при разработке больших программных комплексов, в частности, Unix-подобных операционных систем [273].

Как следует из схемы рисунка 2.19, непосредственно с электронным оборудованием ливневой установки взаимодействуют только две программы из состава представленного комплекса: программа *r11001* обеспечивает управление и сбор данных от многоканальной системы АЦП (см. раздел 2.2.1), а программа *r11006* служит для управления мастер-блоком триггерной системы (раздел 2.2.2). Во время сеанса измерений обе эти программы непрерывно работают на одном и том же компьютере в центре сбора данных; обмен информацией между ними и соответствующими электронными блоками происходит через посредство специального аппаратного контроллера, обеспечивающего взаимодействие с общей магистралью данных измерительной установки, к которой подключаются как мастер-блок, так и управляющий модуль-контроллер многоканальной системы АЦП.

В начале каждого сеанса измерений обе программы *r11001* и *r11006* запускаются одновременно; при этом они считывают набор необходимых для их работы конфигурационных параметров из специального текстового файла *r11in.*, который должен быть заранее создан на диске управляющего системой сбора данных компьютера. Последний файл содержит такую информацию, как адреса подключения модулей измерительной системы к общей магистрали, допустимые типы триггера обрабатываемых программой событий, тип и расположение файлов для записи результатов измерений и т. п. данные. Все параметры в конфигурационном файле *r11in.* задаются в виде простых текстовых строк вида <имя параметра>=<значение>, а его создание и редактирование может производиться посредством любого текстового редактора.

После своего запуска программа *r11006* непрерывно следит за состоянием мастер-блока триггерной системы. При поступлении на этот блок сигнала об очередном ливневом событии (см. раздел 2.2.2) программа считывает из памяти мастер-блока двоичный код, соответствующий типу зарегистрированного триггера, и добавляет к нему отметку временного штампа — комбинацию текущих значений даты и времени. Кроме того, с отдельного пересчетного устройства, подключенного к стабильному генератору цифровых импульсов, считывается

количество миллисекунд, прошедших с момента регистрации предыдущего события — «живое» время работы установки. Вся эта информация сохраняется в виде отдельной записи в выходном текстовом файле программы *r11006* с расширением *.dat*.

Сигнал о новом событии, отметка типа его триггера и временной штамп события могут передаваться программой *r11006* взаимодействующим с нею самостоятельным процессам, которые, собственно, и осуществляют прием и обработку данных, поступающих от детекторов различного типа. Таким образом, во время сеанса измерений программа *r11006* играет роль сервера, к которому может подключаться произвольное число программ-клиентов, ответственных за обслуживание конкретных измерительных подсистем и нуждающихся в информации о ливневом триггере.

После формирования логического сигнала о приходе триггера и передачи его своим клиентам, сервер *r11006* ждет от каждого из них ответного сообщения об окончании обработки текущего события, и, собрав такие сообщения от всех подключенных процессов, разблокирует аппаратный мастер-блок, переводя его в состояние готовности к регистрации следующего события.

Для обмена информацией со своими клиентами программа *r11006* может использовать технологии межпрограммного взаимодействия нескольких разновидностей. В случае, если программа-клиент работает на том же компьютере, что и сервер, наиболее подходящим методом передачи сообщений является использование сегмента разделяемой памяти [274], который создается средствами операционной системы Linux в памяти локального компьютера и оказывается доступным для чтения и записи данных как для сервера, так и для всех его клиентов. Для синхронизации доступа к разделяемому сегменту используются программные семафоры системы Linux.

В противоположном случае, когда программа-клиент оказывается работающей на внешней, по отношению к серверу *r11006*, машине (что необходимо, например, для обслуживания измерительных установок, которые удалены на большое расстояние от центра сбора ливневых данных), взаимодействие между ними осуществляется по локальной сети Тянь-Шаньской станции с помощью механизма TCP-сокетов [275, 276]: при каждом своем запуске программа *r11006* инициирует отдельный процесс, который ждет запроса на подключение удаленных клиентов по определенному порту TCP и, при поступлении такого запроса,

порождает еще один, дополнительный процесс, ответственный за взаимодействие с данным конкретным клиентом.

Одной из программ-клиентов, взаимодействующих с сервером управления триггерной системой *r11006*, является программа *r11001*, которая служит для сбора данных от многоканальной системы АЦП ливневой установки. Получив сигнал о приходе очередного триггера, программа *r11001* опрашивает состояние контроллера системы АЦП и, дождавшись сигнала о его готовности к выдаче данных, генерирует последовательность обращенных в адрес этого контроллера команд, которые обеспечивают считывание информации из встроенной оперативной памяти всех модулей АЦП в память компьютера. На протяжении всего времени считывания контроллер АЦП находится в состоянии выдачи данных, то есть ему запрещено самостоятельное управление общей магистралью измерительной системы (см. раздел 2.2.1). Поступающие данные — распределения двоичных кодов амплитуды сигналов по входам многоканальной системы АЦП — сохраняются в текстовом файле с расширением *.dat* на диске компьютера, причем каждая такая запись снабжается временным штампом текущего события, полученным от программы *r11006*. Завершив операцию считывания, программа *r11001* разблокирует управляющий модуль-контроллер АЦП, разрешая его автономную работу при регистрации следующего события (см. раздел 2.2.1), и сигнализирует серверу *r11006* о готовности системы АЦП к продолжению работы.

Помимо описанного базового функционала, программа *r11001* предоставляет возможность подключения к ней, через посредство механизма TCP-сокетов, произвольного количества внешних программ, которые могут быть полезны, например, для визуализации, диагностики, сбора статистики и обработки текущих ливневых событий непосредственно во время сеанса измерений (в режиме *online*). По отношению к таким программам-клиентам, примером которой является описанная ниже в разделе 2.4.5 программа *online*-визуализации *r11007*, программа *r11001* в свою очередь выступает в роли сервера.

Следует подчеркнуть, что при построении описанного программного комплекса строго соблюдается принцип разделения ответственности между отдельными программными модулями, каждый из которых обеспечивает минимально необходимый для его работы функционал. Так, программа *r11006* занимается исключительно информацией, поступающей от триггерной системы и временными штампами зарегистрированных событий, и ничего «не знает» об обработке

данных на конкретных измерительных установках. В свою очередь, задачу программы *r11001* составляет только сбор амплитудной информации от детекторов ливневой установки, но она не имеет ни самостоятельного доступа к триггерной системе и средствам измерения текущего времени, ни каких-либо сведений о том, к какому именно детектору относится данный информационный канал. Такое разделение обязанностей между отдельными элементарными программами обеспечивает относительную простоту функционирования и разработки каждой из них, а также легкость модификации всего программного комплекса при неизбежных изменениях измерительной системы, происходящих в процессе ее развития.

Программы *r11006* и *r11001* написаны на языке программирования высокого уровня C++ [277]. Архитектура обеих программ предусматривает возможность параллельного выполнения в одно и то же время нескольких независимых процессов, каждый из которых решает свою конкретную задачу: обеспечивает базовый функционал (управление аппаратной частью измерительной установки, сбор и сохранение ее данных); ожидает запросы на подключение от внешних программ-клиентов и отвечает на эти запросы, порождая очередной, независимый от родительского, серверный процесс; обслуживает подключение каждого клиента, транслируя ему необходимые блоки текущей информации. Для обмена информацией между отдельными процессами программ *r11006* и *r11001* используются механизмы разделяемых сегментов памяти и синхронизация доступа посредством семафоров операционной системы Linux [274].

Выходные файлы с результатами измерений *.dat*, которые создаются программами *r11006* и *r11001*, некоторое время хранятся непосредственно на диске управляющего измерительной установкой компьютера, а затем информация из них переносится на постоянное хранение в общую базу данных Тянь-Шаньской высокогорной станции. Ответственной за такой перенос является программа *r11002*, которая запускается автоматически (как правило, раз в сутки) и загружает в соответствующие таблицы базы данных информацию как о триггерных сигналах, так и об амплитудах сцинтилляционных импульсов в зарегистрированных событиях.

2.4.2 Информационный комплекс Тянь-Шаньской станции и база данных ливневой установки

Для хранения всей информации, полученной на измерительных установках Тянь-Шаньской высокогорной станции, а также результатов ее обработки, используется совокупность реляционных баз данных, которые образуют единый информационный комплекс ТШВНС и размещаются на отдельном, специально предназначенном для этой цели, компьютере. Ко всей хранящейся в базах информация обеспечивается доступ внешних пользователей по сети Интернет [257].

Система баз данных Тянь-Шаньской станции функционирует под общим управлением серверной программы PostgreSQL [278], к которой по локальной сети могут обращаться удаленные программы-клиенты с конкретными запросами на обработку данных: создание и модификацию внутренних таблиц базы, занесение в нее новых записей, выборку необходимой информации и т. п. операциями. Со стороны клиента все запросы к серверу формируются на специальном языке управления запросами к реляционным базам данных SQL [279] и передаются ему в текстовом виде через посредство низкоуровневой библиотеки языка C *libpq* (описание которой приводится, в частности, в документации [278]).

Как показано на рисунке 2.19, полученная в результате измерений на ливневой установке информация в конечном итоге поступает на постоянное хранение в базу данных *shescinti*; при этом информация о типе триггера помещается в таблицу *scintiellitr* этой базы, а данные о кодах сцинтилляционных амплитуд — в таблицу *scintielliamb*. Взаимное соответствие между содержащимися в обеих таблицах записями обеспечивается благодаря временным штампам, которые гарантированно совпадают друг с другом в записях, относящихся к одному и тому же событию.

Таблица *scintiellitr* содержит поля *datep*, *timeut*, *timelt* и *mark*, содержащие, соответственно, отметки даты, текущего времени регистрации события, величину «живого» времени и отметку типа триггера. Поля *datep* и *timeut* имеют тип даты и времени (см. [278]), поле *timelt* — целочисленное, а поле *mark* имеет текстовый тип. В состав таблицы *scintielliamb* входят аналогичные поля *datep* и *timeut*, служащие для хранения временного штампа записей, и три текстовых поля *amb1*, *amb2*, *amb3*, каждое из которых соответствует одному из трех модулей АЦП, обслуживающих в настоящее время многоканальную систему ливневой установки.

Каждое из трех полей *amb1*, *amb2*, *amb3* содержит текстовую распечатку, состоящую из разделенных пробелами 128-ми чисел — амплитудных кодов, которые были получены в информационных каналах данного модуля при регистрации ливневого события. Так же, как и в случае программы *r11001* (см. раздел 2.4.1), в таблице *scintielliamb* не содержится никаких сведений о взаимном соответствии между последовательностью чисел в распечатках полей *amb1*, *amb2*, *amb3* и конкретными детекторами ливневой установки.

Таким образом, в основу архитектуры рассматриваемой базы данных положен тот же принцип разделения ответственности, который был упомянут выше в разделе 2.4.1 применительно к программам управления: каждая из двух ее основных *физических* таблиц с результатами измерений содержит информацию, не зависящую от содержимого другой таблицы, а информация о распределении сцинтилляционных амплитуд в таблице *scintielliamb* не привязана жестко к реальным детекторам ливневой установки. Это обстоятельство облегчает модификацию *логической* организации данных, которая может потребоваться при последующих изменениях как в конфигурации ливневой установки, так и в аппаратном обеспечении системы сбора данных.

В качестве средства для более удобного отображения хранящейся в базе данных информации, широко применяется механизм т. н. представлений² [278, 279]. Как показано на рисунке 2.19, для случая базы *shescinti* представление с именем *scintiellidensi* объединяет в себе исходную информацию из обеих ее основных таблиц, *scintiellitrg* и *scintielliamb*. Это представление строится средствами языка *SQL*, и для пользователя базой выглядит как некая «виртуальная» таблица, к которой можно адресовать необходимые *SQL*-запросы обычным образом. Каждая запись о ливневом событии в представлении *scintiellidensi* содержит два поля временного штампа *datep* и *timeut*, поле *triggi* с меткой триггера и единое текстовое поле *amb*. В последнем находится объединенная распечатка амплитудных кодов, которые были получены во *всех* действующих информационных каналах многоканальной системы АЦП, независимо от их распределения по отдельным модулям. При этом, благодаря тому обстоятельству, что представление *scintiellidensi* не является раз и навсегда определенным объектом базы данных, а создается (средствами сервера PostgreSQL) программным образом при каждом *SQL*-запросе, правила его формирования можно легко изменять в зависимости от

²В англоязычной технической документации по реляционным базам данных для этого понятия применяется термин VIEW.

параметров текущего запроса, гибко подстраивая их, например, под различия в конфигурации ливневой установки на различных этапах ее развития.

2.4.3 Электронный журнал измерений

Как было показано на общей схеме рисунка 2.19, помимо описанных в предыдущем разделе 2.4.2 информационных таблиц с результатами регистрации ШАЛ на ливневой установке, в состав базы данных *shescinti* входят еще две таблицы: *scintiellijou* и *scintiellijouspe*. Эти таблицы образуют электронный журнал, в который заносятся записи об особенностях состояния измерительной системы на протяжении различных периодов ее эксплуатации.

Таблица *scintiellijou* служит для хранения всех данных, касающихся конфигурации установки на разных этапах ее развития, текущих настроек информационных каналов, которые обслуживают сцинтилляционные детекторы ливневой установки, и прочие сведения такого рода. В частности, именно в этой таблице содержатся индивидуальные для всех каналов установки значения настроечных коэффициентов a_{spc} , b_{spc} , a_{ms} , b_{ms} , t_{ms} , которые определяются экспериментально в процессе периодически повторяющихся калибровок измерительной системы, как это обсуждалось в разделах 2.2.5–2.3.1, и фигурируют в формулах (2.2) и (2.7).

Структура записей в таблице *scintiellijou* содержит два информационных поля: поле *datep*, в котором содержится дата создания данной записи, и текстовое поле *jou*, куда заносится содержательная информация электронного журнала. В свою очередь, текстовые записи в поле *jou* могут иметь структуру типа словаря, которая характеризуется наличием пар «ключ-значение»:

```
<идентификатор канала-1>:
{
<ключ-1>:<значение-1>
<ключ-2>:<значение-2>
...
}
<идентификатор канала-2>:
{
<ключ-1>:<значение-1>
```

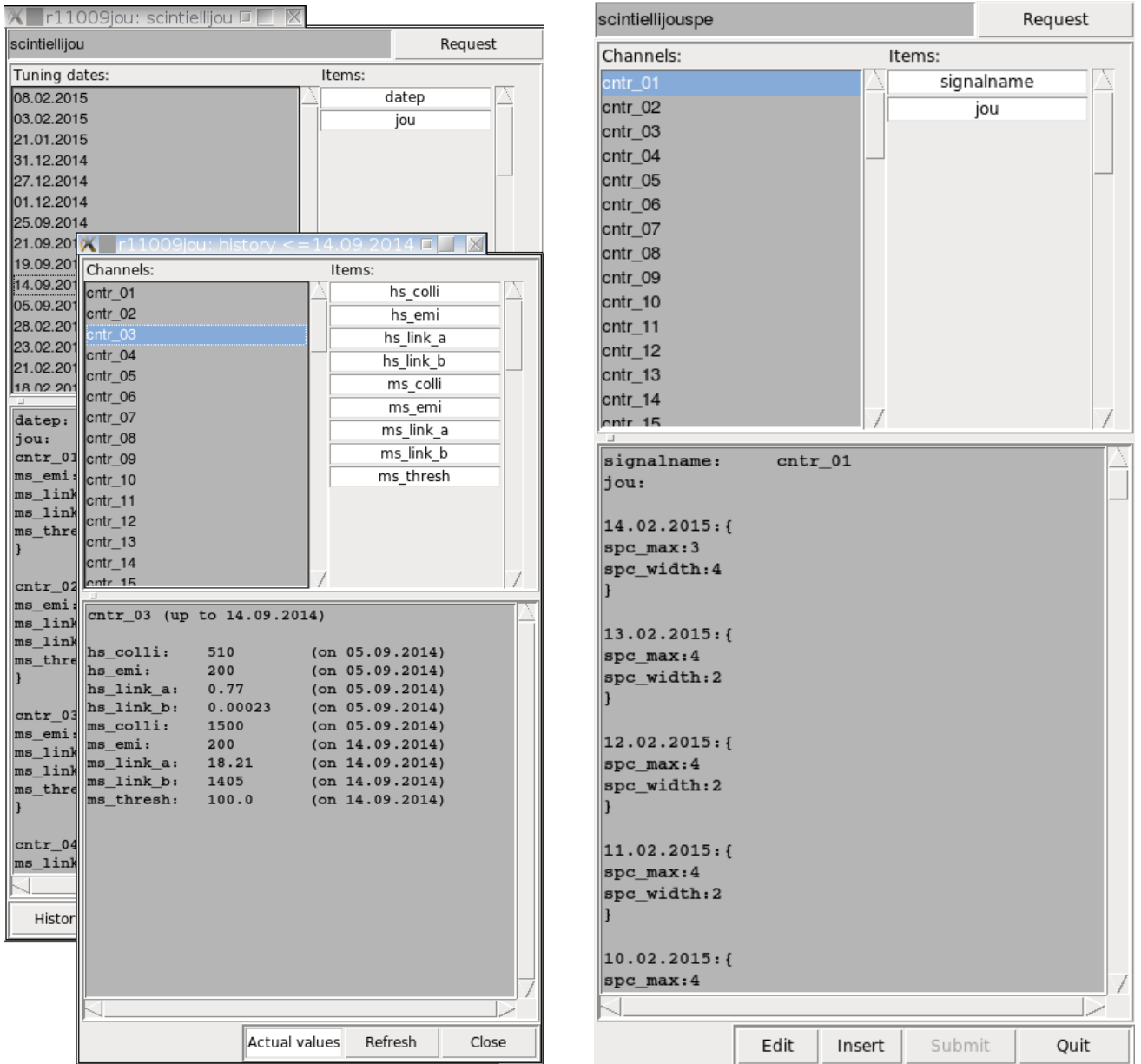


Рисунок 2.20 — Графические окна программ *scintiellijou* (слева) и *scintiellijouspe* для работы с электронным журналом ливневой установки. Окно программы *scintiellijou* открыто в режиме просмотра истории изменений.

<ключ-2> : <значение-2>

...

}

...

Комбинация «идентификатор канала/ключ» в записях поля *jou* задает тип определяемой величины (например, a_{ms}) для конкретного информационного канала (например, *cntr_01* — первый канал в подсистеме *CENTER*), которой в данной записи присваивается числовое значение. Такая формализованная структура журнальных записей облегчает их автоматизированный анализ и выборку содержательной информации о значениях калибровочных параметров, которые реализуются посредством специальных процедур, встроенных в программы обработки ливневых данных (см. далее раздел 2.4.6). Помимо подобных формализованных записей, поле *jou* может содержать и написанные в произвольном виде текстовые комментарии.

Аналогичная по своему внутреннему устройству таблица *scintiellijouspe* предназначена для хранения калибровочных параметров M_{spc} и σ_{spc} , которые регулярно определяются на основе амплитудных спектров фоновых сцинтилляций (см. соотношение (2.3) и его обсуждение в разделе 2.3.1), а затем вручную заносятся оператором в эту таблицу.

Для управления содержимым таблиц электронного журнала была разработана специальная программа-редактор *r11009* с графическим оконным интерфейсом. Как показано на рисунке 2.20, две разновидности этой программы — *r11009jou* и *r11009spe*, служат, соответственно, для визуального просмотра и редактирования таблиц *scintiellijou* и *scintiellijouspe*. Обе программы обеспечивают следующий функционал: просмотр записей в таблицах журнала с навигацией по идентификаторам информационных каналов либо по датам создания записей; редактирование существующих и создание новых записей, а также их удаление путем применения к базе данных механизма защищенных транзакций; просмотр истории изменений журнала и вывод текущих на любой определенный момент времени значений параметров с сортировкой журнальных записей либо согласно последовательности информационных каналов, либо по датам их создания/модификации.

2.4.4 Конфигурационная база данных

Помимо базы данных *shescinti*, которая служит для размещения полученной в результате измерений на ливневой установке экспериментальной информации, показанная на рисунке 2.19 общая структурная схема программного комплекса включает в себя еще одну базу — *confi*, предназначенную для описания конфигурации информационных каналов самой установки. В состав этой базы входят, в частности, таблица *confielliscinti*, где определены характеристики детекторов ливневой установки; таблица *confielliampli*, задающая соответствие между физическими детекторами установки и логическими информационными каналами программного комплекса; и таблица *confielliambi*, описывающая отображение логических информационных каналов на конкретные элементы многоканальной системы АЦП: номера модулей АЦП, подключенных к общей магистрали измерительной системы, и номера внутренних каналов в этих модулях. Подобное многоступенчатое описание структуры измерительной установки, основанное на комбинации из нескольких независимых таблиц, следует обсуждавшемуся выше принципу разделения ответственности между различными программными единицами информационной системы и облегчает модификацию необходимых настроек при изменениях в структуре экспериментального комплекса.

Записи в таблице *confielliscinti* содержат информационные поля, которые связаны с характеристиками конкретных детекторов ливневой установки: пара полей *signalnum* и *signalname* содержат уникальный номер каждого детектора и его содержательный текстовый идентификатор (последний используется, например, в разнообразных распечатках, которые формируются программами визуализации экспериментальных данных, см. ниже раздел 2.4.5), а поля *x*, *y*, *area* — координаты детектора в плоскости установки и площадь его сцинтиллятора. Несколько служебных полей, также входящих в эту таблицу, определяют расписание детекторов по каналам различных аппаратурных подсистем, которые необходимы для обеспечения их работы: номера регуляторов режима ФЭУ, номера каналов спектрометрической системы и т. п. информация.

В состав записей таблицы *confielliampli* входят поле *signalnum*, где содержатся уникальные номера ливневых детекторов; поле *signalident*, где номера детекторов комбинируются с идентификаторами амплитудных диапазонов *HS*

и *MS*, (см. раздел 2.2.1); и пара полей *ambnum/adcchannum*, посредством которых каждой комбинации «номер детектора/амплитудный диапазон» ставятся в соответствие два числа: номер модуля АЦП и внутренний номер конкретного преобразователя в этом модуле, которые обслуживают данный информационный канал. Взаимное соответствие между записями в таблицах *confielliscinti* и *confielliampli* обеспечивается по уникальным номерам детекторов установки, которые содержатся в полях *signalnum* обеих таблиц.

Таблица *confielliambi* предназначена для низкоуровневого описания структуры многоканальной системы АЦП. Входящие в состав этой таблицы поля *ambnum* и *adcchannum* задают номера конкретных модулей многоканальной системы АЦП и номера каналов АЦП в этих модулях (последние изменяются в пределах 1–128), а поля *chipnum* и *chipchannum* — номера соответствующих микросхем АЦП («чипов») и внутренних каналов преобразования в этих микросхемах (изменяются в пределах 1–8). Таким образом, на самом низком («физическом») уровне каждый канал многоканальной системы АЦП определяется комбинацией «номер модуля/номер микросхемы АЦП/номер канала в микросхеме», а взаимное соответствие между логическими информационными каналами, с которыми имеют дело программы обработки данных, и реальным распределением сигналов от ливневых детекторов по физическим аппаратным средствам системы АЦП устанавливается по комбинациям значений в полях *ambnum/adcchannum*, которые одновременно входят в состав таблиц *confielliampli* и *confielliambi*.

Информация из таблиц *confielliampli* и *confielliambi* используется в представлениях *confiellianihigh* и *confiellianimidi*, каждое из которых строится средствами языка *SQL* и включает в себя данные о распределении логических информационных каналов, относящихся к амплитудным диапазонам *HS* и *MS*, по внутренним каналам системы АЦП. Именно к этим представлениям обращаются (через посредство соответствующих *SQL*-запросов) программы обработки ливневых данных за необходимой для их функционирования информацией о конфигурации измерительной системы. Аналогично этому, информация о геометрических координатах сцинтилляционных детекторов в пространстве также используется программами обработки не напрямую из таблицы *confielliscinti*, но через посредство представления *confielligeo*, правила построения которого могут оперативно учитывать изменения во взаимной конфигурации детекторов на различных этапах развития ливневой установки.

Для просмотра и, при необходимости, редактирования содержимого основных таблиц конфигурационной базы данных может применяться представленная в разделе 2.4.3 программа *r11009*.

2.4.5 Визуализация данных ливневой установки

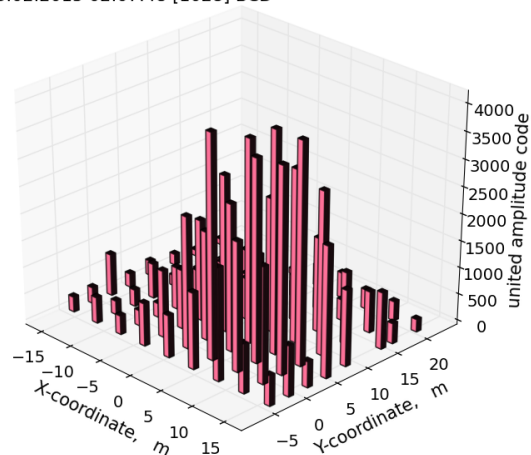
Согласно структурной схеме рисунка 2.19, в состав программного комплекса по управлению многоканальной системой АЦП входит программа *r11007*, которая обеспечивает визуальное отображение и первичный анализ распределений амплитуды сигналов среди детекторов ливневой установки и может использоваться как непосредственно во время измерений, так и в режиме *offline*. Для отображения *online*-информации о текущем сеансе измерений программа *r11007* подключается к управляющему в данный момент системой сбора данных процессу *r11001* через один из сетевых сокетов TCP, как это показано на рисунке 2.19. При этом возможно одновременное подключение к одному и тому же управляющему процессу сразу нескольких экземпляров программы *r11007*, причем эти программы-клиенты могут выполняться параллельно друг другу, работать в разных режимах и запускаться на различных компьютерах в локальной сети Тянь-Шаньской станции. При работе в режиме *offline* программа *r11007* запрашивает исходную информацию из общей базы данных о зарегистрированных ливневых событиях, где хранятся записи об уже проведенных измерениях.

При любом варианте своего запуска в момент начала работы программа *r11007* формирует ряд запросов к конфигурационной базе данных *confi* (см. раздел 2.4.4), выбирая хранящиеся там сведения о взаимном соответствии между информационными каналами системы АЦП и сигналами диапазонов *HS* и *MS* для конкретных ливневых детекторов, а также информацию о пространственном расположении детекторов ливневой установки. Вся полученная из базы *confi* информация об актуальной конфигурации измерительной системы немедленно сохраняется в виде файла *r11007.cache* на локальном диске того компьютера, где выполняется данный экземпляр программы *r11007*, так что при последующих запусках других экземпляров этой программы на том же компьютере необходимая им конфигурационная информация может быть считана из локального файла, без непосредственного обращения к базе данных.

```
23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
CENTER: high sensitivity
cntr_01 253 778 301 281 650 309 258 482 789 263
cntr_11 288 350 1882 1106 1250 800 2900 2024 2452 791
cntr_21 3752 2728 167 1425 4095 3738 2408 2093 4095 3803
cntr_31 2167 925 2436 485 948 568
CENTER: midi sensitivity
cntr_01 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
cntr_11 0 0 28 0 0 0 40 0 14 0
cntr_21 87 22 41 0 234 28 22 4 89 45
cntr_31 8 0 14 0 0 0
```

Center Pristo Goto IdnNum eXit/Quit

23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD

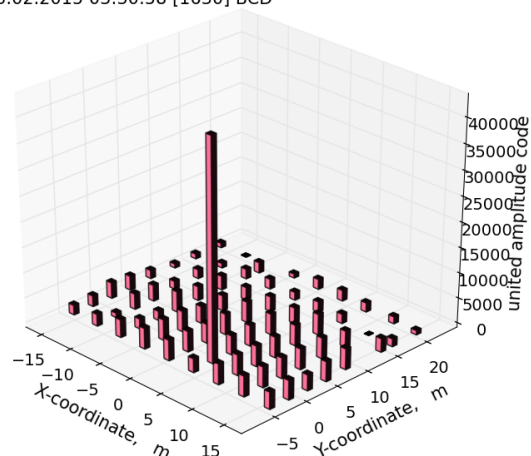


max: 4140; sum: 82843

```
23.02.2015 03:30:58 [1630] BCD
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
CENTER: high sensitivity
cntr_01 2814 3120 2122 1889 3168 3069 885 2345 4095 1829
cntr_11 1983 3514 3381 4095 4095 4095 4095 3776 4095 4095
cntr_21 4095 3786 4095 2751 4095 4095 4095 4095 4095 4095
cntr_31 4095 4095 3936 3129 3853 3380
CENTER: midi sensitivity
cntr_01 18 27 0 0 8 29 0 0 72 0
cntr_11 18 31 298 235 144 152 531 295 486 262
cntr_21 857 549 1026 482 726 1434 794 594 484 726
cntr_31 586 248 132 24 66 38
```

Center Pristo Goto IdnNum eXit/Quit

23.02.2015 03:30:58 [1630] BCD

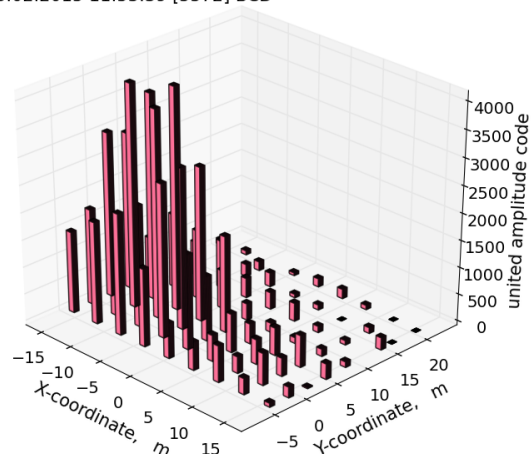


max: 43540; sum: 241845

```
23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
CENTER: high sensitivity
cntr_01 253 778 301 281 650 309 258 482 789 263
cntr_11 288 350 1882 1106 1250 800 2900 2024 2452 791
cntr_21 3752 2728 167 1425 4095 3738 2408 2093 4095 3803
cntr_31 2167 925 2436 485 948 568
CENTER: midi sensitivity
cntr_01 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
cntr_11 0 0 28 0 0 0 40 0 14 0
cntr_21 87 22 41 0 234 28 22 4 89 45
cntr_31 8 0 14 0 0 0
```

Center Pristo Goto IdnNum eXit/Quit

23.02.2015 11:53:39 [5572] BCD



max: 4095; sum: 64213

Рисунок 2.21 — Распечатка текущей информации в текстовом (слева) и графическом окнах запущенной в интерактивном режиме программы *r11007*. Показанные результаты представляют собой распределение выраженной в кодах АЦП интенсивности сцинтилляционного сигнала среди детекторов центрального «ковра» ливневой установки для трех событий ШАЛ.

Как при непосредственном доступе к ливневой информации текущего сеанса измерений, так и при выборке информации об уже зарегистрированных событиях из базы данных, возможны несколько вариантов работы программы *r11007*. В интерактивном текстовом режиме для каждого очередного события программа формирует распечатку полученных от многоканальной системы АЦП кодов, которая немедленно выводится на текстовый экран того же компьютера, на котором была запущена программа *r11007*. Значения кодов амплитуды в этой распечатке рассортированы по определенным группам детекторов ливневой установки, отдельным детекторам групп и по сигналам амплитудных диапазонов *HS* и *MS*, относящимся к каждому из детекторов. Примеры таких распечаток, которые были сформированы для трех ливневых событий, показаны в левой колонке на рисунке 2.21. Как следует из этого рисунка, в текстовом варианте распечатки данных предоставляются средства для переключения между различными группами отображаемых детекторов, а при работе в режиме *offline*, с доступом к «готовой» информации из базы данных, — также и средства навигации по всему доступному набору зарегистрированных событий. Наглядное представление о пространственном распределении плотности потока частиц в ливневых событиях можно получить, используя интерактивный графический режим работы программы *r11007*, как это показано на примерах в правой колонке рисунка 2.21. В графическом режиме визуализации вместо исходных кодов системы АЦП отображаются объединенные коды амплитуд, полученные в результате «сшивки» относящихся к диапазонам *HS* и *MS* данных согласно методике, которая была описана в разделе 2.2.5. Как и в варианте с текстовым режимом, при работе в графическом окне программы *r11007* предоставляется возможность навигации по набору данных о зарегистрированных событиях.

Последний, неинтерактивный режим работы программы *r11007* используется, как правило, при ее непосредственном подключении к управляющему измерениями процессу *r11001*. В этом режиме для каждого зарегистрированного события информация, поступившая от всех детекторов ливневой установки, анализируется в полном объеме, а вместо текстовой распечатки отдельных кодов АЦП для каждого из детекторов формируются несколько таблиц спектров, в которых отображается частота попадания относящихся к диапазонам *HS* и *MS* кодов в какой-либо интервал их возможных значений. Распечатка таких спектров, которые удобны для быстрой диагностики и контроля за качеством работы отдельных каналов ливневой установки, сохраняется в постоянно обновляемом текстовом

файле, который создается программой *r11007* на локальном диске компьютера. В свою очередь, содержимое этого файла может выводиться на одну из страниц web-сайта Тянь-Шаньской станции через посредство специальной вспомогательной программы *tsttcp*, которая обеспечивает взаимодействие между компьютером системы сбора данных и управляющей сайтом программой-сервером.

Программа *r11007* написана на языке высокого уровня Python [280, 281], для ее работы в интерактивном текстовом режиме необходима связанная с этим языком библиотека *ncurses* [282, 283], которая обеспечивает управление текстовой консолью Linux. Поддержка отображения информации в интерактивном графическом режиме обеспечивается встроенными в язык Python программными библиотеками *Tkinter* [281, 284] и *Matplotlib* [285].

2.4.6 Определение характеристик ШАЛ и визуализация ливневых параметров

Окончательная обработка информации о зарегистрированных ливневых событиях — определение параметров ШАЛ согласно процедуре, описанной в разделах 2.2.5, 2.3.1, 2.3.3 и 2.3.4, — производится программой *r11011*. Эта же программа позволяет отображать, в текстовой или графической форме, все промежуточные результаты, относящиеся к расчету пространственного распределения плотности потока частиц и определению ливневых параметров, которые получаются на различных этапах обработки исходных данных. Такая возможность визуального отображения текущей информации непосредственно в процессе расчетов полезна при отладке алгоритмов, а также может использоваться для быстрого контроля за качеством работы всей системы ливневых детекторов. Примеры формируемых программой *r11011* распечаток представлены на рисунке 2.22.

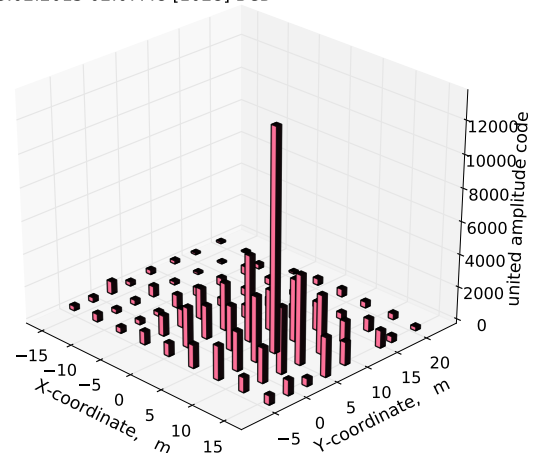
Как следует из структурной схемы рисунка 2.19, исходные данные для своей работы — массив кодов АЦП, характеризующих распределение амплитуды сцинтилляционного сигнала среди детекторов ливневой установки, программа *r11011* получает через посредство представления *scintiellidensi* из базы данных *shescinti*, в которую эта информация поступает непосредственно от управляющих процессом измерений программ *r11001/r11002*, обсуждавшихся в разделах 2.4.1 и 2.4.2.

```

23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD 6.3 4.2 2.5e+06 0.94 35.6
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9
UNIFIED_BINARY_CODE:
cntr_01 253 778 301 281 650 309 258 482 789 263
cntr_11 288 350 1882 1106 1250 800 2900 2024 2452 791
cntr_21 5275 2728 1250 1425 13458 4013 2408 2093 5480 4064
cntr_31 2167 925 2436 485 948 568 275 205 109 106
prst_05 197 128 98 72 514 467 494 286 468 437
prst_15 400 105 774 552 270 394 2485 842 362 475
prst_25 3806 1757 389 362 3620 1345 773 362 1421 1061
prst_35 378 233
PARTICLES_NUMBER:
cntr_01 640 1524 772 590 1580 753 446 1307 2197 682
cntr_11 739 805 3751 2932 2487 1587 7716 8071 6522 2092
cntr_21 21076 7258 2487 2837 26903 10683 6404 4173 14596 10819
cntr_31 8643 2450 9719 1915 3767 2247 1058 513 386 374
prst_05 492 308 342 476 1337 1212 1926 1094 1822 1132
prst_15 1550 246 3046 2158 688 1526 6593 3318 932 1233
prst_25 10117 4652 1004 1398 9620 5330 2028 1398 3755 2796
prst_35 974 588
Goto IdnNum eXit/Quit

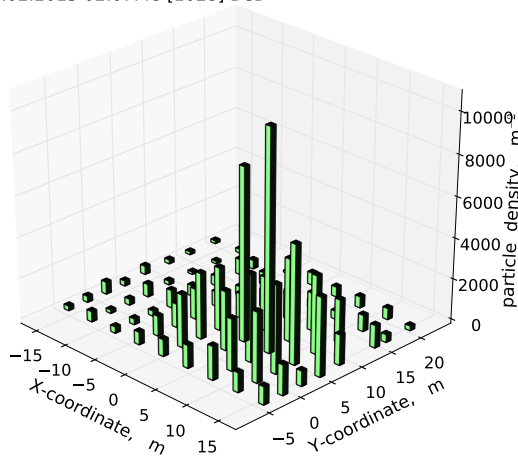
```

23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD



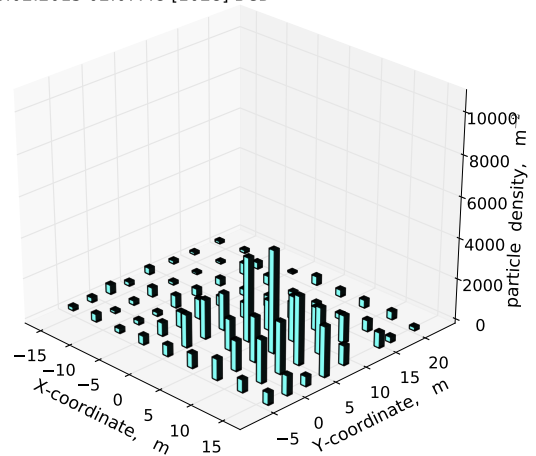
max: 13458; sum: 92702

23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD



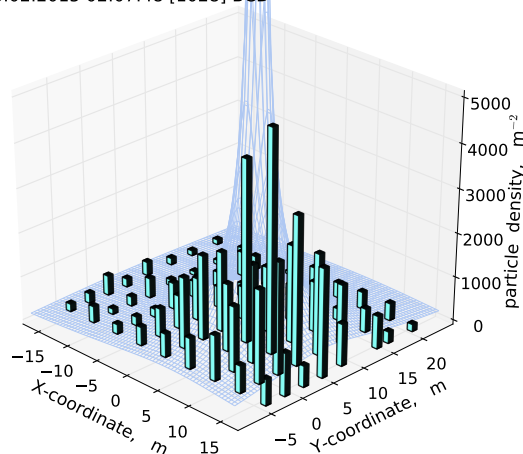
max: 10762; sum: 103245

23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD



max: 5035; sum: 61163; shower: 6.3 4.2 2.5e+06 0.94 35.6

23.02.2015 02:07:48 [1028] BCD



max: 5035; sum: 61163; shower: 6.3 4.2 2.5e+06 0.94 35.6

Рисунок 2.22 — Визуализация данных о событии ШАЛ в процессе его обработки программой *r11011*. Слева вверху: текстовая распечатка распределения объединенных кодов амплитуды сигнала и плотности потока частиц; справа вверху — пространственное распределение амплитуды в детекторах. В середине: распределение плотности потока частиц до (слева) и после (справа) введения поправки на переходной эффект. Внизу: аппроксимация распределения плотности потока частиц функцией НКГ для определения параметров ШАЛ.

Помимо этого, из таблиц электронного журнала *scintiellijou* и *scintiellijouspe* (см. раздел 2.4.3) запрашиваются записи, относящиеся к тому периоду времени, на который приходится рассматриваемое событие, а из таблиц конфигурационной базы данных *confi* — актуальные для этого периода сведения о взаимном соответствии между информационными каналами системы АЦП и конкретными детекторами ливневой установки, а также пространственные координаты детекторов. Сразу после выполнения запросов к базе вся вспомогательная информация о текущей конфигурации установки сохраняется в локальном файле *r11011.cache* для ее использования при обработке последующих событий, относящихся к тому же временному периоду измерений.

Вся полученная из базы данных информация используется программой *r11011* для определения значений плотности потока частиц, наблюдавшейся в пунктах расположения детекторов в момент прохождения рассматриваемого ШАЛ. Эти расчеты производятся по алгоритмам, которые последовательно рассматривались выше в разделах 2.2.5, 2.3.1 и 2.3.3, а для их реализации применяются процедуры из математической библиотеки *numpy* [286]. На следующем этапе вычислений производится аппроксимация экспериментального распределения плотности функциями Нишимуры-Каматы-Грейзена, в согласии с процедурой, обсуждавшейся в разделе 2.3.4. В ходе аппроксимации для основных параметров функции НКГ (x_0, y_0, s, N_e) подбираются такие значения, которые бы наилучшим образом (в смысле минимальной величины для суммы квадратов отклонений χ^2 , см. формулу (2.13)) согласовывались с результатами измерения плотности потока частиц в пунктах расположения ливневых детекторов, и именно этот набор значений (x_0, y_0, s, N_e) принимается в качестве основных характеристик данного ливня. Процесс аппроксимации основан на итеративном методе последовательных приближений и ведется согласно известному алгоритму Нелдера-Мида [270]. Для этой цели программа *r11011* использует реализацию этого алгоритма из пакета научных расчетов *scipy.optimize* [271]. Полученные в результате оценки для параметров ШАЛ загружаются в особую таблицу базы данных *shescinti*.

2.4.7 Библиотеки программных модулей и общая архитектура программного комплекса

Многие из упомянутых выше программ, которые применяются для обслуживания ливневой установки на Тянь-Шаньской высокогорной станции и для обработки поступающей от нее информации, совершают в процессе своей работы одни и те же однотипные действия. Так, обе взаимодействующие непосредственно с аппаратной частью программы *r11001* и *r11006* используют специальные процедуры для управления сигналами на общей магистрали измерительной системы: формирование команд для подключенных модулей и обработку реакции этих модулей на обращенные к ним запросы. Обе эти программы применяют одинаковые средства для анализа содержимого конфигурационных файлов, для записи результатов измерений на диск управляющего компьютера, для поддержки информационного обмена с подключенными к ним внешними процессами-клиентами и для прочих подобных задач. Высокоуровневые программы обработки и визуализации ливневых данных *r11007* и *r11011* используют одинаковые процедуры для выборки исходной информации о зарегистрированных ШАЛ из базы данных *shescinti* и ее распаковки в числовой вид, методы для получения сведений о текущей конфигурации измерительной системы из базы *confi*, а также сходные функции визуального представления информации в табличной или графической форме. Согласно общим принципам разработки программного обеспечения, описания подобных повторяющихся действий рекомендуется выносить в отдельные программные модули — т. н. библиотеки, которые могли бы совместно использоваться всеми нуждающимися в них программами. Общая структура встраиваемых программных модулей-библиотек, которые применяются в процессе обработки ливневых данных на Тянь-Шаньской станции, проиллюстрирована схемами рисунка 2.23.

На верхней схеме рисунка 2.23 показана совокупность программных модулей, которые используются для управления аппаратурой в процессе сбора данных от сцинтилляционных детекторов ливневой установки. Как видно на этом рисунке, в основе всего комплекса лежат два библиотечных модуля — *shloader* и *shtcpier*, в которых содержатся максимально низкоуровневые (и, соответственно, наиболее универсальные) процедуры для управления информационными

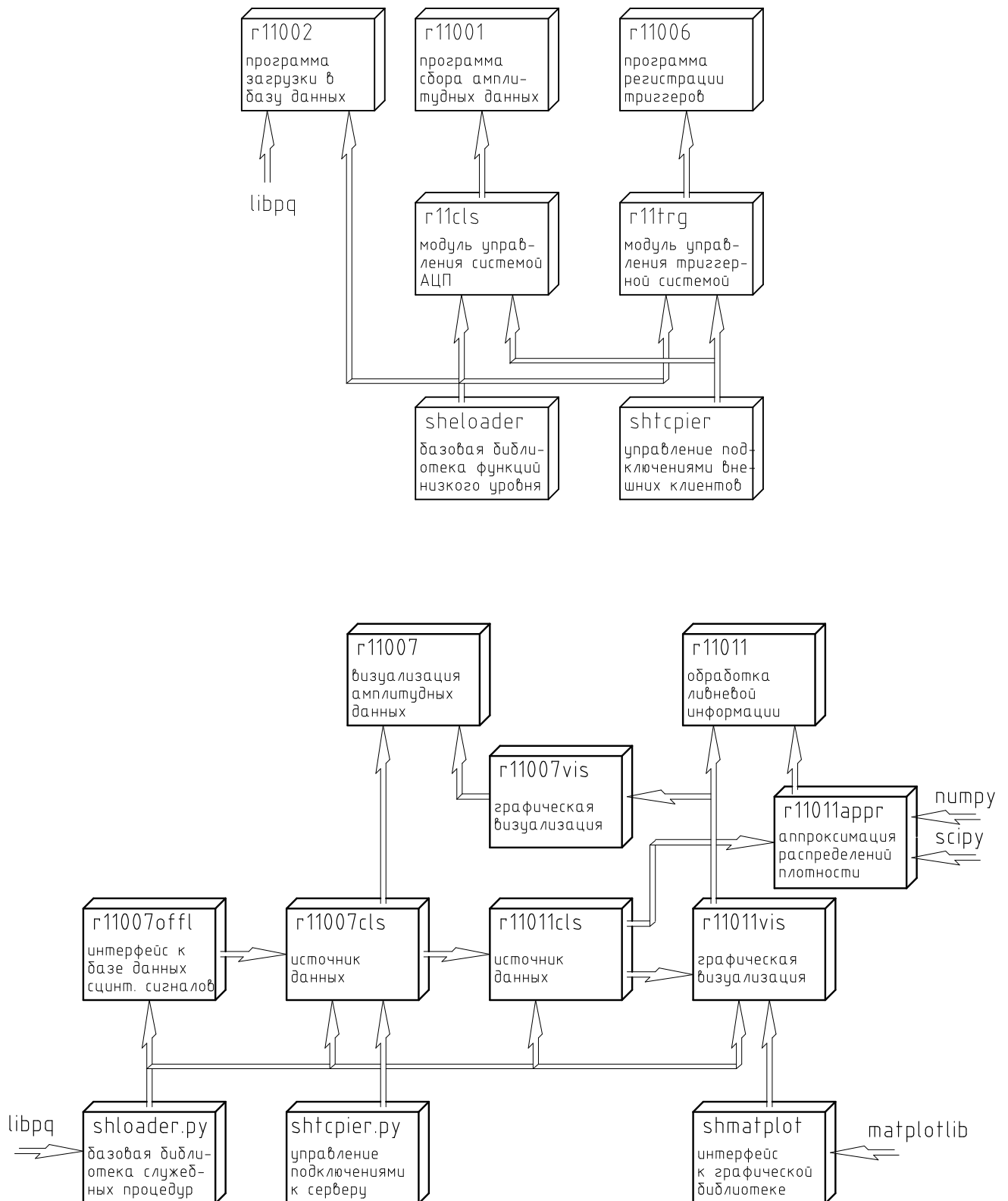


Рисунок 2.23 — Модульная структура программного комплекса для работы с ливневыми данными. Вверху — программы управления измерительной установкой (язык C++), внизу — программы online и offline визуализации и обработки зарегистрированных событий (язык Python). Стрелки отражают отношение «используется в».

потоками во время измерений. Так, модуль *shloader* включает в себя процедуры для поддержки таких базовых функций, как работа с конфигурационными файлами при запуске программ и двусторонний обмен данными с контроллером магистрали измерительной системы, а также разнообразные служебные процедуры для специализированной обработки текстовых строк: их форматирования, разбиения, преобразования текстового содержимого в числовую форму и т. п. Модуль *shtcpier* содержит программный объект («класс» в терминологии объектно-ориентированных языков программирования, таких как C++ и Python), который используется для открытия дополнительного информационного канала при запросе на подключение к управляющей программе внешних процессор-клиентов, для контроля за обменом информацией между серверным и клиентским процессами по сетевому протоколу TCP/IP, а также для корректного закрытия сетевого соединения, которое может быть инициировано как клиентом, так и сервером.

На более высоком уровне абстракции универсальные процедуры, входящие в состав двух библиотечных модулей, используются внутри более специализированных модулей *r11cls* и *r11trg*, каждый из которых содержит совокупность программных объектов-классов, предназначенных для управления конкретными аппаратными подсистемами измерительной установки: многоканальной системой АЦП и системой генерации ливневого триггера. В конце концов, внутренние объекты модулей *r11cls* и *r11trg* используются в составе завершенных программ *r11001* и *r11006* (см. раздел 2.4.1), которые реализуют полноценное управление измерительным процессом: инициализацию измерений, отслеживание ливневых событий, сохранение собранной информации и т. п. операции.

Помимо программ управления измерениями, служебные процедуры библиотеки *shloader* используются в программе загрузки информации в базу данных *r11002*. Наряду с библиотекой *shloader* эта программа использует специализированную системную библиотеку *libpq* для поддержки информационного обмена с сервером баз данных PostgreSQL [278].

Еще более высокоуровневый этап в обработке поступающей от системы сбора данных информации представляет собой отображение зарегистрированных ливневых событий в текстовой или графической форме, для чего предназначена программа *r11007* (см. раздел 2.4.5). Структура модулей, которые используются в этой программе, показана на нижней схеме рисунка 2.23.

На самом базовом уровне служащего для визуализации ливневых событий программного комплекса, основные компоненты которого написаны на языке Python, лежат Python-версии библиотек *shloader.py* и *shtcpier.py*, которые здесь играют ту же роль, что в программах управления аппаратурой сбора данных: библиотека *shloader.py* содержит наиболее универсальные служебные процедуры и классы, которые могут использоваться в большинстве прочих программ, а библиотека *shtcpier.py* — средства для надежного обмена информацией между клиентским и серверным процессами.

Классы и процедуры из библиотеки *shloader.py* используются в модулях следующего уровня, *r11007cls* и *r11007offl*. Первый из этих модулей, *r11007cls*, содержит базовый объект-источник данных, который служит для представления ливневых событий в виде числовой таблицы, упорядоченной по амплитудным диапазонам конкретных детекторов. Исходную информацию для своей работы — неотсортированный массив двоичных кодов в каналах системы АЦП, объект-источник может получить либо непосредственно от управляющего измерениями экземпляра программы регистрации *r11001*, подключившись к нему через один из сокетов сетевого интерфейса, либо запросив выборку уже зарегистрированных ранее событий из базы данных. В последнем случае запрос к базе формируется с помощью некоторой функциональной надстройки над стандартным объектом-источником, в которой инкапсулируется вся специфика взаимодействия с внешней базой данных о ливневых событиях. Для такой надстройки используется механизм наследования классов языка Python, а реализующий ее производный класс располагается в отдельной программной единице — модуле *r11007offl* (от «offline»). Независимо от типа исходной информации, ее распаковка и преобразование к виду отсортированной числовой таблицы производится с помощью одних и тех же методов базового объекта, которые описаны в модуле *r11007cls*.

В свою очередь, функциональные возможности объектов-источников данных *r11007cls/r11007offl* наследуются производным от них классом *r11011cls*, который размещается в одноименном модуле и используется в программе обработки и визуализации ливневых событий *r11011* (см. раздел 2.4.6). Поскольку для работы последней программы необходимы сведения о пространственном расположении детекторов ливневой установки и об актуальных настройках информационных каналов системы АЦП, объект-источник данных из модуля *r11011cls* расширяет функционал своих «родителей» добавлением специальных запросов к

базе-журналу текущих настроек АЦП (раздел 2.4.3) и к базе данных по общей конфигурации ливневой системы (раздел 2.4.4). Используя полученную из этих баз информацию, объект-источник данных из модуля *r11011cls* вычисляет значения плотности потока частиц в пунктах расположения детекторов по соответствующим кодам АЦП. Эти вычисления производятся автоматически для каждого очередного события перед его передачей последующим программам обработки.

Помимо библиотечных модулей *shloader.py* и *shtcpier.py* на базовом уровне структурной схемы рисунка 2.23 отмечен третий подобный модуль, *shmatplot*, который служит локальным интерфейсом к внешней библиотеке программ научной графики *Matplotlib* [285]. Компоненты этой библиотеки используются в двух модулях графической визуализации данных о ливневых событиях: модуле *r11011vis*, который применяется в программе *r11011* для представления результатов обработки ШАЛ, и в наследующем ему модуле *r11007vis*, служащим для отображения пространственного распределения кодов АЦП среди детекторов ливневой установки (см. примеры на рисунках 2.21 и 2.22). В обоих случаях исходная информация для отображения на графиках поступает от объектов-источников данных, входящих в состав модулей *r11007cls/r11007offl/r11011cls*.

Математическая обработка ливневой информации и определение параметров ШАЛ путем аппроксимации пространственного распределения плотности ливневых частиц функциями НКГ производятся процедурами, которые сгруппированы в отдельном программном модуле *r11011appr*. Для эффективного проведения вычислений в своей работе эти программы используют средства внешних библиотек обработки числовой информации: *scipy* [271] и *numpy* [286].

2.4.8 Управление вспомогательными измерениями: интенсиметр и спектрометр

Как это обсуждалось в разделе 2.2.1 и проиллюстрировано рисунком 2.4, обслуживание ливневой установки Тянь-Шаньской станции включает в себя регулярные измерения суммарной интенсивности фоновых сцинтилляций и их амплитудного спектра, по отдельности для каждого из ливневых детекторов. Эти сведения необходимы как для контроля за корректностью работы установки на протяжении длительных периодов ее эксплуатации, так и для калибровки

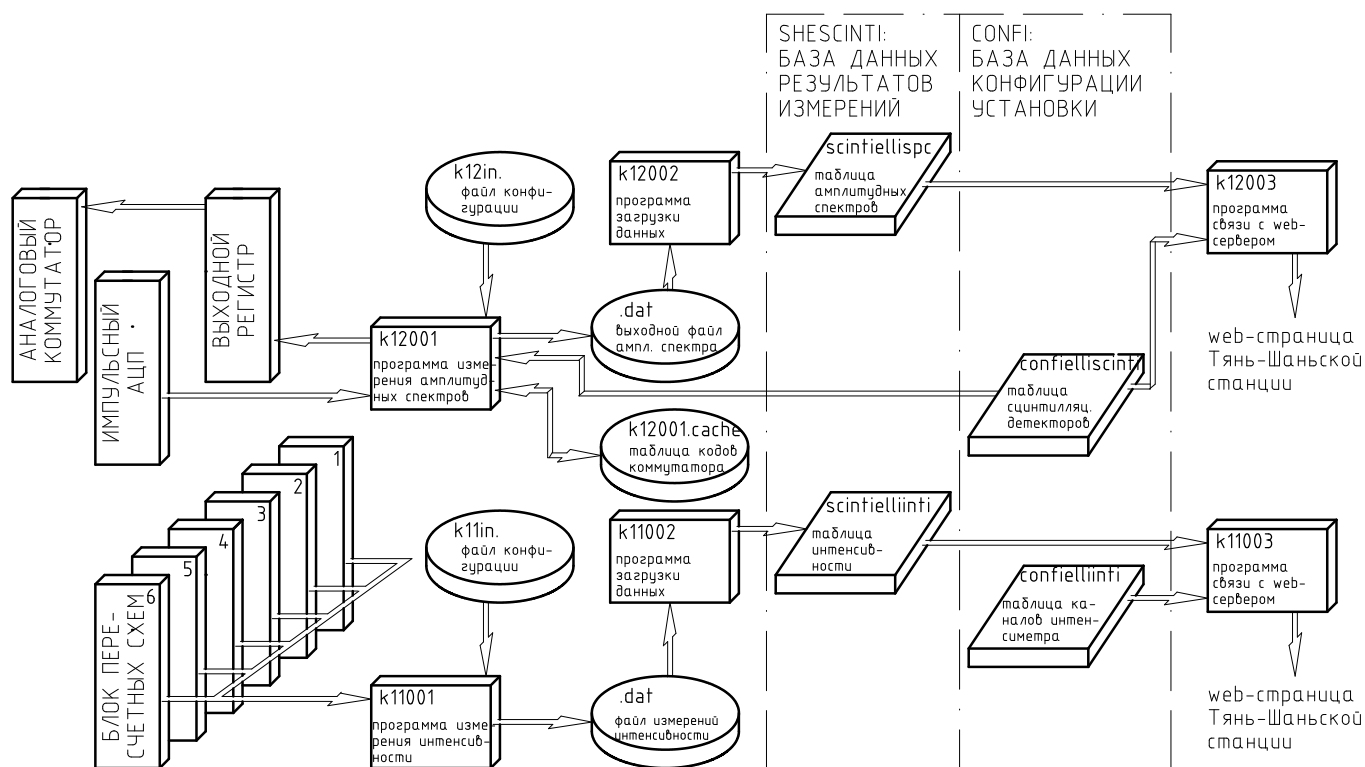


Рисунок 2.24 — Структурная схема программного комплекса для управления вспомогательными измерениями.

показаний сцинтилляционных детекторов. Необходимая для таких *вспомогательных* измерений электронная аппаратура рассматривалась выше, соответственно, в разделах 2.2.3 и 2.2.4. Предмет настоящего параграфа составляет программное обеспечение, которое используется для управления этими подсистемами ливневой установки.

Общая структурная схема программно-информационного комплекса для поддержки вспомогательных измерений показана на рисунке 2.24. Как видно на этом рисунке, напрямую с аппаратурой взаимодействуют только две программы: программа-интенсиметр *k11001* и программа-спектрометр *k12001*. Первая из этих программ занимается считыванием количества импульсных сигналов от ливневых детекторов, которое накопилось в отдельных каналах пересчетных блоков измерительной системы на протяжении очередной экспозиции. Программа-спектрометр *k12001* выполняет две функции: во-первых, она управляет многоканальным аналоговым коммутатором, подключая поочередно сигналы всех сцинтилляционных детекторов ко входу импульсной схемы АЦП (см. раздел 2.2.4), и, во-вторых,

обеспечивает автоматический набор амплитудного спектра импульсов для подключенного детектора.

Обе программы непосредственного управления аппаратурой, как *k11001*, так и *k12001*, написаны на языке C++ и имеют одинаковую структуру: при запуске они считывают набор необходимых для своей работы конфигурационных параметров из текстовых файлов, соответственно *k11in.* и *k12in.*, а полученную от электронных узлов измерительной системы информацию записывают в файлы на диске управляющего процессом измерений компьютера. Периодически (как правило, один-два раза в сутки) локально сохраненная информация переносится в базу данных *shescinti* (см. раздел 2.4.2), где она помещается в две специальные таблицы для дальнейшего использования: в таблице *scintielliinti* хранятся измерения интенсивности, а в таблице *scintiellispc* — данные по амплитудным спектрам. Ответственной за перенос результатов измерений в базу данных является пара вспомогательных программ: *k11002* и *k12002*.

Хранящаяся в базе данных информация об интенсивностях и амплитудных спектрах фоновых сцинтилляций может выводиться на соответствующие страницы сайта Тянь-Шаньской станции, в табличной или графической форме, с помощью другой пары служебных программ: *k11003* и *k12003*. Эти программы взаимодействуют по сети непосредственно с управляющей web-сайтом программой-сервером Apache [287], принимая от него запросы на предоставление необходимого фрагмента информации, формируя, в свою очередь, необходимые запросы на языке SQL к серверу базы данных PostgreSQL [278], распаковывая полученную из базы информацию и отправляя ее web-серверу Apache в виде, который требуется для правильного отображения данных на web-странице. Пример сформированной программами *k11003* и *k12003* информационной выдачи показан на рисунке 2.25. Обе программы *k11003* и *k12003* написаны на языке Python, а для эффективного обмена информацией с web-сервером используют модуль *cgi* из стандартной библиотеки этого языка [281, 288].

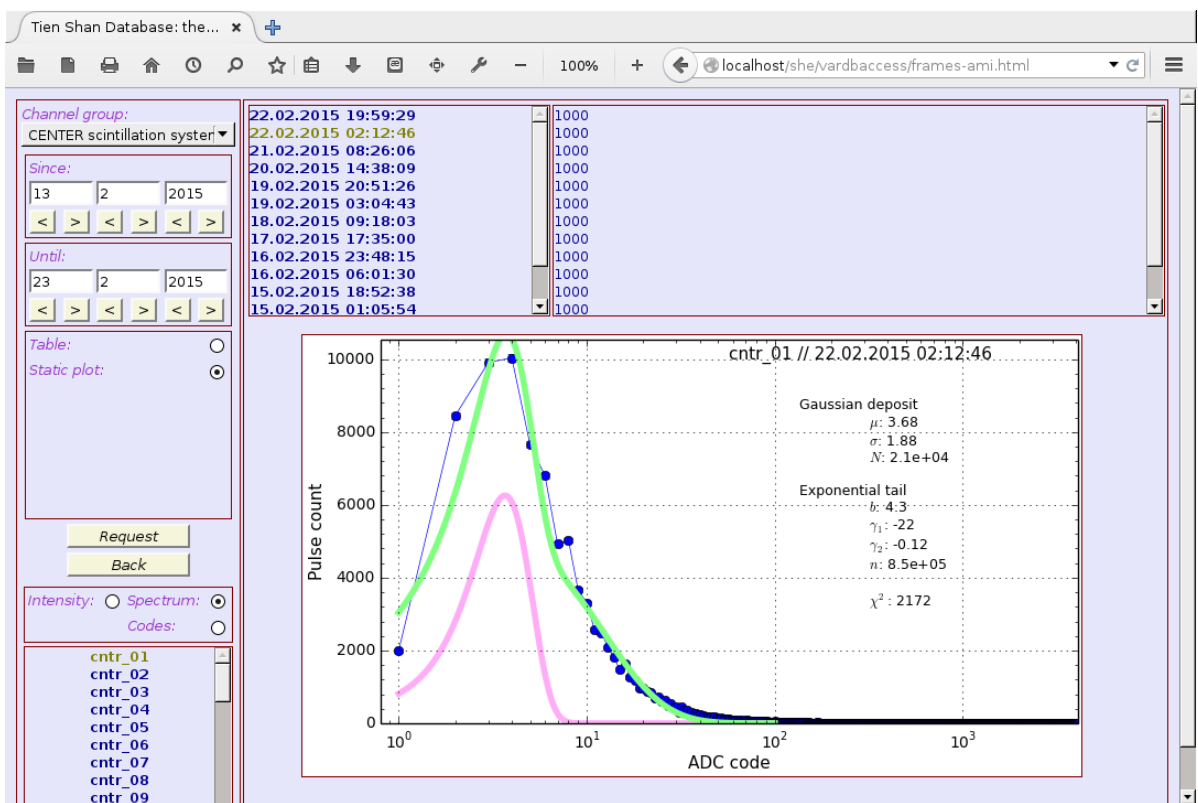
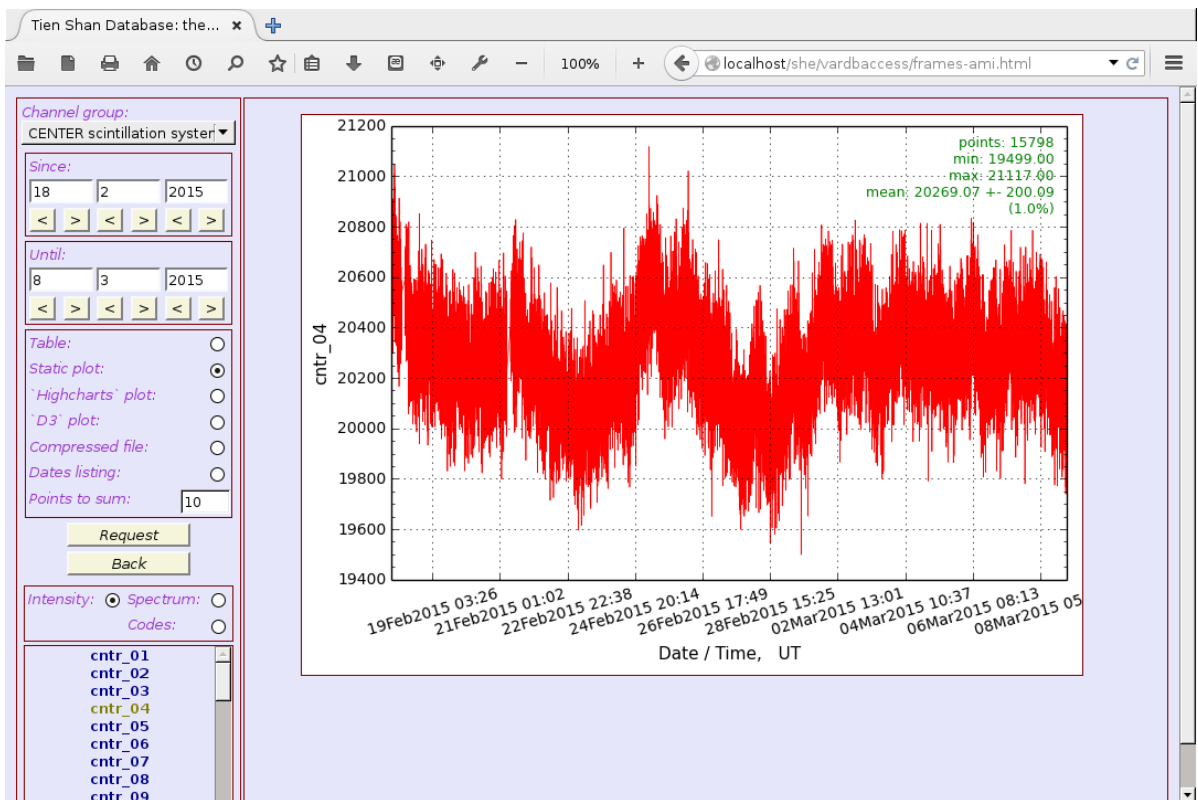


Рисунок 2.25 — Результаты вспомогательных измерений, представленные через посредство программ *k11003* и *k12003* на сайте Тянь-Шаньской станции: временной график интенсивности сцинтилляционных сигналов для одного из детекторов ливневой установки (вверху) и амплитудный спектр фоновых сцинтилляций (внизу).

2.5 Результаты тестовых измерений

2.5.1 Спектр ШАЛ по числу частиц

После завершения основных работ по монтажу новой ливневой установки на Тянь-Шаньской высокогорной станции, в 2015–2017 гг на ней были проведены две серии тестовых измерений продолжительностью по 6–7 месяцев каждая, целью которых была проверка, на примере реальных событий ШАЛ, адекватности принятых при модернизации экспериментального комплекса технических идей и корректности алгоритмов обработки поступающей от него информации. Суммарное живое время работы ливневой установки в течение тестовых измерений составляет ~ 6500 часов. На протяжении этого периода для регистрации ШАЛ использовались сигналы 72-х ливневых детекторов, которые образуют сцинтилляционный «ковёр» подсистемы *CENTER* (см. раздел 2.1.1); при этом на многоканальной системе АЦП регистрировалась данные двух амплитудных диапазонов, *HS* и *MS*, но отсутствовала информация о направлениях прихода ШАЛ.

Результаты тестовых измерений, которые касаются основной характеристики ШАЛ — размера ливня, то есть общего количества составляющих ливень заряженных частиц N_e , — представлены на рисунке 2.26 в виде интегрального спектра зарегистрированных событий по числу N_e . На верхнем графике этого рисунка точками показаны спектры, построенные по данным старой ливневой установки Тянь-Шаньской высокогорной станции, которые были получены в 1986–1988 гг при проведении эксперимента *Hadron* [70], и в 1996–1998 гг — в период совместной работы этой установки с Тянь-Шаньским нейтронным супермонитором 18НМ64 [289]. Помимо этого, сплошной линией на графике отмечена аппроксимация интегрального спектра по N_e из относящейся к 2013 году работы [290]. Последний спектр был получен на ливневой установке *GAMMA*, которая размещалась на горе Арагац, на той же высоте над уровнем моря, что и Тянь-Шаньская станция, и была построена на базе однотипных с Тянь-Шаньской установкой сцинтилляционных детекторов.

На нижнем графике рисунка 2.26 на эти же, относящиеся к прежним экспериментам, интегральные спектры по размеру ШАЛ наложены соответствующие точки измерений на новой ливневой установке. Видно, что в случае больших

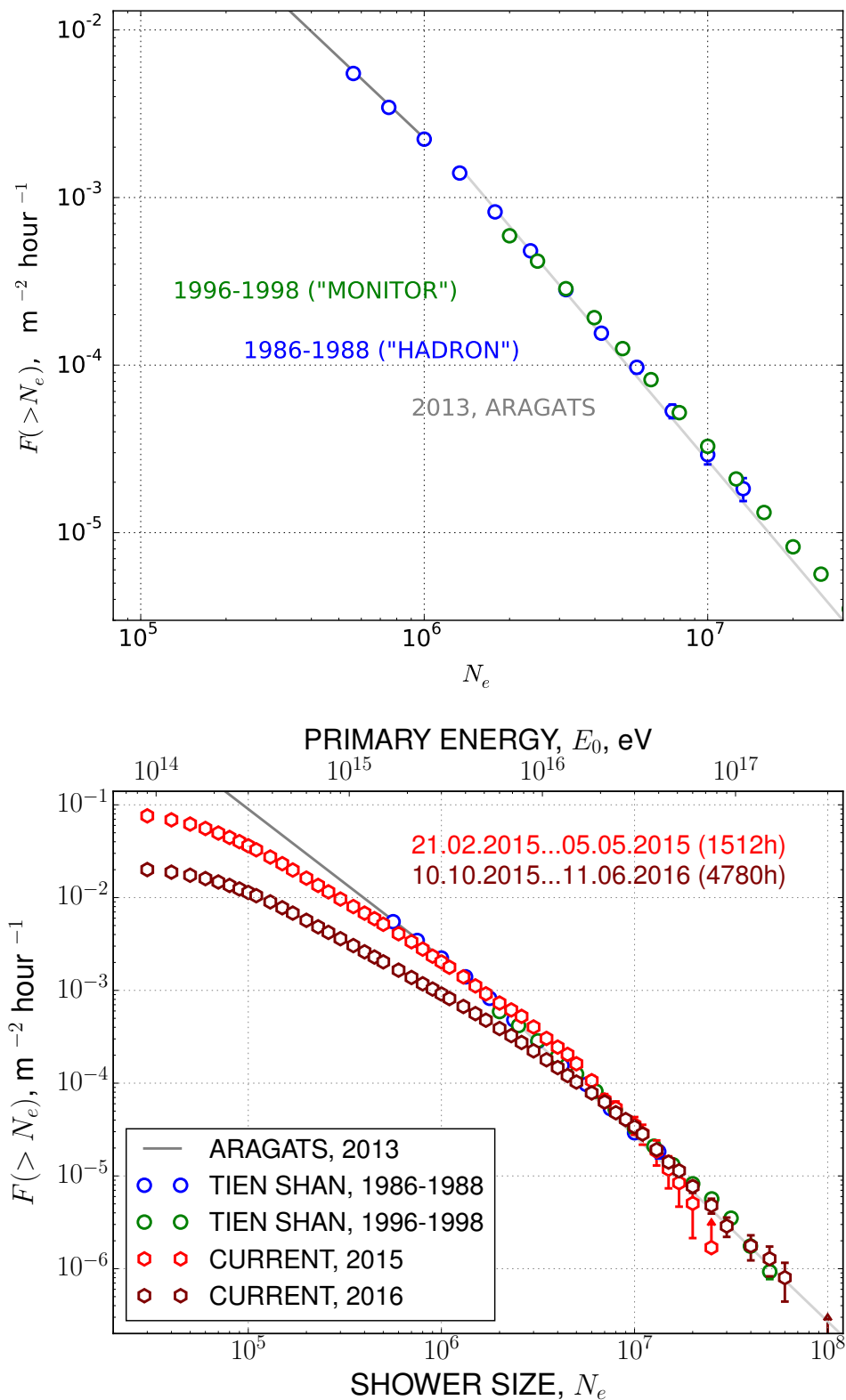


Рисунок 2.26 — Интегральные спектры зарегистрированных ШАЛ по числу частиц (размеру ливня) N_e . Вверху — спектры, построенные по результатам измерений, проводившихся в предыдущие годы на Тянь-Шаньской станции и на горе Арагац (см. текст), внизу — по данным, полученным после модернизации Тянь-Шаньской установки во время двух тестовых серий измерений в 2015 и 2016 гг. Шкала первичных энергий E_0 на нижнем графике оцифрована согласно формуле (2.11).

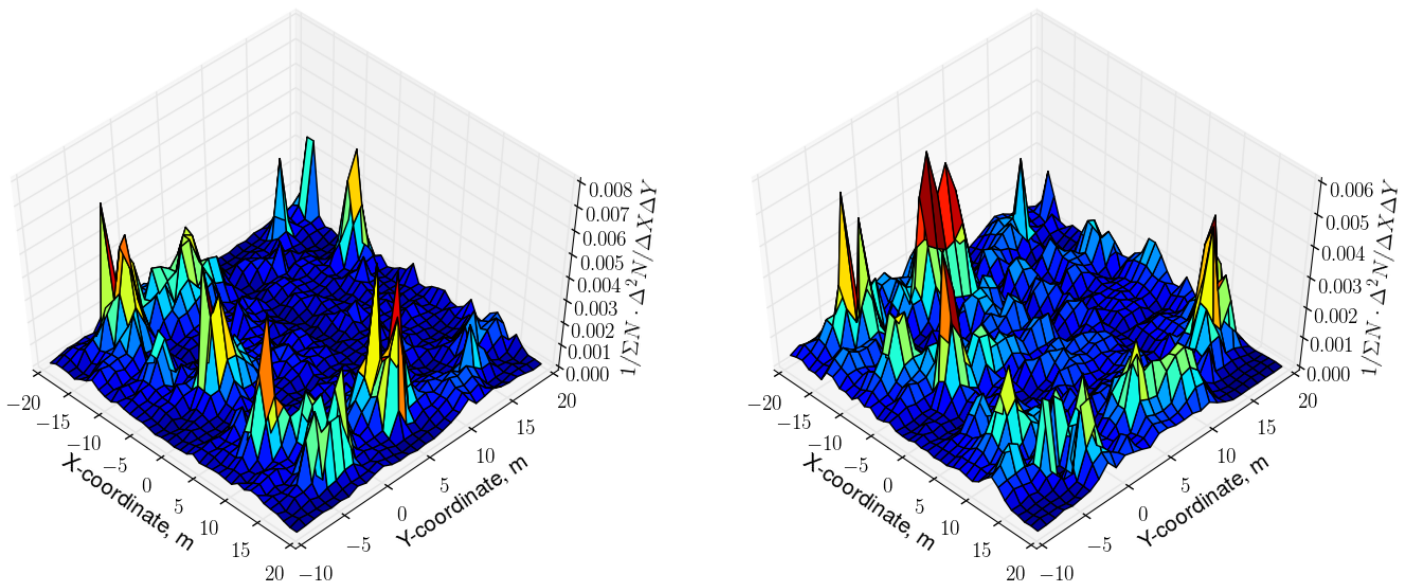


Рисунок 2.27 — Распределение положения осей ШАЛ в плоскости «ковра» ливневой установки. Слева — серия измерений 2015–2016 гг, справа — измерения 2016–2017 гг. Распределения нормированы на полное число зарегистрированных ШАЛ ΣN .

ливней, $N_e > 10^6$, вновь полученные спектры достаточно удовлетворительно согласуются с известными результатами прежних измерений, как по наклону, так и по своей абсолютной интенсивности. «Завал» интегральных спектров 2015–2017 гг в области малых размеров, $N_e < 10^6$, на рисунке 2.26 объясняется высоким порогом срабатывания, который был выставлен на триггерной системе ливневой установки в части тестовых измерений.

Влияние краевого эффекта иллюстрируется рисунком 2.27, на котором представлено двумерное распределение положений оси ШАЛ в плоскости ливневой установки, которые определялись по данным 2015–2017 гг. В сравнении с достаточно равномерным видом, который характерен для этих распределений в середине сцинтилляционного «ковра», вдоль его границ заметен явный избыток событий. Это явление возникает из-за того, что на протяжении двух рассматриваемых серий измерений использовалась только центральная часть ливневой установки — ее сцинтилляционный «ковер», без каких-либо периферийных детекторов. Наличие одной лишь компактной центральной части приводит к значительному краевому эффекту — «присчету» периферийных ШАЛ, оси которых в действительности проходили вне пределов сцинтилляционного «ковра». Это явление особенно существенно для ливней с большими значениями $N_e > 10^6$,

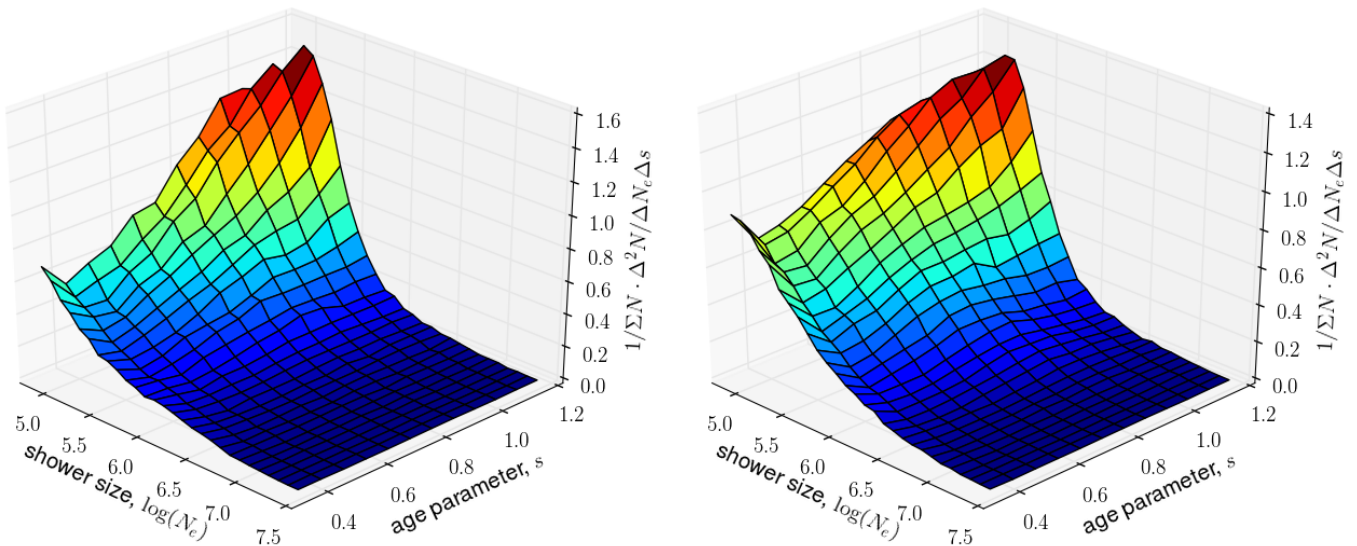


Рисунок 2.28 — Распределение зарегистрированных ШАЛ по размеру N_e и параметру возраста s в двух сериях измерений. Слева — серия измерений 2015–2017 г, справа — измерения 2016–2017 гг. Распределения нормированы на полное число зарегистрированных ШАЛ ΣN .

характерный геометрический размер которых начинает превышать поперечный размер компактной системы детекторов.

На рисунке 2.28 показаны двумерные распределения зарегистрированных ливневых событий в пространстве параметров N_e и s . Как следует из этого рисунка, среднее значение параметра возраста ливня s на уровне наблюдений составляет 0.9 – 1.0 для ШАЛ с $N_e \approx 10^5$ и имеет тенденцию к уменьшению до 0.7 – 0.8 с ростом размера ливней, то есть в области $N_e \gtrsim 10^6$. Помимо этого, наблюдается некоторый избыток событий с малыми значениями $s < 0.5$ по сравнению со средним уровнем рассматриваемых распределений. Все эти выводы находятся в согласии с результатами подробного исследования феноменологических характеристик ШАЛ, которое проводилось в 1980-х годах на установке *Hadron* Тянь-Шаньской высокогорной станции (см., например, [291–293]).

В целом, сравнение данных по интегральному спектру размеров ливней N_e для событий, которые регистрировались на новой ливневой установке Тянь-Шаньской станции, с аналогичными данными, известными по результатам предыдущих измерений, свидетельствуют о том, что описанная в разделах 2.2.5–2.3.4 методика определения параметров ШАЛ способна давать приемлемые результаты

даже при наличии явного ограничения на доступную информацию: при отсутствии сведений о плотности потока частиц на периферии ливней и о направлениях их прихода. Однако из этих же результатов следует, что для получения статистически корректных спектров, которые были бы пригодны для сопоставления с общепринятыми мировыми данными по спектру размеров ШАЛ N_e и связанному с ним энергетическому спектру первичных космических лучей E_0 , в достаточно широком, не менее двух-трех порядков величины, диапазоне значений N_e и E_0 , необходимо, в первую очередь, существенное расширение системы ливневых детекторов в сторону больших расстояний, а также снижение порога регистрации ШАЛ на триггерной системе. Соответственно с этим требованием, как это было упомянуто в разделе 1.7, в настоящее время на Тянь-Шаньской станции производится поэтапное развертывание дополнительных периферийных детекторов в диапазоне расстояний (40–100) м от центра ливневой установки.

2.5.2 Пространственное распределение частиц ШАЛ

Функции пространственного распределения плотности потока заряженных частиц $\rho(r)$, которые были измерены на новой ливневой установке Тянь-Шаньской станции в 2015–2017 гг, представлены на рисунке 2.29 (точки). Результаты последних измерений на этом рисунке сравниваются с аналогичными данными, которые были получены с помощью однотипных детекторов установки *ГАММА* на горе Арагац и взяты из публикации [294] (сплошные линии). В том диапазоне расстояний от центра ливня r , где распределения обеих работ перекрываются друг с другом, между ними видно хорошее согласие как по абсолютной величине, так и по наклону функции $\rho(r)$. В то же время, рисунок 2.29 показывает, что измеренные на Тянь-Шаньской установке распределения могут быть продолжены непрерывно, без каких-либо заметных искажений их формы, в область гораздо меньших расстояний от оси ШАЛ, вплоть до $r_{min} \lesssim 1$ м, чем это было возможно в прежних экспериментах, ограниченных значениями $r_{min} \gtrsim (5 - 10)$ м. В этом проявляется преимущество расширенного динамического диапазона новых информационных каналов у детекторов Тянь-Шаньской установки, который позволяет проводить свободное от влияния эффектов насыщения измерение плотности потока частиц ШАЛ вблизи центра ливня. Как следует из рисунка 2.29,

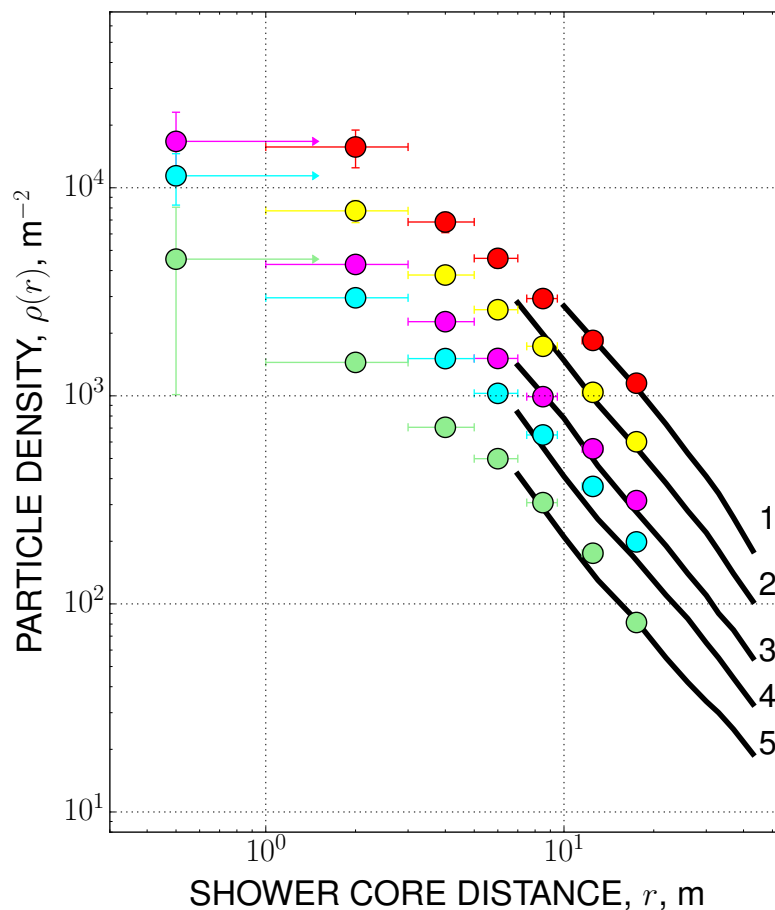


Рисунок 2.29 — Пространственное распределение плотности потока заряженных частиц в зарегистрированных ШАЛ с размером $N_e \sim 7.3 \cdot 10^6$ (1), $N_e \sim 4.1 \cdot 10^6$ (2), $N_e \sim 2.3 \cdot 10^6$ (3), $N_e \sim 1.3 \cdot 10^6$ (4) и $N_e \sim 7.3 \cdot 10^5$ (5). Точки — результат измерений на новой ливневой установке Тянь-Шаньской станции в 2015–2017 гг, сплошные линии — измерения на установке *ГАММА* [294]. По оси абсцисс — расстояние от центра ШАЛ, по оси ординат — соответствующая плотность потока заряженных частиц в единицах количества частиц, приходящихся на один м².

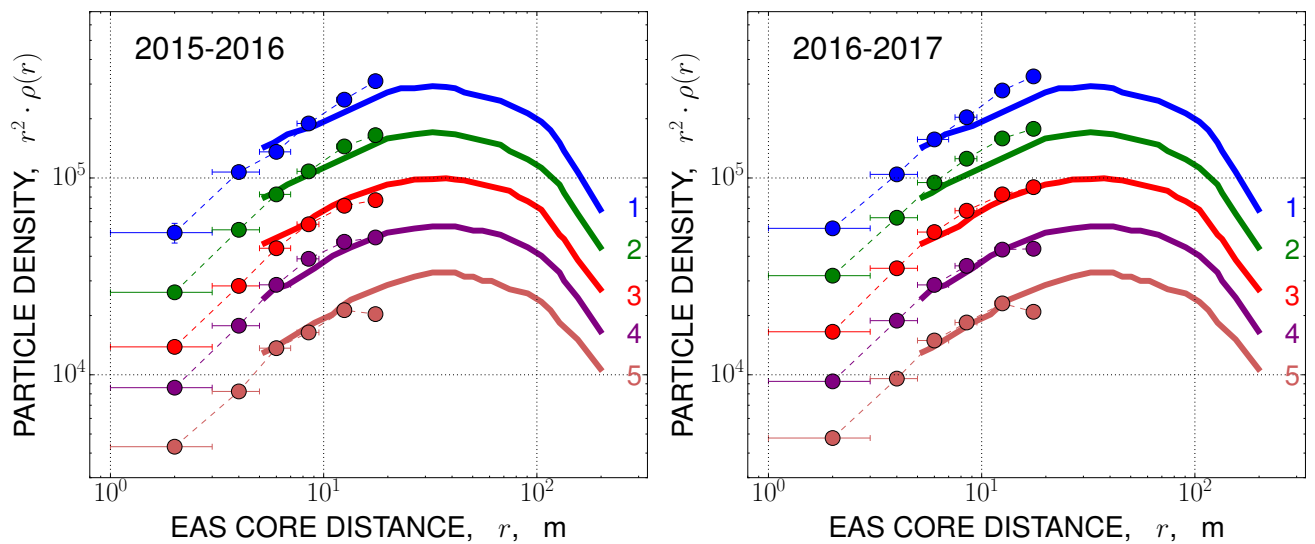


Рисунок 2.30 — Пространственные распределения плотности потока частиц ρ по измерениям на Тянь-Шаньской станции в 1986–1989 гг (сплошные линии; эксперимент Hadron, [291]) и согласно данным новой ливневой установки (точки), полученным в двух сериях измерений в 2015–2016 гг и 2016–2017 гг.

Распределения для ливней с $N_e \sim 7.2 \cdot 10^6$ (1), $N_e \sim 4.0 \cdot 10^6$ (2), $N_e \sim 2.3 \cdot 10^6$ (3), $N_e \sim 1.3 \cdot 10^6$ (4) и $N_e \sim 7.3 \cdot 10^5$ (5). Оцифровка осей соответствует рисунку 2.29.

в том случае, когда в информационных каналах ливневой установки используются два амплитудных диапазона, HS и MS , возможно достаточно надежное измерение плотности потока частиц в непосредственной близости к оси ШАЛ с размером $N_e \sim (5 - 7) \cdot 10^6$, что соответствует ливням с первичной энергией порядка 10^{16} эВ.

Помимо станции Арагац, пространственное распределение заряженных частиц ШАЛ ранее изучалось также и на Тянь-Шаньской высокогорной станции, где для этой цели использовались детекторы существовавших здесь в прежнее время ливневых установок. В частности, такие измерения выполнялись на Тянь-Шане во второй половине 1980-х годов, во время проведения эксперимента Hadron. Результаты этих измерений были опубликованы в ряде работ [291, 292, 295]. Один из примеров представленных в этих публикациях данных — аппроксимированные функциями НКГ усредненные пространственные распределения плотности потока частиц ШАЛ, — воспроизведены в виде сплошных линий на рисунке 2.30. Отдельными точками на этом же рисунке показаны аналогичные распределения $r^2 \cdot \rho(r)$ (где r — расстояние от центра ШАЛ), которые были получены в двух

сериях измерений на новой ливневой установке. Как следует из рисунка 2.30, в области перекрытия распределений современные данные удовлетворительно согласуются как по своей абсолютной величине, так и по наклону с результатами прежних экспериментов.

2.6 Заключение к главе 2

Для экспериментов, связанных с исследованием широких атмосферных ливней, на Тянь-Шаньской высокогорной станции была создана новая система детекторов заряженных частиц ШАЛ (ливневая установка; см. параграфы 2.1.1–2.2.4). Основные характеристики новой системы — динамический диапазон измеряемых значений плотности потока частиц $\sim 10^5$, с возможностью его расширения вплоть до $(1 - 2) \cdot 10^6$, до $\sim 10^4$ независимых информационных каналов — полностью отвечают поставленной задаче исследования стволов ШАЛ с первичной энергией ($10^{14} - 10^{17}$) эВ. Достигнута высокая надежность системы детекторов: отношение полезного времени ее работы к астрономическому составляет не менее 99%. Модульный принцип построения, положенный в основу ливневой установки, обеспечивает простоту ее масштабирования: время обработки всех событий ШАЛ при их регистрации постоянно и не зависит от количества подключенных детекторов, а расширение системы достигается простым добавлением необходимого числа модулей с соответствующей модификацией таблиц в конфигурационной базе данных. Представленная в параграфе 2.2.2 триггерная система ливневой установки обеспечивает возможность гибкого управления условиями выработки триггера ШАЛ.

Для управления ливневой установкой в процессе проведения измерений, оперативного контроля за текущим состоянием всех ее детекторов, приема и обработки поступающих результатов было создано описанное в параграфах 2.4.1–2.4.8 программное обеспечение. Все новые разработки такого рода базируются на современных средствах информатики с открытым исходным кодом. К таким средствам относятся операционная система Linux, система управления реляционными базами данных PostgreSQL, веб-сервер Apache, компилятор *gcc* для языков программирования C и C++, интерпретатор языка Python, математические библиотеки *numpy* и *scipy*, библиотека научной графики *Matplotlib*.

Для хранения сведений обо всех проводимых на Тянь-Шаньской станции экспериментальных работах и полученной в результате этих экспериментов физической информации был создан специальный информационный комплекс — система взаимосвязанных баз данных и программных интерфейсов, обеспечивающих доступ к этой информации для внешних пользователей по сети Интернет, как в режиме реального времени, так и при обработке архивных данных. Основным принципам построения информационной системы ТШВНС посвящены параграфы 2.4.2 и 2.4.4.

Для новой ливневой установки ТШВНС полностью отработана описанная в параграфах 2.3.1–2.3.4 методика определения по ее исходным данным (кодам АЦП) основных параметров ШАЛ: положения оси ливня, его «возраста» s , числа заряженных частиц в ливне N_e и первичной энергии E_0 . Все необходимые для этой цели алгоритмы реализованы в соответствующих программах.

Работа новой ливневой установки была проверена в период ее тестовой эксплуатации в 2015–2017 гг. В разделе 2.5 представлены результаты этих измерений: спектр регистрируемых ШАЛ по числу частиц, распределения ШАЛ по параметру «возраста», функции пространственного распределения заряженной компоненты ливней. В области перекрытия параметров все вновь полученные характеристики ШАЛ согласуются с известными результатами аналогичных экспериментов. Такое согласие служит подтверждением корректности вновь разработанных методик проведения измерений и алгоритмов обработки информации.

Отдельная многоканальная система АЦП, триггерная система, средства контроля за состоянием детекторов и программное обеспечение, полностью аналогичные тем, которые разрабатывались для ливневой установки Тянь-Шаньской высокогорной станции, применяются также и в системе сбора данных упомянутого в разделе 1.7 ионизационно-нейтронного калориметра *INCA*.

Глава 3. Детектор адронной компоненты космических лучей

3.1 Тянь-Шаньский нейтронный супермонитор NM64

3.1.1 Внутреннее устройство монитора и основы нейтронной методики

Исторически, поэтапное развитие системы нейтронных детекторов на Тянь-Шаньской высокогорной станции начиналось с нейтронного супермонитора типа NM64, который был установлен здесь в 1970-х годах и с тех пор в течение многих десятилетий практически непрерывно используется в качестве одной из составляющих мировой сети наблюдения за вариациями интенсивности космических лучей [248].

Тянь-Шаньский нейтронный супермонитор состоит из трех стандартных секций [128], каждая из которых имеет размеры $(2 \times 3) \text{ м}^2$. Все секции компактно располагаются в одном здании на расстоянии $\simeq 40 \text{ м}$ от середины ливневой подсистемы *Center* (см. рисунок 1.3). Как видно на поперечном разрезе секции монитора, который показан на рисунке 3.1, каждая такая секция содержит в себе шесть газоразрядных нейтронных счетчиков типа СНМ15, с размерами 200 см в длину и 15 см в диаметре. Между центральной анодной нитью и металлическим корпусом каждого счетчика прикладывается высокое напряжение, уровень которого может регулироваться в пределах (2100–2900) В, что обеспечивает работу счетчика в пропорциональном режиме газового усиления. Счетчики наполнены смесью газов Ar и BF_3 , с парциальным давлением 940 и 300 мм рт. ст. соответственно. Компонента BF_3 газового наполнения счетчиков СНМ15 на 90% обогащена изотопом ^{10}B , что делает возможным регистрацию таким счетчиком *тепловых* нейтронов благодаря ядерной реакции $n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha$. Ионизация находящегося во внутреннем объеме счетчика газа заряженными продуктами этой реакции в конечном итоге приводит к генерации на его анодной нити электрического импульса, который и является маркером зарегистрированного нейтрона.

Все находящиеся внутри секции супермонитора нейтронные счетчики окружены несколькими чередующимися слоями вещества: как веществом с большим

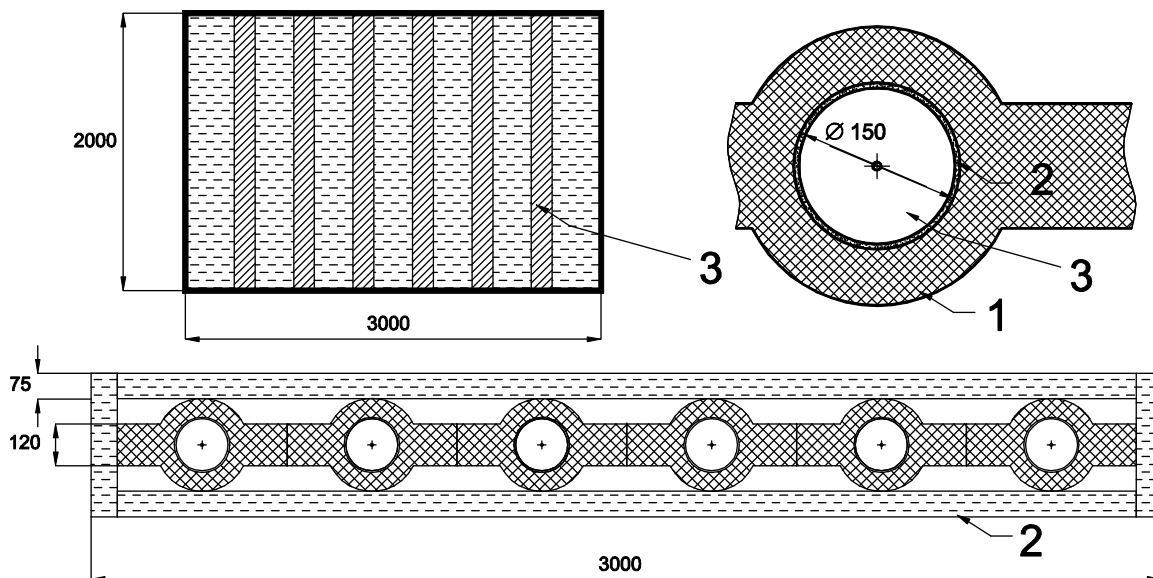


Рисунок 3.1 — Внутреннее устройство стандартной секции нейтронного супермонитора NM64: 1 — свинец, 2 — полиэтилен, 3 — пропорциональный нейтронный счетчик СНМ15. Размеры указаны в миллиметрах.

атомным весом (слой свинца с суммарной толщиной 10 см), образующим тяжелую мишень-поглотитель, в которой происходят взаимодействия первичных частиц-адронов космических лучей с ядрами, так и легким, водородсодержащим веществом — полиэтиленом. Входящее в состав монитора легкое вещество группируется в два слоя: внутренний замедлитель нейтронов, который состоит из полиэтиленовых труб с толщиной стенки 1 см, окружающих каждый счетчик по отдельности, и внешний замедлитель-отражатель из прямоугольных блоков полиэтилена толщиной 7.5 см, который закрывает снаружи всю секцию целиком.

Наличие массивной мишени делает стандартный нейтронный супермонитор NM64 чувствительным, главным образом, к обладающим достаточно высокой энергией $E_h \gtrsim (500 - 1000)$ МэВ адронам космических лучей, которые способны к генерации значительного числа испарительных нейтронов при их взаимодействии с ядрами тяжелого поглотителя. Поскольку средняя толщина находящегося внутри секции свинца эквивалентна приблизительно половине пробега ядерного взаимодействия энергичных адронов, вероятность регистрации частиц адронной компоненты космических лучей в мониторе такой конструкции составляет $\sim 50\%$.

Вторичные испарительные нейтроны, которые образуются во взаимодействиях первичных адронов с ядрами поглотителя, обладают начальной кинетической энергией порядка (1–5) МэВ. Попадая в слой легкого замедлителя

и испытывая внутри него множественные упругие столкновения с протонами, они достаточно быстро теряют эту энергию вплоть до уровня тепловых значений ($\sim 10^{-2}$ эВ). Характерное время такого процесса *термализации* составляет ~ 10 мкс, а по завершении его вторичные нейтроны еще достаточно долго диффундируют в мониторе, последовательно сталкиваясь с ядрами замедлителя. Для каждого отдельного нейтрона хаотическое блуждание внутри монитора может завершиться либо его захватом в слоях замедлителя, либо выходом наружу, либо же, наконец, детектированием благодаря упомянутой реакции $n(^{10}\text{B}, ^7\text{Li})\alpha$ внутри одного из нейтронных счетчиков. Диффузионная природа процесса распространения испарительных нейтронов в мониторе приводит к характерному экспоненциальному спаду зависимости интенсивности сигналов нейтронных счетчиков от времени, прошедшего после взаимодействия первичного адрона: $i(t) \sim \exp(-t/\tau)$. При этом характерное время жизни испарительных нейтронов в мониторе оказывается на порядок больше времени термализации: так, для секции монитора NM64 описанной конструкции временная постоянная экспоненты τ составляет (600–700) мкс.

Внешний слой полиэтилена, целиком покрывающий секцию супермонитора снаружи, препятствует влиянию вариаций локального фона низкоэнергичных нейтронов из окружающей среды на скорость счета испарительных нейтронов в мониторе (которая в итоге оказывается непосредственно связанной с интенсивностью адронной компоненты космических лучей), а также несколько увеличивает эффективность последнего благодаря частичному отражению диффундирующих наружу испарительных нейтронов обратно вглубь секции. Тем не менее, помимо энергичных адронов КЛ, супермонитор NM64 обладает остаточной способностью к регистрации нейтронов низкой энергии, $E_n \lesssim 1$ МэВ, хотя и с очень малой вероятностью $\sim (0.5-1)\%$ (см. далее раздел 3.2.3).

Поскольку единственным макроскопическим эффектом от происходящих в нейтронном супермониторе адронных взаимодействий являются электрические импульсы на анодных нитях его счетчиков, измерение интенсивности потока адронов космических лучей с помощью описанной выше методики сводится к подсчету количества импульсных сигналов, вырабатываемых счетчиками монитора за единицу времени. Для практической реализации этой процедуры необходимо задаться некоторой минимальной величиной электрического импульса — амплитудным порогом, при превышении которого нейтронный сигнал

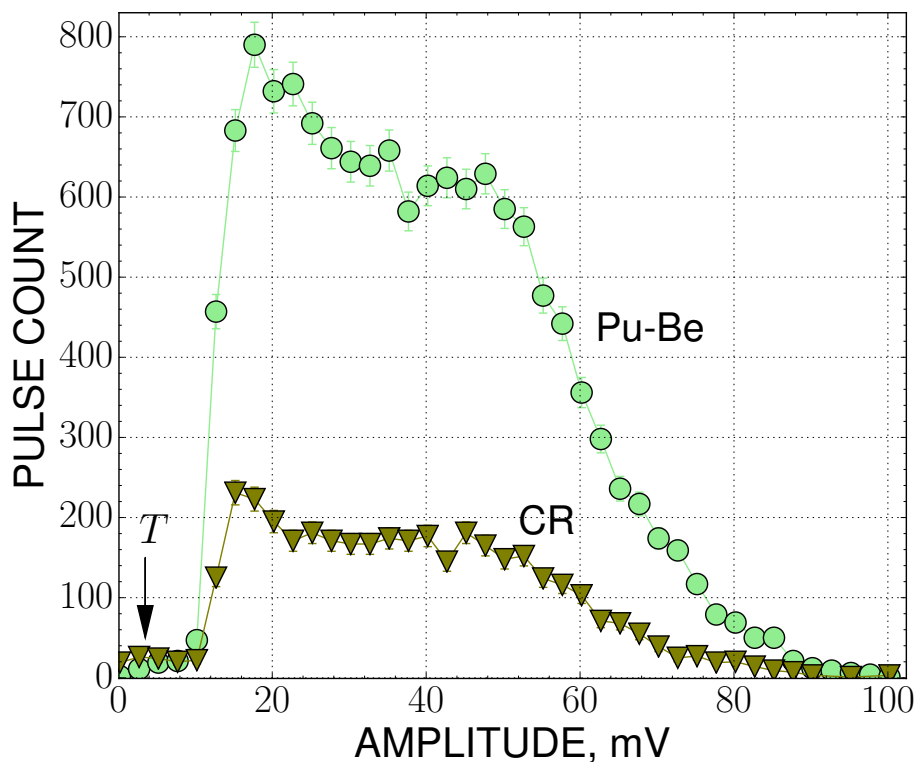


Рисунок 3.2 — Амплитудные спектры импульсов на анодной нити установленного внутри супермонитора NM64 счетчика CHM15 при регистрации им испарительных нейтронов от взаимодействия космических лучей (CR) и при облучении тепловыми нейтронами от Pu-Be источника. Стрелкой T отмечен порог срабатывания импульсных дискриминаторов в каналах регистрации.

считается зарегистрированным. Правильный выбор порога зависит от формы амплитудного спектра вырабатываемых счетчиком электрических импульсов, что обуславливает необходимость измерения такого спектра.

Амплитудные спектры сигналов у всех установленных в супермониторе NM64 счетчиков измерялись с помощью импульсного АЦП, аналогичного тому, который рассматривался в разделе 2.2.4 для случая сцинтилляционных детекторов ливневой установки (см. рисунок 2.8). Внешний вид типичного для нейтронных счетчиков CHM15 амплитудного спектра выходных импульсов показан на рисунке 3.2. Как видно на этом рисунке, в данном спектре большинство импульсных сигналов имеет амплитуды, превышающие (7–10) мВ. Поэтому для правильного подсчета интенсивности испарительных нейтронов порог срабатывания схемы амплитудной дискриминации, которая используется для выделения полезных сигналов от этого счетчика, следует устанавливать на уровень (4–5) мВ, как это показано стрелкой T на рисунке 3.2: в минимуме между нижней границей

пика, соответствующего основной массе сигналов от происходящих во внутреннем объеме счетчика нейтронных захватов и верхним пределом его собственных шумов. Аналогичные условия соблюдались при индивидуальной настройке дискриминаторов информационных каналов для всех нейтронных счетчиков на Тянь-Шаньском супермониторе.

3.1.2 Аппаратура для регистрации нейтронных сигналов

Формирование аналоговых импульсов

На рисунке 3.3 показана принципиальная схема плат предварительного усиления, которые используются для подключения газоразрядных нейтронных счетчиков СНМ15 на супермониторе NM64 Тянь-Шаньской станции. Платы такого типа обеспечивают подвод высоковольтного питания к анодной нити счетчиков, съем с анодного вывода импульсных сигналов, соответствующих зарегистрированным внутри счетчика нейтронам, и усиление этих импульсов по амплитуде и мощности до величины, приемлемой для их передачи по кабельным линиям связи. Для каждого из нейтронных счетчиков супермонитора используется своя индивидуальная плата предварительного усиления, которая устанавливается в непосредственной близости к счетчику (она монтируется внутри металлического колпака, который надевается на торец счетчика со стороны анодного вывода), а также индивидуальная кабельная линия для передачи его выходных сигналов.

Высоковольтное питание HV положительной полярности с напряжением (2100–2900) В подается на анодную нить счетчика через резистивно-емкостной фильтр, необходимый для подавления высокочастотных помех, которые могут присутствовать на линиях подвода питания, и при этом к металлическому корпусу счетчика, который играет роль катода, дополнительно прикладывается постоянное отрицательное напряжение -24 В. Напряжение для питания нейтронных счетчиков вырабатывается высоковольтными преобразователями, которые построены по схеме Кокрофта-Уолтона [296]. Каждый из таких преобразователей

обслуживает только один определенный счетчик, что дает возможность независимой индивидуальной настройки режимов работы нейтронного детектора во всех информационных каналах супермонитора.

Импульсные выходные сигналы отрицательной полярности с амплитудой в пределах $\sim(5-30)$ мВ снимаются с анодной нити счетчика через высоковольтную емкость и поступают на каскад предварительного усиления, который собран на операционном усилителе К554УД2 [297]. После небольшого усиления по амплитуде, $\simeq(15-20)^{\times}$, эти сигналы передаются по коаксиальному кабелю через посредство эмиттерного повторителя на мощном транзисторе $T1$ для их последующей обработки на схемах формирования импульсов.

Конструктивно Тянь-Шаньский нейтронный супермонитор состоит из трех секций, по шесть счетчиков СНМ15 в каждой. С помощью экранированных коаксиальных кабелей счетчики каждой секции подключены к располагающейся вблизи этой секции электронной плате, на которой смонтированы шесть каналов импульсных амплитудных дискриминаторов, так что длина соединяющих счетчики с дискриминаторами кабелей при этом не превышает $(0.5-2)$ м.

Схема амплитудной дискриминации, которая используется для работы с сигналами нейтронного счетчика, показана на рисунке 3.4. Как видно на этом рисунке, канал дискриминации состоит из трех функциональных узлов: основного усилителя входного сигнала на элементах $D1/D2$, собственно дискриминатора на интегральной микросхеме $D3$ и оконечного генератора выходного импульса — одновибратора на микросхеме $D4$.

Усилительный каскад $D1/D2$ построен на базе интегральных микросхем — операционных усилителей типа К554УД2; он обеспечивает $(15-20)^{\times}$ усиление амплитуды входного импульса. Два варианта схемы построения этого узла, которые показаны на рисунке 3.4, предназначены для подключения к дискриминатору входных импульсов как отрицательной, так и положительной полярности, таким образом, чтобы сигналы на выходе этого усилителя всегда оказывались имеющими отрицательную полярность.

Узел амплитудной дискриминации построен на двухканальной микросхеме типа К597СА3 [297], имеющей в своем составе два одинаковых триггера Шмидта. Дискриминаторы вырабатывают прямоугольный импульс отрицательной полярности с амплитудой $\sim(6-8)$ В в момент, когда напряжение импульсного сигнала на их информационных входах $IN1$ (контакт $8(1)$ микросхемы К597СА3 на рисунке 3.4) оказывается *ниже*, чем опорный уровень на входах сравнения $IN2$

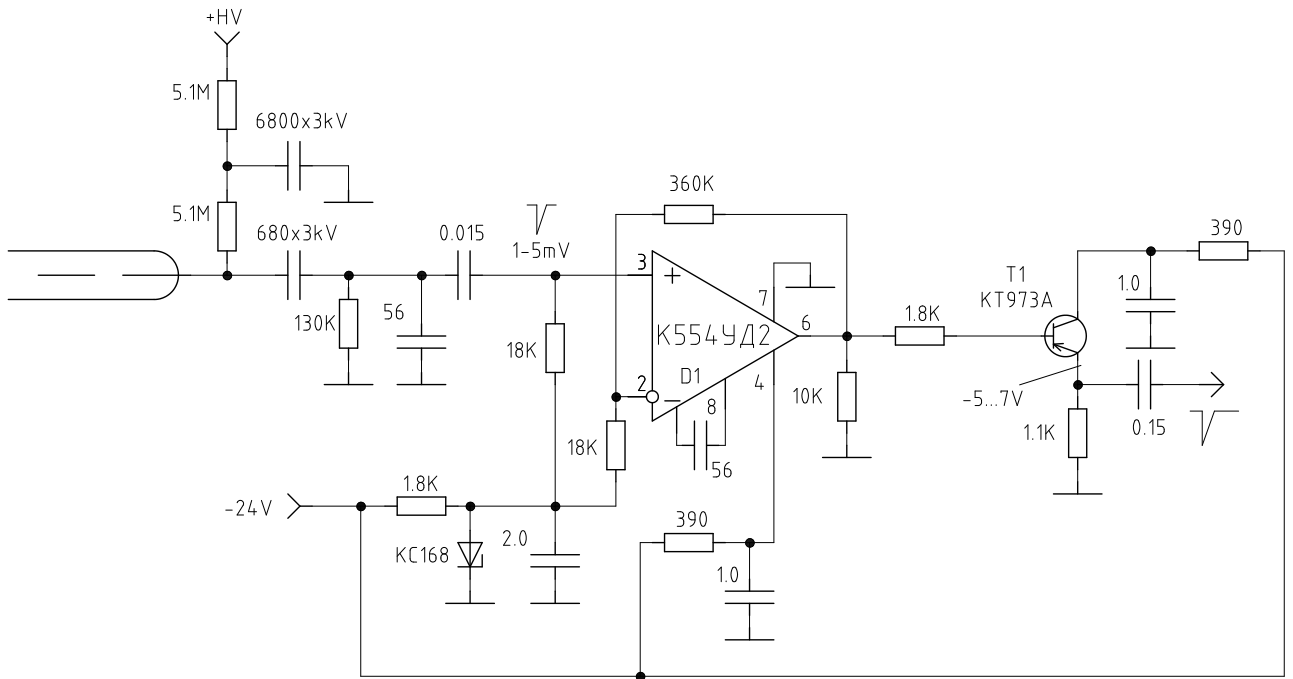


Рисунок 3.3 — Предварительный усилитель сигналов для газоразрядного нейтронного счетчика.

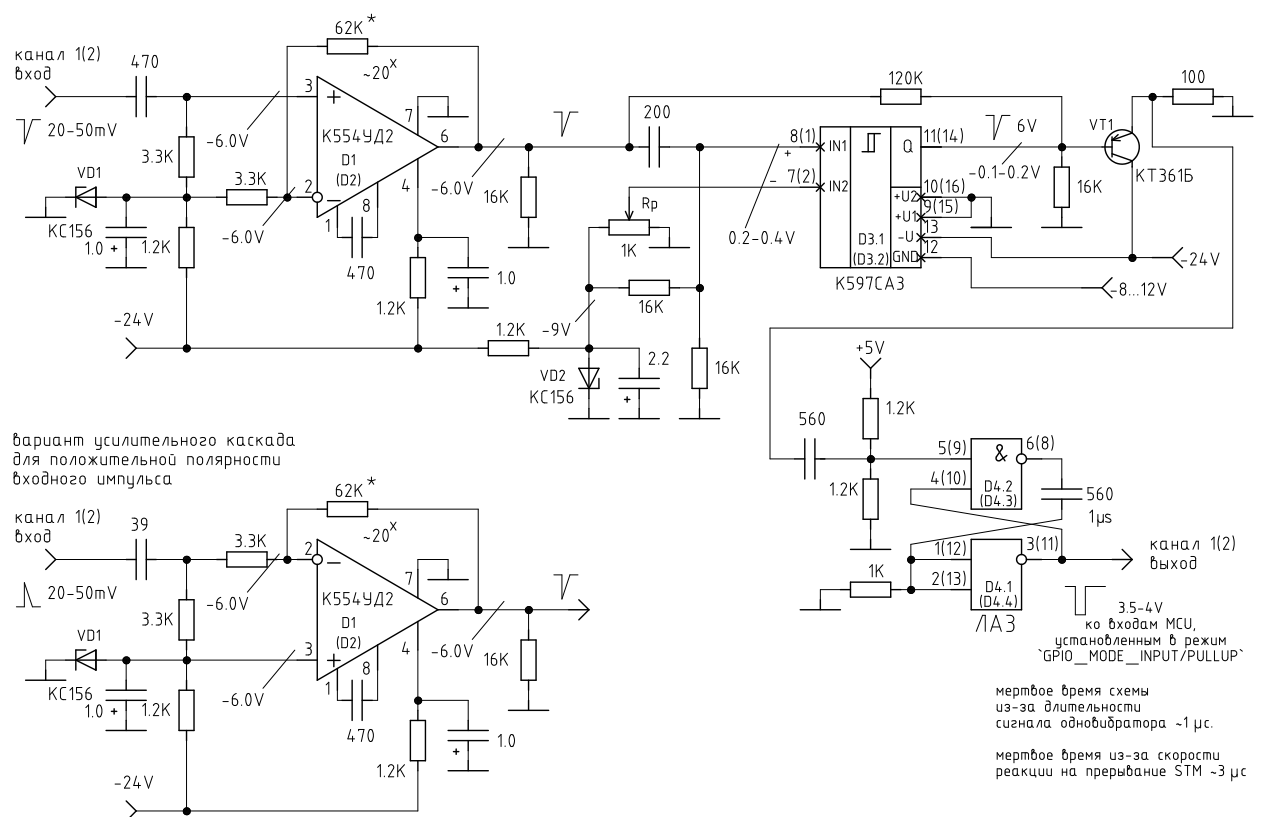


Рисунок 3.4 — Амплитудный дискриминатор аналоговых импульсных сигналов для нейтронного счетчика.

(контакт 7(2)). Амплитуда результирующего прямоугольного импульса на выходе дискриминатора определяется разницей между уровнями напряжений питания на выводах 12 и 13 той же микросхемы.

Амплитудный порог срабатывания дискриминатора равен разнице потенциалов на информационном и опорном входах микросхем К597СА3. Эта величина задается стабилитроном $VD2$ и регулируется потенциометром Rp таким образом, чтобы потенциал на информационных входах $IN1$ был *выше*, чем на входах $IN2$. Пороги срабатывания дискриминаторов в информационных каналах нейтронного супермонитора устанавливаются индивидуально для каждого счетчика.

В дискриминаторах, которые работают с сигналами от счетчиков СНМ15, величина порога обычно задается в пределах (0.2–0.4) В. Такой уровень дискриминации обеспечивает стабильную регистрацию нейтронных импульсов и нечувствительность информационного канала по отношению ко внешним электромагнитным помехам, а при пересчете к амплитуде импульсов на анодной нити счетчика он соответствует порогу, который указан стрелкой T на рисунке 3.2.

Через посредство эмиттерного повторителя на транзисторе $VT1$ выходной сигнал дискриминатора запускает одновибратор на элементах $I-HE$ микросхемы $D4$ (типа К155ЛА3 [298]), который вырабатывает стандартный импульс с постоянной длительностью ~ 1 мкс, совместимый по своей амплитуде с цифровыми микросхемами ТТЛ. Через посредство плоского кабеля с чередованием сигнальных и экранирующих жил стандартные импульсы от выходных одновибраторов всех шести каналов секции монитора передаются на плату регистратора интенсивностей, которая монтируется в непосредственной близости к блоку дискриминаторов.

Регистрация цифровых сигналов

На рисунке 3.5 показана схема электронного блока, который предназначен для регистрации интенсивности импульсных сигналов, поступающих от нейтронных счетчиков одной секции супермонитора NM64 [299]. Схема построена на базе отладочной платы $D1$ типа STM32F4Discovery [300], в которой используется 32-разрядный микропроцессор STM32F407 [301] производства фирмы STMicroelectronics.

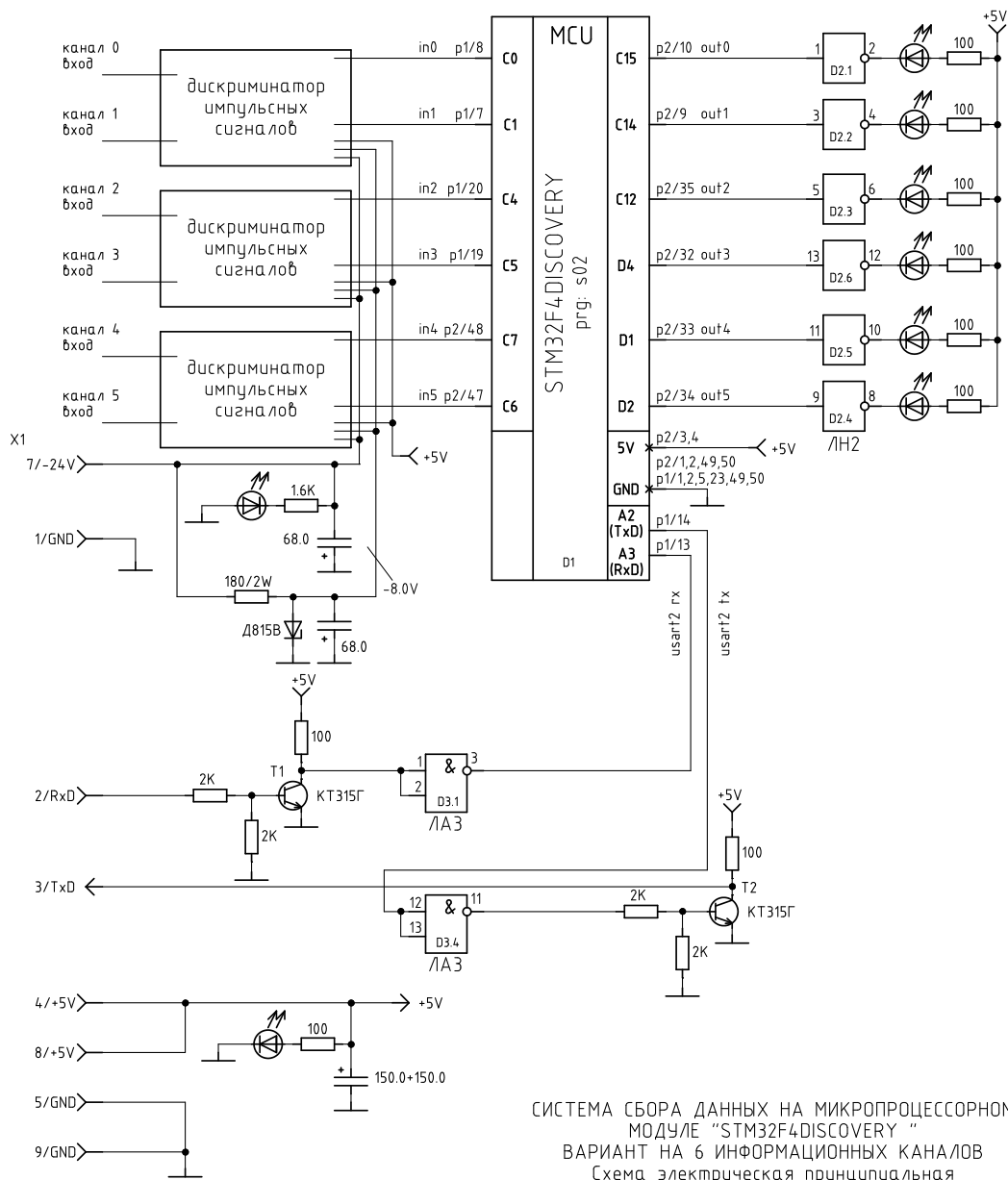


Рисунок 3.5 — Функциональная схема микропроцессорной платы регистратора импульсных сигналов (6-канальный вариант для секций нейтронного монитора).

После своего формирования на схемах импульсных дискриминаторов, сигналы от нейтронных счетчиков попадают на выводы микропроцессора, подключенные к разрядам $C0$ – $C6$ встроенного в него внешнего порта $GPIOC$, которые сконфигурированы в качестве *входных* цифровых линий [302]. При поступлении импульса на любой из этих входов управляющая микропроцессором программа инициирует системное прерывание, обработчик которого позволяет выполнить необходимые действия по регистрации соответствующего информационного сигнала. Кроме того, через посредство дополнительных разрядов, которые входят в состав внешних портов $GPIOC$ и $GPIOD$ и сконфигурированы

в качестве *выходных* линий, микропроцессор может генерировать импульсы напряжения прямоугольной формы и переменной длительности, которые служат для кратковременного зажигания светодиодных индикаторов, сигнализирующих о поступлении входного импульса и корректном срабатывании процедуры их регистрации. Элементы ТТЛ-микросхемы *D2* (типа К155ЛН2 или К155ЛП9 [298]) используются в качестве усилителей, обеспечивающих необходимую для зажигания светодиодов силу тока.

Два разряда интерфейсного порта *GPIOA* в микропроцессоре используются в качестве линий асинхронного последовательного интерфейса¹, который обеспечивает информационный обмен и взаимодействие описанной автономной системы с общим управляющим компьютером по последовательному протоколу RS232. Транзисторы *T1* и *T2* совместно с элементами микросхемы *D3* обеспечивают необходимое усиление и согласование фаз поступающих и передаваемых во внешнюю линию интерфейсных сигналов. При использовании такого подключения длина внешних линий, которые служат для передачи данных в последовательном коде, может достигать значительной величины, вплоть до (10–30) м, без заметного искажения передаваемых информационных посылок для скоростей передачи не менее 460800 байт/с.

Общая схема построения информационной системы, которая в настоящее время используется для сбора данных на нейтронном супермониторе NM64 Тянь-Шаньской высокогорной станции, показана на рисунке 3.6. Согласно этой схеме, на мониторе одновременно действуют три автономные платы регистрации импульсов описанного типа, причем каждая из секций монитора обслуживается отдельной микропроцессорной системой, запрограммированной на работу с шестью информационными каналами. Линии последовательного интерфейса от всех плат сводятся к единому центральному компьютеру, который обеспечивает общее управление процессом измерений, а также сбор и сохранение поступающих данных.

Подключение последовательных линий обмена информацией с автономными подсистемами сбора данных со стороны центрального управляющего компьютера производится через внешние порты интерфейса USB. Для этой цели в системе сбора данных нейтронного супермонитора предусмотрены специальные

¹В документации по микропроцессорной технике используется термин UART — universal asynchronous receiver-transmitter.

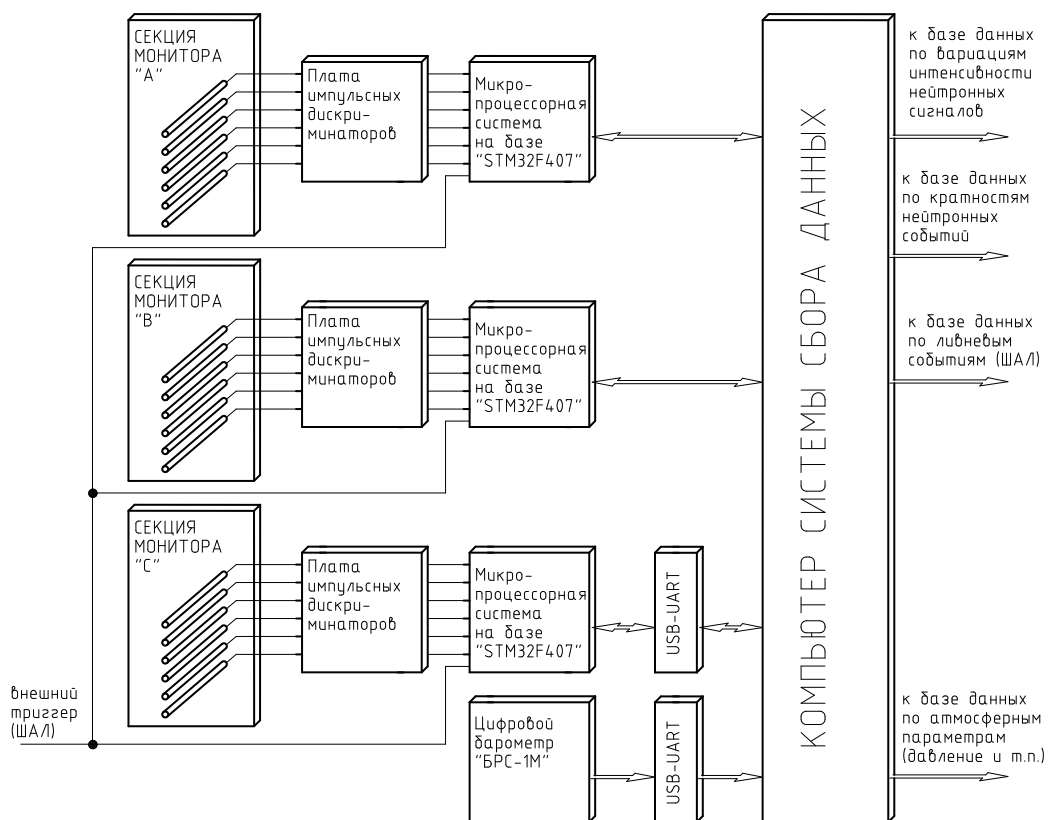


Рисунок 3.6 — Общая блок-схема системы сбора данных на Тянь-Шаньском нейтронном супермониторе.

платы преобразования интерфейсов $UART \leftrightarrow USB$. В случае, если расстояние между местом расположения автономной подсистемы сбора данных и центральным управляющим компьютером не превышает (1.5–2) м, узел преобразования интерфейсов можно устанавливать непосредственно на плате с микропроцессорным модулем STM32F4Discovery, соединяя его с соответствующим гнездом на центральном компьютере стандартным кабелем USB. На схеме рисунка 3.6 такому варианту соответствуют подключения секций *A* и *B*. В противоположном случае информационные посылки от автономной системы передаются по сигнальным линиям длинного шлейфового соединения через посредство транзисторных усилителей, а их преобразование в стандарт интерфейса USB производится на стороне центрального компьютера. В системе сбора данных Тянь-Шаньского нейтронного супермонитора этому случаю соответствует подключение секции *C* (а также цифрового барографа БРС-1М, см. рисунок 3.6). Как показывает практика, при обоих вариантах реализации последовательного соединения скорость обмена информацией с автономной подсистемой сбора данных может достигать (230–460) кбайт/с.

3.1.3 Программное обеспечение

Блок-схема программного комплекса, который используется в системе сбора данных Тянь-Шаньского нейтронного супермонитора, представлена на рисунке 3.7. Как видно на этом рисунке, программная часть информационной системы состоит из следующих функциональных модулей.

Микропроцессор STM32F407 автономной измерительной подсистемы, к которой непосредственно подключаются выходные сигналы нейтронных счетчиков, работает под управлением встроенной в него программы регистрации *s02*. Во время сеанса измерений эта программа выполняет функции операционной системы микропроцессора, обеспечивая его адекватную реакцию на внешние события: регистрацию импульсных сигналов, поступающих на входные линии внутреннего порта GPIO, и обработку этих сигналов согласно заложенным в программу алгоритмам; формирование на выходных линиях порта уровней напряжения, которые необходимы для контрольной индикации светодиодами; взаимодействие с центральной системой сбора данных по линиям встроенного в микропроцессор асинхронного последовательного интерфейса (UART).

Базовый функционал программы *s02* предусматривает регистрацию импульсных входных сигналов с подсчетом суммарного количества импульсов, поступивших по каждому информационному каналу в течение фиксированного промежутка времени. Полученные в результате этих измерений данные позволяют рассчитать текущую скорость счета сигналов от всех нейтронных детекторов супермонитора NM64, на постоянных измерениях которой, собственно, и основан регулярный *мониторинг* интенсивности космических лучей посредством этой установки.

Продолжительность временного интервала, на протяжении которого подсчитываются входные сигналы — длительность экспозиции, — может определяться как самой программой *s02*, использующей для этой цели один из встроенных в микропроцессор внутренних таймеров, так и задаваться извне по командам от внешней (центральной) системы сбора данных. Типичная продолжительность экспозиции при регулярном мониторинге интенсивности нейтронных сигналов составляет единицы и десятки секунд.

Наряду с базовой функциональностью, существующие версии программы *s02* позволяют непрерывно отслеживать текущий поток входных сигналов и вести

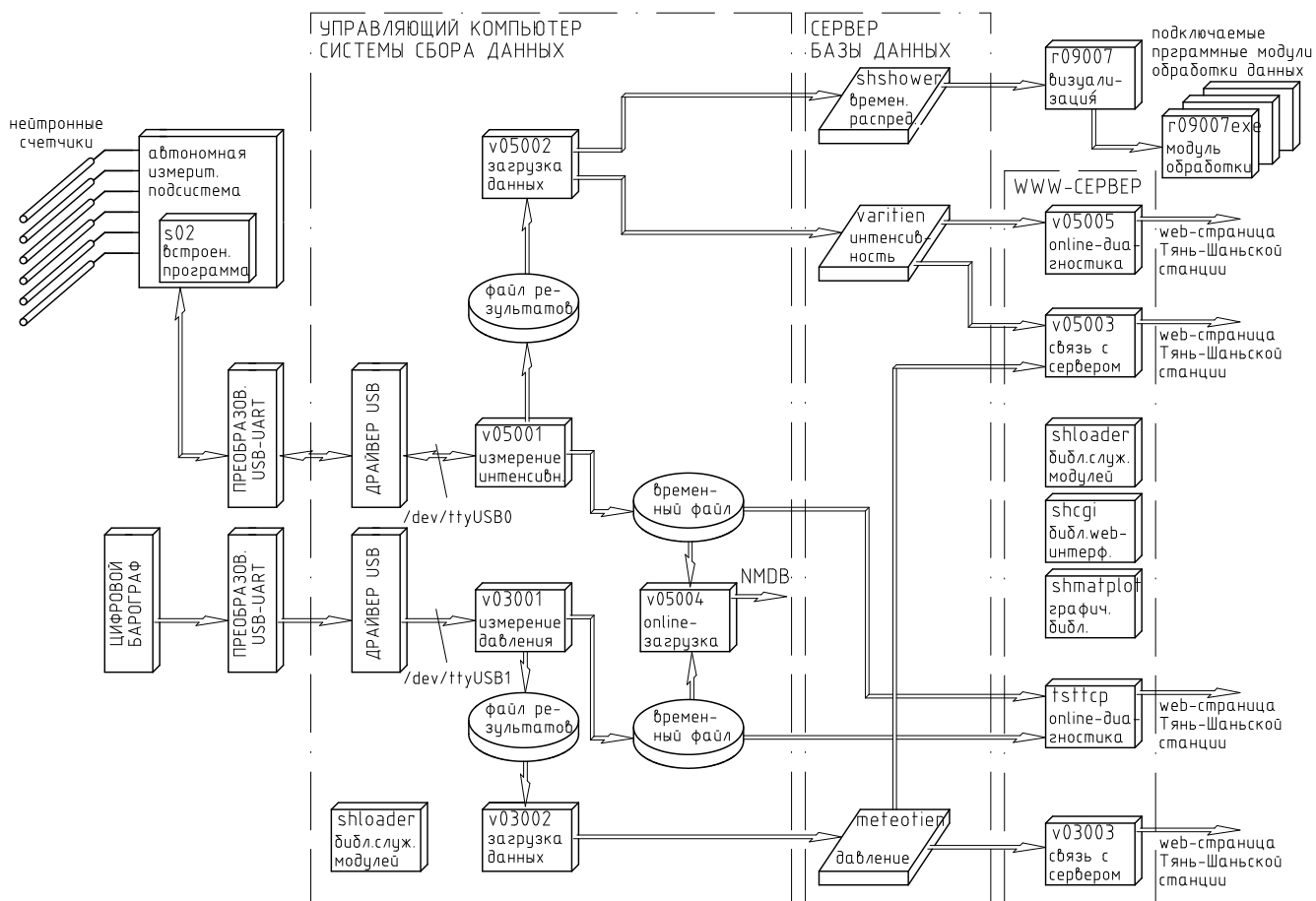


Рисунок 3.7 — Структурная схема программного комплекса для управления измерениями на Тянь-Шаньском нейтронном супермониторе.

его анализ в реальном времени согласно ряду заложенных в программу дополнительных алгоритмов:

- регистрацию моментов поступления входных сигналов и построение в локальной памяти микропроцессора распределений их интенсивности во времени с высоким (микросекундным) разрешением;
- генерацию внутреннего (логического) и обработку внешнего триггерного сигнала для синхронизации временных распределений интенсивности, измеренных с высоким разрешением (которые, таким образом, могут регистрироваться с привязкой к различным внешним событиям — например, к прохождению широких атмосферных ливней, в отличие от базовых регулярных измерений мониторингового типа);

- внутреннее формирование сигналов совпадения между входными импульсами и регистрацию их интенсивности как с низким, так и с высоким временным разрешением;
- внутреннее формирование событий с различной «кратностью» нейтронных импульсов (см. раздел 3.2.1) согласно ряду произвольных, заложенных в программу, алгоритмов, и регистрацию интенсивности этих сигналов.

Помимо этого, программа управления микропроцессором *s02* постоянно информирует о своем текущем состоянии внешнюю, контролирующую проведение измерений, компьютерную систему, занимается приемом и обработкой поступающих от центрального компьютера команд и передачу, по приходу соответствующего запроса и с соблюдением определенного протокола, на этот компьютер информации, которая была накоплена в локальной буферной памяти автономной подсистемы. Одновременно программа *s02* может обслуживать до 16-ти информационных каналов, к каждому из которых могут подключаться не зависящие друг от друга входные сигналы.

Программа *s02* написана на языке C [303] с использованием открытой программной библиотеки *libopenm3* [304]. Последняя служит для программирования низкоуровневой, зависящей от особенностей конкретного типа процессора, части аппаратного интерфейса и необходима для поддержки систем, которые построены на микропроцессорах архитектуры ARM Cortex (в частности, к процессорам такого типа относится примененный в рассматриваемой информационной системе микроконтроллер STM32F407). Исходный текст программы *s02* преобразуется («компилируется») в машинно-специфичный, для данного процессора, двоичный код с помощью комплекса средств разработки², который построен на основе свободного компилятора языка C с открытым исходным кодом — программы *arm-gcc* [305]. Полученный в результате компиляции двоичный файл с машинным кодом, который предназначен для непосредственного исполнения микропроцессором, загружается во внутреннюю память последнего с помощью встроенной в плату STM32F4Discovery микросхемы интерфейса ST-Link. Для управления интерфейсом загрузки применяется общедоступная программа от фирмы STMicroelectronics [306].

Через посредство встроенного в микропроцессор асинхронного последовательного интерфейса и (внешнего по отношению к микропроцессору)

²В литературе по программированию микропроцессоров для этого понятия используется термин *toolchain*.

преобразователя линий UART↔USB автономная подсистема взаимодействует с центральным компьютером, который обеспечивает общее управление процессом сбора данных: установку конфигурации измерительной системы; запуск и останов программ регистрации; прием, необходимую обработку и отображение результатов измерения. Весь информационный обмен между центральным компьютером и автономной подсистемой сбора данных происходит в виде обмена простыми текстовыми сообщениями вида <имя параметра>=<значение>, что, в простейшем случае, позволяет проводить начальную настройку и контроль работы автономной микропроцессорной системы с помощью стандартных терминальных программ общего назначения, не прибегая к каким-либо специализированным средствам управления измерительной установкой.

Центральный компьютер, к которому подключаются все автономные микропроцессорные платы, работает под управлением свободной операционной системы Linux [272,307], обеспечивающей запуск специализированных программ сбора данных и необходимое взаимодействие с внешними машинами (сервер базы данных, интернет-сервер) по сетевым линиям связи. В настоящее время на системе сбора данных Тянь-Шаньского супермонитора используется дистрибутив Debian Linux [308].

Информационный обмен по линиям связи с автономными подсистемами, которые подключаются к USB-порту центрального компьютера, обеспечивается через посредство входящего в состав операционной системы Linux USB драйвера. Благодаря использованию этого драйвера, для работающих на центральном компьютере программ интерфейс с каждой из автономных подсистем представляется в виде открытого на запись и чтение файла (*/dev/ttyUSB0* и */dev/ttyUSB1* на рисунке 3.7), так что обмен данными между программами центрального компьютера и встроенной в микропроцессор программой *s02* может производиться путем стандартных системных запросов *read*, *write* и т. п., обращенных к этим файлам.

Со стороны управляющего компьютера с внешней микропроцессорной системой взаимодействует запущенная на нем программа *v05001*, которая служит для передачи команд настройки на автономную подсистему при инициализации очередного сеанса измерений; постоянного слежения за текущим состоянием автономной подсистемы; выборки, при необходимости, накопленных во внутренней памяти автономной подсистемы данных и сохранения этих данных в локальном файле на диске центрального компьютера. Периодически на управляющем компьютере активизируется другая программа, *v05002*, которая выбирает

накопившиеся в локальном файле информационные записи и пересылает их по сети на внешний сервер базы данных. В конечном итоге результаты всех измерений концентрируются в двух таблицах базы данных: в таблице *varitien*, куда помещаются измерения количества поступивших от нейтронных счетчиков монитора сигналов, которые производятся регулярно с минутной периодичностью и служат для исследования вариаций глобального потока космических лучей, и в таблице *shshower*, где накапливаются записи о распределении интенсивности нейтронных сигналов во времени после прохождения ШАЛ, измеренные с высоким временным разрешением (десятки и сотни микросекунд) и синхронизированные с триггером ливневой установки (см. раздел 2.2.2). База данных Тянь-Шаньской высокогорной станции обеспечивает долговременное хранение этой информации и доступ к ней сторонним программам, служащим для обработки и визуализации нейтронных данных.

Как отмечалось выше, для обслуживания каждой из трех секций Тянь-Шаньского нейтронного супермонитора используется индивидуальная автономная подсистема сбора данных на микропроцессоре, работающем под управлением программы *s02*. Поэтому (в отличие от ситуации, показанной на рисунке 3.7) в реальности на центральном управляющем компьютере одновременно запускаются три процесса *v05001*, которые работают параллельно и независимо друг от друга, и каждый из них обслуживает собственную автономную подсистему. Объединение данных, полученных от отдельных подсистем, в общую информационную запись о завершеном измерении производится при их загрузке в базу.

Аналогично описанному процессу регистрации нейтронных данных работает программа *v03001*, которая предназначена для регулярного измерения атмосферного давления (сведения о нем необходимы при обработке и анализе нейтронной информации). Информационные посылки с цифрового барометра БРС1-М, поступающие от него по линии последовательного интерфейса, через преобразователь UART ↔ USB попадают в центральный компьютер, в котором они считываются и дешифрируются через посредство системного USB-драйвера программой *v03001*. Результаты работы программы сохраняются на локальном диске управляющего компьютера и периодически с помощью программы *v03002* переносятся в предназначенную для них таблицу *meteotien* базы данных.

Помимо сохранения всей собранной информации в локальной базе данных Тянь-Шаньской станции, программный комплекс *v05/v03* обеспечивает возможность ее пересылки во внешнюю общеевропейскую базу данных NMDB [309] в

реальном режиме времени (номинально, такая отправка данных со станции должна производиться ежеминутно). С этой целью в обеих программах сбора данных *v05001* и *v03001* предусмотрена возможность параллельного вывода информации, полученной при каждом завершённом измерении, в специальный временный файл, который существует независимо от «долгоживущего» файла с архивными данными, предназначенными для загрузки в локальную базу. Ежеминутно, по сигналам таймера, инициируется специальная программа *v05004*, которая считывает созданные программами *v05001* и *v03001* временные файлы, генерирует на основе содержащихся в них данных информационную посылку, и отправляет эту посылку в NMDB средствами внешней компьютерной сети Интернет; содержимое же временных файлов после каждой *удачной* пересылки автоматически стирается вплоть до завершения следующего измерения.

Выборка информации, которая хранится в локальной базе данных, осуществляется через посредство web-интерфейса со страниц доступного из внешней сети Интернет сайта Тянь-Шаньской высокогорной станции [257]. При выборе соответствующих ссылок на этой странице генерируется запрос к web-серверу, обеспечивающему со стороны станции связь с внешней сетью, а тот, в свою очередь, инициирует работу интерфейсных программ *v05003* и *v03003*, которые служат для выборки необходимой информации из базы данных и ее представления на web-странице в текстовой или в графической форме.

Программа *v05003* предназначена для представления данных о вариациях интенсивности космических лучей, которые определяются по измерениям скорости счета сигналов от нейтронных счетчиков супермонитора. Эта программа работает с записями интенсивности нейтронных сигналов из таблицы *varitien* и при необходимости автоматически вносит в них необходимые поправки на величину атмосферного давления; подобная же ей программа *v03003* служит для непосредственного вывода результатов измерения давления. Еще одна программа представления данных, *v05005*, предназначена для распечатки контрольных графиков, отображающих интенсивность сигналов во всех каналах нейтронного монитора, без какой-либо коррекции, за несколько последних суток. Эти графики могут быть использованы для контроля за качеством работы монитора и диагностики его отдельных каналов в реальном времени.

Для работы с распределениями нейтронных сигналов, которые измерялись с высоким временным разрешением после прохождения ШАЛ и хранятся в таблице *shshower* базы данных, предназначена программа *r09007*. Помимо своего

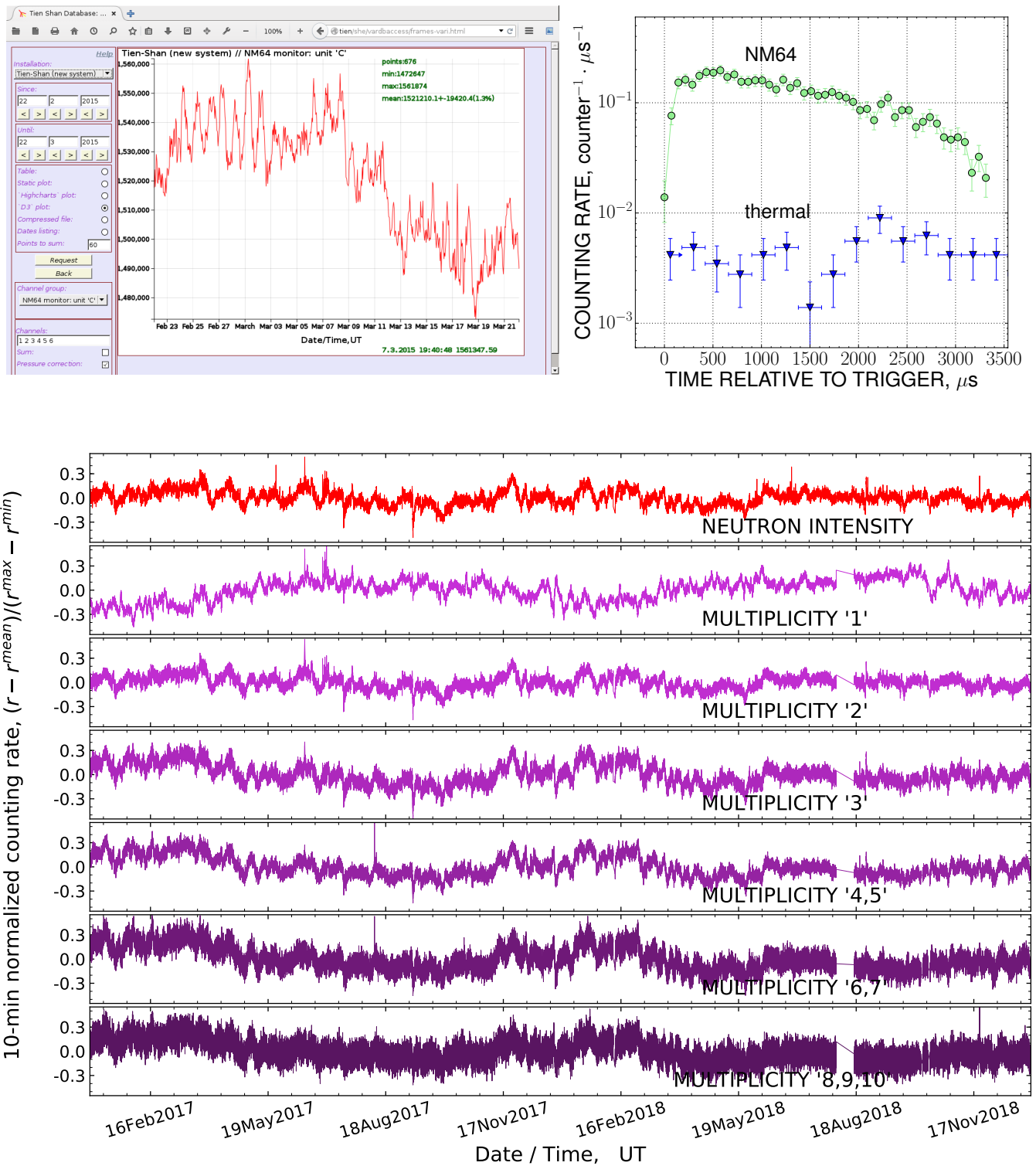


Рисунок 3.8 — Результат регистрации космических лучей на нейтронном мониторе: запись интенсивности КЛ в течение двух месяцев, представленная в форме интерактивного графика на web-странице Тянь-Шаньской станции (слева сверху); временное распределение нейтронных сигналов при попадании ствола ШАЛ в секцию монитора (справа сверху); непрерывная запись вариаций интенсивности космических лучей и событий различной кратности (*multiplicity*) на протяжении двух лет (внизу).

основного функционала — визуализации временных распределений в текстовом или графическом виде для их просмотра и ручного редактирования, эта программа обеспечивает подключение внешних модулей *r09007.exe*, которые служат для обработки информации в автоматическом режиме. Каждый такой модуль представляет собой автономную программу, реализующую один из специфических алгоритмов обработки данных: фильтрацию зарегистрированных событий по какому-либо критерию, построение усредненных по многим ливневым событиям временных распределений, подсчет суммарной множественности (кратности) нейтронных сигналов в отдельных событиях и т. п. операции.

Примеры отображения информации, связанной с регистрацией нейтронных сигналов на Тянь-Шаньском супермониторе NM64 с помощью перечисленных выше программ, приводятся на рисунке 3.8. Представленные результаты демонстрируют высокую стабильность функционирования программно-аппаратного комплекса, которая поддерживалась непрерывно на протяжении длительного времени.

Все упомянутые программы для управления центральным компьютером системы сбора данных нейтронного супермонитора и обработки полученной информации написаны на современном языке программирования высокого уровня Python и используют в своей работе служебные процедуры и классы, которые определены в программном модуле-библиотеке *shloader.py* (см. раздел 2.4.7); копия этого модуля должна находиться как на центральном компьютере, так и на web-сервере. Кроме того, взаимодействующие непосредственно с web-сервером программы *v05003*, *v03003* и *v05005* используют программный модуль *shcgi*, в котором содержатся процедуры, управляющие информационным обменом с web-сервером, генерацией запросов к базе данных и разбором полученной из базы информации. Последние три программы также используют модуль *shmatplot*, где находятся вспомогательные классы, облегчающие доступ к графической библиотеке *Matplotlib* языка Python [285], которая применяется при построении предназначенных для вывода на web-страницу графиков.

3.2 Нейтронный монитор как детектор адронной компоненты космических лучей

3.2.1 Множественность нейтронных событий и энергия адронных взаимодействий

Использование устройств, аналогичных по своей конструкции нейтронному супермонитору NM64, в качестве средства для определения энергии адронов в связанных с изучением космических лучей экспериментах было предложено в период 1950–1960-х годов, вскоре после разработки самой концепции нейтронного монитора [126, 310–312]. В этих работах были сформулированы главные принципы, лежащие в основе применения нейтронных детекторов для исследования ядерно-активной компоненты КЛ, которые заключаются в следующих рассуждениях.

Известно, что среднее число (множественность) испарительных нейтронов ν , которые рождаются при взаимодействии адрона космических лучей с ядрами входящего в состав монитора тяжелого поглотителя, зависит от энергии налетающего адрона:

$$\nu = \nu(E_h). \quad (3.1)$$

При последующем за ядерным взаимодействием процессе диффузии образовавшихся испарительных нейтронов в замедлителе монитора некоторая их часть может попасть внутрь одного из нейтронных счетчиков и быть зарегистрированной этим счетчиком; соответственно, суммарное количество импульсных сигналов от счетчиков монитора M — т. н. *кратность* нейтронного события, поступивших в течение некоторого фиксированного времени после взаимодействия — *временных ворот* T_g , — также является функцией от E_h . Очевидно, что средние значения множественности и кратности должны быть пропорциональны друг другу:

$$M(E_h) = \varepsilon \cdot \nu(E_h); \quad (3.2)$$

или же, обращая,

$$E_h = E_h(\nu) = E_h(M/\varepsilon), \quad (3.3)$$

где параметр ε представляет собой вероятность регистрации испарительного нейтрона счетчиками монитора — т. н. *эффективность* нейтронного монитора. Соотношения (3.1)–(3.3) лежат в основе методики определения энергии адронов КЛ через посредство нейтронных детекторов.

Кратность нейтронного события M может быть определена непосредственно во время измерений путем подсчета суммарного количества сигналов, пришедших на протяжении времени T_g от нейтронных счетчиков монитора после того, как в нем произошло ядерное взаимодействие налетающего адрона. Специально для этой цели предназначена одна из дополнительных функций, которые были встроены в программу управления автономной системой сбора данных от нейтронных детекторов *s02*, рассматривавшейся выше в разделе 3.1.3. Согласно алгоритму, который применяется в настоящее время, программа *s02* позволяет подсчитывать число входных импульсов, поступивших на протяжении последовательности отдельных временных интервалов длительностью 20 мкс каждый, по отдельности для каждого информационного канала. Общее количество интервалов составляет 250, так что суммарная длительность всей последовательности — то есть максимальная продолжительность ворот T_g в данном эксперименте, — равняется 5 мс. Полученные от каждого нейтронного счетчика количества импульсов суммируются поинтервально между собой, что позволяет определить временной ход интенсивности нейтронов $I(t)$, детектируемых в объеме всего монитора.

Вследствие диффузионной природы процесса распространения испарительных нейтронов, распределение $I(t)$ имеет вид быстро спадающей функции, близкий к экспоненциальному, что позволяет определить кратность M как интегральную сумму этого распределения. Чтобы избежать недооценки числа M , длительность временных ворот T_g выбирается из тех соображений, чтобы к моменту их завершения интенсивность сигналов от нейтронных счетчиков успевала упасть до своего фонового уровня. Как будет показано далее в параграфе 3.2.3, характерное время жизни испарительных нейтронов τ для стандартной секции супермонитора NM64 составляет (600–650) мкс; поэтому принятая в программе *s02* максимальная длительность ворот в 5 мс соответствует $\simeq 8\tau$.

Следует отметить принципиальное отличие такого способа исследования адронных взаимодействий в космических лучах от методов, основанных на регистрации поступающего от детекторов частиц *аналогового* сигнала, которые рассматривались в главе 2. Действительно, в случае нейтронного супермонитора

определение энергии, выделившейся при взаимодействии адрона КЛ, сводится к подсчету количества стандартных *цифровых* импульсов от нейтронных счетчиков. С технической точки зрения такой подсчет представляет собой гораздо более простую задачу, чем оцифровка аналоговых сигналов, для которой требуется высокая степень линейности всех осуществляемых над ними преобразований и существует принципиальное ограничение доступного динамического диапазона разрядностью используемого АЦП.

Последнее обстоятельство обуславливает основные преимущества использования нейтронной методики при исследованиях адронных взаимодействий: относительную простоту регистрирующего устройства и применимость одного и того же детектора в исключительно широком, не менее трех порядков величины, диапазоне энергий E_h . Последнее обстоятельство связано с той особенностью нейтронных детекторов, что их динамический диапазон определяется исключительно скоростью срабатывания самих нейтронных счетчиков и формирующей их сигнал электроники, а не ограничивается эффектами нелинейности и насыщения при большой величине входного сигнала, которые характерны для аналоговых способов съема информации. В то же время, основной недостаток обсуждаемого здесь метода заключается в высокой стоимости и относительно небольшой эффективной площади нейтронных детекторов.

Для экспериментов, проводимых на Тянь-Шаньской высокогорной станции, выбор параметров, которые фигурируют в формулах (3.1)–(3.3), производился на основе следующих соображений.

Эффективность Тянь-Шаньского нейтронного супермонитора NM64 по отношению к регистрации вторичных испарительных нейтронов ε измерялась непосредственно на мониторе с применением калиброванного Pu–Be источника тепловых нейтронов, который обладал известной интенсивностью выходного нейтронного потока. В результате этих измерений для супермонитора была получена усредненная по площади всех его трех секций оценка $\varepsilon = (4.5 \pm 0.2)\%$ [289].

Конкретный вид функции генерации нейтронов $\nu(E_h)$ для Тянь-Шаньского супермонитора определялся в несколько этапов. Для адронов с энергией E_h порядка нескольких сотен МэВ — десятков ГэВ эта функция была измерена непосредственно в серии экспериментов со специальным нейтронным детектором, который облучался в адронных пучках ускорителей ФИАН и Протвино в конце 1990-х–начале 2000-х годов [250–252, 313, 314]. Для более высокой энергии взаимодействующих адронов, $E_h \simeq (10 - 1000)$ ГэВ, вид функции генерации мог быть

получен из сопоставления двух спектров связанных со взаимодействиями КЛ событий, которые известны из экспериментов, проводившихся на Тянь-Шаньской высокогорной станции: дифференциального энергетического спектра адронов, который измерялся здесь в 1970-х годах на большом ионизационном калориметре, и спектра кратности нейтронных событий, наблюдавшихся на супермониторе NM64 в 1990-х годах. Как результат этих исследований, была получена оценка для энергетического порога нейтронного супермонитора NM64, $E_h^{min} \approx 0.5$ ГэВ, и были выведены две формулы для взаимного пересчета между средними значениями кратности нейтронных событий в мониторе и соответствующей энергией адронного взаимодействия, $M \leftrightarrow E_h$ [315, 316]:

$$M \approx 1.48 \cdot E_h^{0.55}; \quad E_h \approx 0.49 \cdot M^{1.8}. \quad (3.4)$$

Эти формулы справедливы в диапазоне энергий E_h от 3 ГэВ до $\simeq 10^4$ ГэВ.

Наконец, в настоящее время вид функции $\nu(E_h)$ в широком диапазоне энергии адронов, начиная с долей электрон-вольта и вплоть до десятков и сотен тысяч ГэВ, может быть определен расчетными методами, путем полного моделирования процессов генерации, замедления, диффузии и регистрации испарительных нейтронов на основе современных моделей взаимодействия элементарных частиц. Описание этих расчетов и следующих из них результатов составляют предмет последующих параграфов данного раздела.

3.2.2 Программа моделирования физических процессов в мониторе на основе пакета Geant4

Развитая к настоящему времени техника численных расчетов позволяет провести детальное моделирование по методу Монте-Карло всех физических процессов, которые могли бы протекать при попадании адронов космических лучей внутрь нейтронного монитора, и получить на основе этих данных конкретный вид функции генерации $\nu(E_h)$ для соотношений (3.1)–(3.3) в широком диапазоне значений энергии налетающих адронов E_h . Одним из таких современных средств, служащих для разработки программ численного моделирования, является известный пакет Geant4, который широко применяется при изучении различных

аспектов функционирования измерительных установок и для расчета отклика физических детекторов в работах, связанных с экспериментами в области физики высоких энергий, а также в радиационной физике, биомедицинских исследованиях и т. п. приложениях [254–256]. Для установок Тянь-Шаньской высокогорной станции на базе этого пакета была разработана программная модель, позволяющая учесть специфические особенности проводимых здесь экспериментов. В настоящем параграфе рассматриваются основные характеристики этой модели и построенной на ее основе программы *m02*, которая применялась для моделирования физических процессов, происходящих внутри нейтронного супермонитора NM64 при регистрации им адронной компоненты космических лучей.

Физическая модель взаимодействия частиц

Комплекс физических моделей взаимодействия элементарных частиц, используемый для расчета отклика нейтронного супермонитора NM64 на попадание в него частицы-адрона космических лучей в программе *m02*, намеренно строился таким образом, чтобы включить в себя как можно более широкий круг процессов, которые могли бы оказаться существенными при рассмотрении взаимодействия налетающих адронов и продуктов их реакций с веществом монитора. Все физические модели, входящие в состав этого комплекса, представляют собой специальные процедуры из программной библиотеки пакета Geant4 и описаны в пособии [317], которое является частью сопровождающей этот пакет документации. К программе *m02* эти процедуры подключаются в соответствии с рекомендациями, которые изложены в руководстве по разработке программ на основе пакета Geant4 [318].

Список основных моделей взаимодействия элементарных частиц³, которые используются в расчетах по программе *m02*, выглядит следующим образом.

1. Электромагнитные взаимодействия:

- фотоэффект, эффект Комптона, образование e^\pm пар для гамма-квантов (соответственно, процессы *G4PhotoElectricEffect*, *G4ComptonScattering*, *G4GammaConversion* в терминах документации [317]);

³В документации программного пакета Geant4 для списков такого рода принято обозначение *PhysicsList*.

- тормозное излучение (*G4eBremsstrahlung*), многократное рассеяние (*G4eMultipleScattering*), ионизационные потери (*G4eIonisation*) для электронов и позитронов;
 - аннигиляция позитронов (*G4eplusAnnihilation*);
 - фотоядерные взаимодействия (*G4PhotoNuclearProcess*) и ядерные реакции, инициированные налетающими электронами и позитронами (*G4ElectroNuclearReaction*).
2. Процессы, связанные с физикой положительных и отрицательных мюонов:
- тормозное излучение (*G4MuBremsstrahlung*), многократное рассеяние (*G4MuMultipleScattering*), ионизационные потери (*G4MuIonisation*), образование пар (*G4MuPairProduction*);
 - β -распад мюонов (*G4Decay*);
 - индуцированные положительными мюонами ядерные реакции (*G4MuNuclearInteraction*) и захват ядрами замедленных μ^- (*G4MuonMinusCaptureAtRest*).
3. Взаимодействия для протонов и пионов:
- упругие (*G4LElastic*) и неупругие адронные взаимодействия (*G4BinaryCascade*, *G4LEProtonInelastic*, *G4HENProtonInelastic* для протонов в энергетических диапазонах до 20 МэВ, от 20 МэВ до 5 ГэВ, и свыше 5 ГэВ соответственно; а также аналогичные модели для пионов);
 - многократное рассеяние заряженных частиц-адронов (*G4ehMultipleScattering*) и процесс ионизации (*G4hIonisation*);
 - β -распад π^\pm и радиационный распад π^0 (*G4Decay*), а также захват π^- ядрами (*G4PionMinusAbsorptionAtRest*).
4. Нейтронная физика:
- упругие столкновения нейтронов в энергетических диапазонах (10^{-2} — 4) эВ (*G4NeutronHPThermalScattering*), 4 эВ — 20 МэВ (*G4NeutronHPElastic*) и >20 МэВ (*G4LElastic*);
 - неупругие столкновения, начиная с диапазона низких энергий (от тепловых и вплоть до 20 МэВ, *G4NeutronHPInelastic*), и включая промежуточные

(20 МэВ — 5 ГэВ, *G4BinaryCascade*), высокие (5 ГэВ — 20 ГэВ, *G4LENeutronInelastic*), и сверхвысокие (>20 ГэВ, *G4HENeutronInelastic*) энергий взаимодействия;

- радиационный захват налетающих нейтронов (*G4HadronCaptureProcess*) и процессы индуцированного ими деления ядер (*G4HadronFissionProcess*).

Весьма широкий диапазон рассматриваемых энергий взаимодействия, который используется в расчетах по программе *m02*, обусловлен необходимостью применения данной совокупности физических процессов как для моделирования реакций, которые инициируются первичными частицами с характерной для частиц космических лучей энергией, то есть порядка (100–1000) ТэВ, так и при анализе поведения образующихся в результате частиц-продуктов более низкой энергии, вплоть до полной диссипации каскада вторичных взаимодействий. По этой же причине помимо перечисленных выше, список учитываемых в расчете физических моделей включает в себя образование и распад короткоживущих странных мезонов и барионов, а также соответствующих античастиц.

Модель нейтронного монитора и алгоритм моделирования адронных взаимодействий

Геометрия программной модели, которая использовалась для расчетов по программе *m02*, иллюстрируется рисунком 3.9.

Модель нейтронного детектора определяется в соответствии с правилами, изложенными в руководстве разработчика приложений Geant4 [318]. Конфигурация нейтронного монитора задается в виде прямоугольного параллелепипеда с внешними размерами, соответствующими размерам стандартной секции супермонитора NM64. Внутренняя структура модельного детектора — сочетание последовательно чередующихся слоев легкого вещества-замедлителя и слоев тяжелой мишени — также определяется в соответствии с внутренним устройством супермонитора NM64 и геометрическими размерами его составляющих (см. рисунок 3.1). Для всех структурных элементов расчетной модели с помощью программных средств пакета Geant4 задан состав заполняющего их вещества

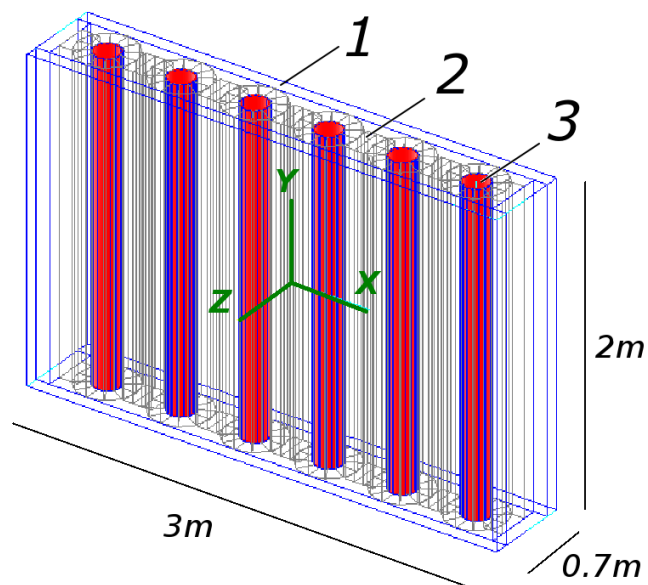


Рисунок 3.9 — Модель нейтронного супермонитора NM64 для расчетов по программе *m02*: (1) — полиэтилен, (2) — свинец, (3) — нейтронный детектор.

(полиэтилен, свинец), в согласии с составом материалов, которые применяются в устройстве реального супермонитора. Шесть цилиндрических «детекторов» модельного монитора имеют размеры нейтронного счетчика СНМ15 и размещаются во внутреннем пространстве модели аналогично расположению нейтронных счетчиков в реальной секции супермонитора. Объем модельных счетчиков предполагается заполненным смесью газов Ar и BF_3 с парциальным давлением, плотностью и изотопным составом, соответствующими параметрам нейтронных счетчиков типа СНМ15.

При моделировании адронных взаимодействий в мониторе по методу Монте-Карло последовательно проводилось несколько серий расчетов, в каждой из которой предполагалось, что на монитор падает моноэнергетический поток первичных частиц-адронов с одной и той же энергией E_h . Исходный поток частиц мог иметь как изотропное угловое распределение, так и быть направленным на «верхнюю» сторону модельного детектора (антипараллельно оси Z на рисунке 3.9). С помощью программных средств пакета Geant4 рассчитывалась траектория первичной частицы внутри монитора и последовательно моделировались все ее взаимодействия с веществом при движении вдоль этой траектории. Аналогичным образом моделировались траектории всех вторичных частиц-продуктов взаимодействия первичного адрона, в том числе испарительных нейтронов, образующихся при ядерных реакциях в объеме монитора. Во

в всех точках траектории каждой частицы фиксировались ее координаты, кинетическая энергия, направление импульса, а также время, прошедшее с момента первичного взаимодействия.

Траектории всех испарительных нейтронов прослеживались в мониторе целиком, через точки всех промежуточных взаимодействий данного нейтрона (основную массу таких взаимодействий составляют упругие столкновения с ядрами атомов замедлителя). Отслеживание каждого нейтрона велось начиная с момента его образования и вплоть до поглощения или выхода из монитора. В случае, если взаимодействие нейтрона происходило во внутреннем объеме одного из модельных нейтронных счетчиков, и при этом фиксировалась ядерная реакция с образованием пары заряженных продуктов (${}^7\text{Li}, \alpha$), нейтрон считался «зарегистрированным». При таком алгоритме расчетов функция генерации нейтронов $\nu(E_h)$ определяется непосредственно как среднее число испарительных нейтронов, образующихся в мониторе при попадании в него первичного адрона с энергией E_h . В то же время среднее число «зарегистрированных» нейтронов представляет собой оценку средней кратности нейтронных событий M , которая соответствует данной энергии E_h , а отношение этого числа к средней множественности ν дает оценку для эффективности регистрации нейтронного супермонитора ε . Отметки времени t , соответствующие моменту образования пары (${}^7\text{Li}, \alpha$) в объеме одного из модельных счетчиков, позволяют восстановить зависимость интенсивности регистрируемых нейтронных сигналов $I(t)$ от времени, прошедшего с момента взаимодействия первичной частицы.

3.2.3 Результаты модельных расчетов в сравнении с экспериментом

Модельные расчеты согласно описанному в предыдущем параграфе алгоритму проводились для ядерно-активных первичных частиц различного сорта, как для нуклонов, так и пионов, и при различных предположениях об угловом распределении потока налетающих на монитор частиц: пучок частиц, направленный в центр верхней грани монитора перпендикулярно ее поверхности (антипараллельно оси Z на рисунке 3.9); однородный поток частиц, равномерно распределенных по поверхности верхней грани; изотропное распределение первичных

частиц по всей внешней поверхности монитора. Некоторые из результатов подобных расчетов — распределения модельных событий по множественности ν испарительных нейтронов, которые были образованы в веществе супермонитора NM64 при попадании на него энергичных нейтронов, протонов и пионов, иллюстрируются рисунком 3.10. Как выяснилось в ходе моделирования, все варианты подобных расчетов приводят к сходным значениям множественности образующихся нейтронов ν , которые практически не зависят ни от вида углового распределения, ни от типа налетающих ядерно-активных частиц, а только от их энергии. Такой результат вполне понятен, поскольку процесс образования испарительных нейтронов при столкновении частиц с ядрами в веществе поглотителя однозначно определяется разницей между энергетическим уровнем возбужденного ядра и его уровнем в состоянии покоя, но не типом конкретных реакций, приводящих к возбуждению ядер. Для определенности, далее на протяжении этого раздела результаты моделирования адронных взаимодействий будут рассматриваются для монитора, находящегося в изотропном потоке первичных частиц-нейтронов.

На рисунке 3.11 представлена зависимость средней множественности образующихся в супермониторе NM64 испарительных нейтронов от энергии адронного взаимодействия — функция генерации $\nu(E_h)$. Точками показан результат расчета по программе Geant4, который проводился на основе рассмотренной выше физической модели взаимодействия элементарных частиц, прямой линией — вид функции $\nu(E_h)$, восстановленный согласно описанной в [315, 316] методике по данным об энергетическом спектре адронов и спектре кратности нейтронных событий, которые измерялись на Тянь-Шаньской высокогорной станции. Между расчетными и чисто экспериментальными результатами на рисунке видно хорошее согласие, как по абсолютной величине, так и по наклону результирующей степенной зависимости. В той области значений энергии E_h , где оба набора данных $\nu(E_h)$ перекрываются между собой, вид функции генерации соответствует аналитическому выражению (3.4).

Регулярный степенной вид функция $\nu(E_h)$ имеет лишь для адронных взаимодействий с достаточно высокой первичной энергией. Как видно на рисунке 3.11, степенная зависимость множественности испарительных нейтронов от энергии нарушается при энергии первичного адрона порядка (10–30) МэВ. За этим пределом функция генерации $\nu(E_h)$ быстро падает, практически до нуля, с дальнейшим уменьшением энергии.

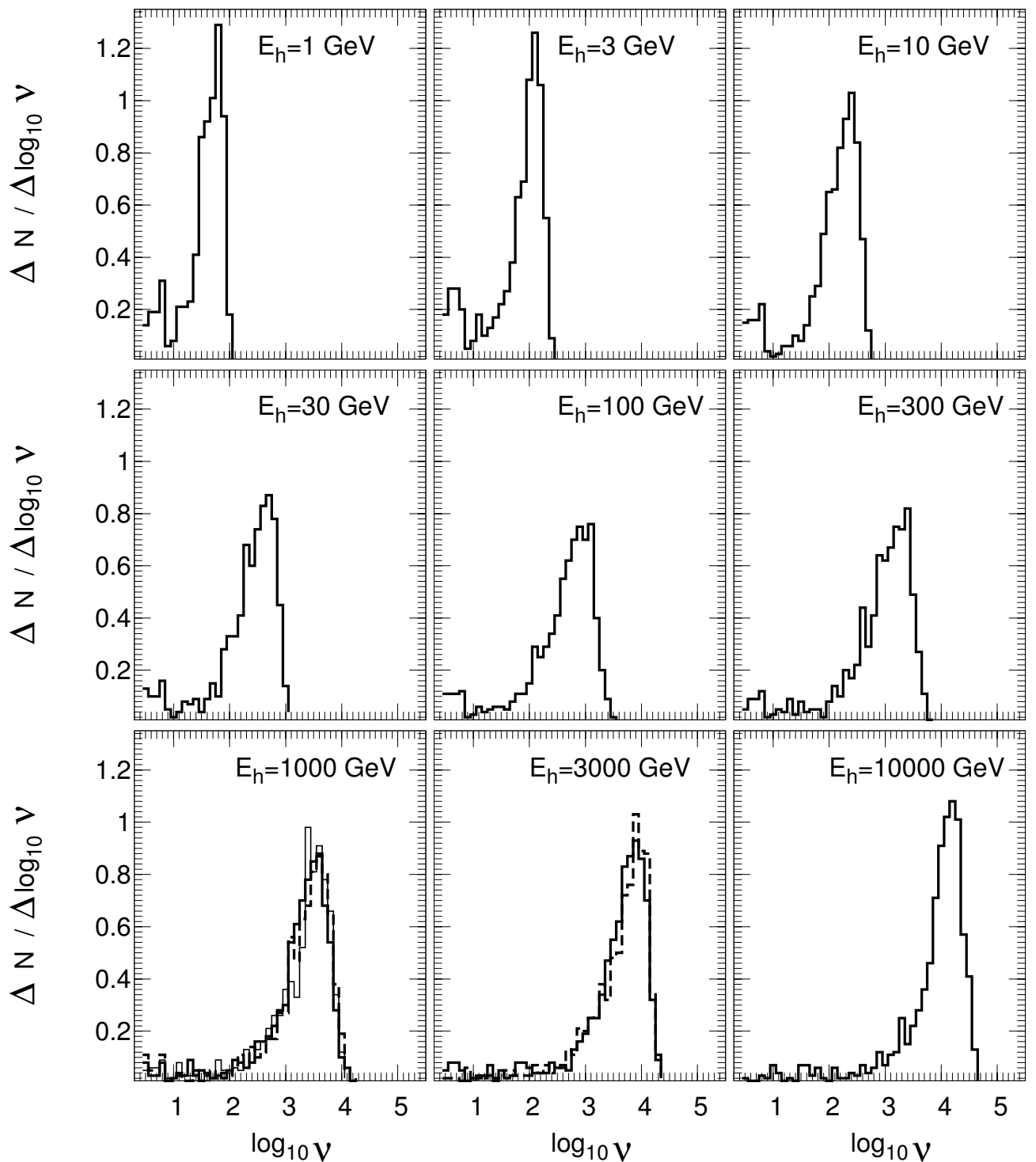


Рисунок 3.10 — Распределение по множественности испарительных нейтронов ν , образованных при взаимодействии первичных нейтронов (толстая линия), протонов (тонкая линия) и положительных пионов (пунктир) во внутреннем поглотителе супермонитора NM64. Результаты расчетов Geant4 для различных значений энергии налетающего адрона E_h .

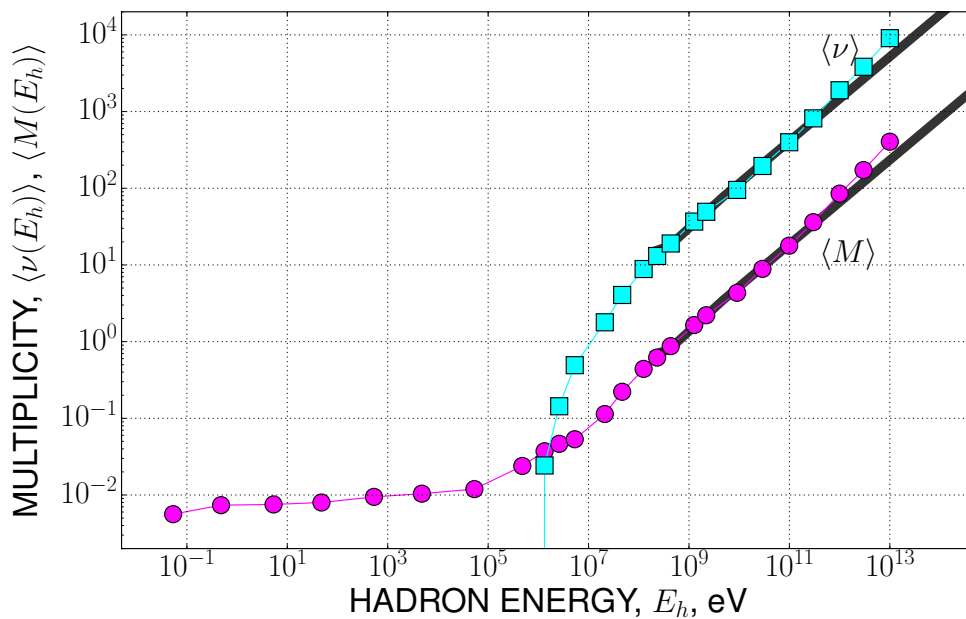


Рисунок 3.11 — Функция генерации нейтронов $\nu(E_h)$ и зависимость средней множественности нейтронных событий $M(E_h)$ от энергии первичного адрона E_h для стандартной секции нейтронного супермонитора NM64. Точки — результат моделирования Geant4 для первичных частиц-нейтронов с изотропным угловым распределением; прямые линии — зависимости, рассчитанные на основе экспериментальных данных [315, 316].

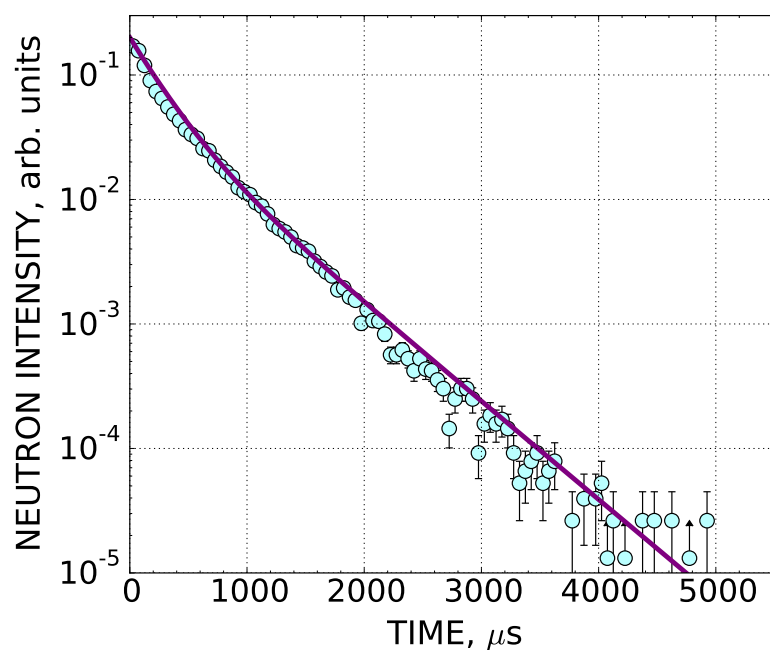


Рисунок 3.12 — Интенсивность потока испарительных нейтронов после взаимодействия первичного адрона в нейтронном супермониторе NM64 согласно результатам моделирования Geant4 (точки) и данным экспериментальных измерений [6, 119] (сплошная линия).

Нижний график $M(E_h)$ на рисунке 3.11 представляет собой энергетическую зависимость множественности (*кратности*) сигналов, поступивших от нейтронных счетчиков монитора после ядерного взаимодействия первичного адрона. Отдельные точки этого графика соответствуют среднему числу нейтронов, непосредственно «зарегистрированных» (в смысле, который обсуждался в предыдущем параграфе) при моделировании адронных взаимодействий по программе Geant4. Непрерывная прямая линия на этом графике отмечает зависимость $M(E_h)$, которая была рассчитана по формуле (3.2) для функции $\nu(E_h)$, следующей из упомянутого выше сопоставления экспериментальных спектров нейтронных и адронных событий, измерившихся на Тянь-Шаньской станции. Для эффективности регистрации нейтронов в этом расчете было принято значение $\varepsilon = 4.5\%$, в соответствии с усредненной по объему монитора эффективностью, которая была получена в ходе его калибровки — непосредственном подсчете сигналов от нейтронных счетчиков при их облучении помещенным внутрь монитора источником тепловых нейтронов с известной интенсивностью. Как и для функций генерации $\nu(E_h)$, между смоделированной и выведенной на основе исключительно экспериментальных данных зависимостями $M(E_h)$ на рисунке 3.11 наблюдается хорошее согласие.

Функциональные зависимости, представленные на рисунке 3.11, хорошо согласуются с результатами чисто расчетной работы [319], в которой рассматривались функции отклика нейтронного супермонитора по отношению к частицам ядерно-активной компоненты космических лучей, и работы [320], целью которой была экспериментальная калибровка нейтронного монитора на ускорителе.

Наблюдаемое соответствие между расчетными и экспериментальными результатами относительно $\nu(E_h)$, $M(E_h)$ и ε , которое следует из рисунка 3.11, означает, что описанная в параграфе 3.2.2 физическая модель взаимодействия элементарных частиц, также как и модель внутренней геометрии нейтронного супермонитора и составляющих его материалов, с достаточной степенью адекватности отражают процессы, которые происходят при попадании адронов космических лучей в реальный монитор.

Как видно на рисунке 3.11, с учетом эффективности регистрации испарительных нейтронов ε среднее число поступающих от нейтронных счетчиков монитора сигналов M оказывается меньше единицы при энергиях налетающего адрона $E_h \approx (0.5 - 0.7)$ ГэВ. Отсюда можно сделать вывод о том, что эти значения соответствуют минимальной энергии E_h^{min} , ниже которой использование

нейтронного супермонитора NM64 в качестве детектора адронов в космических лучах становится малоэффективным. Сходные оценки для энергетического порога нейтронного монитора по отношению к регистрации адронов были получены в работах [315, 316], посвященных анализу экспериментальных спектров событий, которые связаны со взаимодействиями адронной компоненты космических лучей в Тянь-Шаньском нейтронном мониторе.

Если же интересоваться реакцией монитора на попадание в него первичных частиц-нейтронов, то имеет смысл рассмотреть поведение функции $M(E_h)$ в весьма широком диапазоне значений первичной энергии E_h , в том числе и для $E_h \ll E_h^{min}$. В связи с отсутствием размножения нейтронов за счет ядерных реакций внутри монитора, величина M при таких энергиях приобретает смысл среднего ожидаемого числа сигналов от нейтронных счетчиков монитора, приходящихся на один первичный нейтрон; иначе говоря, она представляет собой вероятность регистрации (эффективность) монитором нейтронов малой энергии.

Из представленных на рисунке 3.11 результатов моделирования видно, что вероятность регистрации нейтронов низкой энергии детектором с внутренней конфигурацией супермонитора NM64 весьма мала, и в широком интервале значений первичной энергии E_h , начиная от энергий теплового диапазона, $\sim 10^{-2}$ эВ, и вплоть до $E_h \simeq (0.1 - 1)$ МэВ, она остается приблизительно постоянной, медленно изменяясь в пределах (0.5–3)% с увеличением энергии налетающего нейтрона.

Низкая чувствительность супермонитора по отношению к нейтронам малой энергии объясняется существенным отражением таких нейтронов и их поглощением в слое внешнего замедлителя-отражателя, который состоит из легкого вещества и окружает супермонитор с наружной стороны (см. раздел 3.1.1). Действительно, исходная цель, для которой разрабатывались детекторы подобного типа, заключается в высокостабильных прецизионных измерениях (*мониторинге*) глобальной интенсивности космических лучей на основе потока входящих в их состав энергичных адронов, начиная с энергии первичной частицы $E_h \simeq 1$ ГэВ и выше. При такой постановке задачи неконтролируемый поток нейтронов низкой энергии из окружающей детектор среды представляет собой неконтролируемый в условиях эксперимента, и потому нежелательный, фон. Для уменьшения влияния этого фона на результаты измерений и потребовалась специально предусмотренная в конструкции детектора внешняя защита.

Временным характеристикам регистрируемых в мониторе нейтронных событий посвящен рисунок 3.12. Полученная при моделировании таких событий

по программе Geant4 частота «регистрации» испарительных нейтронов $I(t)$ в зависимости от времени t , прошедшего после момента первичного взаимодействия, на этом рисунке показана отдельными точками. Как можно видеть, эта зависимость имеет вид экспоненциально спадающей функции и может быть представлена в виде суммы двух экспонент, $I(t) \sim a \cdot \exp(-t/\tau_1) + b \cdot \exp(-t/\tau_2)$, две компоненты которой имеют типичные значения времени релаксации $\tau_1 \approx 250$ мкс и $\tau_2 \approx (600 - 650)$ мкс. Экспоненциальный спад интенсивности нейтронного потока обусловлен диффузионной природой процесса распространения испарительных нейтронов в мониторе, причем два слагаемых в выражении для $I(t)$ соответствуют вкладам от диффузии нейтронов во внутреннем и внешнем слоях замедлителя, сильно различающихся по своим геометрическим размерам (см. раздел 3.1.1).

Гладкой непрерывной кривой на рисунке 3.12 показана аппроксимация усредненной зависимости интенсивности сигналов от нейтронных счетчиков, которая была получена при регистрации реальных нейтронных событий на Тянь-Шаньском супермониторе NM64 [6, 119]. Хорошее согласие между расчетным и экспериментальным распределениями на этом рисунке служит еще одним подтверждением корректности принятой модели нейтронного детектора и всей совокупности описывающих взаимодействия элементарных частиц физических процессов, которые рассматривались в обсуждаемых расчетах.

3.3 Практический пример: адронная компонента в стволах ШАЛ

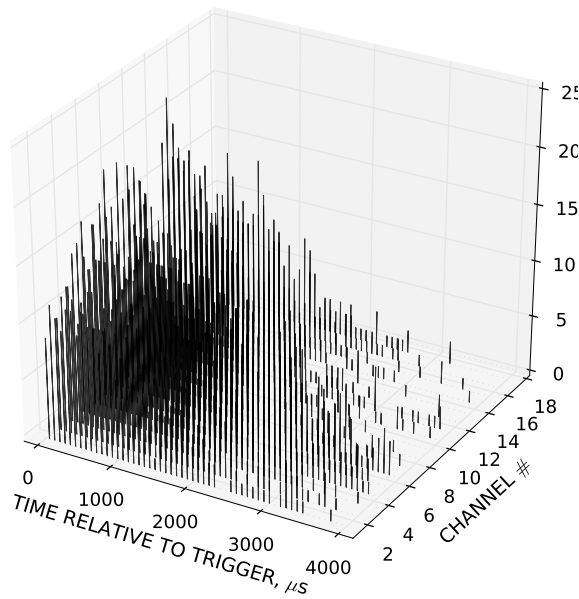
В настоящем разделе, так же как и в следующих далее аналогичных по своему смыслу разделах 4.3 и 5.2, будет представлен ряд экспериментальных результатов, которые были получены при совместной работе нейтронных детекторов различной конструкции с ливневой установкой Тянь-Шаньской высокогорной станции. Представленные здесь данные служат, во-первых, для демонстрации эффективности применения разработанной к настоящему времени нейтронной методики в практике экспериментов по исследованию характеристик широких атмосферных ливней (и в особенности центральной области ШАЛ с большой первичной энергией), и, во-вторых, иллюстрируют ряд связанных со свойствами таких ливней и до сих пор нерешенных проблем, работы по изучению которых

предполагается вести на текущем этапе развития Тянь-Шаньской ливневой установки. Именно при постановке этих экспериментов и при анализе полученной с их помощью информации должны найти применение как рассмотренные выше схемотехнические разработки по конструкции нейтронных детекторов, так и результаты связанных с характеристиками таких детекторов модельных расчетов.

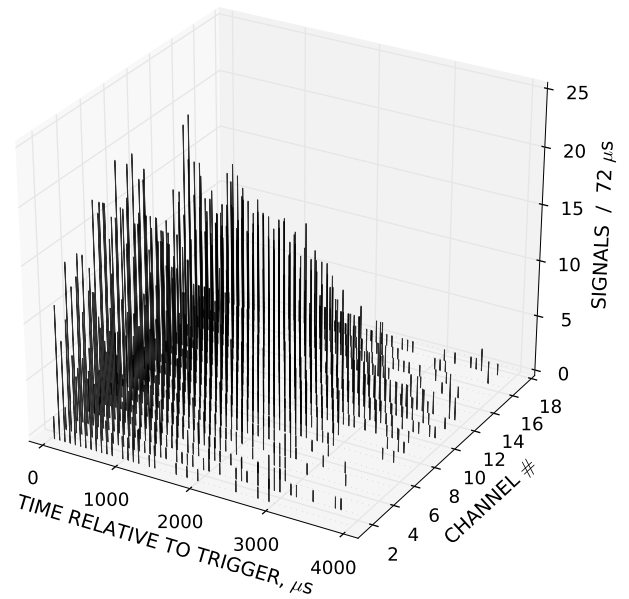
Исторически, систематическое использование основанных на нейтронных детекторах методов на Тянь-Шаньской высокогорной станции начиналось с применения находящегося здесь нейтронного супермонитора 18NM64 для регистрации адронной компоненты широких атмосферных ливней. В этих экспериментах запись интенсивности импульсных сигналов от счетчиков нейтронного монитора производилась с высоким временным разрешением (десятки микросекунд) и синхронизировалась с моментами прохождения ШАЛ по триггеру ливневой установки (см. раздел 2.2.2). В ходе этой работы среди всех ШАЛ, которые детектировались на ливневой установке станции, были обнаружены случаи с неожиданно большим количеством сигналов, поступивших от нейтронных счетчиков монитора в течение нескольких миллисекунд после прохождения ливневого фронта. Несколько подобных примеров приводятся на рисунке 3.13. Как было показано в разделе 3.2.1, большие значения числа зарегистрированных нейтронных сигналов — т. н. суммарной кратности события M , — означают исключительно высокую множественность генерации испарительных нейтронов в подобных случаях. Впоследствии аналогичные эффекты наблюдались также и на нейтронных мониторах, которые располагались на различных высотах над уровнем моря, ниже уровня Тянь-Шаньской станции. Результаты всех этих исследований были представлены в серии прежних публикаций [6, 116, 119–122, 124, 125].

Иллюстрацией особого эффекта, который характерен для нейтронных событий повышенной множественности, служит рисунок 3.14, где показаны наблюдаемые после прохождения ШАЛ временные распределения интенсивности сигналов от нейтронных счетчиков монитора, усредненные по событиям с различной кратностью M . Как следует из этого рисунка, в событиях с относительно небольшой кратностью, $M \leq (300 \dots 500)$, интенсивность нейтронных сигналов следует стандартной зависимости (линия T на рисунке 3.14), которая представляет собой сумму двух экспоненциальных функций, и механизм возникновения которой обсуждался выше в разделе 3.2.3. Напротив, в событиях с кратностью более $M \simeq (700 \dots 1000)$ форма экспериментальных распределений изменяется, становясь существенно более полой, так что в случаях с предельно большой

24.01.2005 05:43:00



17.03.2006 11:22:51



29.06.2007 19:21:41

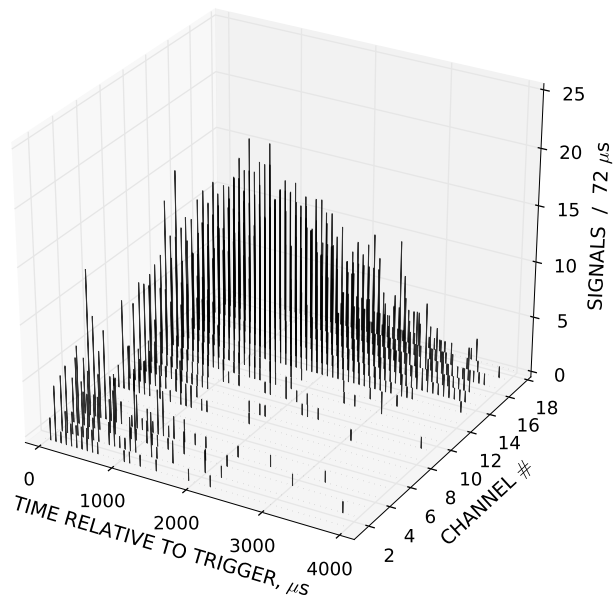


Рисунок 3.13 — Временные распределения сигналов среди 18-ти нейтронных счетчиков супермонитора 18NM64 (каждому из которых соответствует отдельный информационный канал *CHANNEL*) в индивидуальных событиях с высокой множественностью. Нуль временной шкалы соответствует моменту триггера ШАЛ, по вертикальной оси отложено количество импульсных сигналов, поступивших от каждого нейтронного счетчика на протяжении последовательных интервалов времени с фиксированной длительностью 72 мкс.

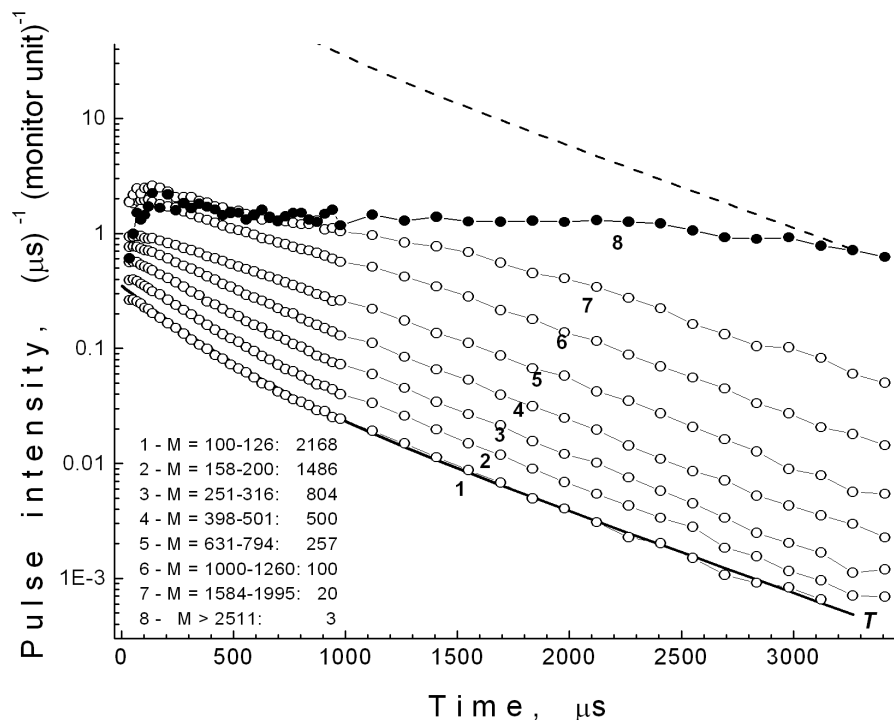


Рисунок 3.14 — Усредненные по многим событиям распределения интенсивности нейтронных сигналов в супермониторе 18NM64 для различных диапазонов значений суммарной кратности M . Точки — экспериментальные данные, гладкие линии — аппроксимация экспериментальных распределений суммой двух экспонент (см. раздел 3.2.3). Нуль временной шкалы соответствует моменту триггера ШАЛ.

кратностью $M \geq 2000$ наблюдаемая интенсивность сигналов практически не убывает на всем интервале исследованных времен.

В действительности же «затягивание» распределений в событиях высокой множественности на рисунке 3.14 может оказаться иллюзорным и связанным с недостатком временного разрешения в информационных каналах нейтронного монитора, возникающим как из-за эффектов насыщения в самих нейтронных счетчиках при регистрации ими особо интенсивного потока нейтронов, так и из-за влияния последующей электроники в тракте формирования сигнала от этих счетчиков. Необходимо однако отметить, что при том варианте объяснения, который связывает происхождение «затянутых» распределений с эффектами насыщения, действительный временной ход интенсивности нейтронных сигналов, очевидно, должен выражаться той же стандартной экспоненциальной зависимостью. Например, на рисунке 3.14 такая зависимость должна следовать пунктирной линии, которая представляет собой стандартную экспоненту,

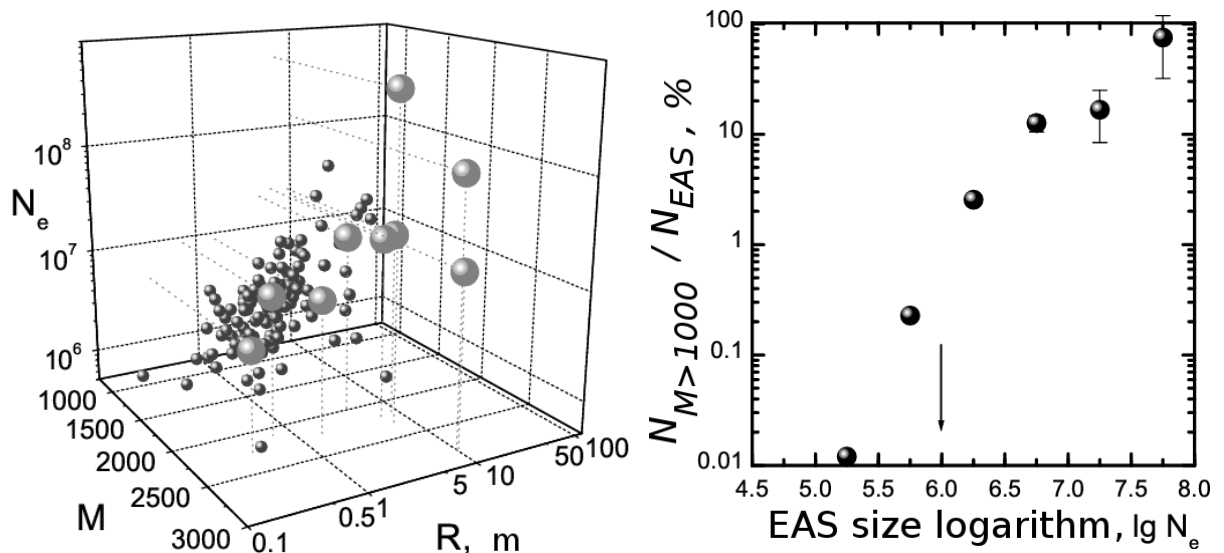


Рисунок 3.15 — Слева: корреляционный график между кратностью наблюдаемого в мониторе нейтронного события M и характеристиками соответствующего ему ШАЛ — размером ливня N_e и расстоянием до его оси R . Справа: относительная доля ливней, сопровождающих нейтронные события большой кратности ($M \geq 1000$), среди общего потока ШАЛ, оси которых проходят на расстоянии до 10 м от монитора, в зависимости от размера ливня N_e . нормированную по амплитуде к интенсивности точек, лежащих на «хвосте» реально зарегистрированного распределения. В этом случае как действительное количество сигналов от нейтронных счетчиков (представляющее собой интеграл под пунктирной кривой на этом графике), так и соответствующие ему функция генерации нейтронов в мониторе и множественность одновременно попадающих в детектор адронов ШАЛ должны оказываться исключительно высокими и, как это обсуждалось в упомянутых выше публикациях, не могут быть согласованы с известными моделями формирования адронной компоненты ливней. Таким образом, за наблюдаемым «затягиванием» временных распределений могут скрываться какие-то нетривиальные эффекты, и, по-видимому, эта проблема заслуживает проведения специальных исследований. К настоящему времени вопрос о механизме формирования событий с высокой кратностью нейтронных сигналов в мониторе и аномальными временными распределениями их интенсивности остается открытым.

Один из возможных подходов к решению этой проблемы заключается в исследовании разнообразных корреляций между наблюдаемыми характеристиками нейтронных событий и параметрами сопровождающих их ШАЛ. Примером

такого подхода служит корреляционный график на рисунке 3.15, слева, где положение всех зарегистрированных событий с кратностью $M \geq 1000$ отмечено в зависимости от размера N_e и расстояния R от центра секции монитора до оси соответствующего ливня. Как следует из этого графика, для таких событий характерны ливни с числом заряженных частиц более 10^6 , оси которых проходят на расстояниях до 10 м от монитора. (Учитывая то обстоятельство, что размер стандартной секции монитора NM64, составляет $(2 \times 3) \text{ м}^2$, последнее условие означает, что стволы ШАЛ во всех этих случаях практически непосредственно попадают в одну из секций).

Зависимость доли ливней, в которых наблюдаются «затянутые» нейтронные события большой кратности ($M \geq 1000$) среди всех ШАЛ с осью, проходящей вблизи монитора ($R \leq 10 \text{ м}$), от их размера N_e показана на правом графике рисунка 3.15. Из этого графика следует, что, по-видимому, значение $N_e \approx 10^6$ соответствует некоторому порогу в общем потоке ливней, при превышении которого события с аномальными временными распределениями интенсивности начинают наблюдаться с заметной вероятностью.

Таким образом, использование нейтронного монитора в качестве детектора адронной компоненты позволило обнаружить существование некоторого нетривиального эффекта, который, по-видимому, характерен для центральной области ШАЛ. Дальнейшие исследования этих явлений с применением нейтронных детекторов (в частности, чувствительных к потоку тепловых нейтронов сцинтилляционных детекторов со специальными борсодержащими присадками [146], которые обладают качественно лучшим временным разрешением по сравнению с газоразрядными нейтронными счетчиками) предполагается на следующем этапе развития системы детекторов Тянь-Шаньской высокогорной станции

3.4 Заключение к главе 3

Детекторы, основанные на регистрации испарительных нейтронов, которые образуются в результате взаимодействия адронов высокой энергии, могут быть исключительно полезны при исследованиях адронной компоненты космических лучей высокой энергии. Преимущество таких детекторов заключается в

том, что при их использовании измерение энергии адронов сводится к определению количества стандартных импульсных сигналов, поступивших от нейтронных счетчиков в течение достаточно продолжительного времени (единицы и десятки миллисекунд) после адронного взаимодействия. Поскольку с технической точки зрения такой подсчет реализовать гораздо проще, чем амплитудные измерения аналоговых сигналов, нейтронная методика позволяет обеспечить широкий динамический диапазон измерения плотности потока адронов и их энергий на одном и том же детекторе. Основные принципы нейтронной методики рассматриваются в параграфах 3.1.1 и 3.2.1 настоящей главы.

В параграфах 3.1.2 и 3.1.3 представлены электронная аппаратура и программное обеспечение, которые разрабатывались для реализации этих методов в экспериментах Тянь-Шаньской высокогорной станции. Новая система сбора данных от нейтронных детекторов построена на основе современного микропроцессора STM32F407, программа управления которым поддерживает проведение одновременно двух видов измерений. В режиме мониторинга производится регулярная, с периодичностью от долей секунды до минут и часов, регистрация интенсивности нейтронных сигналов. В режиме измерений с высоким временным разрешением, $\sim(10-100)$ мкс, который применяется для регистрации в реальном времени событий, связанных с прохождением ШАЛ, предусмотрена синхронизация процесса записи данных с триггером ливневой установки (см. параграф 2.2.2). Все результаты измерений на нейтронных детекторах сохраняются в базах данных единого информационного комплекса ТШВНС, основные принципы построения которого были представлены в параграфах 2.4.2–2.4.4 главы 2.

Для эффективного использования нейтронной методики в экспериментах Тянь-Шаньской станции на основе пакета Geant4 были разработаны программные модели нейтронных детекторов. Общие характеристики таких моделей рассматриваются в параграфе 3.2.2, а в параграфе 3.2.3 представлены результаты их применения к задаче о регистрации адронов высокой энергии в каналах нейтронного монитора ТШВНС. Показано, что в той области энергий взаимодействия, для которой известны данные прежних экспериментов Тянь-Шаньской станции, результаты моделирования хорошо согласуются с последними.

Результатам, которые были получены при регистрации взаимодействий адронной компоненты космических лучей на нейтронном мониторе Тянь-Шаньской станции, и обсуждению перспектив дальнейшего развития этого направления исследований на ТШВНС посвящен раздел 3.3.

Глава 4. Нейтронное сопровождение ШАЛ

4.1 Детекторы нейтронов с низким порогом регистрации

4.1.1 Назначение и устройство нейтронных детекторов

Как было показано в предыдущем разделе 3.2.3, адроны космических лучей с энергией порядка нескольких ГэВ и выше могут эффективно регистрироваться в установках типа нейтронного монитора, то есть детекторами, включающими в свою конструкцию поглотитель-мишень из тяжелого вещества, внутри которой ядерные взаимодействия налетающих адронов высокой энергии приводят к генерации большого количества вторичных испарительных нейтронов, повышая тем самым вероятность регистрации первичной космической частицы. Помимо таких энергичных адронов при исследованиях широких атмосферных ливней представляет интерес также и нейтронный фон низкой энергии, начиная от нейтронов теплового диапазона ($\sim 10^{-2}$ эВ) и вплоть до нескольких сотен МэВ [130–134]. Такие нейтроны в большом количестве образуются при взаимодействии адронной компоненты ШАЛ с веществом окружающей среды, но, как это обсуждалось выше, вероятность их детектирования нейтронными счетчиками монитора мала. Это обстоятельство обуславливает необходимость включения в состав ливневой установки отдельных детекторов с низким энергетическим порогом, которые специально предназначены для регистрации нейтронного потока малой энергии ($\ll 1$ ГэВ).

Первые попытки детектирования сопровождающих прохождение ШАЛ нейтронов в тепловом диапазоне энергий были предприняты на Тянь-Шаньской высокогорной станции еще в середине 2000-х годов [84], до начала работ по созданию новой ливневой установки. Продолжение этого направления исследований было предусмотрено в программе модернизации Тянь-Шаньского комплекса детекторов для изучения физики широких атмосферных ливней, которая осуществляется в настоящее время.

Внутреннее устройство детектора с низким энергетическим порогом, который обеспечивает эффективную регистрацию нейтронных потоков в широком

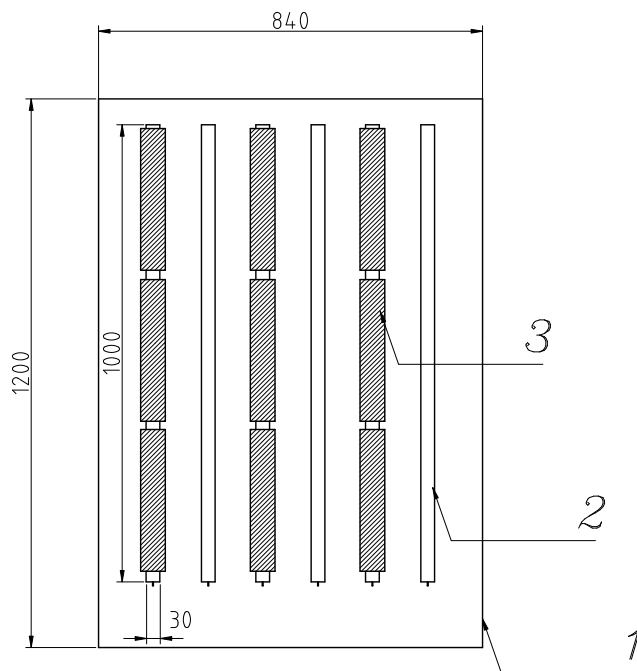


Рисунок 4.1 — Нейтронный детектор с низким порогом регистрации:
 1 — внешний корпус из алюминия толщиной 1 мм, 2 — нейтронный счетчик ПД631, 3 — замедлитель.

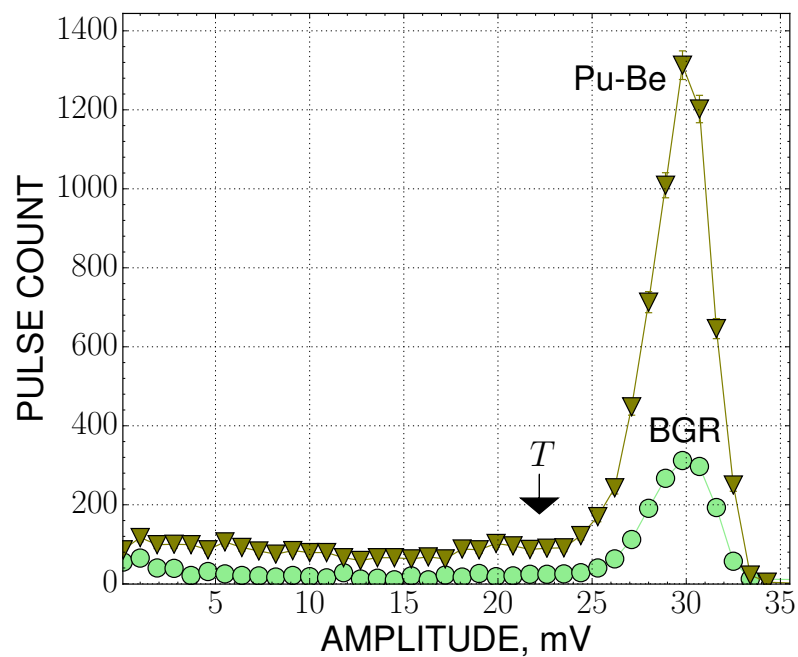


Рисунок 4.2 — Амплитудные спектры импульсов на анодной нити счетчика ПД631 при регистрации им нейтронного фона из окружающей среды (*BGR*) и при облучении нейтронами от Pu-Be источника. Стрелкой *T* отмечен порог срабатывания импульсных дискриминаторов в каналах регистрации.

диапазоне энергий, начиная от тепловых и вплоть до нескольких МэВ, показано на рисунке 4.1. Основным чувствительным элементом такого детектора является промышленный газоразрядный счетчик ПД631 («Гелий-2») [321]. Счетчики этого типа имеют геометрические размеры ($\varnothing 30 \times 1000$) мм², и в каждом детекторе устанавливаются по шесть таких счетчиков. Вмещающий нейтронные счетчики контейнер представляет собой параллелепипед с размерами (120 × 84 × 10) см³, изготовленный из алюминия с толщиной стенки 2 мм. Все счетчики ПД631 работают в пропорциональном режиме газового усиления.

Счетчики ПД631 заполнены смесью газов, состоящей из обогащенного ³He и природного аргона, с парциальным давлением 2 атм каждый [321]. Чувствительность такого счетчика к потоку *тепловых* нейтронов обеспечивается за счет ядерной реакции перезарядки $n(^3\text{He}, ^3\text{H})p$, появление заряженных продуктов которой во внутреннем объеме счетчика регистрируется им в виде электрического импульса на анодной нити. Поскольку сечение этой реакции быстро падает с увеличением энергии нейтрона, но при этом может потребоваться чувствительность детектора к потокам нейтронов с различной кинетической энергией, часть составляющих каждый детектор нейтронных счетчиков может располагаться внутри своего локального замедлителя. Последний имеет форму цилиндрических труб из легкого, водородсодержащего вещества — парафина или поливинилхлорида (ПВХ), надеваемых на счетчик. Комбинация «открытых» и экранированных замедлителем счетчиков в нейтронных детекторах позволяет расширить энергетический диапазон их чувствительности. Подробнее эта тема будет обсуждаться ниже в параграфе 4.1.2.

Для подключения счетчиков ПД631 к источнику высоковольтного питания, а также для съема и формирования электрических импульсов, которые генерируются на их анодных нитях, можно применять те же электронные схемы, что и в случае нейтронных счетчиков супермонитора NM64. Внутреннее устройство импульсных усилителей и дискриминаторов, которые работают в информационных каналах нейтронных детекторов, обсуждалось ранее в параграфе 3.1.2 (см. рисунки 3.3 и 3.4).

Так же как и на системе сбора данных супермонитора NM64, пороги срабатывания импульсных дискриминаторов, которые обслуживают каналы отдельных счетчиков в нейтронных детекторах, устанавливаются исходя из формы амплитудного спектра импульсов, наблюдаемых на выходе счетчика. Амплитудные

спектры нейтронных счетчиков типа ПД631 были получены с помощью схемы импульсного АЦП (см. рисунок 2.8) в специальных сериях измерений, когда счетчик регистрировал либо чистый фон поступающих из окружающей среды нейтронов, либо облучался потоком тепловых нейтронов от полностью закрытого замедлителем (11 см парафина) Pu-Be источника. Типичный вид таких спектров показан на рисунке 4.2.

Как видно на рисунке 4.2, для амплитудных спектров импульсов, которые генерируются счетчиками ПД631, характерно наличие относительно узкого пика, куда попадает основная масса полезных сигналов от вызванных нейтронами ядерных реакций. Для того чтобы добиться устойчивой работы счетчика и надежного измерения интенсивности нейтронного потока, порог срабатывания дискриминаторов в информационных каналах детекторов следует регулировать таким образом, чтобы при пересчете к аноду счетчика положение порога на амплитудной оси оказывалось вблизи нижней границы пика полезных сигналов в его амплитудном спектре. На рисунке 4.2 такое положение порога отмечено стрелкой *T*.

Система сбора данных от низкопороговых нейтронных детекторов построена на основе управляемых микропроцессором электронных плат, которые обеспечивают формирование импульсных сигналов и измерение скорости их поступления для каждого нейтронного счетчика. Как сами платы, так и программное обеспечение обслуживающих их микропроцессоров в этом случае совпадают с теми, которые применяются на аналогичных системах нейтронного супермонитора NM64 и рассматривались выше в разделах 3.1.2 и 3.1.3. Так же как и в случае с монитором, для всех нейтронных детекторов обеспечивается одновременная регистрация данных двух типов: регулярные измерения скорости счета нейтронов с постоянным периодом порядка нескольких секунд (как правило, при мониторинге нейтронного фона с низким энергетическим порогом принята периодичность 10 с) и прецизионная запись формы временного распределения интенсивности сигналов в течение некоторого периода после прохождения фронта широких атмосферных ливней. В последнем случае регистрация временных распределений производится с разрешением порядка десятков и сотен микросекунд, и синхронизируется с приходом внешнего триггера ШАЛ от Тянь-Шаньской ливневой установки (см. раздел 2.2.2).

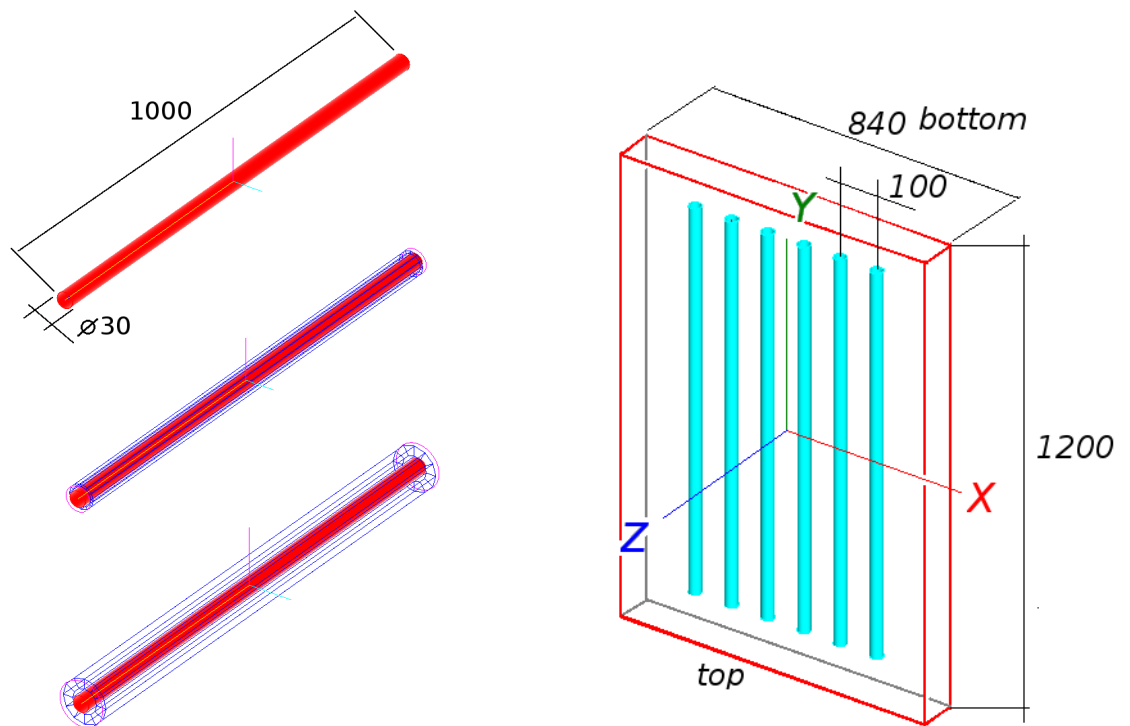


Рисунок 4.3 — Геометрические модели нейтронных детекторов для расчетов на основе пакета Geant4. Размеры указаны в миллиметрах.

4.1.2 Модель нейтронного детектора и эффективность регистрации нейтронов низкой энергии

При анализе результатов, которые были получены в измерениях на нейтронных детекторах с низким энергетическим порогом, требуется знать вероятность регистрации (эффективность детектора) для нейтронов в зависимости от их кинетической энергии, как для «открытых» нейтронных счетчиков, так для счетчиков, окруженных замедлителем. Имея построенную на основе пакета Geant4 физическую модель взаимодействия частиц, которая применялась для расчета характеристик нейтронного супермонитора NM64 и уже была протестирована сравнением полученных при моделировании результатов с данными непосредственных измерений на мониторе (см. разделы 3.2.2 и 3.2.3), логично на основе этой же модели провести расчет эффективности регистрации для различных типов детекторов, которые применяются в экспериментах, связанных с измерениями нейтронного потока на Тянь-Шаньской станции.

Несколько разработанных для нейтронных детекторов программных моделей, которые использовались в таких расчетах, иллюстрируются рисунком 4.3.

Основой для расчетов служила модель нейтронного счетчика ПД631, которая показана наверху левой колонки этого рисунка. Геометрия счетчика определялась в виде цилиндра с диаметром 30 мм и длиной 1000 мм. Предполагалось, что ограничивающая цилиндрический объем внешняя оболочка состоит из алюминия толщиной 1 мм. Внутреннее пространство модельного счетчика полагалось заполненным смесью аргона и гелия с параметрами (давление, температура, химический и изотопный состав), соответствующими характеристикам реальных счетчиков ПД631. Вместе с базовой моделью «открытого» счетчика, рассматривались также и счетчики, находящиеся внутри цилиндрического замедлителя нейтронов, как это показано на том же рисунке. В соответствии с конфигурацией реальных детекторов, в двух вариантах расчета замедлитель определялся в виде цилиндрических труб, состоящих из поливинилхлорида (ПВХ) с толщиной стенки 6 мм и из парафина толщиной 20 мм.

Помимо отдельных счетчиков ПД631, расчеты проводились для нейтронного детектора в сборе. Модель для такого варианта расчетов показана справа на рисунке 4.3. В этой геометрии отдельные счетчики располагаются в ряд на расстоянии 10 см друг от друга таким образом, чтобы их оси были параллельны, и весь их набор помещается внутрь алюминиевого контейнера с размерами $(120 \times 84 \times 10)$ см³ и с толщиной стенки 2 мм. Предполагается, что вмещающий контейнер заполнен атмосферным воздухом при нормальных условиях.

Расчет эффективности регистрации нейтронов для всех вариантов модельных детекторов проводился следующим образом. Серия расчетов состояла из ряда отдельных розыгрышей, порядка $(10^5 - 10^6)$ модельных событий, в каждом из которых на детектор падали первичные нейтроны с одной и той же кинетической энергией E_n . Как траектория самого первичного нейтрона, так и траектории образованных в результате его взаимодействий частиц-продуктов отслеживались целиком на протяжении всего расчетного события. В соответствии с принципом работы реальных счетчиков ПД631, действие которых основано на ядерной реакции $n(^3\text{He}, ^3\text{H})p$, критерием «регистрации» первичного нейтрона в модельном детекторе служило появление среди частиц-продуктов пары заряженных частиц протон/тритон во внутреннем объеме одного из нейтронных счетчиков. В качестве оценки для эффективности регистрации $\varepsilon(E_n)$ данной конфигурации детектора по отношению к нейтронам с кинетической энергией E_n использовалось отношение количества «зарегистрированных» нейтронов к общему числу разыгранных событий. Таким образом, как вероятность развития электронной лавины

внутри газоразрядного счетчика при образовании внутри него пары заряженных ядер, так и вероятность генерации вследствие этого счетчиком электрического импульса на его анодной нити полагались стопроцентными, а какое-либо влияние формирующих сигналы электронных цепей на эффективность детектора не учитывалось.

Для исследования характеристик нейтронного детектора, соответствующих различным условиям постановки эксперимента, были проведены три серии модельных расчетов. В расчетах первой серии — с «оптимальными» начальными условиями, — исходное положение всех первичных нейтронов в начале каждого розыгрыша задавалось непосредственно на поверхности цилиндрической стенки «открытого» счетчика, а их импульс всегда был направлен в сторону внутреннего пространства счетчика, по нормали к его поверхности. Целью этих расчетов было определить энергетическую зависимость эффективности одного индивидуально взятого нейтронного счетчика ПД631, который рассматривается вне зависимости от какого-либо внешнего окружения.

Во второй серии расчетов шесть таких счетчиков объединялись в единую модель нейтронного детектора, в соответствии с постановкой большинства экспериментов на Тянь-Шаньской станции. Такая геометрия модельного детектора показана на правой схеме рисунка 4.3. В качестве начального положения первичных нейтронов в этом варианте расчетов использовались случайные точки на внешней поверхности содержащей набор счетчиков алюминиевой коробки, а направление вектора начального импульса для первичных частиц задавалось путем розыгрыша значений его направляющих косинусов согласно равномерному распределению на интервале $[0,1]$. Такие настройки первичной конфигурации соответствует случаю детектора из шести счетчиков ПД631 в сборе, помещенному в изотропный поток налетающих нейтронов, и при этом автоматически учитывается влияние на суммарную эффективность нейтронного детектора характерной для его конструкции анизотропии, которая связана с принципиальной выделенностью направления вдоль оси счетчиков. Очевидно, что наличие пространственных зазоров между отдельными счетчиками в составном детекторе, который рассматривается как единое целое, а также случайное распределение направлений движения первичных частиц в этом варианте расчетов должны приводить к тому, что суммарная эффективность регистрации нейтронов для такого детектора должна быть заметно ниже, чем в случае «оптимальной» конфигурации пучка первичных нейтронов для единственного счетчика.

В третьем варианте расчетов была сделана попытка учесть специфические условия измерений, которые проводятся на установках Тянь-Шаньской высокогорной станции. Поскольку основное назначение таких установок заключается в регистрации частиц широких атмосферных ливней, естественно ожидать, что среди потока налетающих на детектор нейтронов могут преобладать частицы, движущиеся в вертикальном направлении. В этом случае вместо расчетов с полностью изотропным начальным распределением первичных частиц может оказаться более адекватным моделирование, при котором положение первичных нейтронов задается случайным образом на поверхности только одной из «больших» сторон модельного детектора (на рисунке 4.3 эта поверхность помечена как *top*), а распределение их первичных импульсов строго фиксировано: все первичные частицы в начальный момент времени движутся параллельно оси Z , в сторону, противоположную ее направлению на том же рисунке. Такое начальное распределение первичных нейтронов было принято в третьей серии модельных расчетов.

Результаты, полученные при моделировании процесса регистрации нейтронов для всех трех вариантов конфигурации детектора, представлены на рисунке 4.4.

Линией (1) на верхнем графике рисунка 4.4 показана энергетическая зависимость эффективности счетчика ПД631 по отношению к регистрации нейтронов при максимально благоприятных начальных условиях (первичный нейтрон, находящийся непосредственно на поверхности счетчика с направленным по нормали к его поверхности импульсом). Как видно по этому графику, в таком «оптимальном» варианте расчетов, который играет роль верхнего предела для возможной эффективности, результирующее распределение достигает практически 100% в диапазоне тепловых энергий, спадает до 50% при энергии ~ 1 эВ и до 1% — в области нескольких кэВ.

В более реалистичном варианте расчетов, с изотропным начальным распределением положений и импульсов первичных частиц, результаты которых показаны линией (2) на рисунке 4.4, зависимость суммарной эффективности детектора из шести разделенных зазорами счетчиков ПД631 сохраняет свой максимум в области тепловых энергий, но величина этого максимума снижается до уровня $\sim 20\%$. Практически такими же значения эффективности оказываются и в случае равномерного распределения первичных частиц по верхней стороне детектора, как это отражено на рисунке 4.4 линией (3). Таким образом, согласно данным

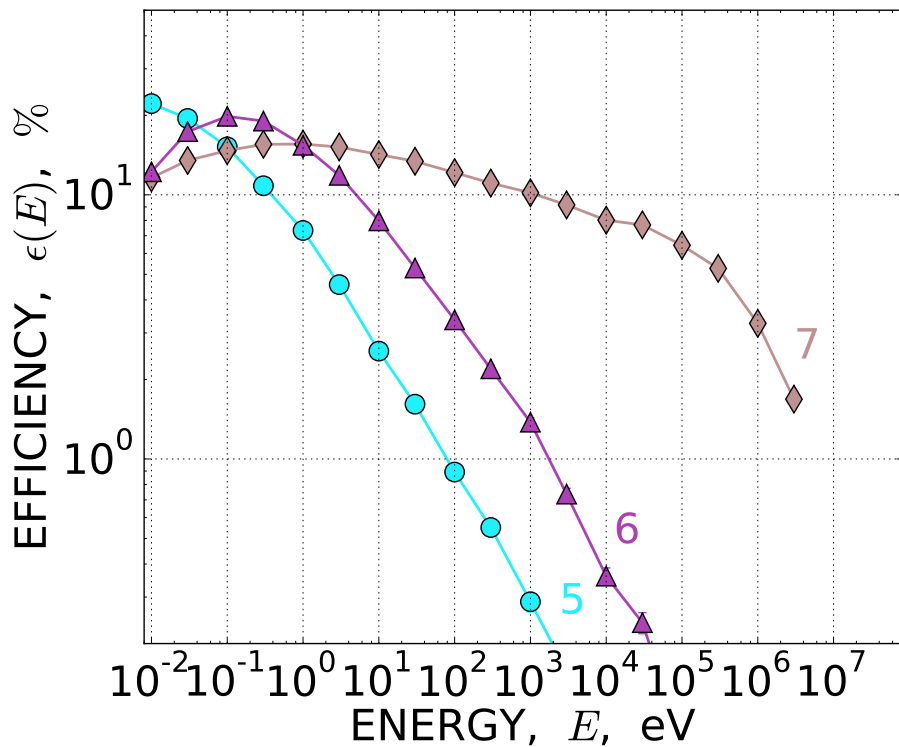
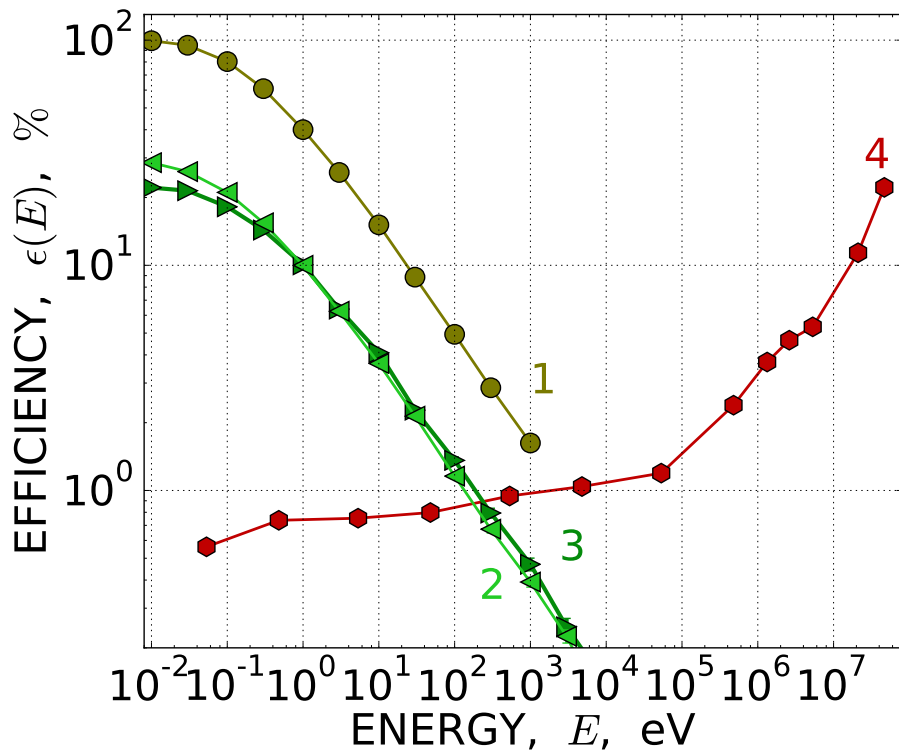


Рисунок 4.4 — Эффективность регистрации нейтронов детекторами различных конфигураций по результатам модельных расчетов. Вверху: 1 – нейтронный счетчик ПД631 без замедлителя, «оптимальный» вариант (см. текст); 2 и 3 – нейтронный детектор из шести счетчиков ПД631 в перпендикулярном его «верхней» поверхности и в изотропном потоке нейтронов; 4 – нейтронный супермонитор NM64. Внизу: 5 – счетчик ПД631 без замедлителя в изотропном потоке налетающих нейтронов; 6 и 7 – счетчики с замедлителем из ПВХ (6 мм) и парафина (20 мм) в изотропном потоке.

модельного расчета оказывается, что вероятность регистрации нейтронов в детекторе практически не зависит от вида углового распределения налетающего на детектор нейтронного потока.

Представленные здесь результаты означают, что сам по себе детектор на счетчиках ПД631 обладает заметной эффективностью, с вероятностью регистрации нейтронов $\gtrsim 1\%$, в энергетическом диапазоне, который начинается с тепловых значений и продолжается вплоть до $(0.1 - 0.3)$ кэВ. При этом подобный детектор оказывается наиболее чувствительным к нейтронам, обладающим кинетическими энергиями $E_n \simeq (0.01 - 0.1)$ эВ, а в области больших энергий его эффективность падает обратно пропорционально $\sqrt{E_n}$.

Для сравнения на том же графике рисунка 4.4 посредством линии (4) показана энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов, которая была получена при моделировании нейтронных взаимодействий для конфигурации супермонитора NM64 в области низких энергий налетающей частицы (см. рисунок 3.11 и его обсуждение в разделе 3.2.3). Как следует из этой зависимости, эффективность нейтронного супермонитора демонстрирует поведение, прямо противоположное случаю низкопорогового детектора: она остается незначительной вплоть до энергии $E_n \simeq (0.1 - 1)$ МэВ, а затем начинает расти по мере увеличения множественности испарительных нейтронов, которые образуются при инициированных энергичными адронами ядерных реакциях внутри тяжелого поглотителя монитора (см. раздел 3.2.1). Таким образом, нейтронный супермонитор и детекторы на основе не экранированных каким-либо веществом нейтронных счетчиков взаимно дополняют друг друга по своим возможностям.

Существенно расширить энергетический диапазон чувствительности для детекторов с низким порогом регистрации можно, если окружить часть содержащихся в них счетчиков дополнительным слоем легкого, водородсодержащего вещества, внутри которого налетающие нейтроны могли бы замедляться до тепловых энергий вследствие множественных упругих столкновений с легкими ядрами перед их попаданием во внутренний объем счетчика. Расчеты эффективности регистрации нейтронов в таком варианте детекторов проводились для двух типов замедлителя, которые используются в реальных экспериментах на Тянь-Шаньской станции: труб из поливинилхлорида (ПВХ) с толщиной стенки 6 мм и цилиндров из парафина толщиной 20 мм. Конфигурации этих моделей показаны в левой колонке рисунка 4.3. В обоих случаях при модельных расчетах полагалось, что счетчики вместе с окружающим их замедлителем находятся в изотропном

потоке налетающих нейтронов, начальные положения которых задавались случайным образом на внешней поверхности замедлителя, а направление первичного импульса определялось путем розыгрыша трех значений его направляющих косинусов согласно равномерному распределению на интервале $[0,1]$.

Результаты моделирования процесса регистрации нейтронов детекторами с замедлителем представлены на нижней панели рисунка 4.4. Линия (5) на этом графике отмечает энергетическую зависимость эффективности для «открытого» счетчика ПД631, который помещен в изотропный поток налетающих нейтронов, а линии (6) и (7) — эффективность регистрации для находящихся в тех же условиях счетчиков в присутствии двух типов замедлителя. Как можно видеть на этом графике, применение относительно тонкого замедлителя из ПВХ примерно втрое увеличивает вероятность детектирования нейтронов, начиная с кинетической энергии ~ 1 эВ, в то время как толстый слой парафинового замедлителя обеспечивает приблизительно равномерное распределение эффективности детектора в широком диапазоне кинетических энергий E_n вплоть до МэВ-ных значений.

4.1.3 Влияние внешней среды на эффективность нейтронных детекторов

В отличие от нейтронного монитора, конструкция которого специально разрабатывалась таким образом, чтобы максимально исключить какое-либо влияние со стороны объектов окружающей среды на темп счета поступающих от нейтронных счетчиков импульсных сигналов (что обеспечивается внешними экранами из вещества-замедлителя, см. параграфы 3.1.1 и 3.2.3), при проведении измерений посредством открытых детекторов нейтронов с низким энергетическим порогом такой эффект может оказаться существенным. Поэтому следующий вопрос, ответ на который можно было бы пытаться получить на основе подробного моделирования процессов распространения, взаимодействия и регистрации нейтронов, заключается в учете обычных условий расположения детекторов при постановке эксперимента на Тянь-Шаньской станции. С этой целью рассмотренная выше модель нейтронного детектора была дополнена деталями, позволяющими учесть присутствие наиболее типичных элементов окружающей реальные детекторы

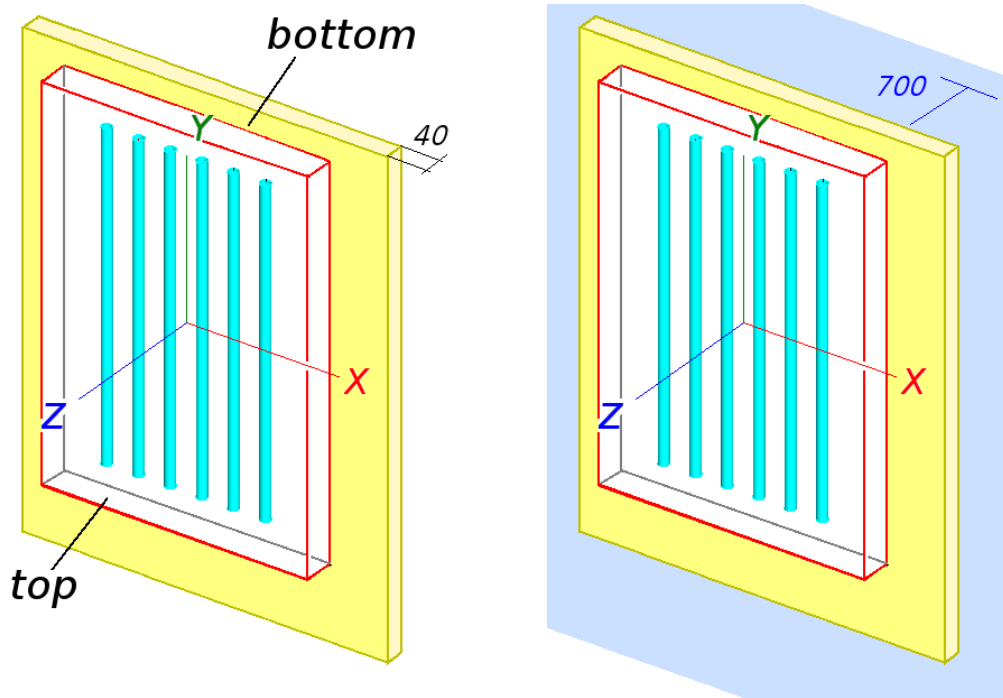


Рисунок 4.5 — Геометрические модели нейтронных детекторов, построенные с учетом типичных факторов окружающей среды: наличие деревянного перекрытия (слева), перекрытия и грунта (справа) под донной стороной (bottom) контейнера с нейтронными счетчиками. Размеры указаны в миллиметрах.

среды: находящегося ниже детектора перекрытия в помещении, где он установлен (как правило, это деревянный пол) и грунта под этим перекрытием. Такая модификация расчетной модели иллюстрируется схемами, которые показаны на рисунке 4.5.

Нижнее перекрытие помещения в модифицированной модели задается как плоский параллелепипед, который располагается непосредственно под донной (bottom) поверхностью детектора, то есть внешнего прямоугольного контейнера, внутри которого находятся нейтронные счетчики. Толщина этого параллелепипеда принимается равной 40 мм, в соответствии с типичным значением для реальных строительных перекрытий в помещениях с нейтронными детекторами на Тянь-Шаньской станции, а продольный и поперечный размеры задаются на порядок больше, чем соответствующие размеры детектора. Внутренний объем модельного «пола» полагается заполненным веществом, химический и агрегатный состав которого соответствуют стандартному материалу «дерево» (*G4Wood*) в программном пакете Geant4 [318].

Отдельная серия модельных расчетов проводилась для геометрической конфигурации, в которой под нижней стороной деревянного «пола» находится

обширное пространство в виде параллелепипеда с геометрическими размерами $(100 \times 100 \times 100) \text{ м}^3$, намного превосходящими характерный размер нейтронного детектора. Предполагалось, что все это пространство заполнено материалом, химический и изотопный состав которого соответствуют среднему составу характерного для Тянь-Шаньской станции грунта. (Последний будет обсуждаться в следующем ниже параграфе 4.2.2). В соответствии с типичной геометрией реальных экспериментов, верхняя поверхность «грунта» в этой модели находится на расстоянии 70 см от деревянного «пола» и расположенного над ним модельного детектора.

Поскольку оба варианта показанных на рисунке 4.5 моделей явно асимметричны в отношении направления «верх-низ» (*top-bottom* на этом рисунке), следует ожидать, что степень влияния окружающей среды на сигналы нейтронного детектора будет существенно зависеть от типа углового распределения направлений движения попадающих в этот детектор нейтронов. В связи с этим для каждой из рассматриваемых моделей проводилось по две серии расчетов. В расчетах первой серии угловое распределение начальных импульсов у налетающих частиц было изотропным. Во второй серии предполагалось, что первичные нейтроны падают на детектор в виде однородного потока, который направлен на верхнюю (*top*) грань детектора перпендикулярно его поверхности, то есть антипараллельно направлению указанной на рисунке 4.5 оси Z .

Результаты моделирования процесса регистрации нейтронных потоков низкороговым детектором с учетом элементов внешней среды представлены на графиках рисунка 4.6. Два распределения, показанные на каждом из этих графиков, относятся к вариантам расчета, в которых учитывалось либо лишь присутствие перекрытия из дерева (*WOOD*) ниже контейнера со счетчиками, либо также и наличие грунта под этим перекрытием (*WOOD&SOIL*). Помимо этого, на обоих графиках для сравнения представлены «идеальные» распределения эффективности, которые были получены для детектора на шести неэкранированных замедлителем счетчиках ПД631 (*6 COUNTERS*) в расчетах с первоначальным вариантом модели, который рассматривался выше в разделе 4.1.2 и не включал в себя какие-либо внешние объекты.

Как следует из сравнения представленных на графиках рисунка 4.6 распределений, влияние окружающей среды на эффективность регистрации нейтронов в детекторе обсуждаемой конструкции (а следовательно, и на скорость счета в

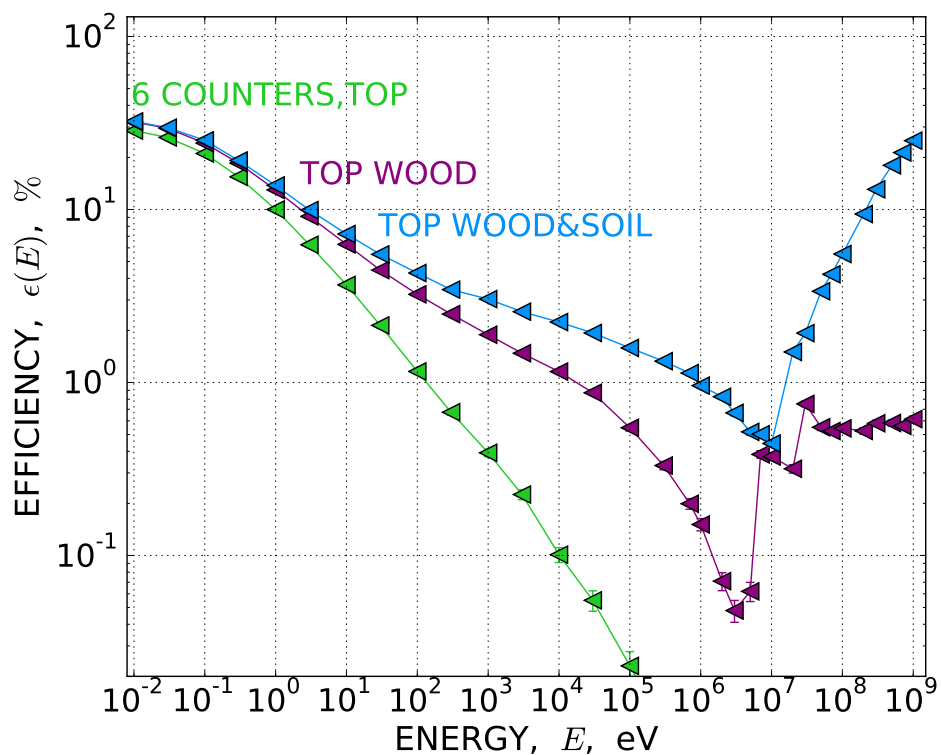
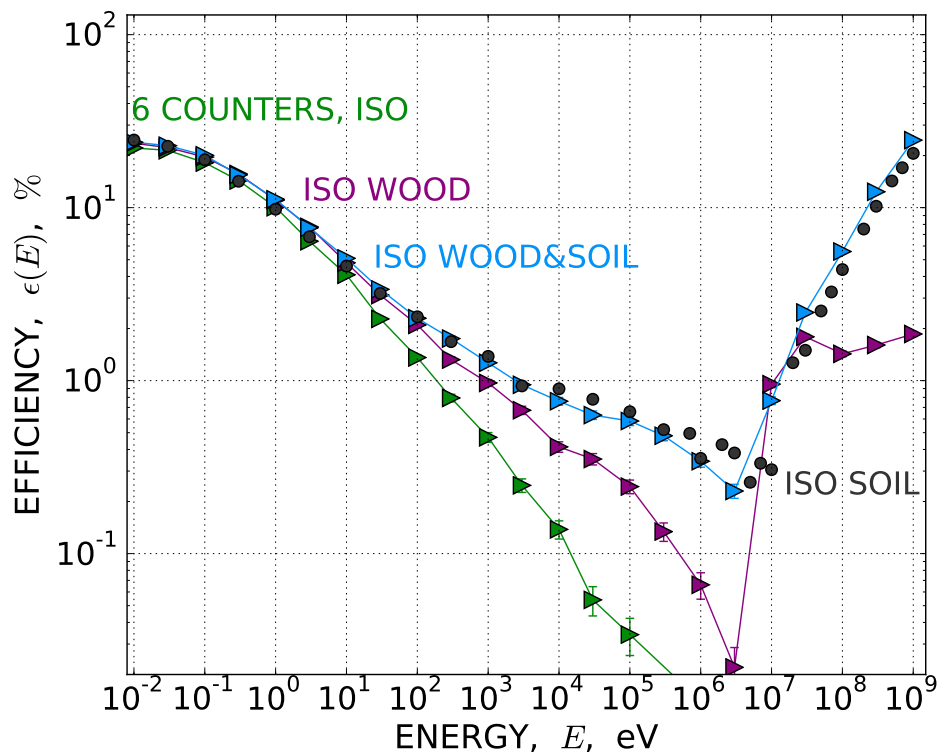


Рисунок 4.6 — Результаты расчетов эффективности регистрации нейтронов детектором на шести счетчиках ПД631 при наличии деревянного перекрытия (WOOD) и грунта (SOIL), находящихся ниже детектора. Верхний график — расчет для изотропного (ISO) первичного потока налетающих нейтронов, нижний график — для однородного потока нейтронов, направленного в вертикальном направлении перпендикулярно верхней (TOP) поверхности детектора.

информационных каналах аналогичного ему реального детектора) начинает сказываться при значениях кинетической энергии нейтронов $E_n \simeq (1 - 10)$ эВ, причем в варианте расчета со строго вертикальным направлением потока налетающих частиц эффект от расположенных ниже детектора слоев вещества оказывается существенно сильнее. При дальнейшем повышении энергии нейтронов степень этого влияния быстро увеличивается и становится преобладающей при энергиях E_n , принадлежащих к кэВ-ному диапазону, особенно в варианте расчетов с направленным пучком первичных частиц, где расхождение между распределениями разных типов начинает превышать порядок величины. Очевидный физический механизм этого эффекта заключается в отражении части потока нейтронов, которые прошли через детектор без взаимодействия, обратно в сторону нейтронных счетчиков при их замедлении и диффузии во внешних слоях вещества.

Влияние окружающих объектов на вероятность регистрации нейтронов детектором резко усиливается в области энергий $E_n \gtrsim 1$ МэВ, в которой помимо эффектов замедления и диффузии начинают играть роль процессы каскадного размножения налетающих нейтронов в инициированных ими ядерных реакциях: образование нуклонов отдачи и рождение испарительных нейтронов. Вследствие этого эффекта, который наиболее значительно проявляет себя в варианте расчетов *WOOD&SOIL*, то есть при учете влияния со стороны грунта, следует ожидать, что вероятность регистрации адронной компоненты энергичных космических лучей низкопороговым детектором на счетчиках ПД631 в конечном итоге может оказаться сравнимой с исходной вероятностью регистрации тепловых нейтронов.

Относительный вклад различных факторов окружающей среды в суммарный эффект, который они оказывают на эффективность регистрации нейтронов с энергиями, превышающими несколько эВ, можно оценить, временно убирая отдельные компоненты из программной модели. С этой целью расчеты проводились как для модели, включающей в себя только слой перекрытия под нижней поверхностью нейтронного детектора (вариант *WOOD*), так и полную модель с заполненным «грунтом» пространством ниже деревянного перекрытия (вариант *WOOD&SOIL*). Из соответствующих графиков на рисунке 4.6 следует, что определяющую роль во влиянии на характеристики нейтронного детектора должно играть практически бесконечное заполненное грунтом пространство ниже детектора, а не относительно тонкий слой перекрытия, который располагается непосредственно под детектором. Этот вывод подтверждается результатом еще

одной серии расчетов, в которой из модели был удален слой «перекрытия», но оставлена пространственная область с «грунтом». Результаты расчета для такого варианта модели (*SOIL*) показаны отдельными кружками на верхнем графике рисунка 4.6; из них следует, что в данном случае эффективность регистрации нейтронов детектором практически не отличается от варианта *WOOD&SOIL*.

Поскольку неконтролируемое влияние со стороны внешних по отношению к детектору объектов на вероятность регистрации налетающих нейтронов (а следовательно, и на результаты измерения посредством такого детектора скорости счета нейтронных счетчиков, потока нейтронов из окружающей среды и т. п. параметры) является крайне нежелательным, использование низкопороговых нейтронных детекторов, имеющих описанную в данном разделе конструкцию, возможно лишь для измерения потоков нейтронов в области малых энергии, вплоть до нескольких электрон-вольт, то есть там, где результаты различных серий моделирования на рисунке 4.6 остаются близкими друг к другу. Наиболее подходящими такие детекторы оказываются для работы в тепловом энергетическом диапазоне.

Что же касается нейтронов, или, шире, адронов, обладающих характерной для частиц космических лучей энергией, то есть свыше (0.5–1) ГэВ, то для получения надежных результатов в их исследовании требуются нейтронные детекторы, которые включает в себя как защиту от внешнего потока поступающих из окружающей среды нейтронов, так и внутреннюю мишень-поглотитель из тяжелого вещества, которая необходима для генерации испарительных нейтронов в контролируемых условиях, то есть непосредственно внутри самого детектора. Как известно, таким требованиям удовлетворяет конструкция нейтронного супермонитора NM64, которая обсуждалась выше в разделе 3.1.1. Таким образом, два типа детекторов — нейтронный монитор и детектор с низким энергетическим порогом, — оказываются взаимно дополняющими друг друга.

Несколько расширить энергетический диапазон, в котором скорость счета в каналах нейтронного детектора с низким порогом регистрации свободна от влияния внешнего окружения, можно, экранируя нейтронные счетчики слоем локального замедлителя нейтронов. Для проверки этого утверждения была выполнена еще одна серия модельных расчетов, где в состав нейтронного детектора входили представленные на рисунке 4.3 модели счетчика ПД631, находящиеся внутри замедлителя из слоев легкого, водородсодержащего вещества цилиндрической формы: труб из поливинилхлорида с толщиной стенки 6 мм или труб из

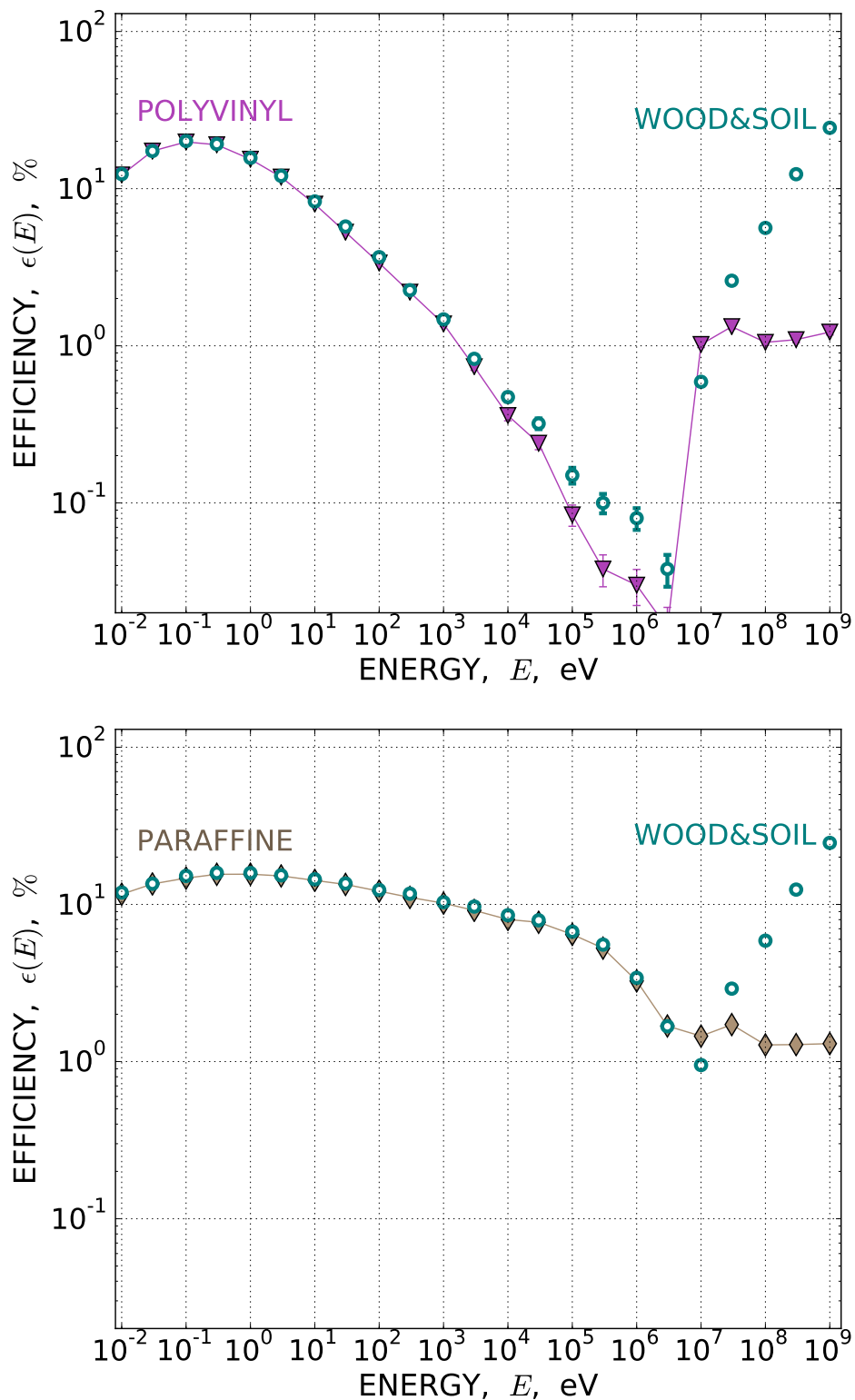


Рисунок 4.7 — Эффективность регистрации нейтронов счетчиком ПД631 с дополнительным замедлителем нейтронов при учете факторов внешней среды.

Верхний график — для замедлителя из поливинилхлорида толщиной 6 мм (*POLYVINYL*), нижний график — для замедлителя из парафина толщиной 20 мм (*PARAFFINE*). Расчет при изотропном потоке первичных нейтронов делался как для отдельных счетчиков (треугольники и ромбы), так и для счетчиков в присутствии деревянного перекрытия и грунта (*WOOD& SOIL*, кружки).

парафина толщиной 20 мм. Наряду с присутствием замедлителя, в расчетах этой серии учитывалось также наличие деревянного перекрытия и грунта рядом с детектором, в соответствии со схемами рисунка 4.5.

Результаты последней серии расчетов для случая окруженных замедлителем счетчиков представлены на рисунке 4.7. Как видно по графикам этого рисунка, область энергий, в которой вероятность регистрации нейтронов в присутствии внешних по отношению к детектору слоев вещества — деревянного перекрытия и грунта, — практически совпадает с эффективностью, которая была рассчитана для счетчика без какого-либо окружения, теперь расширяется до значений порядка (0.1–1) МэВ в случае тонкого замедлителя из ПВХ, и вплоть до $\simeq 10$ МэВ для толстого парафинового замедлителя. Физическая причина такого совпадения распределений эффективности проста: локальный замедлитель фиксированной толщины вокруг нейтронного счетчика препятствует проникновению к нему нейтронов низкой энергии, которые были рассеяны и успели замедлиться в ходе неконтролируемого процесса диффузии во внешней среде.

Влияние внешней среды на окруженный замедлителем счетчик становится заметным лишь при энергии налетающих нейтронов $E_n \gtrsim 10$ МэВ, то есть в том диапазоне энергий, где становится существенным размножение нейтронов, происходящее в результате неупругих ядерных столкновений внутри вещества. По мере дальнейшего увеличения энергии E_n степень влияния со стороны внешних объектов на эффективность нейтронного детектора быстро возрастает, и при $E_n \simeq (30 - 100)$ МэВ оно оказывается таким же, как и в случае нейтронных детекторов без какого-либо замедлителя (см. рисунок 4.6).

4.2 Распространение нейтронов во внешней среде

4.2.1 Постановка задачи

Сигналы, которые поступают от нейтронных детекторов с низким порогом регистрации в момент прохождения широких атмосферных ливней, определяются потоком испарительных нейтронов, образующихся при взаимодействии

адронной компоненты ШАЛ с ядрами атомов в окружающем детектор веществе. Как следует из результатов параграфа 4.1.3, в условиях Тянь-Шаньской станции роль мишени для генерации нейтронов в первую очередь играет грунт, поскольку его масса, средняя плотность и пространственный объем значительно превосходят соответствующие характеристики прочих конструктивных элементов, которые могли бы оказаться рядом с нейтронными счетчиками. Начиная с момента образования испарительных нейтронов, вся их дальнейшая история вплоть до попадания в детектор зависит от процессов термализации и диффузии, которые также протекают либо внутри занятой грунтом пространственной области, либо в приповерхностном слое атмосферы. Поэтому при анализе результатов по детектированию нейтронного сопровождения ШАЛ с низким энергетическим порогом необходимо учитывать влияние факторов, которые определяются процессом распространения нейтронов от точки их генерации до места расположения детектора. В частности, особый интерес представляет вопрос о максимальном удалении от оси ШАЛ, на котором интенсивность связанных с ливнем нейтронных сигналов могла бы превысить уровень фона, и об ожидаемом распределении этих сигналов во времени.

Помимо испарительных нейтронов, которые происходят от взаимодействия адронной компоненты ШАЛ с веществом, в окружающей среде на Тянь-Шаньской станции всегда присутствует некоторый фоновый поток нейтронов, обладающий ненулевой интенсивностью. Последний непрерывно генерируется в среде как под воздействием космических лучей, так и вследствие естественной радиоактивности горных пород. В экспериментах по детектированию нейтронного сопровождения широких атмосферных ливней с низким энергетическим порогом учет вклада от фоновых нейтронов является обязательным, для чего также необходима информация как о соотношении между интенсивностью связанного с нейтронами ШАЛ полезного сигнала и фоном на различных расстояниях от оси ливня, так и о характере временной зависимости этого соотношения относительно момента прохождения ШАЛ.

К проблеме нейтронного фона примыкает вопрос об обратном токе частиц электронно-фотонной компоненты — электронов и гамма-квантов низкой энергии (МэВ-ного диапазона), которые рождаются, во-первых, непосредственно при взаимодействии частиц ШАЛ с веществом, и, во-вторых, при последующих захватах ядрами нейтронов, образованных в момент прохождения ШАЛ, и впоследствии замедляющихся и диффундирующих в окружающей измерительную

установку среде. Электроны и гамма-излучение обратного тока, распространяющиеся в приповерхностном слое воздуха, могут детектироваться газоразрядными счетчиками нейтронных детекторов наряду с собственно нейтронами и оказывать влияние на интенсивность поступающих от этих счетчиков импульсов. Учет такого влияния особенно необходим в экспериментах, связанных с исследованиями временного распределения нейтронных сигналов, которые наблюдаются после прохождения ШАЛ.

Помимо экспериментов по исследованию широких атмосферных ливней, на Тянь-Шаньской высокогорной станции ведутся и другие работы, которые основаны на применении сцинтилляционных и ионизационных детекторов гамма-излучения. К таким задачам можно отнести изучение кратковременных возрастаний потока гамма-квантов и электронов при атмосферных электрических разрядах [220], детектирование избыточного гамма-излучения от осадков, выпадающих на высоте гор [322], поиск возможных радиационных сигналов-предвестников для эффектов сейсмической активности [323]. На результатах этих измерений также может сказаться влияние со стороны гамма-квантов и электронов, которые образуются под воздействием ядерно-активной компоненты космических лучей в веществе окружающей среды через посредство испарительных нейтронов.

Для условий Тянь-Шаньской высокогорной станции вопрос о нейтронах и частицах электронно-фотонной компоненты, сопровождающих прохождение ШАЛ, рассматривался в экспериментальной работе [84]. В этой работе с помощью нейтронных и гамма-детекторов с низким порогом регистрации непосредственно измерялась интенсивность для потоков тепловых нейтронов и гамма-излучения, которые наблюдались после прохождения ШАЛ. В настоящее время такой эксперимент мог бы быть дополнен более подробным, основанным на методе Монте-Карло, модельным расчетом, в котором все процессы рассматривались бы с максимальным учетом специфических для Тянь-Шаньской станции особенностей окружающей детектор среды. Этот расчет должен быть основан на современных моделях взаимодействия элементарных частиц и должен проводиться по единообразным алгоритмам в максимально широком диапазоне энергий — от характерных для космических адронов ($10^{12} - 10^{13}$) эВ и вплоть до энергии тепловых нейтронов, $\simeq 10^{-2}$ эВ.

Подходящую возможность для реализации подобного проекта предоставляет современный пакет программ Geant4 [254–256]. Как это обсуждалось выше

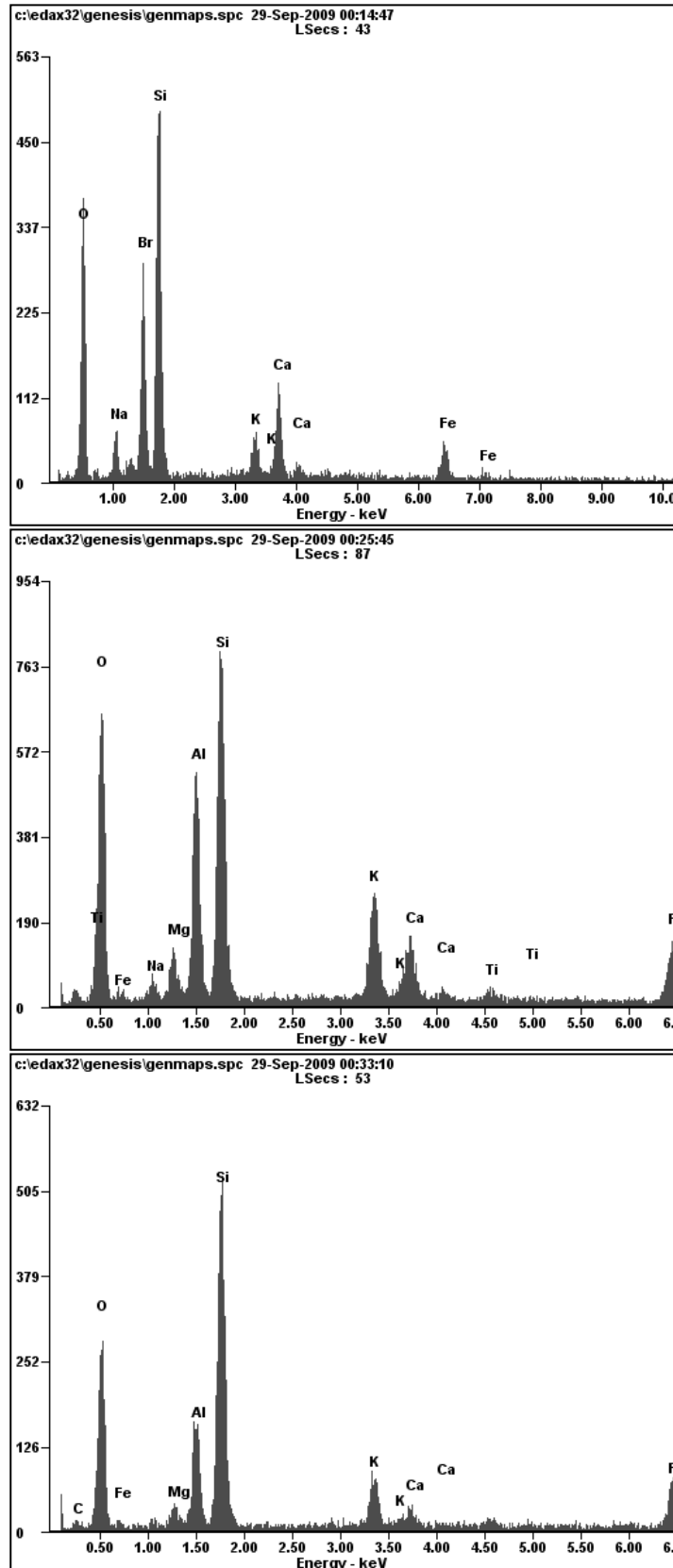
в параграфах 3.2.2–3.2.3, на Тянь-Шаньской станции уже была разработана совокупность моделей взаимодействия элементарных частиц, которая учитывает все необходимые физические процессы в широком энергетическом диапазоне, и которая тестировалась путем сравнения результатов основанных на ней модельных расчетов с данными, известными по экспериментальным измерениям на нейтронном мониторе. Эту же модель физических взаимодействий можно применить и к задаче о распространении нейтронов и других частиц во внешней среде Тянь-Шаньской станции, причем наличие экспериментальных данных [84] в этом случае позволяет еще раз проверить корректность основанных на ней расчетов.

4.2.2 Модель внешней среды

Как было показано в предыдущих разделах, ключевую роль во взаимодействии частиц космических лучей с окружающей средой в условиях Тянь-Шаньской высокогорной станции играют реакции, протекающие в веществе грунта. Поэтому для реалистичного моделирования всех связанных с таким взаимодействием процессов в первую очередь необходима подробная информация о составе последнего.

Характерный для Тянь-Шаньской станции элементный состав сухого грунта определялся по методу рентгенактивационного анализа. На рисунке 4.8 показаны типичные спектры рентгеновского излучения, которые были получены при активации трех образцов грунта со станции. Видно, что процентное содержание основных элементов достаточно близко в различных пробах, что позволяет при проведении модельных расчетов принять для него некоторую усредненную величину. В качестве таковой было взято содержание элементов в образце №2, причем изотопный состав этих элементов при расчетах по программе Geant4 полагался соответствующим природному.

Геометрическая конфигурация пространства, которая использовалась при моделировании эффектов, связанных со взаимодействиями частиц космических лучей в окружающей среде, показана на рисунке 4.9. Пространственная область, представляющая собой параллелепипед с размерами $(120 \times 60 \times 60) \text{ м}^3$, разделена на две равные части, одна из которых полагается заполненной воздухом, с характерным для высоты Тянь-Шаньской станции давлением 675 мбар и нормальным



<i>Element</i>	<i>Wt%</i>	<i>At%</i>
<i>OK</i>	45.85	66.99
<i>NaK</i>	4.07	4.14
<i>BrL</i>	18.21	5.33
<i>SiK</i>	21.87	18.20
<i>KK</i>	2.42	1.44
<i>CaK</i>	4.44	2.59
<i>FeK</i>	3.14	1.31
<i>Matrix</i>	Correction	ZAF

<i>Element</i>	<i>Wt%</i>	<i>At%</i>
<i>OK</i>	48.53	64.41
<i>NaK</i>	2.08	1.92
<i>MgK</i>	3.14	2.75
<i>AlK</i>	12.15	9.57
<i>SiK</i>	18.84	14.24
<i>KK</i>	5.17	2.81
<i>CaK</i>	2.85	1.51
<i>TiK</i>	0.64	0.28
<i>FeK</i>	6.61	2.51
<i>Matrix</i>	Correction	ZAF

<i>Element</i>	<i>Wt%</i>	<i>At%</i>
<i>CK</i>	7.77	12.86
<i>OK</i>	46.63	57.98
<i>MgK</i>	1.84	1.50
<i>AlK</i>	8.03	5.92
<i>SiK</i>	23.38	16.56
<i>KK</i>	3.81	1.94
<i>CaK</i>	1.34	0.66
<i>FeK</i>	7.22	2.57
<i>Matrix</i>	Correction	ZAF

Рисунок 4.8 — Спектры рентгеновского излучения, полученные при активационном анализе трех образцов грунта Тянь-Шаньской станции.

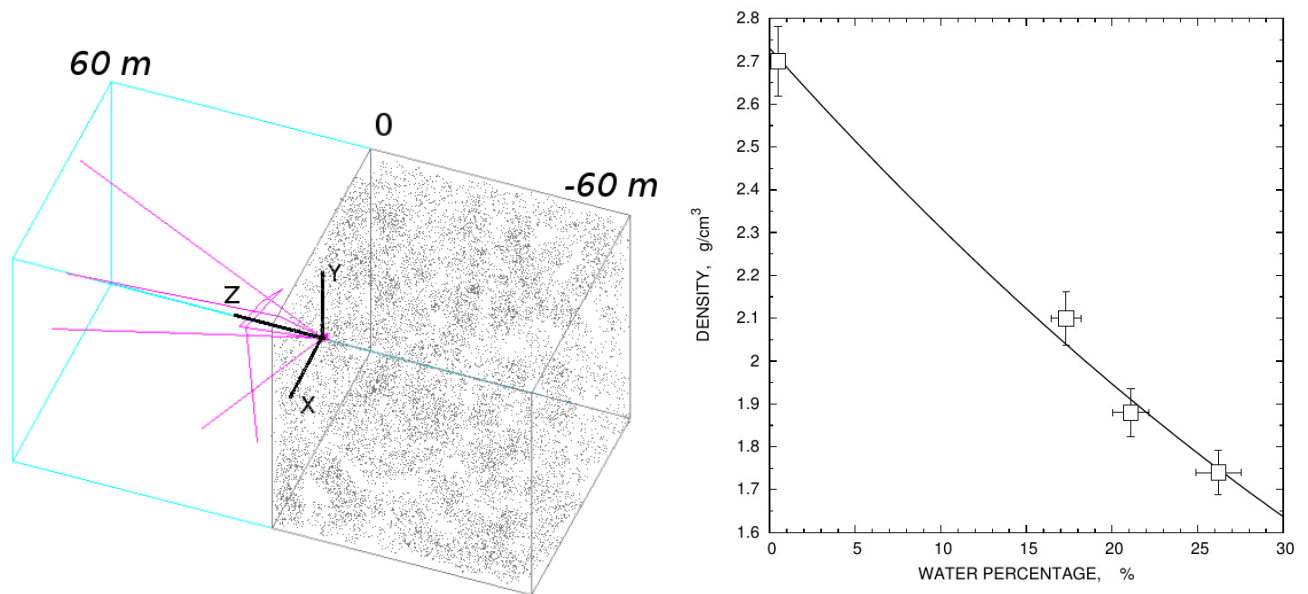


Рисунок 4.9 — Слева: геометрическая модель пространства, принятая при расчетах распространения частиц в окружающей среде. Справа: зависимость плотности грунта на Тянь-Шаньской станции от массовой доли воды. Точки — результат измерений, гладкая линия — полиномиальная аппроксимация.

элементным составом, а вторая (заштрихованная на рисунке 4.9) — однородным по всему его объему веществом грунта. Оси x и y принятой при расчетах системы координат лежат в плоскости раздела сред, а ось z направлена перпендикулярно этой плоскости, в сторону заполненного воздухом пространства («вверх»). Первичные частицы при моделировании движутся из занятой воздухом области в сторону грунта в направлении, противоположном направлению оси z .

Как известно, все процессы взаимодействия нейтронов с веществом окружающей среды сильно зависят от наличия в составе последней легких элементов. В частности, из-за эффективного замедления быстрых нейтронов при столкновениях с протонами и большой вероятности радиационного захвата протонами тепловых нейтронов с образованием ядер дейтерия, для рассматриваемой здесь задачи особенно важно содержание водорода в среде распространения нейтронов. Поэтому в любой программе для моделирования процессов распространения вторичных частиц-продуктов, происходящих от взаимодействия космических лучей, должно специально учитываться наличие в среде легких, водородсодержащих химических веществ и, в частности, воды. Соответственно этому условию, в ходе решения обсуждаемой задачи последовательно проводилось несколько серий расчета, в каждой из которых к сухому грунту с рассмотренным выше элементным

составом, добавлялось определенное количество воды, H_2O . В дальнейшем, для краткости, принятая при данном варианте расчета массовая доля содержащейся в грунте воды h будет называться его *влажностью* (*humidity*).

Поскольку грунт играет роль мишени, в которой происходят взаимодействия частиц космических лучей, для рассматриваемой задачи важна также масса вещества, приходящегося на единицу его линейного размера, то есть плотность грунта. Для грунта, имеющего описанный выше состав, плотность определялась экспериментально, причем, как выяснилось в результате этих измерений, ее величина существенно зависит от массового содержания воды («влажности») h . Измеренная зависимость плотности грунта от его влажности показана на правом графике рисунка 4.9. В реальных условиях на Тянь-Шаньской станции типичные значения этой плотности составляют $\rho \approx (2.0 - 2.3) \text{ г/см}^3$, чему, согласно аппроксимации, которая приводится на указанном графике, соответствует содержание воды в пределах $h \approx (10 - 20)\%$ от его суммарной массы.

4.2.3 Нейтроны во внешней среде

Первая из задач, для решения которых проводилось моделирование взаимодействия частиц космических лучей с окружающей средой Тянь-Шаньской станции, заключается в расчете ожидаемого распределения образующихся при таких взаимодействиях испарительных нейтронов в пространственных, энергетических и временных координатах. Для вопроса, связанного со влиянием фонового потока нейтронов на данные о нейтронном сопровождении ШАЛ, поступающие от детекторов с низким порогом регистрации, наибольший интерес представляет расчет интенсивности нейтронов, которые образуются при взаимодействиях частиц космических лучей в грунте, а затем в процессе хаотической диффузии выходят во внешнее, заполненное воздухом пространство — нейтронов альbedo. Подход, который применяется для решения этой задачи в настоящей работе, состоит в отслеживании траекторий всех образованных в очередном разыгранном событии нейтронов (типичный пример таких траекторий показан в виде ломаных линий в «воздушном» пространстве на схеме рисунка 4.9) и анализе непрерывно изменяющихся на протяжении траектории каждого нейтрона параметров его

движения (текущие значения координат, кинетической энергии и т. п.). Усредненные по большому числу разыгранных событий распределения этих параметров в характерных точках каждой траектории и будут ответом на поставленный вопрос.

На рисунке 4.10 в виде двумерных поверхностей показаны полученные в результате моделирования распределения интенсивности нейтронов в области положительных значений z , то есть, согласно принятой в расчете геометрии, в приповерхностном слое воздуха. В левой колонке рисунка эти распределения представлены в координатах «высота над уровнем грунта h — энергия E », а в правой колонке — в координатах «высота h — время жизни нейтрона t ». Расчеты проводились для первичной частицы-нейтрона с энергией 1000 ГэВ, падающей на грунт перпендикулярно его поверхности. Влажность грунта (то есть массовая доля заключенной в нем воды) в трех последовательных сериях расчета составляла 0, 10% и 20%.

Все распределения рисунка 4.10 нормированы на число модельных событий, разыгранных в каждой серии расчетов, и таким образом представляют собой среднее количество нейтронов в интервале значений $\Delta h \Delta E$ или $\Delta h \Delta t$, приходящихся на одно событие. Время t во всех случаях отсчитывается относительно момента взаимодействия первичного адрона. При построении распределений левой колонки рисунка 4.10 в качестве «высоты» h использовалось максимальное значение координаты z , которое наблюдалось на траектории каждого нейтрона, а в качестве энергии E_h — текущая величина энергии этого нейтрона в точке, соответствующей максимальному z . Таким образом, эти распределения характеризуют вероятность для отдельного нейтрона альbedo иметь энергию E_h в положении, соответствующем его наибольшему удалению от поверхности грунта.

Из рисунка 4.10 видно, что в интересующей нас области значений $h > 0$ нейтроны альbedo имеют практически равномерное распределение по высоте, причем заметного уменьшения их интенсивности не наблюдается вплоть до максимального из рассмотренных значений удаления от уровня грунта, 60 м. Влияние влажности среды проявляется в относительной интенсивности нейтронов низкой энергии: возрастание массового содержания воды в грунте с 0% до 20% на порядок уменьшает нейтронный поток в области энергий $E < 1$ МэВ.

Следует подчеркнуть, что интенсивность нейтронного потока в пространственной области $z > 0$ оказывается низкой: на рисунке 4.10 видно, что даже для весьма высокой энергии первичной частицы, 1 ТэВ, среднее число нейтронов альbedo, обладающих энергией $E \geq 1$ GeV (то есть тех, которые могли

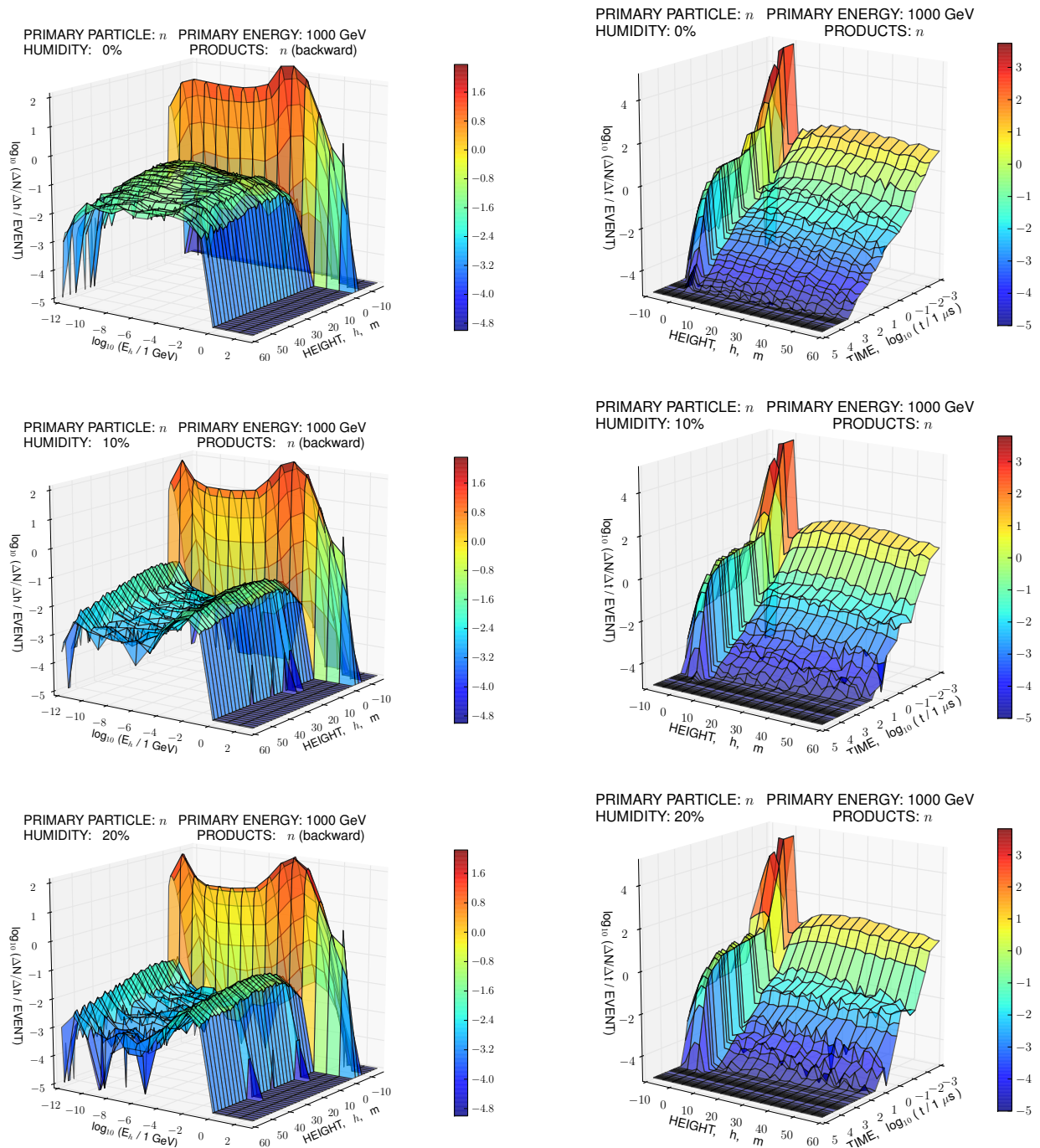


Рисунок 4.10 — Пространственно-энергетические (слева) и временные (справа) распределения нейтронов, образующихся в грунте Тянь-Шаньской станции при взаимодействиях адронов космических лучей. Расчеты проводились для первичной частицы-нейтрона с энергией 1 ГэВ и массовой доли воды в грунте (*humidity*) 0% (вверху), 10% (в середине) и 20% (внизу). Двумерные распределения нормированы на число разыгранных событий (*EVENT*).

бы эффективно регистрироваться посредством детекторов с высоким энергетическим порогом, типа нейтронного супермонитора NM64), колеблется на уровне $\simeq(0.01-0.03)$ частицы/событие; при меньших энергиях поток нейтронов альbedo, по крайней мере, не возрастает, в то время как вероятность их регистрации в супермониторе быстро падает — до величины порядка 1% и ниже (см. рисунок 3.11). Таким образом, результаты моделирования говорят о том, что фоновые нейтроны, которые образуются при взаимодействиях космических адронов в окружающей среде, не должны оказывать какого-либо существенного влияния на сигналы от внутренних детекторов нейтронного монитора стандартной конструкции. К таким же выводам в свое время привели и результаты экспериментальных измерений потока тепловых нейтронов, которые рождаются при попадании в грунт Тянь-Шаньской станции стволов энергичных ШАЛ [84].

Что же касается влияния внешней среды на регистрацию адронной компоненты космических лучей нейтронными детекторами с низким энергетическим порогом, то этот эффект был рассмотрен выше в параграфе 4.1.3.

Временные распределения, которые показаны на графиках в правой колонке рисунка 4.10 были получены следующим образом: траектория каждого из родившихся во взаимодействии нейтронов прослеживается до конца, и в ее конечной точке фиксируются текущие значения временной переменной t , которое в данном случае представляет собой время жизни нейтрона, и координаты z , которое соответствует высоте последнего взаимодействия нейтрона h над уровнем грунта (в общем случае, эта высота может не совпадать с максимальным удалением траектории от поверхности). Таким образом, распределения правой колонки соответствуют вероятности для свободного нейтрона выжить в течение времени t и быть захваченным ядром в веществе окружающей среды (или выйти за пределы рассматриваемого объема) на высоте h над поверхностью грунта.

По двумерным распределениям, представленным в правой колонке рисунка 4.10, видно, что в пространственной области над грунтом зависимость интенсивности нейтронов альbedo от времени имеет приблизительно экспоненциальную форму, которая остается практически одинаковой на любой высоте точки захвата h . Это обстоятельство позволяет просуммировать отдельные временные зависимости для всех $h > 0$ и построить общее распределение времени жизни нейтронов альbedo во всем диапазоне рассмотренных при расчете высот. Такое суммарное распределение показано на рисунке 4.11. (Следует обратить внимание

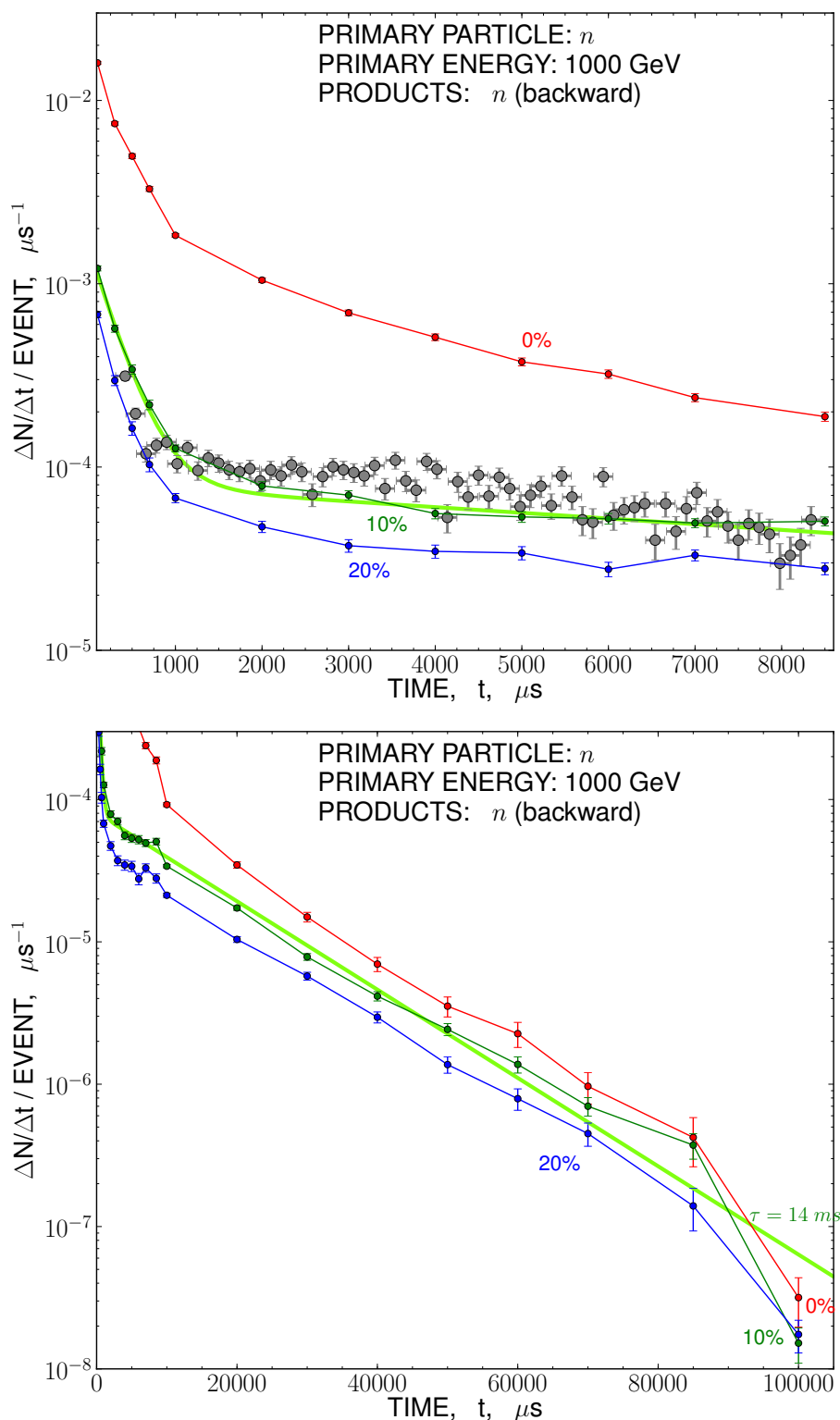


Рисунок 4.11 — Временные распределения нейтронов альbedo после попадания в грунт первичного адрона космических лучей с энергией 1000 ГэВ. Результат модельных расчетов для вариантов с массовой долей воды в грунте 0% (сухой грунт), 10% и 20%. Плавная линия — аппроксимация суммой экспонент с постоянными времени 0.28 мс и 14 мс. На верхней панели отдельными кружками показан результат измерений [84].

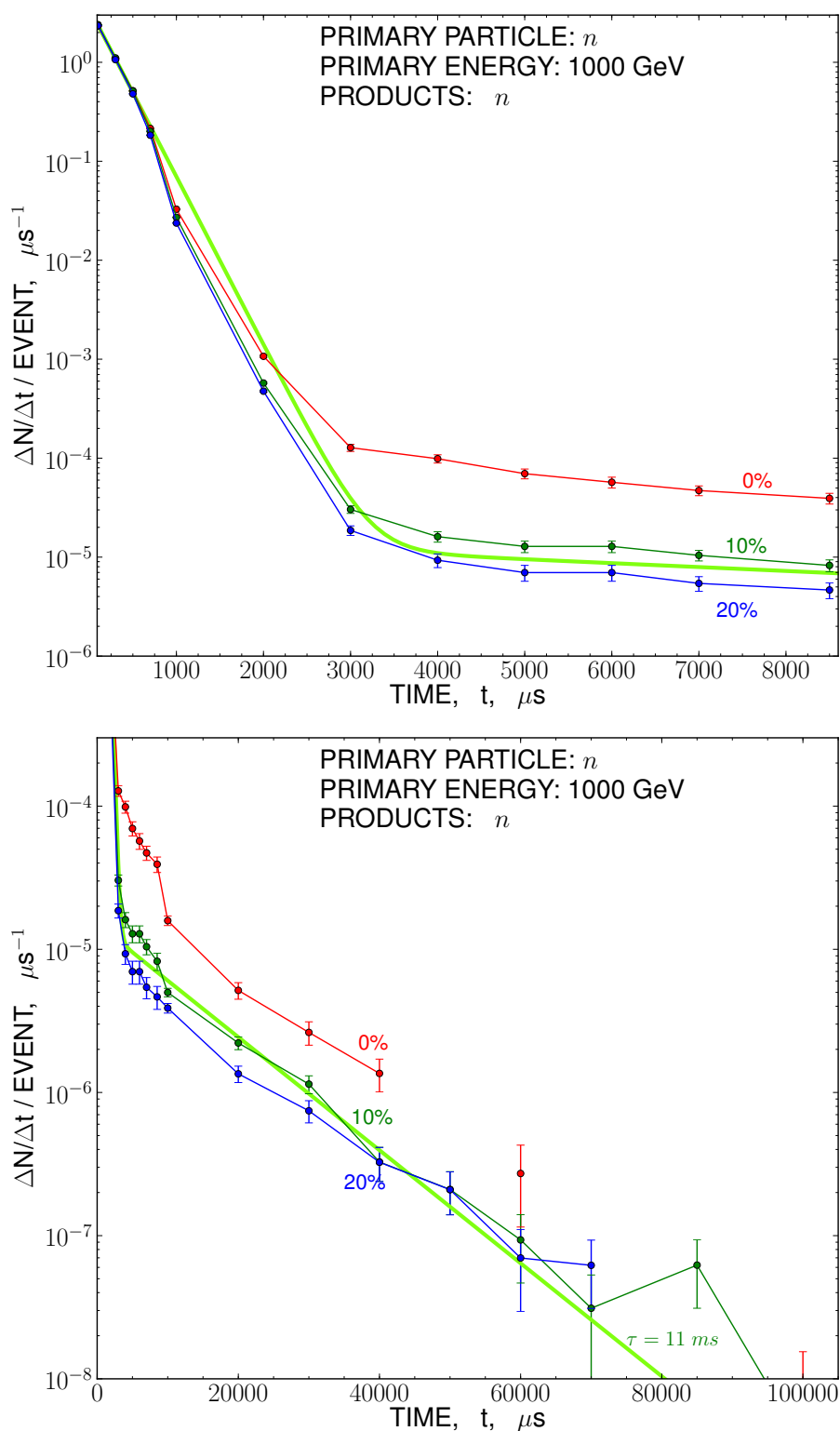


Рисунок 4.12 — Временные распределения интенсивности нейтронов ниже поверхности грунта, полученные в трех вариантах модельных расчетов с нулевым, 10%- и 20%-содержанием воды в грунте. Плавная линия — сумма двух экспонент с постоянными времени 0.26 мс и 11 мс.

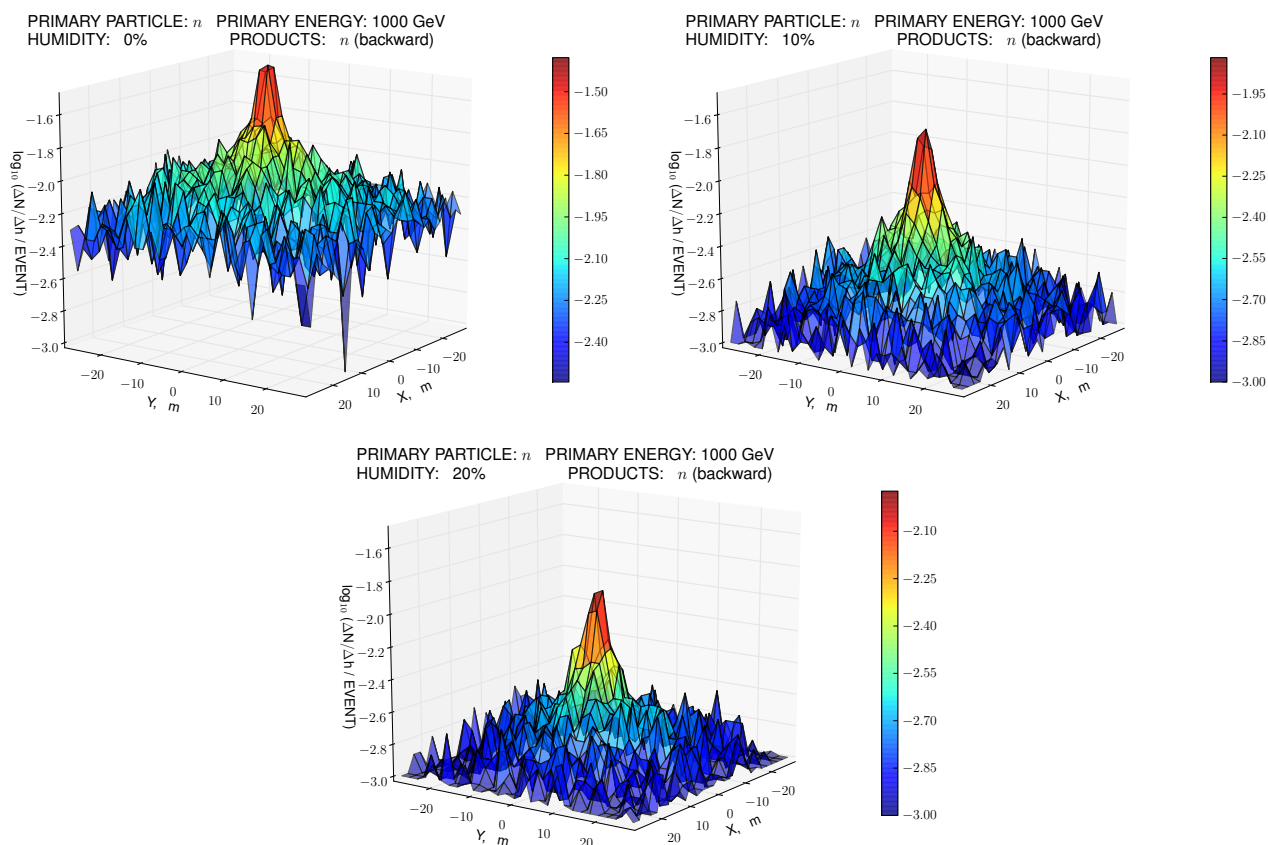


Рисунок 4.13 — Пространственные распределения нейтронов альbedo в горизонтальных координатах x и y . Начало координат соответствует точке первичного взаимодействия.

на то, что двумерные графики на первом рисунке построены в двойном логарифмическом масштабе, а на суммарных графиках рисунка 4.11 логарифмический масштаб имеет только ось ординат; этим объясняется визуальное различие в форме распределений на этих двух рисунках).

Из рисунка 4.11 следует, что экспоненциальная форма распределений времени жизни нейтронов в приповерхностном слое воздуха сохраняется в широкой области значений t , вплоть до (80–100) мс. Видно, что в этом диапазоне времен расчетные распределения с хорошей точностью могут быть представлены в виде суммы двух экспонент, которые имеют постоянные затухания около 0.28 мс и 14 мс, причем эти параметры слабо или вовсе не зависят от принятого при расчете массового содержания воды в грунте. С другой стороны, экспериментально измеренные в работе [84] временные распределения интенсивности нейтронов, образующихся в области прохождения ствола ШАЛ (эти измерения показаны отдельными кружками на верхнем графике рисунка 4.11), имеют время жизни

порядка 15 мс, то есть оказываются в хорошем согласии с результатами моделирования. Это обстоятельство служит очередным подтверждением корректности всей совокупности физических моделей взаимодействия, которая используется при исследовании характеристик детекторов частиц на Тянь-Шаньской станции, а также принятого в данном конкретном расчете химического состава и агрегатных свойств модельного «грунта».

Наряду с нейтронами альbedo, которые наблюдаются над поверхностью грунта, в результате расчетов можно получить аналогичные временные распределения для нейтронов, распространяющихся в «нижней», занятой грунтом, части пространственного объема с рисунка 4.9. Полученные в результате моделирования распределения испарительных нейтронов по времени их жизни в грунте показаны на рисунке 4.12. При сравнении этих результатов с «наземными» распределениями рисунка 4.11 можно видеть, что временные характеристики нейтронных потоков как ниже, так и выше поверхности грунта в пределах точности настоящего расчета совпадают друг с другом: в обоих случаях временная зависимость интенсивности представляет собой сумму двух экспонент $I(t) \sim a \cdot e^{-t/\tau_1} + b \cdot e^{-t/\tau_2}$ с постоянными времени, которые оказываются практически одинаковыми как вне, так и внутри заполненного грунтом объема: $\tau_1 \approx (0.26 - 0.28)$ мс и $\tau_2 \approx (11 - 14)$ мс соответственно. Относительные вклады «быстрой» и «медленной» экспонент для этих двух составляющих нейтронного потока также оказываются близкими: в пространственной области над поверхностью грунта экспонента со временем жизни 0.28 мс входит в суммарный сигнал с коэффициентом 0.95, а ниже поверхности — с коэффициентом 0.99. Взаимное подобие временных распределений на рисунках 4.11 и 4.12 означает, что как в приповерхностном слое воздуха, так и ниже уровня грунта мы имеем дело с одним и тем же потоком испарительных нейтронов, которые в массе своей образуются при взаимодействиях частиц космических лучей в плотном грунте, а вкладом в общий фоновый поток нейтронов-продуктов взаимодействия космических лучей с ядрами атомов воздуха, можно пренебречь.

Наконец, на рисунке 4.13 показаны двумерные пространственные распределения интенсивности нейтронов альbedo в координатах x и y на горизонтальной плоскости. Эти распределения были получены в результате моделирования взаимодействия адронов с первичной энергией 1000 ГэВ в веществе сухого грунта и в грунте, обладающем массовым содержанием воды 10% и 20%. Значения координат x и y , по которым были построены эти распределения, для каждого

проанализированного нейтрона соответствуют точке максимального удаления его траектории от места первичного взаимодействия (с которым совпадает начало отсчета координат по обеим осям). Из рисунка 4.13 следует, что характерный пространственный масштаб спада интенсивности нейтронов альbedo в поперечном, по отношению к направлению движения первичной частицы, направлении имеет порядок нескольких метров: так, для грунта с влажностью 10% интенсивность нейтронов уменьшается в e раз на расстоянии $\simeq 5$ м от точки взаимодействия.

4.2.4 Обратный поток электронно-фотонной компоненты

Аналогично тому, как это делалось выше для нейтронов альbedo, полученные в результате моделирования данные о вторичных частицах-продуктах взаимодействия космических лучей позволяют построить пространственно-энергетические и временные распределения частиц электромагнитной компоненты — гамма-квантов и электронов, которые сопровождают образование этих нейтронов и их распространение во внешней среде: прослеживая целиком всю траекторию между точками рождения и поглощения каждой из вторичных частиц можно определить максимальное значение координаты z , которая соответствует пункту наибольшего удаления данной частицы от поверхности грунта, и время ее жизни t . (Начало отсчета времени при моделировании каждого события по-прежнему относится к моменту взаимодействия первичной частицы). В этом случае в качестве энергетического параметра E при построении двумерных распределений можно использовать ту энергию, которой данная частица обладала в момент своего рождения. Полученные в результате такой процедуры и усредненные по частицам-продуктам и по отдельным событиям двумерные распределения интенсивности представлены, соответственно для гамма-квантов и электронов, на рисунках 4.14 и 4.15.

По графикам пространственно-энергетических распределений, которые показаны в левой колонке рисунков 4.14 и 4.15, видно, что, подобно нейтронам альbedo, в области положительных значений координаты z интенсивность электронно-фотонной компоненты слабо зависит от высоты подъема над поверхностью грунта, по крайней мере в рассмотренном при моделировании диапазоне высот до 60 м. Максимум интенсивности достигается в области

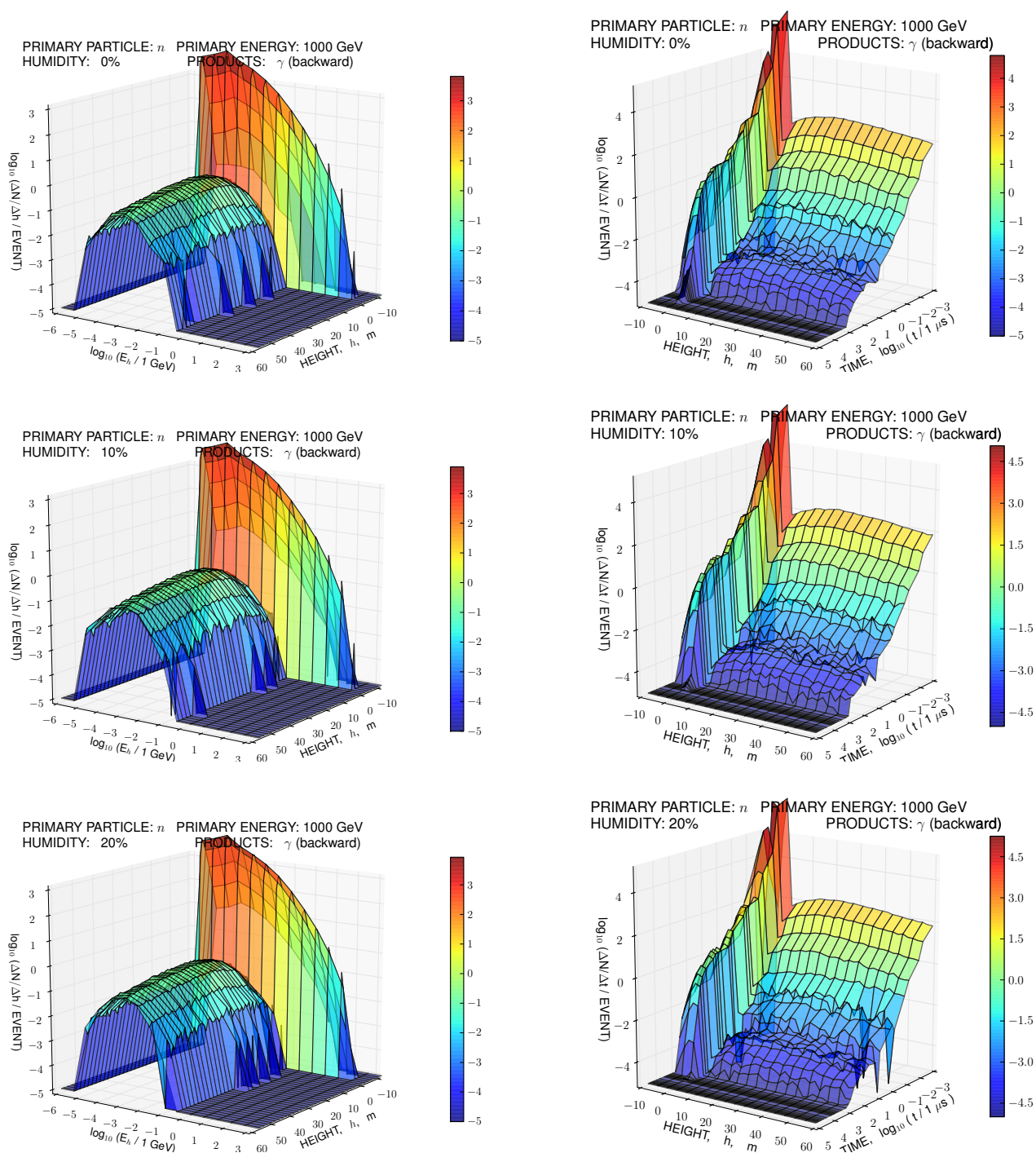


Рисунок 4.14 — Пространственно-энергетические (слева) и временные (справа) распределения гамма-квантов в приповерхностном слое воздуха. Расчеты проводились для первичной частицы-нейтрона с энергией 1 ГэВ и массовой доли воды в грунте (*humidity*) 0% (вверху), 10% (в середине) и 20% (внизу). Двумерные распределения нормированы на число разыгранных событий (*EVENT*).

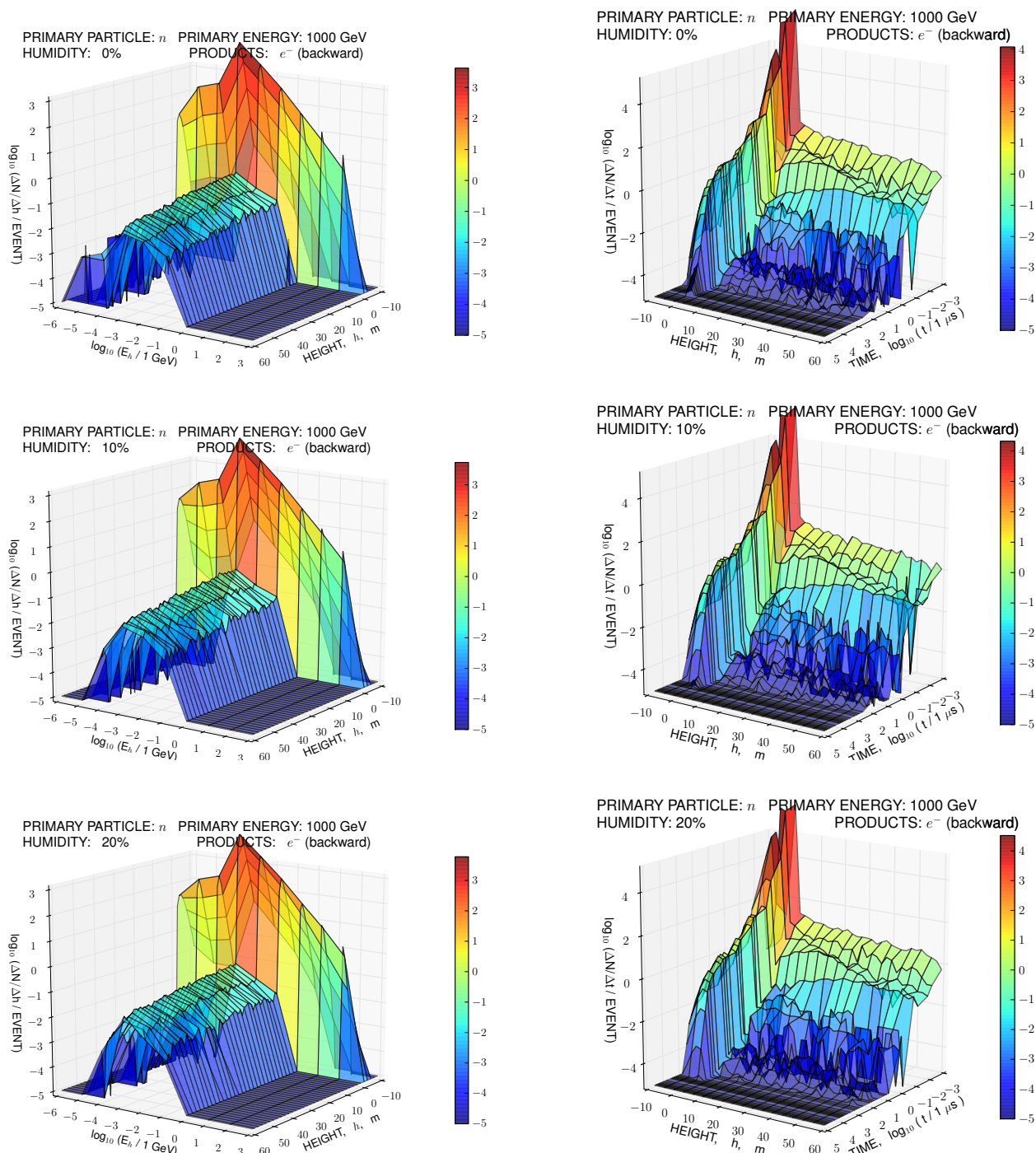


Рисунок 4.15 — Пространственно-энергетические (слева) и временные (справа) распределения электронов в приповерхностном слое воздуха. Расчеты проводились для первичной частицы-нейтрона с энергией 1 ГэВ и массовой доли воды в грунте (*humidity*) 0% (вверху), 10% (в середине) и 20% (внизу). Двумерные распределения нормированы на число разыгранных событий (*EVENT*).

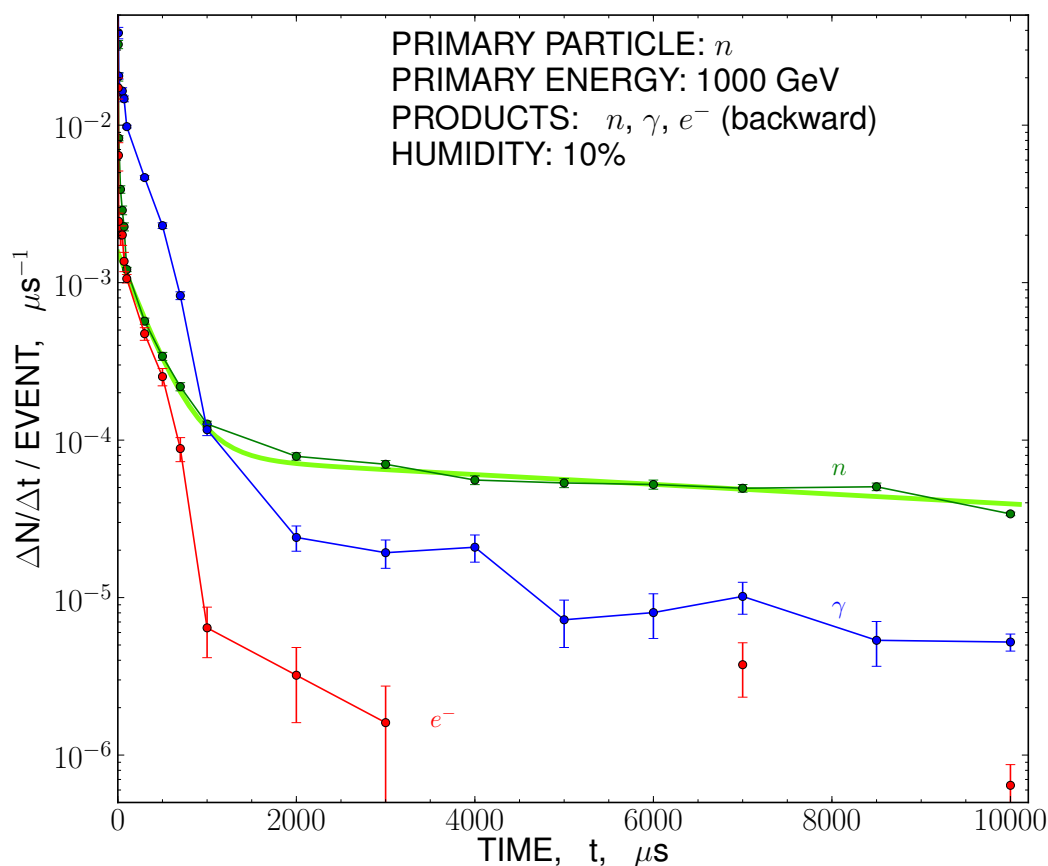


Рисунок 4.16 — Временные зависимости интенсивности для нейтронов альbedo и электронно-фотонной компоненты в приземном слое воздуха после взаимодействия в грунте первичного адрона с энергией 1000 ГэВ. Плавной линией показана сумма двух экспонент с временем жизни $\tau_1 = 0.26$ мс и $\tau_2 = 14$ мс, полученная в результате аппроксимации нейтронного распределения (см. раздел 4.2.3).

энергий (0.1 – 100) МэВ для гамма-квантов и в области (1 – 100) МэВ — для электронов, и при этом абсолютные значения потоков гамма-излучения, электронов и нейтронов по порядку своей величины оказываются в соотношении 1 : 0.1 : 0.03 (последняя оценка следует из сравнения максимальных значений, которые достигаются двумерными распределениями в области положительных высот, $h \geq 0$, на рисунках 4.14 и 4.15 с аналогичными распределениями рисунка 4.10). От массового содержания легких элементов (воды) в модельном грунте интенсивность электронно-фотонной компоненты зависит незначительно.

Временные распределения интенсивности гамма-квантов и электронов, которые показаны в правой колонке рисунков 4.14 и 4.15, имеют ту же экспоненциально убывающую форму, что и аналогичные зависимости для нейтронов альbedo (см. рисунок 4.13), и в первом приближении не зависят от высоты над

уровнем грунта. Просуммировав эти распределения для различных высот, можно получить зависимость интенсивности электромагнитной компоненты от времени, прошедшего после момента первичного взаимодействия. Для варианта расчета с 10%-ным массовым содержанием воды в грунте такие зависимости для гамма-квантов, электронов и нейтронов показаны на рисунке 4.16. Из этого рисунка следует, что временной интервал, на протяжении которого интенсивность гамма-излучения в приземном слое воздуха заметно превышает интенсивность нейтронов альbedo, длится не более одной миллисекунды с момента первичного взаимодействия; на больших же временах наблюдаемая интенсивность электронов и фотонов оказывается на 1–1.5 порядка ниже интенсивности нейтронного потока. После первой миллисекунды спад электронно-фотонной компоненты происходит практически синхронно с нейтронами альbedo: характерный период релаксации этих распределений составляет, соответственно, 11 мс и 14 мс. Это означает, что по истечении достаточно большого времени после первичного взаимодействия в потоке электронно-фотонной компоненты преобладают частицы, генетически связанные с неупругими взаимодействиями замедлившихся до тепловой энергии нейтронов альbedo — радиационным захватом этих нейтронов ядрами атомов в окружающей среде. На протяжении же периода термализации, $t \lesssim 1$ мс, форма временных распределений электромагнитной компоненты существенно отличается от экспоненциальной, что соответствует дополнительному вкладу в общий поток со стороны электронов и фотонов, которые генерируются при упругих столкновениях энергичных нейтронов с легкими ядрами.

4.3 Практический пример: нейтроны и гамма-излучение низкой энергии в центральной области ШАЛ

В настоящее время потоки нейтронов, образующихся при взаимодействии частиц ШАЛ с веществом, на Тянь-Шаньской высокогорной станции изучаются при помощи нейтронных детекторов с низким энергетическим порогом регистрации, внутреннее устройство и характеристики которых рассматривались в разделах 4.1.1 и 4.1.2. Поскольку, согласно представленным в разделе 4.2.4 результатам расчетов, следует ожидать, что прохождение ливня должно приводить также и к генерации гамма-излучения, возникающего при радиационных захватах

замедлившихся нейтронов ядрами вещества окружающей среды, для исследования сопровождающих ШАЛ потоков частиц помимо собственно нейтронных счетчиков можно применить также и гамма-детекторы, чувствительные к излучениям в энергетическом диапазоне от нескольких десятков кэВ до нескольких МэВ. С этой целью в состав Тянь-Шаньской установки для исследования ШАЛ были введены детекторы на неорганических сцинтилляторах NaI(Tl), точно такого же типа, что и в экспериментах по детектированию гамма-излучения от атмосферных электрических разрядов (молний). Конструкция и свойства таких детекторов будут подробно рассматриваться ниже, в разделе 6.1.2 главы 6, посвященном экспериментам, которые проводятся в грозовых облаках. На плане же ливневой установки детекторы мягкого гамма-излучения располагаются в одних и тех же пунктах вместе с нейтронными счетчиками.

Типичная картина, которая наблюдается в центральной области мощных ШАЛ среди сигналов нейтронных и гамма-детекторов, как непосредственно в момент прохождения ливня, так и в течение некоторого времени после пересечения системы детекторов основным фронтом ливневых частиц, представлена на рисунке 4.17 на примере трех событий. Во всех трех случаях ось ШАЛ с размерами N_e в пределах $10^7 - 10^8$ и соответствующими значениями первичной энергии $E_0 \approx (70, 120 \text{ и } 500) \text{ ПэВ}$ проходила в непосредственной близости, на расстоянии (2–3) м, от места расположения нейтронного и гамма-детекторов. Такое положение оси в этих событиях иллюстрируется трехмерными диаграммами распределения плотности ливневых частиц, которые показаны в верхнем ряду графиков данного рисунка.

Как можно видеть на рисунке 4.17, в распределениях импульсных сигналов от нейтронных счетчиков наряду с резким выбросом в начале временной оси ($t = 0$), который соответствует прохождению через счетчики заряженных частиц ливневого фронта, могут присутствовать также сигналы, запаздывающие относительно этого момента на единицы и десятки миллисекунд, причем их интенсивность явно превышает уровень обычного фона. Такие запаздывающие импульсы наблюдаются в сигналах как открытых нейтронных счетчиков, чувствительных в основном к потоку тепловых нейтронов (этим счетчикам соответствуют информационные каналы *COUNTER* # (4–12) на диаграммах в среднем ряду рисунка 4.17), так и в сигналах счетчиков, помещенных внутри замедлителя — тонких ПВХ труб (счетчики #1, 2 и 3), которые, согласно результатам параграфа 4.1.2, обладают чувствительностью в диапазоне энергий вплоть до (10–100) эВ.

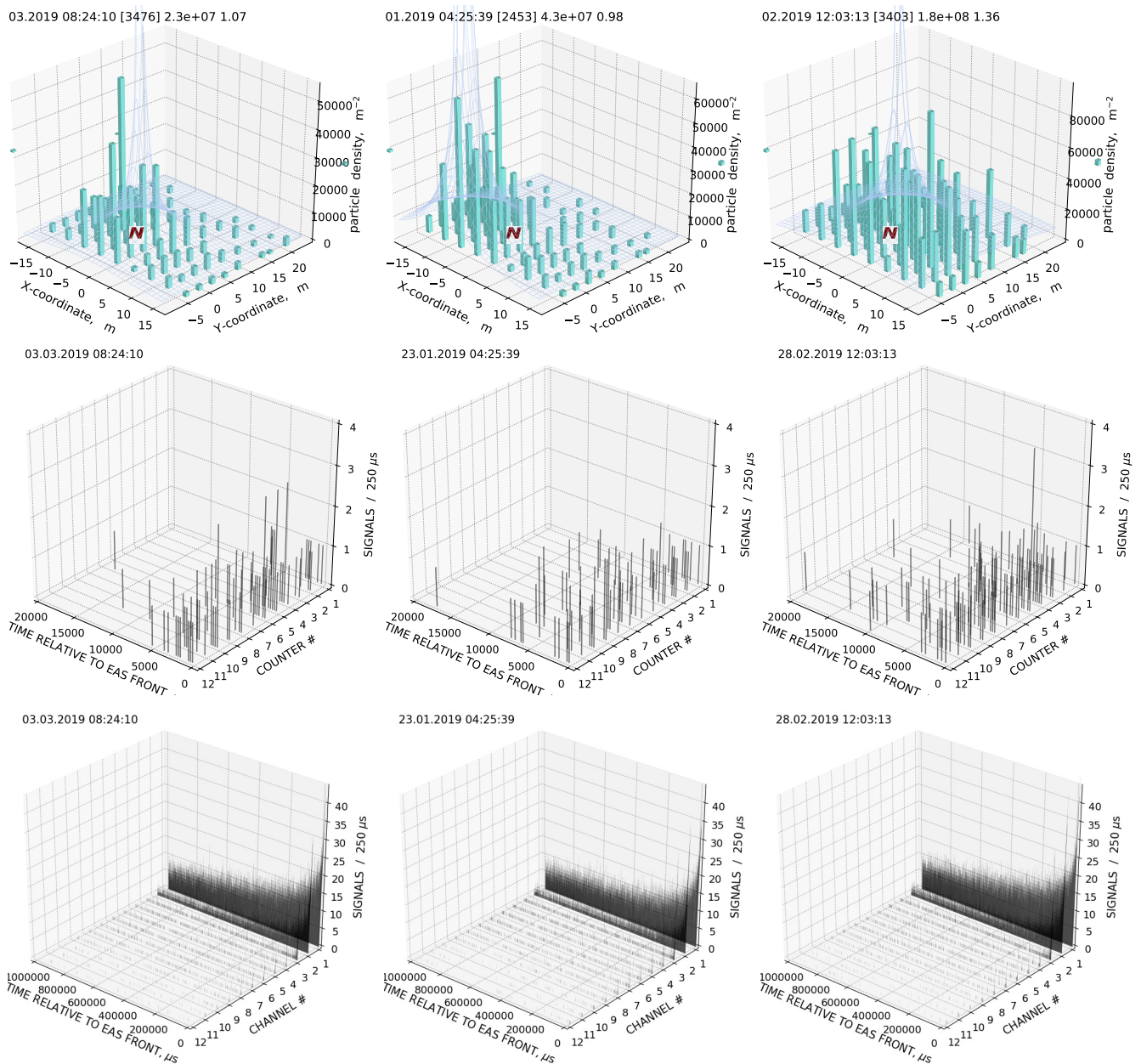


Рисунок 4.17 — События ШАЛ с $N_e = 2.3 \cdot 10^7$, $N_e = 4.3 \cdot 10^7$, $N_e = 18 \cdot 10^7$ и их сопровождение нейтронами и гамма-излучением низкой энергии. Сверху вниз: пространственные распределения плотности потока ливневых частиц; временные распределения сигналов от 12-ти нейтронных счетчиков; временные распределения сигналов гамма-детектора в 12-ти энергетических диапазонах (см. текст). Нуль временной шкалы распределений соответствует моменту ШАЛ, их вертикальная ось оцифрована в единицах числа импульсов, приходящихся на один интервал временной развертки (250 мкс). Нейтронный и гамма-детекторы располагаются в точке N .

Аналогичное запаздывание сигналов, явно связанных с моментом прохождения ШАЛ, наблюдается и во временных распределениях интенсивности гамма-излучения, которые показаны в нижнем ряду графиков на рисунке 4.17. В отличие от нейтронных детекторов, у которых каждый нейтронный счетчик представляет собой единственный информационный канал, быстрая дискриминация поступающих от гамма-детектора сцинтилляционных импульсов по их амплитуде, которая производится аппаратным образом непосредственно в процессе измерений, позволяет измерять интенсивность излучения одновременно в нескольких энергетических диапазонах, различающихся по минимальной пороговой энергии регистрируемых гамма-квантов E_{γ}^{min} (подробнее об этом см. в разделе 6.1.2). Так, на каждом из графиков нижнего ряда на рисунке 4.17 представлено по 12 временных распределений интенсивности гамма-излучения, которые соответствуют принятым во время проведения данного эксперимента 12-ти диапазонам с различными значениями порогов E_{γ}^{min} : 30, 50, 60, 80, 100, 150, 200, 300, 500, 700, 1000 и 2000 кэВ. Как видно на графиках рисунка 4.17, присутствие запаздывающего гамма-излучения после прохождения ШАЛ заметно в сигналах энергетических диапазонов 1–9, то есть вплоть до энергий $E_{\gamma} \simeq (500 - 700)$ кэВ; временные же распределения МэВ-ных гамма-квантов демонстрируют лишь единственный выброс интенсивности вблизи момента $t = 0$, который соответствует прохождению фронта ШАЛ. Вместе с тем, по распределениям, полученным для диапазонов с низким порогом регистрации, видно, что весьма интенсивный и избыточный, по сравнению с фоном, поток мягкого гамма-излучения с энергией до нескольких сотен кэВ может сохраняться на протяжении довольно длительного времени, достигающего нескольких десятков и сотен миллисекунд, после прохождения собственно ШАЛ.

Более подробную и лучше обеспеченную статистически информацию о характеристиках запаздывающих относительно фронта ШАЛ потоков частиц можно получить, используя данные, усредненные по многим ливневым событиям. Так, на рисунке 4.18 показано убывание скорости счета нейтронных сигналов, которые наблюдаются в центральной области ШАЛ, в зависимости от времени, истекшего после его прохождения. В данном случае усреднение временных распределений проводилось группы ШАЛ с близкими значениями полного числа частиц, $N_e = (10^{6.0} - 10^{6.5})$, оси которых проходили на расстоянии до 10 м от нейтронного детектора. Распределения, показанные в левой колонке графиков на рисунке 4.18, строились для открытых нейтронных счетчиков, в правой колонке

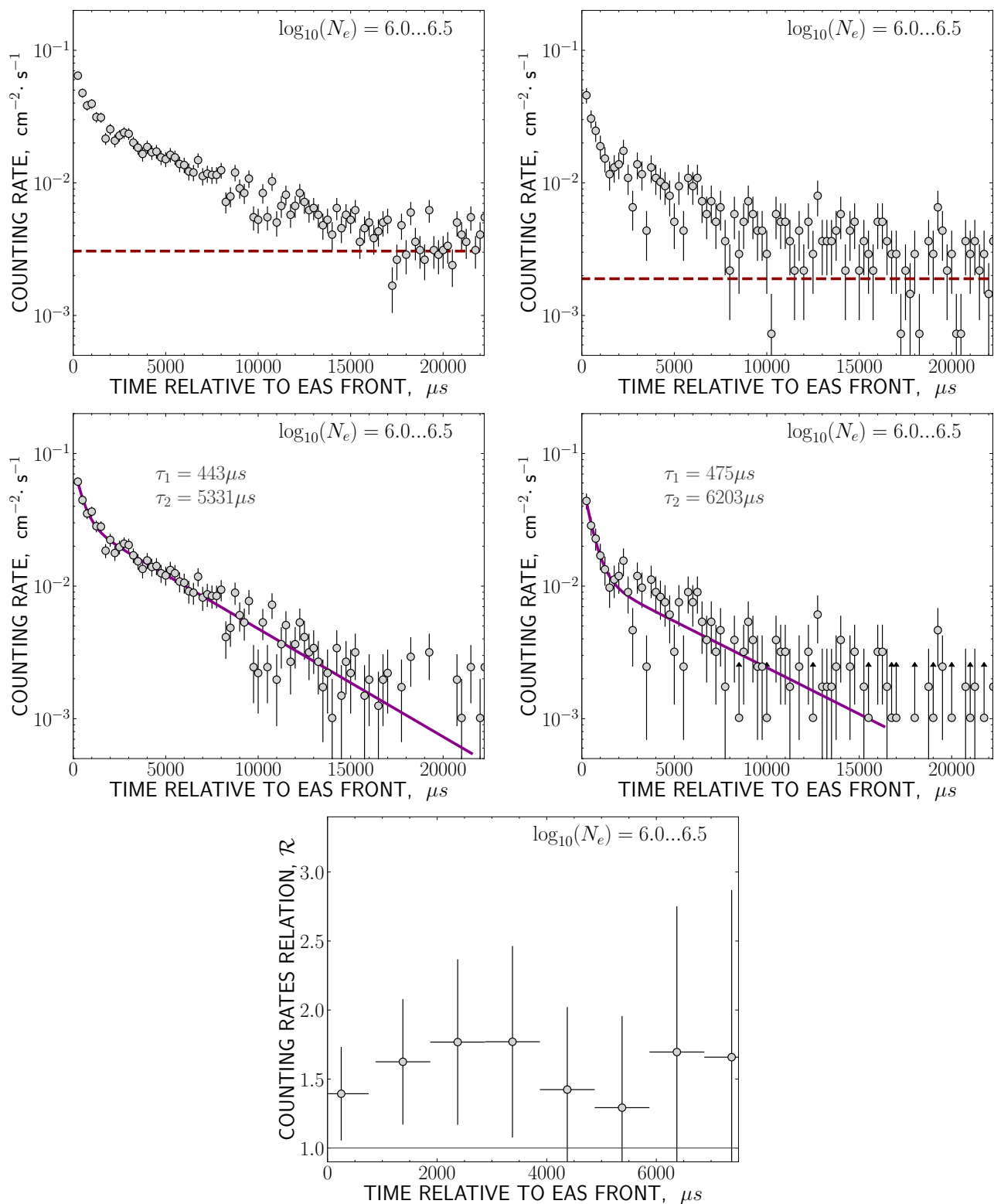


Рисунок 4.18 — Усредненные временные распределения скорости счета нейтронных сигналов в центральной области ШАЛ. Верхний ряд: слева — сигналы открытых счетчиков, справа — счетчиков в замедлителе; пунктиром показан уровень фона. Средний ряд: те же распределения после вычитания фона. Внизу: отношение интенсивности «открытых» и «экранированных» счетчиков в зависимости от времени после ШАЛ.

— для счетчиков, помещенных внутри замедлителя. В обоих случаях амплитуда представленных кривых нормировалась на суммарную чувствительную площадь счетчиков в каждой группе.

Как следует из графиков, показанных в верхнем ряду на рисунке 4.18, в течение (10–15) мс после прохождения ШАЛ интенсивность нейтронных сигналов остается заметно превышающей уровень фонового счета (который отмечен пунктирными линиями). После вычитания фона, как это сделано на графиках в среднем ряду рисунка 4.18, временные зависимости могут быть представлены в виде суммы двух экспонент, обладающих существенно различными временами жизни: $\tau_1 \approx (400 - 500)$ мкс и $\tau_2 \approx (5000 - 6000)$ мкс. Подобный же экспоненциальный спад скорости счета со сравнимыми временными параметрами τ следовал из описанных в разделе 4.2.1 модельных расчетов, в которых рассматривалось распространение нейтронов в окружающей среде Тянь-Шаньской станции после их одновременного образования в результате ядерных взаимодействий энергичных адронов (см. рисунок 4.11). Кроме того, времена жизни того же порядка получались на Тянь-Шаньской станции для нейтронов в экспериментальной работе 2000-х годов [84], а также сообщались в публикациях [141, 144]. В двух последних работах утверждается, что экспонента с наименьшим временем τ_1 соответствует потоку нейтронов, происходящих от взаимодействия ливневых частиц с веществом в окрестности детектора, а «медленная» экспонента со временем жизни τ_2 — нейтронам от удаленных взаимодействий.

Поточечное деление двух усредненных зависимостей интенсивности, которые были получены для открытых нейтронных счетчиков и для счетчиков, размещенных внутри замедлителя, приводит к временному графику отношения \mathcal{R} между скоростями счета, наблюдавшихся в этих двух группах детекторов, в соответствующие моменты времени после прохождения ШАЛ. Как следует из нижнего графика на рисунке 4.18, величина этого отношения колеблется в пределах 1.4–1.9, практически начиная с самого момента ШАЛ, то есть с $t \lesssim (100 - 200)$ мкс. Именно такая величина \mathcal{R} соответствует отношению между значениями эффективности $\varepsilon(E_n)$, которые показаны для «открытого» и экранированного замедлителем нейтронных детекторов в области тепловых энергий на приводившемся выше рисунке 4.4. Это обстоятельство означает, что в событиях, связанных с прохождением ШАЛ, мы практически с самого начала (после первых десятков микросекунд) имеем дело с потоком уже термализовавшихся нейтронов.

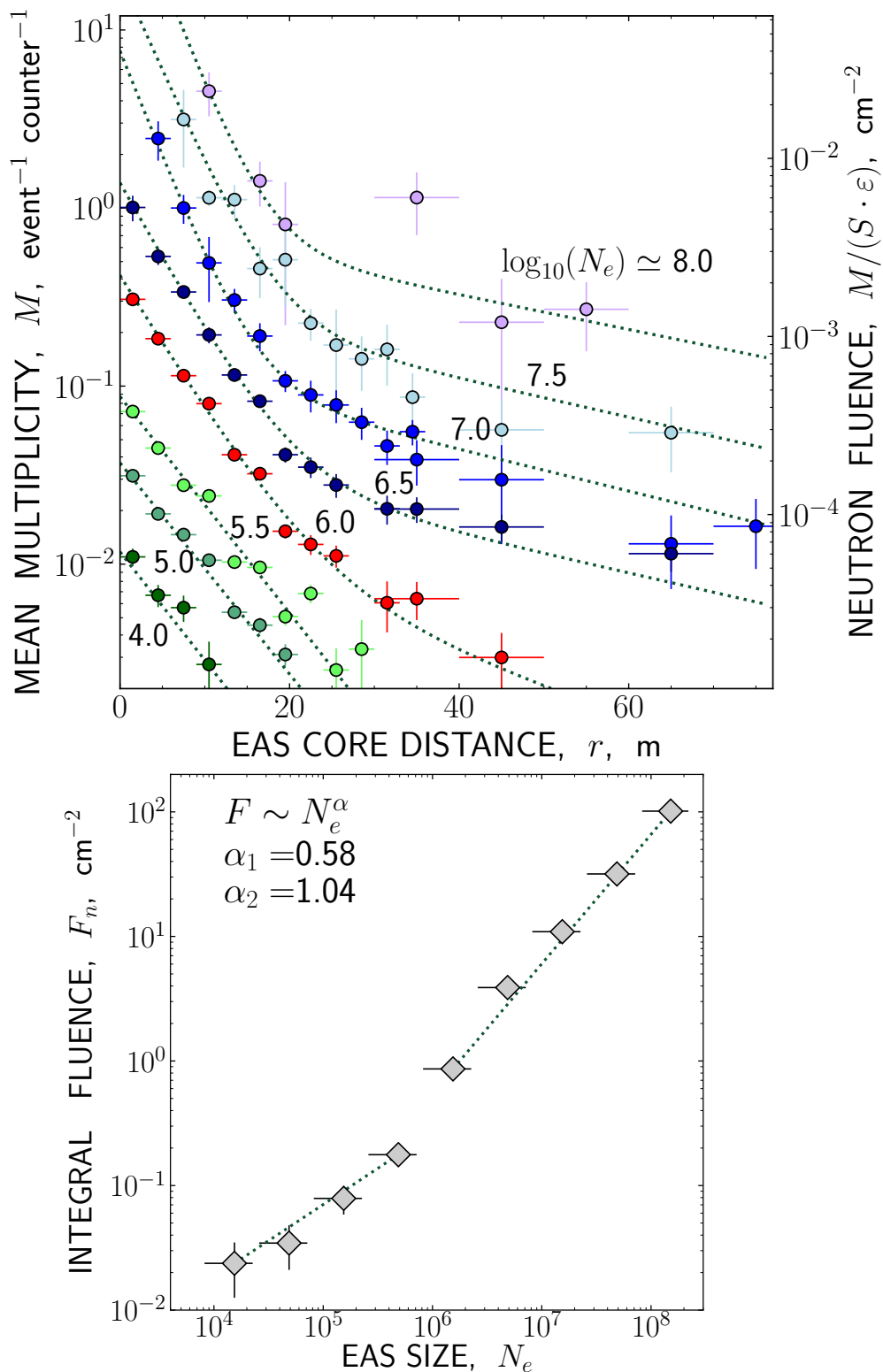


Рисунок 4.19 — Вверху: ФПР потока нейтронов, наблюдаемых после прохождения ШАЛ. Указанные на графике числовые параметры соответствуют десятичному логарифму размера ливней, $\log_{10}(N_e)$. Внизу: усредненный интегральный поток сопровождающих ШАЛ тепловых нейтронов в зависимости от среднего размера ливня N_e .

Усредненные по всем ШАЛ, с учетом их размера N_e , функции пространственного распределения (ФПР) сопровождающего прохождение ливня нейтронного потока показаны на верхнем графике рисунка 4.19. При построении отдельных точек этих распределений для каждого диапазона расстояний r отбирались ливни, у которых размер и удаление оси от местоположения нейтронного детектора попадали в заданные интервалы значений (N_e, r) , и по всем таким событиям подсчитывалось суммарное количество сигналов — кратность зарегистрированных нейтронов M , — которые поступили от этого детектора на протяжении временных ворот, составлявших (5–8500) мкс после момента прохождения ШАЛ. Нижняя граница этих ворот, соответствующая максимальной длительности сформированного импульсного сигнала в информационных каналах нейтронных детекторов (см. раздел 3.1.2), исключала из суммирования все сигналы, связанные с непосредственным прохождением частиц ШАЛ. Верхняя граница, сравнимая со временем жизни «медленной» экспоненты τ_2 , позволяла избежать значительного влияния на результат суммирования со стороны не связанных с ливнем фоновых нейтронов, случайно попавших в детектор на протяжении ворот.

Зная суммарную площадь поверхности нейтронных счетчиков в детекторе S и вероятность регистрации ими нейтронов ε , по полученным значениям кратности нейтронных сигналов M на рисунке 4.19 можно рассчитать средние значения потока $F_n(r)$ для нейтронов, прошедших через оказавшийся на расстоянии r детектор в ливнях с размером N_e : $F_n(r) = M(r)/(S \cdot \varepsilon)$. Для удобства, правая ось графика на рисунке 4.19 проградуирована непосредственно в значениях потока $F_n(r)$ (в этих расчетах принято значение $\varepsilon = 0.2$, которое следует из графиков рисунка 4.4 для теплового диапазона энергий регистрируемых нейтронов).

Визуально, функции пространственного распределения плотности потока сопровождающих ливень нейтронов $F_n(r)$ на рисунке 4.19 можно разделить на две группы. К первому типу относятся ФПР ливней с небольшим размером, $N_e \lesssim 10^6$. Эти распределения имеют экспоненциальный вид, быстро уменьшаясь с ростом расстояния приблизительно как $\exp(-r/\rho)$, с параметром $\rho \approx (5 - 7)$ м. Последняя оценка практически совпадает с характерным масштабом пространственного распределения на рисунке 4.13, который был получен при моделировании процессов распространения испарительных нейтронов в типичной среде Тянь-Шаньской высокогорной станции.

Напротив, в ливнях с $N_e \gtrsim 10^6$ спад ФПР происходит гораздо медленнее, так что в этих распределениях, наряду с таким же быстро убывающим экспоненциальным вкладом в центральной части, наблюдается медленно спадающий «хвост», который сохраняет заметный уровень интенсивности на протяжении всего диапазона исследованных расстояний r . ФПР ливней с $N_e \approx 10^6$ имеют промежуточную форму.

Интегрируя функции пространственного распределения по параметру r , можно получить среднее число тепловых нейтронов (интегральный флюенс) F_n , прошедших через площадь поперечного сечения ШАЛ с различными N_e . Соответствующая зависимость среднего числа сопровождающих прохождение ШАЛ запаздывающих нейтронов от размера ливня N_e показана на нижнем графике рисунка 4.19. Необходимо отметить, что в силу ограниченности диапазона расстояний, на которых определялись ФПР, полученные в результате их интегрирования оценки F_n следует понимать в смысле нижней границы для возможного полного числа нейтронов при данном размере ливня N_e . Это замечание в наибольшей степени относится к двум крайним правым точкам обсуждаемого рисунка.

Как следует из графика зависимости $F_n(N_e)$, в целом она имеет степенной вид, $F_n \sim N_e^\alpha$, причем показатель α резко изменяется в области $N_e \approx 10^6$: если ниже этой границы формальная аппроксимация экспериментальных точек по методу наименьших квадратов дает небольшое значение в пределах $\alpha \approx (0.5 - 0.6)$, то правее нее значение показателя степени скачкообразно становится равным $\alpha \approx 1.0$, и прямая пропорциональность множественности регистрируемых нейтронов размеру ливня оказывается вполне очевидной.

Усредненные временные распределения интенсивности сопровождающего ШАЛ гамма-излучения, которое измерялось с помощью сцинтилляционного детектора в центральной области ШАЛ одновременно с сигналами от нейтронных счетчиков, показаны на рисунке 4.20. При построении этих графиков рассматривались только ливни, оси которых проходили на расстоянии не более 10 м от места расположения гамма- и нейтронного детекторов. Распределения усреднены между ШАЛ, принадлежащими к различным диапазонам по размеру N_e .

Из представленных на рисунке 4.20 распределений интенсивности, которые регистрировались с минимальным энергетическим порогом $E_\gamma^{min} \gtrsim 30$ кэВ, следует, что в центральной области ШАЛ могут наблюдаться потоки мягкого излучения, значительно превышающие фоновый уровень на протяжении как

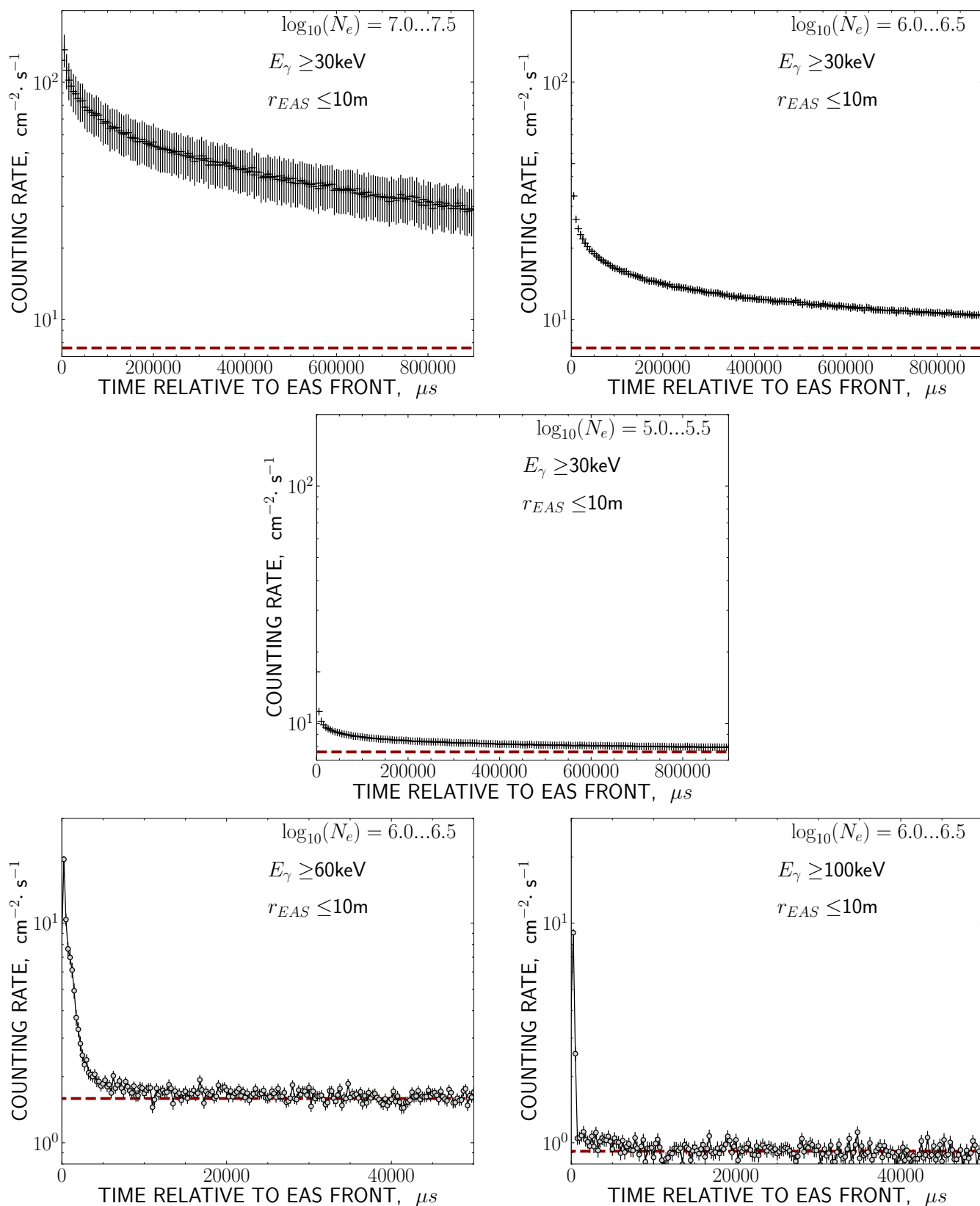


Рисунок 4.20 — Усредненные временные распределения интенсивности мягкого гамма-излучения в центральной области ($r \leq 10 \text{ m}$) ШАЛ различным размером N_e . Пунктирными линиями отмечен уровень фона, нуль временной шкалы соответствует моменту прохождения ливня.

Таблица 1 — Превышение интенсивности потока частиц над фоном (в единицах $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) на расстояниях до 10 м от оси ШАЛ с $N_e = 10^{7.0} \dots 10^{7.5}$ в зависимости от времени t , истекшего после прохождения ливня.

t , мкс	0	200	500	1000	2000	5000	10000	20000
$E_\gamma \geq 30$ кэВ	20	56	110	620	110	58	42	31
$E_\gamma \geq 700$ кэВ	14	20	7	0.7	0.09	0.03	0	0
тепл. нейтроны	31	7	2	1	0.2	0.05	0.02	0.02

минимум нескольких сотен миллисекунд после прохождения ливня. Такой запаздывающий сигнал наблюдается в ШАЛ с достаточно большим размером ($N_e \gtrsim 10^6$), причем его интенсивность быстро падает с повышением энергетического порога, так что среди гамма-лучей с энергией $E_\gamma^{min} \gtrsim 100$ кэВ какое-либо превышение сигнала над фоном обнаруживается только вблизи момента $t = 0$, то есть в непосредственной временной окрестности ливневого фронта (см. нижний ряд графиков на рисунке 4.20). Таким образом, усредненные распределения интенсивности гамма-излучения подтверждают, с гораздо большей статистической обеспеченностью, ту же тенденцию, которая была отмечена при обсуждении индивидуальных ливневых событий с рисунка 4.17.

Если учесть суммарную чувствительную площадь соответствующих детекторов S и эффективность регистрации ими излучений ε (для нейтронов последняя величина может быть определена по графикам рисунков 4.4 и 4.6, а для гамма-квантов — по калибровочному графику с рисунка 6.7, который будет рассмотрен далее в разделе 6.1.2), приведенные в настоящем параграфе усредненные данные по множественности зарегистрированных сигналов M позволяют рассчитать абсолютные значения потока нейтронов и гамма-квантов $F = M/(\varepsilon \cdot S)$ для различных значений временной задержки t относительно фронта ШАЛ. Для диапазона больших ливней с $N_e = (10^{7.0} - 10^{7.5})$ такие значения представлены в таблице 1. Как следует из этой таблицы, в эксперименте взаимное соотношение запаздывающих сигналов от детекторов тепловых нейтронов и гамма-излучения с относительно высокой энергией, $E_\gamma \gtrsim (700 - 1000)$ кэВ, оказывается приблизительно таким, какого следовало бы ожидать, исходя из результатов моделирования, которые рассматривались в параграфах 4.2.3–4.2.4:

на протяжении первой миллисекунды после прохождения ШАЛ регистрируемый поток гамма-квантов превышает интенсивность нейтронных сигналов¹, в момент $t \approx 1000$ мкс эти потоки сравниваются друг с другом, а на больших временах t соотношение их интенсивностей меняется на противоположное. Напротив, согласно измерениям, которые выполнялись с низким энергетическим порогом, $E_\gamma \geq 30$ кэВ, интегральный поток мягкого гамма-излучения существенно — вплоть до нескольких порядков величины — превышает интенсивность нейтронных сигналов на всем протяжении исследованных времен t , что прямо противоречит ситуации, показанной на расчетном рисунке 4.16.

Обращает на себя внимание также и другая особенность энергетического спектра зарегистрированных в эксперименте гамма-квантов: как по данным таблицы 1, так и по распределениям скорости счета гамма-детектора в индивидуальных событиях на рисунке 4.17, интенсивность запаздывающего мягкого излучения в диапазоне энергий $E_\gamma \simeq (30 - 100)$ кэВ оказывается значительно выше, чем в случае $E_\gamma \geq (700 - 1000)$ кэВ, в то время как представленные на рисунке 4.14 модельные результаты для гамма-излучения, связанного с распространением испарительных нейтронов альбедо в окружающей среде, соответствуют немонотонному спектру с максимумом интенсивности в области нескольких МэВ. Обе отмеченные особенности в характеристиках гамма-излучения означают, что в реальных ливневых событиях играет существенную роль какой-то фактор, приводящий к генерации интенсивного потока мягких гамма-квантов, который отсутствует в перечне физических процессов, положенных в основу описанного в разделе 4.2.4 модельного расчета.

Аналогично тому, как это делалось выше для тепловых нейтронов, для сопровождающего ШАЛ гамма-излучения можно построить усредненные функции множественности регистрируемых гамма-квантов $M_\gamma(r)$, функции пространственного распределения $F_\gamma(r)$ и зависимость среднего интегрального потока (флюенса) гамма-излучения от размера соответствующих ливней $F_\gamma(N_e)$. Исходя из приведенного выше анализа, для медленно спадающих распределений интенсивности гамма-излучения в качестве временных ворот T_g , на протяжении которых подсчитываются значения множественности M_γ , целесообразно использовать полный период регистрации сигналов, равный одной секунде в данном эксперименте. Полученные в результате такой процедуры распределения потока

¹Приведенное в таблице 1 значение для интенсивности сигналов, поступивших от нейтронного детектора в момент времени $t = 0$, оказывается завышенным из-за вклада заряженных частиц ливня.

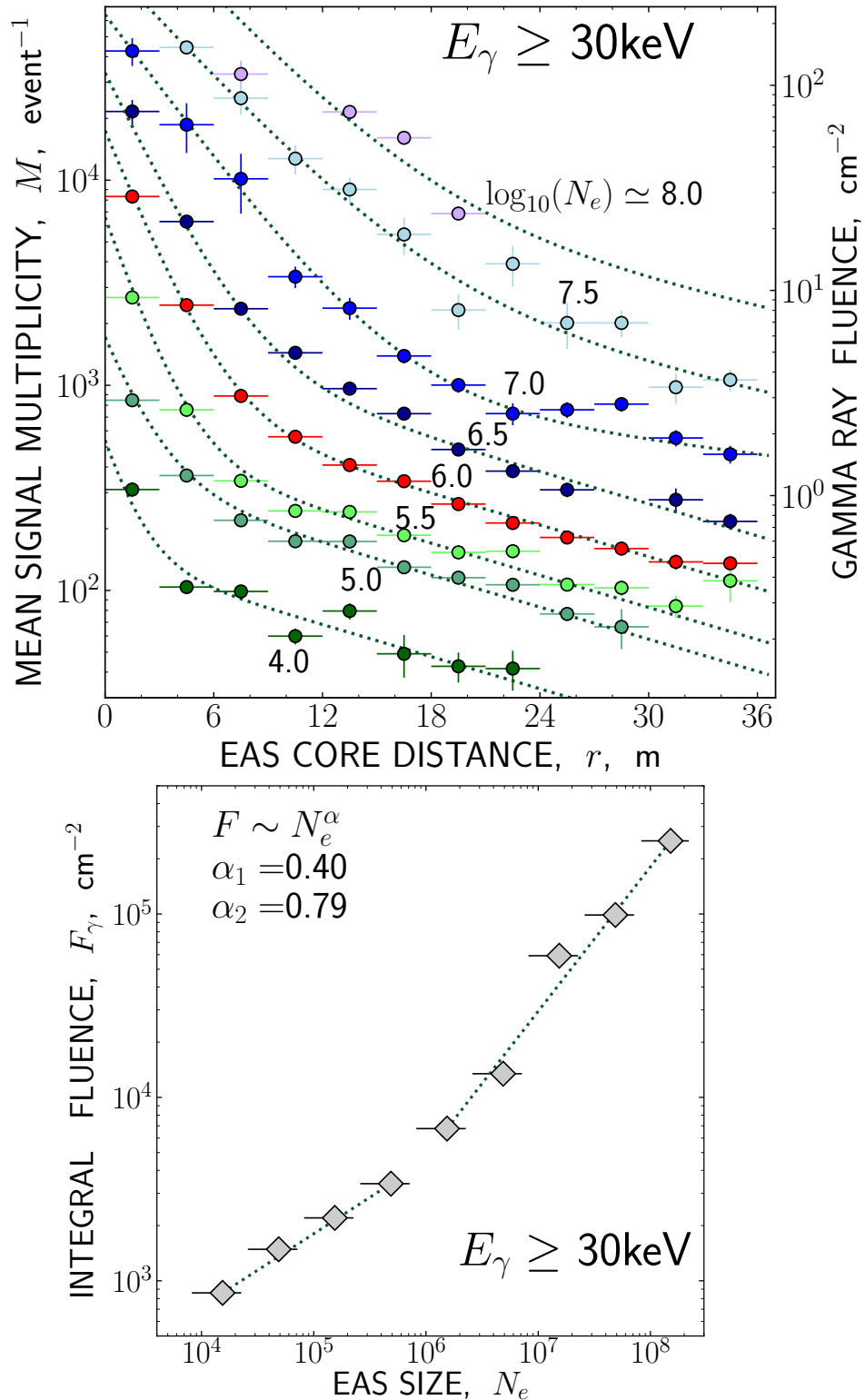


Рисунок 4.21 — Вверху: ФПР мягкого гамма-излучения с порогом $E_\gamma \geq 30$ кэВ, которое наблюдается после прохождения ШАЛ. Указанные на графике числовые параметры соответствуют десятичному логарифму размера ливней, $\log_{10}(N_e)$.

Внизу: усредненный интегральный поток сопровождающего ШАЛ гамма-излучения с порогом $E_\gamma \geq 30$ кэВ, в зависимости от среднего размера ливня N_e . Результаты для временных ворот $T_g = 1$ с.

мягких гамма-квантов, которые регистрировались с порогом $E_\gamma \geq 30$ кэВ, показаны на графиках рисунка 4.21. Как следует из этого рисунка, для сопровождающих ШАЛ мягких гамма-лучей имеет место точно такой же эффект, что и для нейтронов: зависимость их интегрального потока от размера ливня в целом имеет степенной характер, $F_\gamma \sim N_e^\alpha$, с резким увеличением показателя α в области значений $N_e \approx 10^6$.

Что касается природы запаздывающих потоков частиц, которые наблюдаются после прохождения фронта ШАЛ, то регистрируемые нейтроны, очевидно, представляют собой продукт взаимодействия ядерно-активной компоненты ливня с веществом окружающей среды. Продолжительное гамма-излучение низкой энергии может происходить как от радиационных захватов этих нейтронов в процессе их термализации и диффузии, так и от распада короткоживущих изотопов, образующихся при захвате нейтронов ядрами среды. Таким образом, совместная работа ливневой установки и детекторов излучения с низким энергетическим порогом позволяет использовать окружающую среду в качестве своеобразного адронного калориметра для исследования ядерно-активной компоненты ШАЛ.

Следует особо подчеркнуть, что любые особенности, которые наблюдаются в поведении потока нейтронов и гамма-лучей, подобные отмеченным на рисунках 4.19 и 4.21 изменениям показателя α при $N_e \approx 10^6$, должны отражать какие-то нетривиальные эффекты, имеющие место в процессе взаимодействия адронов ШАЛ с веществом окружающей среды. В сочетании с систематическим моделированием таких процессов, дальнейшие эксперименты по регистрации нейтронного и гамма-сопровождения ШАЛ открывают новый канал для получения информации о характеристиках адронных взаимодействий высокой энергии [324]. Учитывая же то обстоятельство, что на высоте расположения Тянь-Шаньского экспериментального комплекса средняя величина размера ШАЛ $N_e \approx 10^6$ соответствует ливням с первичной энергией $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ, то есть положению излома в спектре космических лучей [263, 264], представленные в данном разделе результаты экспериментальных исследований могут оказаться важными для проблемы объяснения излома первичного спектра (см. главу 1).

В заключение данного параграфа можно сделать следующее замечание. Применение нейтронных и гамма-детекторов с низким энергетическим порогом регистрации в совместных измерениях с ливневой установкой Тянь-Шаньской высокогорной станции позволило обнаружить ряд нетривиальных особенностей

в пространственном, временном и энергетическом распределении тепловых нейтронов и мягкого гамма-излучения, которые сопровождают прохождение мощных ШАЛ. Исходя из перечисленных фактов, программа развития экспериментального комплекса Тянь-Шаньской высокогорной станции предусматривает ввод в строй дополнительных пунктов регистрации нейтронов и гамма-излучения на различных расстояниях, вплоть до (100–300) м, от центра ливневой установки.

4.4 Заключение к главе 4

Регистрация испарительных нейтронов, которые образуются при взаимодействиях адронов космических лучей с веществом окружающей среды, а также низкоэнергичного гамма-излучения, которое генерируется такими нейтронами в процессе их распространения при радиационном захвате атомными ядрами, представляет собой еще один канал для получения информации о свойствах адронных взаимодействий высоких энергий. С этой целью в состав Тянь-Шаньского экспериментального комплекса были введены специальные детекторы нейтронов с низким энергетическим порогом, устройство и назначение которых рассмотрены в параграфе 4.1.1, а также детекторы мягкого, (30–3000) кэВ, гамма-излучения, свойства которых будут обсуждаться ниже в параграфе 6.1.2 главы 6.

Для эффективного анализа данных, полученных в измерениях с нейтронными и гамма-детекторами Тянь-Шаньского экспериментального комплекса была выполнена серия модельных расчетов, в которых рассматривалась регистрация нейтронов детекторами различного типа и влияние на этот процесс со стороны объектов окружающей среды. Для этих расчетов на основе пакета Geant4 были разработаны программные модели нейтронных детекторов и характерных для ТШВНС объектов среды, а в их основу положена совокупность физических моделей взаимодействий, которая ранее рассматривалась в параграфе 3.2.2. Обзор расчетных результатов представляет собой предмет параграфов 4.1.2 и 4.1.3 настоящей главы. Раздел 4.2 посвящен моделированию процессов распространения частиц различного типа в условиях, типичных для Тянь-Шаньской высокогорной станции, результаты которого также необходимы при анализе данных от

нейтронных детекторов. Все разработанные для представленных в данной главе расчетных задач модели тестировались путем сравнения результатов расчета с известными из эксперимента данными.

В период тестовой эксплуатации Тянь-Шаньского экспериментального комплекса был измерен поток тепловых нейтронов и мягкого (30–3000 кэВ) гамма-излучения, которые сопровождали прохождение ШАЛ с различной энергией E_0 . Как показано при обсуждении результатов этих измерений в разделе 4.3, пространственные распределения плотности потока сопровождающих ШАЛ частиц имеют экспоненциальный вид, форма которого существенно изменяется у ливней с $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ, то есть в точке излома первичного спектра космических лучей. Соответствующие этим распределениям зависимости интегрального флюенса нейтронов и гамма-квантов от энергии ШАЛ, $F_n(E_0)$ и $F_\gamma(E_0)$, также меняют свою форму в точке излома. Все эти факты могут быть полезны как источник информации, необходимой для объяснения причин излома в первичном спектре.

Глава 5. Мюонный детектор

5.1 Нейтронный монитор как детектор мюонов

Помимо нейтронных детекторов, которые рассматривались в предыдущих главах — нейтронного супермонитора NM64 и детекторов с низким порогом регистрации, в составе комплексной установки Тянь-Шаньской высокогорной станции имеется еще один подобный детектор — нейтронный монитор, который расположен в подземном помещении, непосредственно под «ковром» сцинтилляционных детекторов ливневой системы *Center* (см. рисунок 1.3). От внешней поверхности станции это помещение отделяет слой скального грунта глубиной 11 м, что соответствует толщине поглотителя ~ 2000 г/см².

Компоновочная схема подземного нейтронного монитора показана на рисунке 5.1. Детектор состоит из двух отдельных секций, внутреннее устройство которых в общих чертах повторяет конструкцию супермонитора NM64: каждая из секций включает в себя набор газоразрядных нейтронных счетчиков СНМ15, помещенных внутри чередующихся слоев легкого вещества-замедлителя, тяжелого вещества-мишени — генератора испарительных нейтронов, и легкого внешнего отражателя. В отличие от конфигурации стандартного супермонитора NM64, отдельные секции, на которые разбит находящийся в подземном помещении нейтронный детектор, располагаются таким образом, чтобы движущиеся в приблизительно вертикальном направлении частицы, прошедшие без взаимодействия через одну из этих секций, могли с высокой степенью вероятности попасть в другую. Свободное пространство между двумя секциями заполнено сплошным поглотителем из железа. Такая конструкция повышает вероятность взаимодействия космических лучей с веществом подземного детектора, превращая последний в установку калориметрического типа с большой толщиной мишени.

Эффективность секций нейтронного монитора по отношению к регистрации частиц нейтронообразующей компоненты космических лучей, которые могли бы проникнуть извне в подземное помещение Тянь-Шаньской станции — адронов и мюонов, определялась путем полного моделирования процессов, происходящих при попадании таких частиц в монитор. Этот расчет был основан на той же

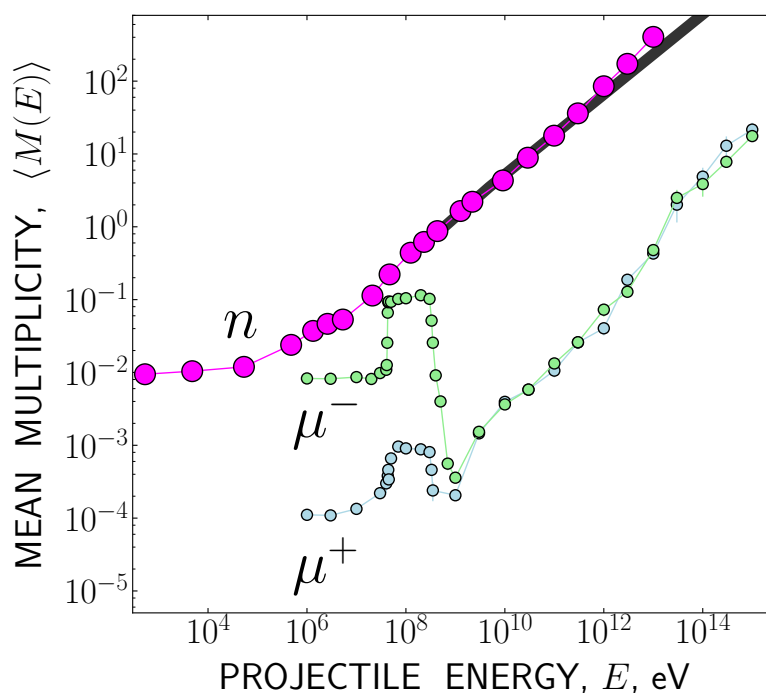
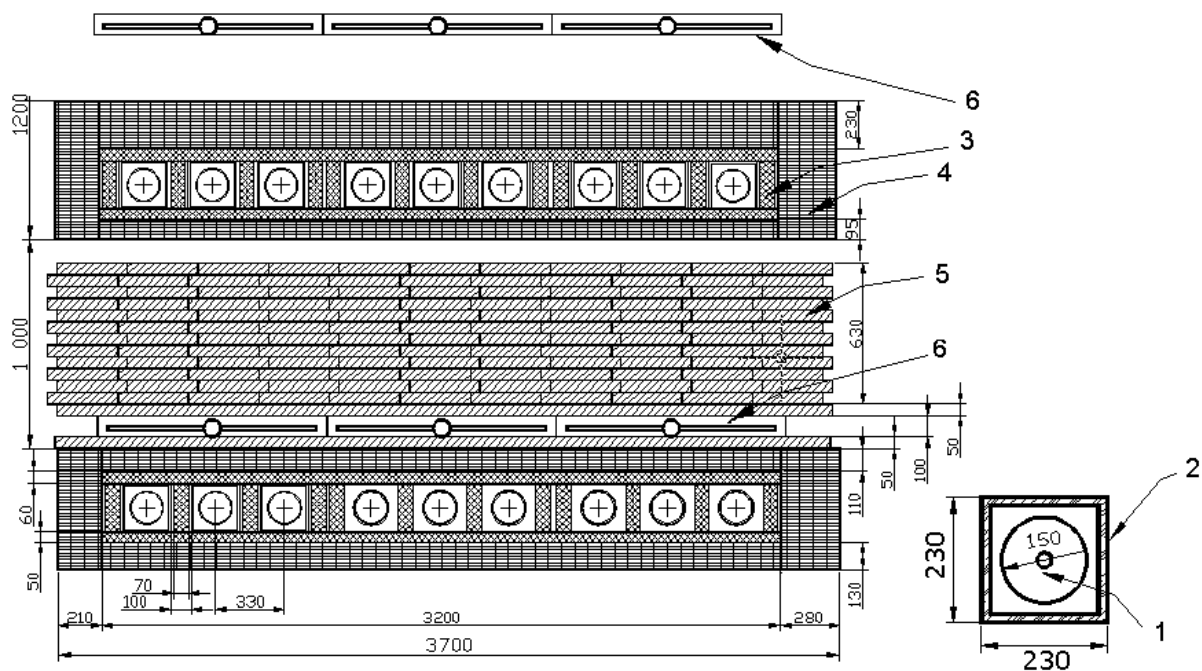


Рисунок 5.1 — Вверху: внутреннее устройство подземного нейтронного монитора: 1 – нейтронный счетчик, 2 – замедлитель, 3 – свинцовая мишень, 4 – резина (внешний замедлитель и экран), 5 – железный поглотитель, 6 – сцинтиллятор. Размеры указаны в миллиметрах. Внизу: зависимость среднего суммарного числа сигналов, поступающих от нейтронных счетчиков монитора (кратности M), от энергии налетающей частицы-нейтрона и частиц-мюонов.

совокупности моделей взаимодействия Geant4, которая ранее применялась для конфигурации нейтронного супермонитора NM64. Как это обсуждалось разделе 3.2.2, общая модель физических взаимодействий включает в себя процессы ядерного взаимодействия положительных и отрицательных мюонов, а также электро- и фотоядерные реакции, которые могут вызываться продуктами их распада. Результаты такого расчета — зависимость среднего числа регистрируемых нейтронными счетчиками монитора сигналов (кратности M , см. раздел 3.2.1) от энергии взаимодействия для первичных частиц-нейтронов и мюонов представлены на нижнем графике рисунка 5.1. При анализе этого рисунка следует иметь в виду, что находящийся над подземным помещением слой поглотителя препятствует попаданию в него мюонов с энергией менее 5 ГэВ.

Интегральные спектры кратности нейтронных событий, которые регистрировались в течение длительного времени на нейтронных мониторах Тянь-Шаньской высокогорной станции, как подземном, так и наземном (супермонитор NM64), показаны на верхнем графике рисунка 5.2. Как следует из этих данных, экспериментально измеренная интенсивность нейтронных событий под землей в среднем оказывается в $\mathcal{R} \simeq (300 - 600)$ раз ниже интенсивности аналогичных событий, которые должны были бы наблюдаться на аналогичной установке, находящейся на поверхности станции.

С другой стороны, на основе описанной в разделе 4.2.2 модели окружающей среды можно рассмотреть процессы взаимодействия с веществом частиц космических лучей (как первичных адронов КЛ, «проскочивших» без взаимодействия до уровня расположения экспериментальной установки, так и вторичных частиц, которые возникают при столкновениях КЛ с ядрами атомов воздуха над установкой), а также последующее распространение частиц-продуктов этих взаимодействий в среде, характерной для внешнего окружения детекторов Тянь-Шаньской станции. В отличие от результатов модельных расчетов, которые были представлены ранее в разделах 4.2.3 и 4.2.4 и касались только потоков частиц, наблюдаемых *над* поверхностью грунта, в данном случае нас интересуют аналогичные данные, относящиеся к области пространства *ниже* этой поверхности. Если ограничиться рассмотрением только ядерно-активной составляющей образующихся в результате взаимодействия КЛ частиц-продуктов, то есть вторичными нейтронами, протонами и пионами, столкновения которых с ядрами поглотителя играют определяющую роль в генерации нейтронных событий в

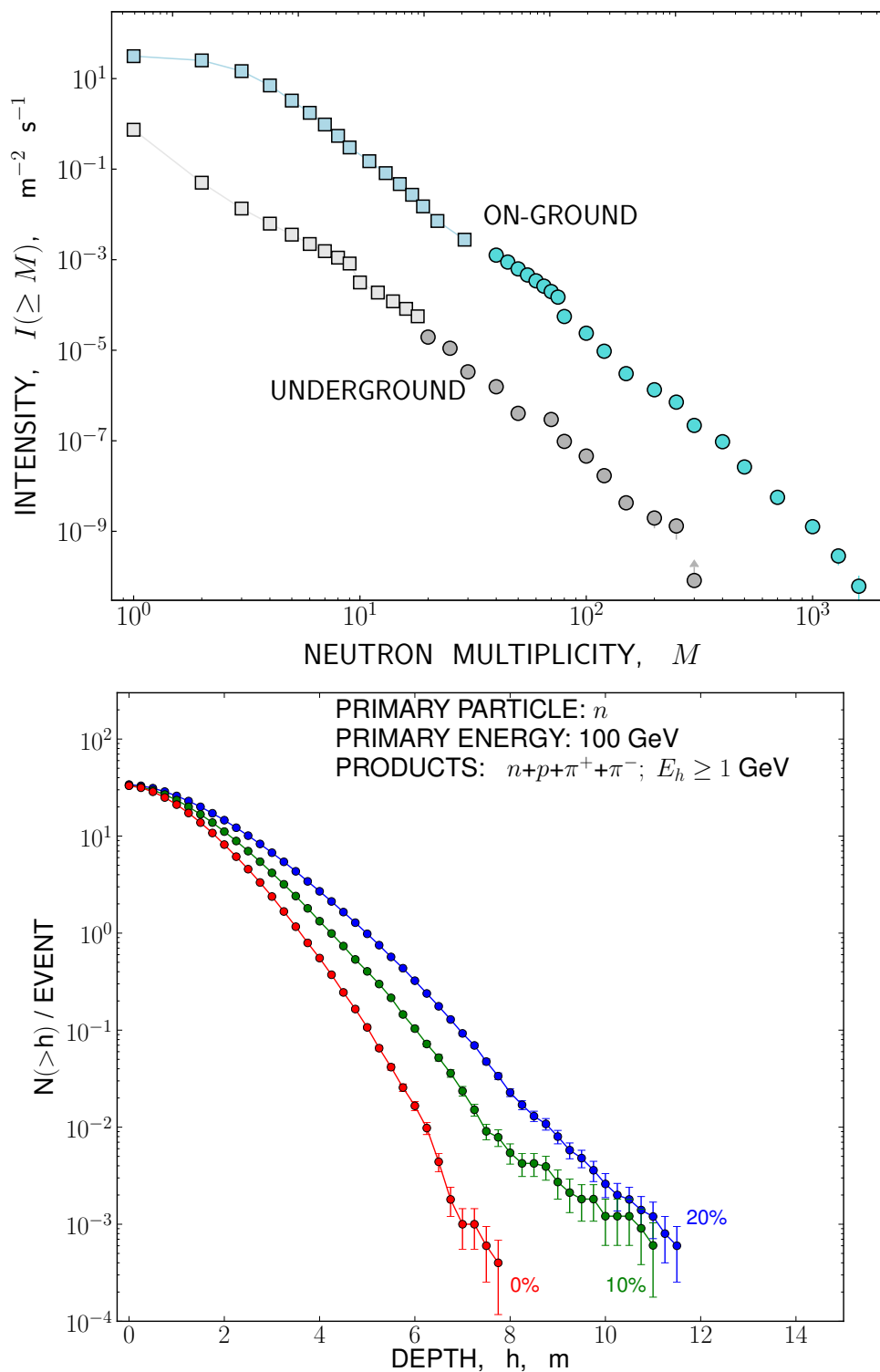


Рисунок 5.2 — Вверху — экспериментальные спектры кратности нейтронных событий в наземном (*ON-GROUND*) и подземном (*UNDERGROUND*) мониторах.

Внизу — результат модельного расчета: среднее число ядерно-активных частиц-продуктов взаимодействия первичного адрона (нейтрона) с энергией 100 ГэВ, проникающих на глубину h под поверхностью грунта Тянь-Шаньской станции для массовой доли воды («влажности» грунта) 0%, 10% и 20%.

наземном мониторе (см. раздел 3.1.1), то путем моделирования можно получить распределение потока таких частиц по глубине их проникновения в грунт. Поскольку, это как объяснялось при обсуждении рисунка 3.10 в разделе 3.2.3, множественность образующихся при адронных взаимодействиях ядерно-активных продуктов γ и соответствующая кратность зарегистрированных нейтронных сигналов M практически не зависят от типа первичной частицы, а только от ее энергии, в подобных расчетах достаточно рассматривать налетающие частицы только одного вида. Так, все представленные ниже данные были получены при использовании в моделировании первичной частицы-нейтрона.

Ряд распределений интенсивности потока ядерно-активных частиц, которые должны были бы наблюдаться ниже поверхности грунта согласно расчетам, проводившимся для нескольких значений массового содержания воды («влажности» грунта, см. раздел 4.2.2), показаны на нижнем графике рисунка 5.2. Как следует из этих распределений, интенсивность адронной компоненты вторичных частиц на глубине расположения подземного монитора (11 м) оказывается в $\simeq(3 \cdot 10^4)$ раз ниже, чем на поверхности, что на два порядка превышает приведенную выше экспериментальную оценку \mathcal{R} . Это расхождение еще больше увеличивается, если учесть то обстоятельство, что основную массу адронов на глубине должны составлять замедлившиеся до тепловой энергии нейтроны, вероятность регистрации которых установками типа нейтронного монитора, согласно представленным на рисунке 3.11 энергетическим зависимостям эффективности, составляет всего лишь доли процента.

Таким образом, взаимодействия вторичных частиц-адронов не могут быть причиной основного потока нейтронных событий, которые наблюдаются на подземном мониторе.

Рассмотрим теперь мюонные взаимодействия. В публикациях [325–327] описан специальный детектор — подземный ионизационный калориметр, и приводятся результаты непосредственного измерения энерговыделений, которые генерируются при ядерных взаимодействиях проникающей компоненты космических лучей в тяжелом веществе. Соответствующий эксперимент проводился ранее (в 1960–1970 гг) в том же подземном помещении Тянь-Шаньской высокогорной станции, что и работы, рассматриваемые в настоящей главе. По табличным данным, которые приводятся в работе [325], можно построить интегральный энергетический спектр проникающих частиц — мюонов, $\mathcal{I}(\geq E_\mu)$.

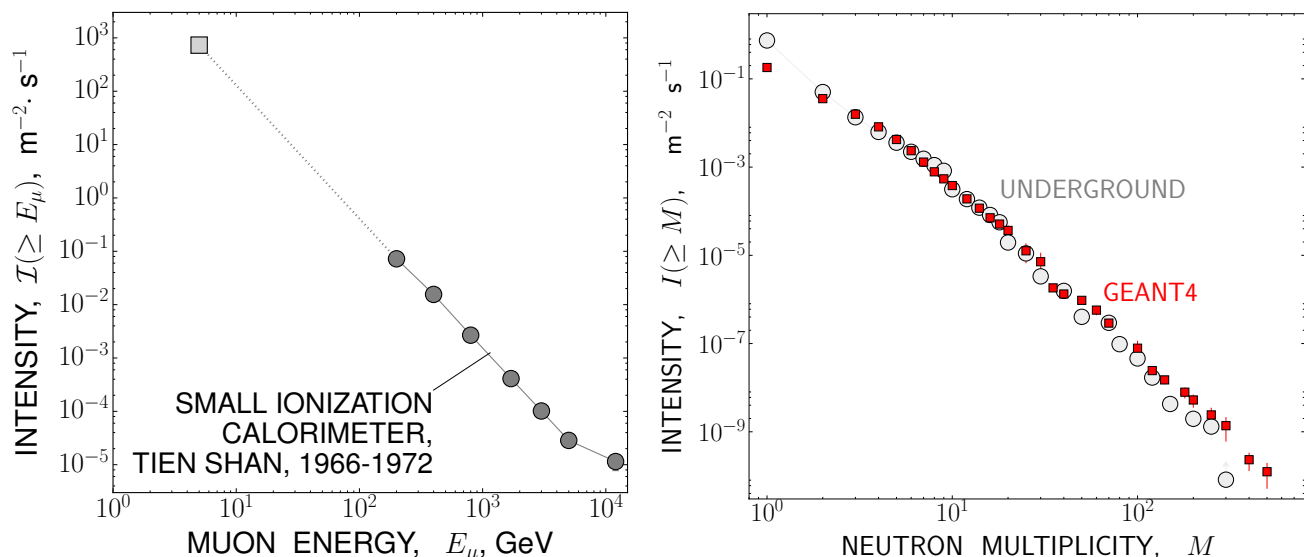


Рисунок 5.3 — Слева: интегральный спектр энерговывделений мюонной компоненты космических лучей в подземном ионизационном калориметре (по материалам работы [325]). Справа: интегральный спектр кратности нейтронных событий. Кружки — эксперимент, квадраты — результат моделирования Geant4 для первичных частиц-мюонов (см. текст).

Такой спектр показан на левом графике рисунка 5.3. (Непосредственно в упомянутой работе спектр измерялся начиная с минимальной энергии $E_\mu^{min} = 200$ ГэВ; начальная же точка на обсуждаемом графике была получена экстраполяцией приведенных там экспериментальных данных согласно степенной зависимости с показателем -2.5 к порогу $E_\mu^{min} = 5$ ГэВ, который соответствует минимальной энергии мюонов, способных пройти через находящийся над подземным помещением слой скального поглотителя).

Предполагая, что генерация вторичных частиц в детекторах подземного помещения — как ионизационного калориметра, так и нейтронного монитора, происходит по одной и той же причине — благодаря взаимодействиям проникающей компоненты космических лучей — мюонов, можно путем моделирования рассчитать ожидаемый спектр кратности нейтронных событий в мониторе. При этом в качестве первичных частиц в модельных событиях следует использовать мюоны с энергиями, распределенным согласно экспериментальному энергетическому спектру с левого графика на рисунке 5.3, а абсолютную интенсивность мюонного потока нормировать на интенсивность экспериментального спектра $I(\geq E_\mu)$ в точке $E_\mu^{min} = 5$ ГэВ. Полученный в результате такого расчета спектр кратности показан на правом графике того же рисунка; в свою очередь, совместно с экспериментально измеренным. Как следует из последнего графика, расчетный

и экспериментальный спектры кратности достаточно хорошо согласуются друг с другом как по своей форме (наклону), так и по абсолютной интенсивности. Такое совпадение означает, что основная масса реальных нейтронных событий на подземном мониторе должна вызываться взаимодействиями мюонов, а последний, таким образом, может играть роль своеобразного мюонного детектора.

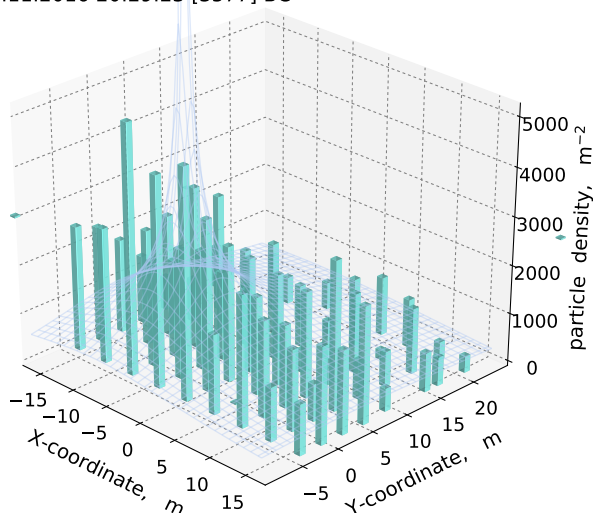
5.2 Пример использования: мюонная компонента ШАЛ

На протяжении нескольких периодов тестовой эксплуатации ливневой установки в 2015–2019 гг регистрация нейтронных событий на подземном мониторе производилась под управлением ливневого триггерного сигнала, который вырабатывался в момент прохождения широких атмосферных ливней на поверхности Тянь-Шаньской станции (см. раздел 2.2.2). Наряду с триггером ШАЛ, запись сигналов на подземных нейтронных детекторах могла инициироваться также и внутренним триггером от их локальной системы сбора данных при кратковременном возрастании текущей интенсивности сигналов на одной из секций монитора. В последнем случае внутренний триггерный сигнал генерировался в соответствии со стандартными алгоритмами и программами управления нейтронными установками, описание которых приводится в разделе 3.1.3.

Примеры типичных событий, которые наблюдаются на подземном нейтронном мониторе в случаях прохождения ШАЛ, представлены на рисунке 5.4.

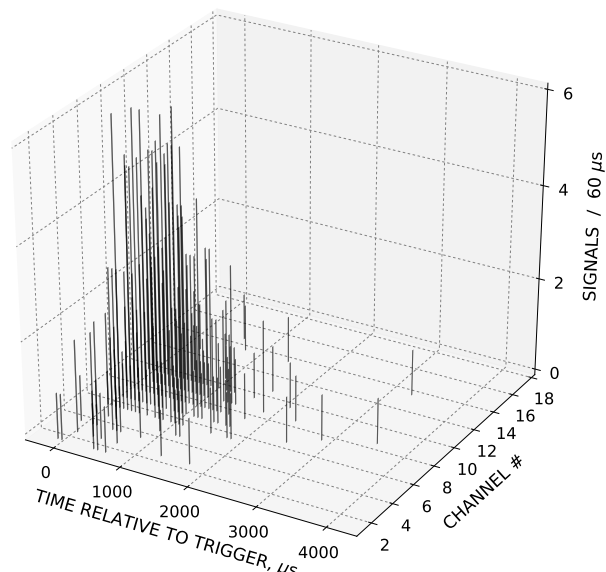
Распределения всех событий, которые регистрировались на подземном мониторе, как при его работе под управлением внутреннего триггера, так и с триггером ШАЛ, по суммарному числу (кратности) поступивших от нейтронных счетчиков монитора сигналов M показаны на рисунке 5.5. Из этого рисунка следует, что общее число случаев, в которых прохождение ШАЛ сопровождается событием с ненулевой кратностью на подземном мониторе, оказывается на 2–3 порядка величины ниже интенсивности общего потока нейтронных событий при $M \lesssim 100$, но имеет тенденцию сравняться с последним в области предельно больших кратностей (что, в соответствии с выводами предыдущего параграфа, означает повышенную множественность ядерно-активных частиц, образующихся при взаимодействиях мюонной компоненты ШАЛ с веществом монитора). Различие в интенсивностях двух спектров при небольших M может объясняться как

27.11.2016 20:29:23 [3577] BC

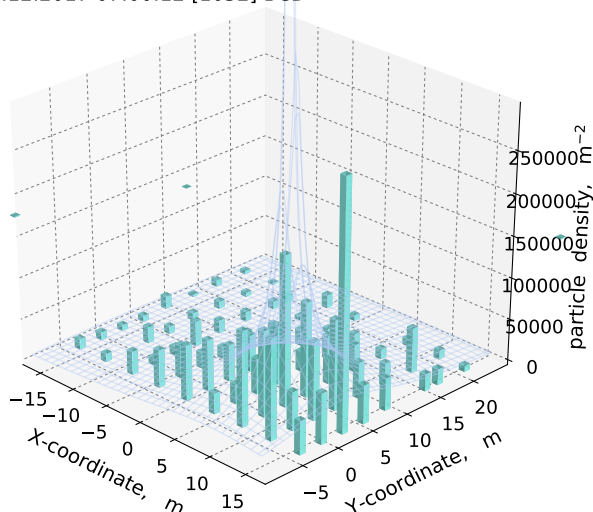


max: 5156; sum: 112396; shower: -7.3 3.5 7.2e+06 1.34 151.0

53 // 1102: 27.11.2016 20:29:23



24.12.2017 07:00:12 [1052] BCD



max: 298812; sum: 2594788; shower: 9.3 1.6 1.2e+08 1.06 1476.0

7 // 1102: 24.12.2017 07:00:12

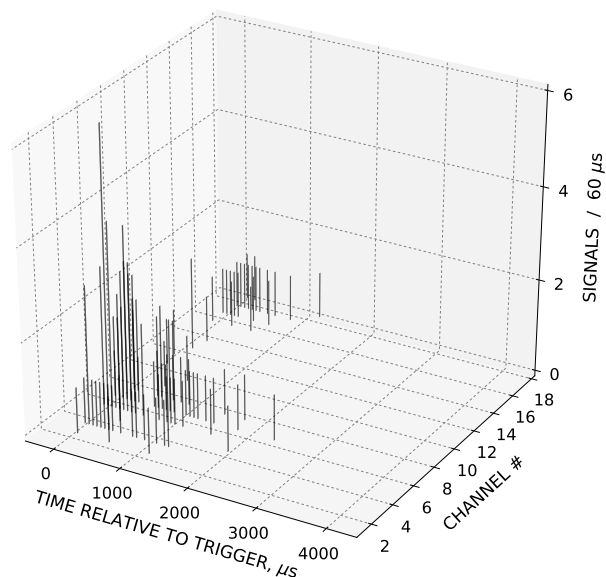


Рисунок 5.4 — Пример ливневых событий, которые сопровождаются нейтронными сигналами на подземном мониторе: пространственное распределение плотности потока заряженных частиц в детекторах центрального «ковра» ливневой установки и временные распределения сигналов от нейтронных счетчиков монитора. Информационные каналы *CHANNEL* # (1–9) соответствуют нейтронным счетчикам верхней секции подземного монитора, каналы (10–18) — счетчикам нижней секции.

высоким порогом срабатывания триггерной схемы на ливневой установке, который был принят во время проведения рассматриваемых здесь измерений, так и особенностями текущего расположения ливневых сцинтилляторов, приводящим к снижению эффективности регистрации недостаточно больших ШАЛ, чьи оси проходят через установку в направлении подземных детекторов.

Статистический анализ нейтронных событий, которые сопровождалось прохождением ШАЛ, может проводиться с учетом характеристик соответствующего ливня: его размера N_e , «возраста», положения оси относительно нейтронного монитора и т. п. параметров. Пример такого анализа — зависимость доли ШАЛ с ненулевым числом нейтронных сигналов в общем потоке ливней от их размера, $\mathcal{R}(N_e) = N_{M \geq 1} / N_{EAS}$, — представлен на рисунке 5.6, по отдельности для верхней и нижней секций подземного монитора. Из этих графиков следует, что в ливнях с $N_e \lesssim 10^6$ доля случаев с ненулевым нейтронным сигналом остается на одном и том же невысоком уровне, который в пределах статистической обеспеченности данного эксперимента согласуется с нулевым и может быть объяснен случайными попаданиями фоновых импульсов внутрь временных ворот, на протяжении которых производился подсчет нейтронных сигналов после каждого ливня. Напротив, в области $N_e \gtrsim 10^6$ зависимость $\mathcal{R}(N_e)$ изменяется, и это отношение начинает возрастать с увеличением N_e приблизительно по степенному закону, в резком отличии от его же поведения ниже этой границы. Поскольку регистрируемые в данном эксперименте мюоны в основной своей массе образуются в результате распада пионов ШАЛ, то рост отношения \mathcal{R} означает бóльшую эффективность передачи первичной энергии ливня к его адронной компоненте. Таким образом, согласно данным рисунка 5.6, доля адронной компоненты в общем энергетическом балансе ШАЛ должна скачкообразно возрастать при $N_e \approx 10^6$ и далее продолжаться увеличиваться соответственно размеру ливня.

Здесь, так же как и при обсуждении результатов регистрации нейтронного и гамма-сопровождения ШАЛ в разделе 4.3, следует особо подчеркнуть, что в данном эксперименте ливни с размером $N_e \approx 10^6$ должны обладать первичной энергией $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ, то есть относиться к области излома в спектре космических лучей [263, 264]. Отмеченная на рисунке 5.6 особенность — возрастание относительной доли ШАЛ с зарегистрированным на подземном мониторе сигналом от их мюонной компоненты, которое происходит при этих же значениях

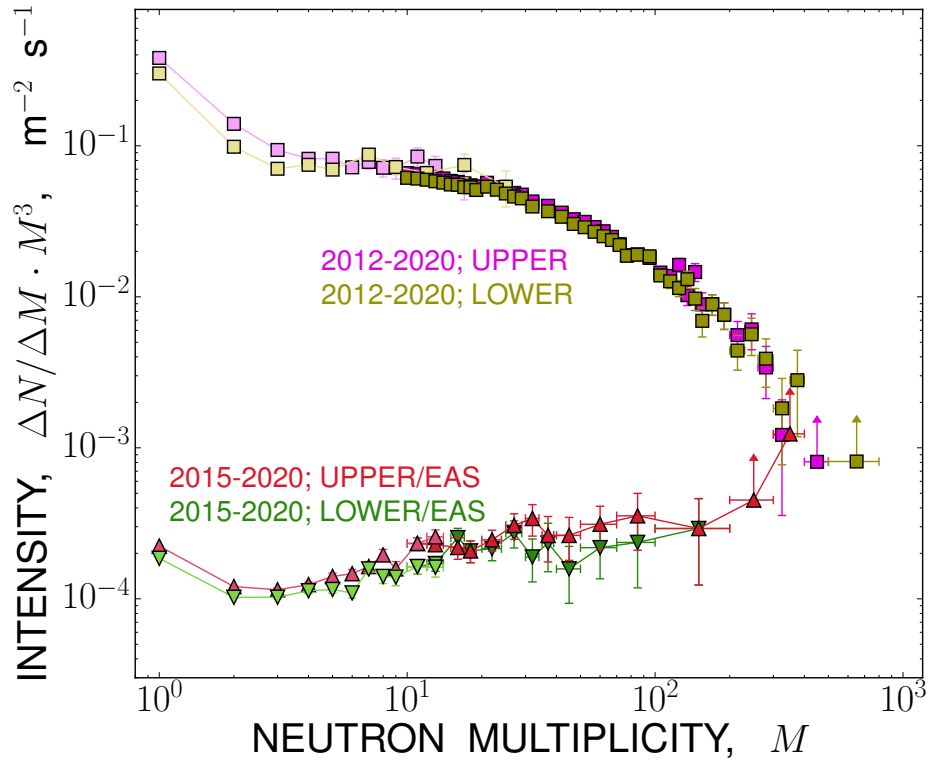


Рисунок 5.5 — Спектры кратности нейтронных событий, наблюдавшихся в верхней (*UPPER*) и нижней (*LOWER*) секциях подземного монитора, а также событий, которые сопровождалась триггером ШАЛ (*UPPER/EAS*) и (*LOWER/EAS*).

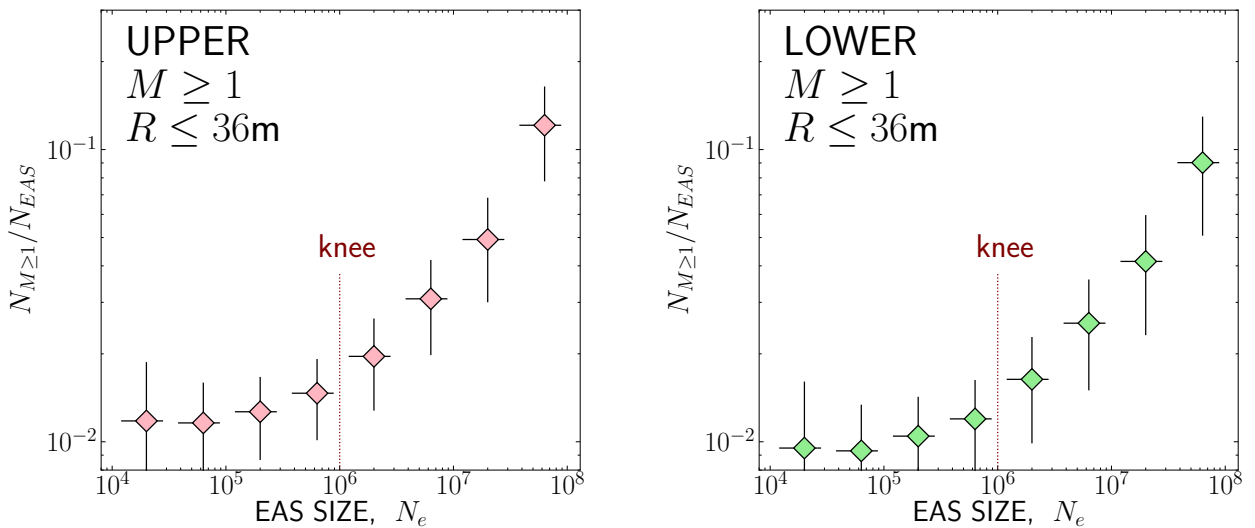
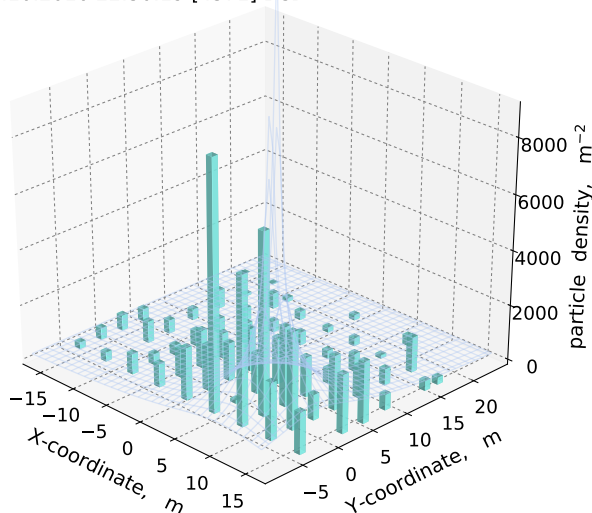


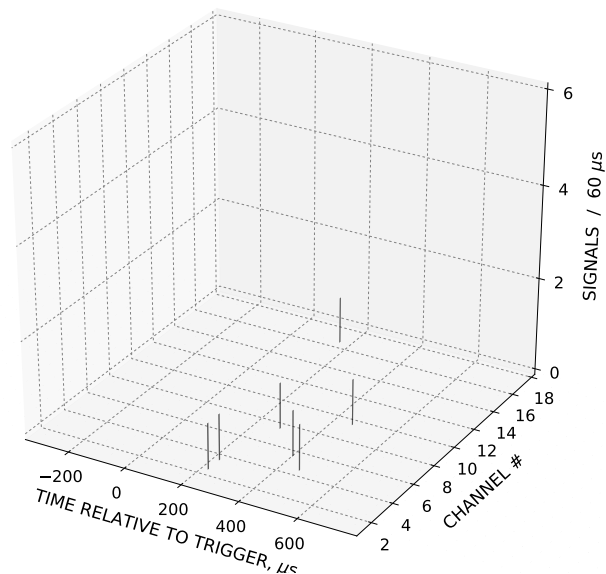
Рисунок 5.6 — Среднее число ливневых событий с ненулевой кратностью нейтронов в подземном мониторе ($M \geq 1$), приходящихся на один ШАЛ, в зависимости от размера ливня N_e . Слева — события в верхней секции подземного монитора, справа — события в нижней секции.

01.10.2016 22:30:19 [4371] BCD

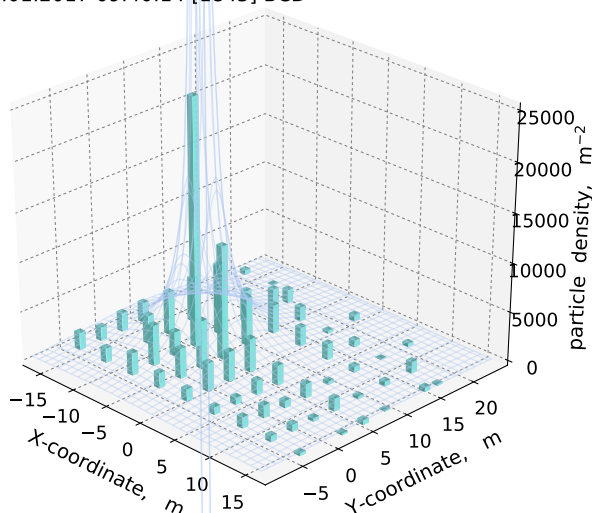


max: 9037; sum: 71189; shower: 10.7 -2.0 4.2e+06 1.19 119.3

91 // 1102: 01.10.2016 22:30:19



06.01.2017 09:40:14 [1845] BCD



max: 25162; sum: 137619; shower: -6.9 5.4 3.6e+06 0.56 76.2

520 // 1102: 06.01.2017 09:40:14

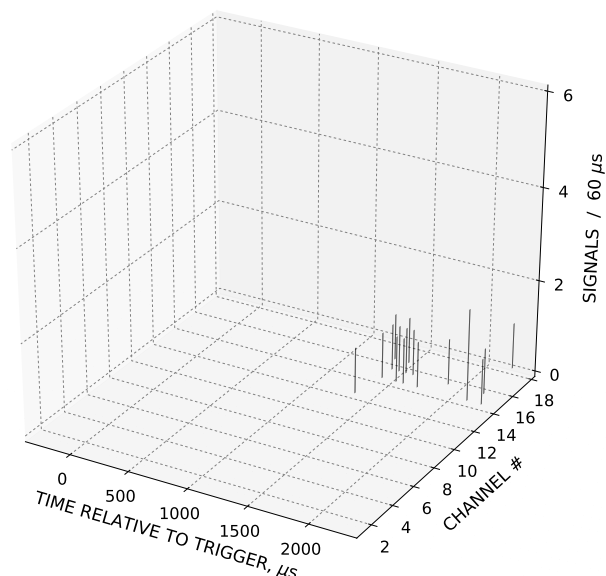


Рисунок 5.7 — Наблюдавшиеся на подземном мониторе события с задержкой нейтронного сигнала на ~ 200 мкс и ~ 1400 мкс относительно фронта соответствующего им ШАЛ.

N_e , может оказаться еще одним фактом, представляющим интерес с точки зрения упомянутого в главе 1 вопроса о происхождении излома в первичном спектре космических лучей.

Жесткая временная привязка к моменту пересечения установки фронтом ШАЛ, которая характерна для событий, записанных с ливневым триггером на подземном мониторе, позволила обнаружить еще одну их особенность — наличие заметного числа случаев, в которых сигналы от нейтронных счетчиков

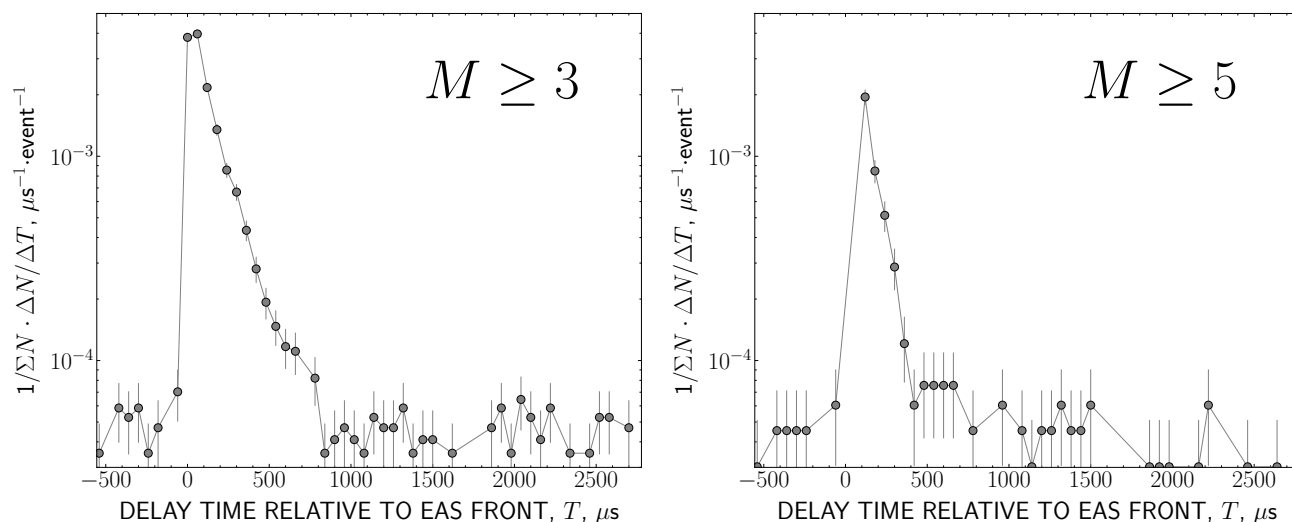


Рисунок 5.8 — Распределение задержек нейтронного сигнала относительно фронта ШАЛ в событиях на подземном мониторе с суммарной кратностью $M \geq 3$ и $M \geq 5$.

монитора начинают приходить с существенной задержкой, вплоть до нескольких миллисекунд, относительно самого ШАЛ. Два события с присутствием таких «запаздывающих» сигналов показаны на рисунке 5.7. Очевидно, что подобные случаи не укладываются в простую модель, согласно которой импульсы на нейтронных счетчиках подземного монитора вызываются попаданием в них вторичных нейтронов, которые образуются в результате *единовременного* взаимодействия движущихся с релятивистской скоростью мюонов ШАЛ и впоследствии диффундируют в веществе монитора. Действительно, подобная модель должна приводить к простому экспоненциальному спаду интенсивности нейтронных сигналов с максимумом в момент прохождения ливня, сходному с картиной «нормальных» нейтронных событий с рисунка 5.4. В «запаздывающих» же событиях рисунка 5.7 такой экспоненциальный спад начинается лишь спустя несколько сотен микросекунд после прохождения ливневого фронта.

Очевидно, что некоторая часть «запаздывающих» распределений должна имитироваться случайными совпадениями ШАЛ с фоновыми нейтронными событиями, которые постоянно генерируются в подземном мониторе. Чтобы выяснить вопрос о влиянии случайных совпадений, можно построить распределение обнаруженных событий «запаздывающего» типа по величине временной задержки T между приходом триггера ШАЛ и поступлением первого импульса от нейтронных счетчиков. Два таких распределения, для событий с суммарным числом нейтронных импульсов ≥ 3 и ≥ 5 , показаны на рисунке 5.8. В случае, если бы

все «запаздывающие» события возникали исключительно из-за эффекта случайных наложений, эти графики должны были бы представлять собой равномерные распределения на всем протяжении оси T , и не должны были бы иметь каких-либо особенностей в точке $T = 0$. Действительно, на значительном протяжении этой оси полученные распределения выглядят равномерными, слабо осциллируя на уровне $(2 - 4) \cdot 10^{-4} \text{ мкс}^{-1} \cdot \text{событие}^{-1}$. Поскольку этот результат справедлив в том числе и для области $T < 0$, то есть для тех нейтронных событий, которые заведомо не могут иметь причинной связи с ШАЛ, то такую величину и следует принять за средний уровень фона, возникающего из-за случайных наложений. Вместе с тем, в области значений от $T = 0$ до $T \simeq (500 - 700) \text{ мкс}$ оба распределения на рисунке 5.8 демонстрируют статистически значимый выброс, что свидетельствует о существовании какой-то нетривиальной физической причины, вызывающей столь большое запаздывание относительно общего фронта ШАЛ мюонов, взаимодействия которых должны быть первоначальным источником регистрируемых нейтронных сигналов.

5.3 Заключение к главе 5

Система физических моделей, разработанных на основе пакета Geant4 для нейтронных детекторов Тянь-Шаньской высокогорной станции (см. главы 3 и 4), была применена для моделирования процессов, происходящих в нейтронном мониторе, который находится в подземном помещении ТШВНС. В результате представленных в разделе 5.1 расчетов показано, что такой монитор может использоваться как детектор мюонов с энергией $E > 5 \text{ ГэВ}$, а регистрация его сигналов с управлением от триггера ливневой установки (см. главу 2) позволяет применить подземный монитор для исследования мюонной компоненты ШАЛ.

Согласно данным, которые рассматриваются в разделе 5.2, при совместной эксплуатации подземного монитора и ливневой установки ТШВНС было обнаружено, что средняя множественность мюонов ШАЛ резко возрастает в области излома первичного спектра, то есть при $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$. Также наблюдались события с аномально большой задержкой мюонного сигнала, $\simeq (100 - 1000) \text{ мкс}$, относительно фронта ливневых частиц. Эти результаты демонстрируют перспективность представленного в настоящем разделе метода изучения мюонов ШАЛ.

Глава 6. Обеспечение геофизических исследований на Тянь-Шаньской высокогорной станции

6.1 Экспериментальные работы в области атмосферного электричества

6.1.1 Модель электронно-фотонной лавины, развивающейся в атмосферном электрическом поле

В разделе 1.6 вводной главы был перечислен ряд специфических проблем современной физики атмосферного электричества, связанных с инициацией и развитием молниевых разрядов во время грозы, и с выяснением той роли, которую частицы космических лучей могли бы играть в этих процессах. Там было отмечено, что Тянь-Шаньская научная станция представляет собой удобную площадку для экспериментальных исследовательских работ такого рода, поскольку, с одной стороны, наличие на ней разнообразных детекторов частиц дает возможность эффективного мониторинга космических лучей, а ее высокогорное расположение, с другой стороны, позволяет проводить измерения в непосредственной близости к пространственной области происходящих в грозовых облаках атмосферных электрических разрядов. Таким образом, одним из перспективных направлений ведущейся на станции научной деятельности могло бы стать размещение здесь специальных детекторов для регистрации различных излучений, которые генерируются внутри грозовых облаков, в том числе и под воздействием космических лучей. Однако еще до начала практической разработки предназначенной для этой цели системы детекторов представлялось бы полезным иметь некоторое исходное представление об основных свойствах подобных излучений, которое могло бы быть использовано для выбора наиболее эффективной конфигурации измерительной установки. Подходящую информацию такого рода можно было бы получить путем применения современной техники моделирования экспериментальных установок к задаче о взаимодействии энергичных элементарных частиц с веществом атмосферы. В частности, для развития подобных моделей могут быть использованы программные средства, созданные на основе пакета Geant4

[254–256] и аналогичные тем, которые рассматривались выше в соответствующих разделах глав 3–5.

Расчетная модель

С целью получить предварительную информацию об ожидаемых характеристиках излучений, которые могли бы генерироваться при атмосферных электрических разрядах в конкретных условиях Тянь-Шаньской высокогорной станции, на основе пакета Geant4 была разработана программа, обеспечивающая моделирование по методу Монте-Карло развивающейся в поле грозового облака лавины электрически заряженных частиц [328]. Пространственная геометрическая модель, которая использовалась при этих расчетах, иллюстрируется схемой рисунка 6.1. Общее пространство, в котором прослеживаются траектории частиц («world» в терминах программы Geant4), представляет собой куб с размерами $(5 \times 5 \times 5)$ км³. Область электрического поля («грозового облака», на схеме выделено цветом) задается в виде цилиндра с диаметром основания 1.5 км и высотой 3 км, причем геометрический центр этого цилиндра совпадает с геометрическим центром внешнего пространственного куба. Эта же точка служит началом системы координат, ось Z которой направлена вдоль оси цилиндра. Внутри «облака» задается однородное электрическое поле \mathcal{E} , направление которого совпадает с направлением оси Z (на схеме показано синей стрелкой).

Пространство, в котором должен развиваться моделируемый каскад, считается заполненным воздухом, атомный состав которого включает 75.53 массовых процентов азота, 23.18% кислорода, 1.28% аргона и 0.01% углерода, а давление и плотность изменяются с высотой по экспоненциальному закону. Поскольку сам по себе пакет Geant4 поддерживает только однородные среды, то для того, чтобы программно реализовать такую квази-непрерывную вариацию давления и плотности, весь рассматриваемый в модели пространственный объем делится по вертикали на большое количество достаточно тонких слоев с характерной толщиной (5-10) м, так чтобы на протяжении одного такого слоя атмосферное давление можно было бы считать постоянным, а упомянутый $(5 \times 5 \times 5)$ км³ куб на рисунке 6.1 представляет собой объединение таких парциальных объемов.

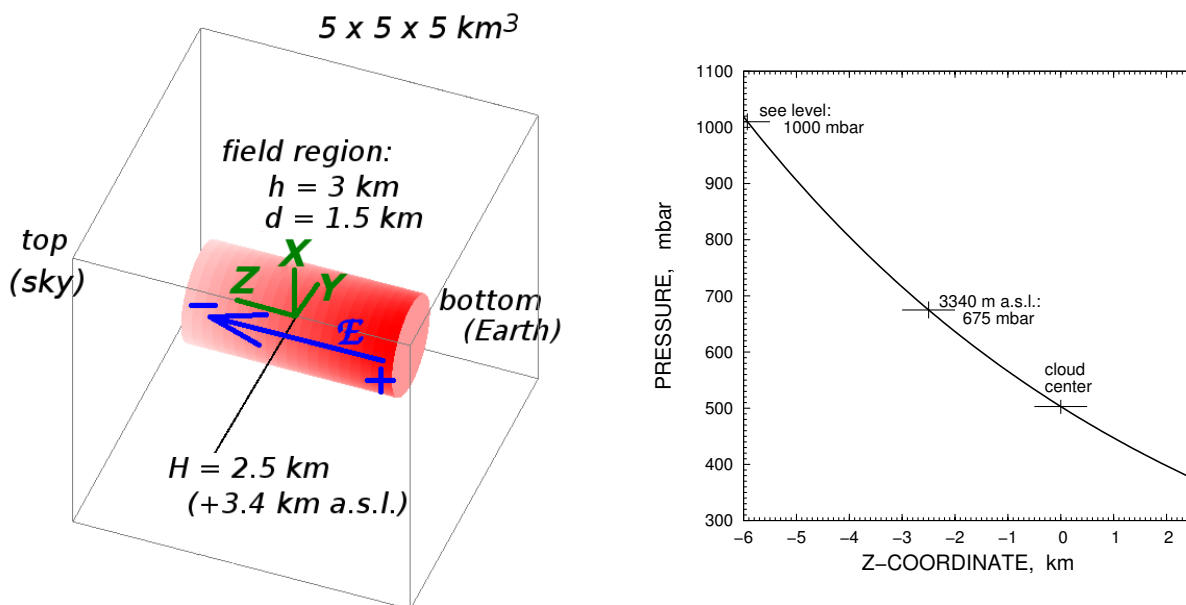


Рисунок 6.1 — Расчетная модель грозового облака (слева) и заложенная в расчет зависимость атмосферного давления от высоты над уровнем моря.

Параметры экспоненциальных зависимостей давления и плотности при расчете подбирались таким образом, чтобы давление $p_0 = 675$ мбар и плотность $\rho_0 = 0.81$ мг/см³ при значении координаты $z_0 = -2.5$ км совпали со средними значениями этих величин для высоты Тянь-Шаньской станции, а на уровне моря (при значении $z_0 = -3.4$ км) принимали свои нормальные значения, 1000 мбар и 1.20 мг/см³. В этом случае можно считать, что «нижняя» грань куба с координатой $z = -2.5$ км (*bottom* на схеме рисунка 6.1) соответствует уровню наблюдения в экспериментах на Тянь-Шане (3.4 км над уровнем моря), а «на высоте» 1 км над ним (при $z = -1.5$ км) располагается нижний край электрически заряженного облака. При этом центр облака находится в точке с координатой $z = 0$, абсолютная высота которой над уровнем моря составляет $2.5 + 3.4 = 5.9$ км. Такая конфигурация соответствует типичному расположению грозовых облаков, движущихся над перевалом Тянь-Шаньской высокогорной станции.

При проведении модельных расчетов первичные частицы — электроны с фиксированной энергией E_0 , — начинали свое движение в центре системы координат, причем их начальные импульсы были направлены случайным образом в соответствии с изотропным угловым распределением.

Для расчета взаимодействий элементарных частиц при розыгрыше использовалась та же совокупность физических моделей пакета Geant4, что и для

нейтронных детекторов в главе 3 (см. раздел 3.2.2). Поскольку одна из задач ведущихся на Тянь-Шаньской станции исследований состоит в том, чтобы получить информацию о возможной генерации нейтронов при развитии электронно-фотонных каскадов во время гроз [183–186], наряду с чисто электромагнитными процессами взаимодействия первичных частиц-электронов используемый комплекс моделей включает в себя процессы нейтронной физики: образование нейтронов через посредство фотоядерных реакций гамма-квантов и взаимодействия электронов с ядрами, а также реакции упругого и неупругого столкновения образовавшихся нейтронов. Так как полученные в результате обсуждаемого расчета данные предназначены для непосредственного сопоставления с экспериментальными результатами Тянь-Шаньской станции, гамма-детекторы которой работают с нижним порогом регистрации порядка (30–50) кэВ, а детекторы заряженных частиц — с порогом порядка нескольких МэВ, среди частиц-продуктов развития лавины электроны и гамма-кванты учитывались до тех пор, пока их энергия не оказывалась ниже 30 кэВ. Для образующихся в процессе моделирования нейтронов траектории отслеживались целиком, независимо от текущего значения их кинетической энергии.

Внутри пространственной области однородного электрического поля траектории движения всех заряженных частиц рассчитывались посредством встроеного в пакет Geant4 механизма, производящего численное интегрирование уравнений движения массивной частицы в электромагнитном поле по методу Рунге-Кутты [318].

Помимо расчетов, связанных с постановкой экспериментов по исследованию процессов грозовой активности на Тянь-Шаньской высокогорной станции, разработанная для этой цели модель взаимодействия распространяющихся в электрическом поле заряженных частиц использовалась для определения эффективности детекторов, которые применялись при регистрации жестких излучений от высоковольтных электрических разрядов, генерированных в лабораторных условиях при проведении эксперимента ERG (ФИАН) [329].

Вероятность развития атмосферного электрического разряда

В данном расчете вероятность генерации электронно-фотонной лавины в атмосферном электрическом поле определялась как отношение числа событий, в которых при моделировании наблюдается множественное образование частиц-продуктов, к общему числу проведенных розыгрышей. Во всех случаях в качестве затравочной частицы использовались электроны с фиксированной энергией E_0 и изотропным распределением первичного импульса; при запуске розыгрыша очередной лавины каждый такой затравочный электрон помещался в начало системы координат, в центре области электрического поля. Критерием развития лавины служило условие $N_{\Sigma} > 10000$, где N_{Σ} — суммарное число вторичных частиц (электронов и гамма-квантов с энергией начиная от 100 эВ и выше), образованных в данном событии. Как показали предварительные прикидочные расчеты, в отсутствие поля такой критерий дает правильное (нулевое) значение вероятности, исключая из учета δ -электроны и вторичные частицы обычных электронно-фотонных каскадов, по крайней мере для энергий затравочной частицы $\lesssim (500 - 1000)$ МэВ.

На графике рисунка 6.2 определенная таким образом вероятность развития лавины показана в зависимости от принятой при расчете энергии затравочного электрона E_0 и от напряженности электрического поля \mathcal{E} . Как следует из этого рисунка, порог развития лавины сильно зависит как от энергии первичной частицы, так и от напряженности поля. Заметной величины, $\sim 10\%$ и более от общего числа событий в области первичных энергий $E_0 < 10$ МэВ, вероятность генерации лавин достигает при напряженности поля $\gtrsim (1.2 - 1.5)$ кВ/см. Это значение согласуется с величиной критического поля для начала развития лавины, $\mathcal{E}_c = 1.4$ кВ/см, которую теория пробоя на убегающих электронах предсказывает для высоты Тянь-Шаньской станции (см. раздел 1.6). При уменьшении напряженности ниже 1.2 кВ/см пороговое значение первичной энергии быстро возрастает, а при напряженности ~ 1.0 кВ/см развитие лавин от затравочных частиц МэВ-ных энергий практически прекращается.

Таким образом, те результаты настоящего моделирования, которые касаются порога развития электронно-фотонных лавин в атмосферном электрическом поле, оказываются достаточно хорошо согласующимися с соответствующими выводами теории пробоя на убегающих электронах. Это обстоятельство служит

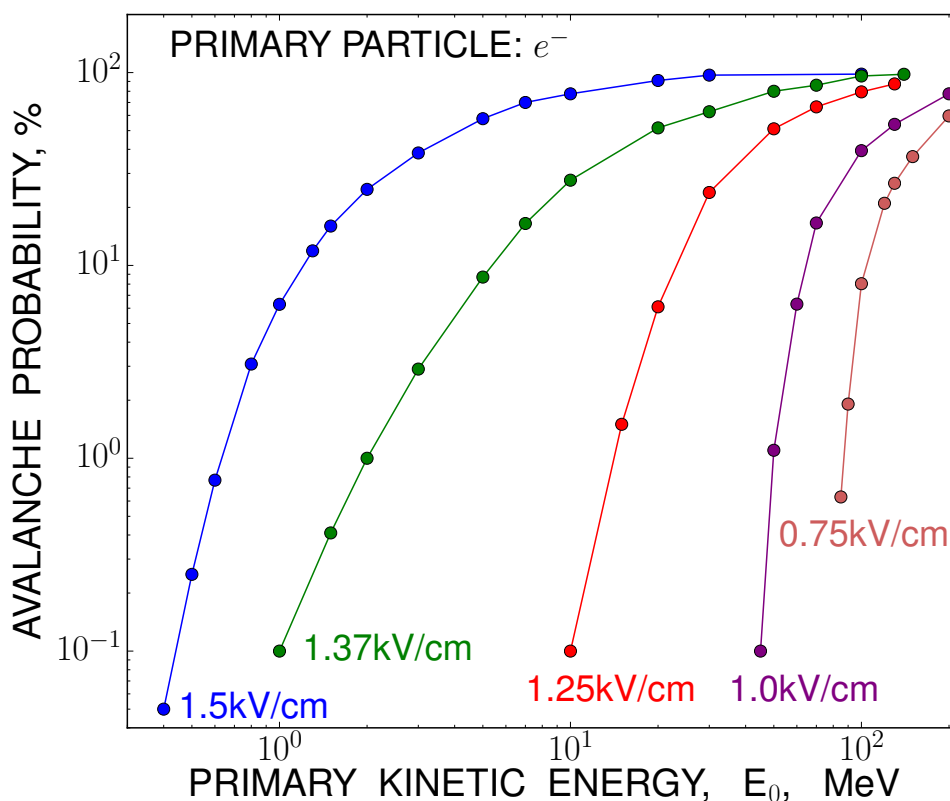


Рисунок 6.2 — Вероятность генерации электронно-фотонных лавин в зависимости от напряженности электрического поля и энергии первичной частицы. Результат модельного расчета по программе Geant4.

подтверждением корректности описанной здесь расчетной модели и возможности использования результатов, которые были получены в основанных на ней расчетах, для анализа экспериментов, проводимых в условиях Тянь-Шаньской станции.

Поскольку, как это уже упоминалось в разделе 1.6, в реальных грозовых облаках значения напряженности $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$ практически не наблюдаются [194], все представленные далее расчетные результаты были получены при фиксированной напряженности поля $\mathcal{E} = 1.5$ кВ/см.

Характеристики отдельных компонент электронно-фотонной лавины

Дифференциальные энергетические спектры электронов и гамма-квантов, образующихся при развитии лавины, представлены на графиках рисунка 6.3. В той пространственной области, где присутствует ускоряющее электрическое поле

(спектры (1)–(3)), эти распределения имеют степенной вид с дифференциальными показателями -2.0 для электронов и -1.4 для гамма-квантов. Показатели спектра обеих компонент резко увеличиваются при энергии свыше 1 МэВ. Вне области поля (спектры (4)–(7)) потоки как электронов, так и гамма-квантов быстро уменьшаются. По мере удаления от области ускорения частиц особенно резко падает интенсивность мягкого (до 1 МэВ) гамма-излучения. Угловые же распределения интенсивности потока как электронов, так и гамма-излучения, которые представлены на рисунке 6.4, демонстрируют резкую анизотропию в направлении ускорения частиц ($\theta \approx 180^\circ$).

Перечисленные особенности энергетического и углового распределений электронно-фотонной компоненты развивающейся в электрическом поле лавины частиц находятся в согласии с выводами, которые следуют из рассмотрения свойств этих характеристик на основе уравнений кинетической теории в работе [192]. Помимо таких — чисто теоретических — данных, результаты настоящего расчета можно сравнить и с имеющимися данными непосредственных измерений в реальных грозных облаках (см. ниже раздел 6.1.3). Так, треугольниками на графиках рисунка 6.3 показан ряд энергетических спектров, которые были измерены экспериментально при регистрации нескольких вспышек излучения во время близких гроз над Тянь-Шаньской станцией. Как видно на этом рисунке, как по своей форме, соответствующей степенной зависимости, так и по наклону эти спектры практически совпадают с расчетными. Таким образом, выводы, следующие из представленного здесь расчета, достаточно хорошо согласуются с результатами теоретических и экспериментальных исследований, что свидетельствует о корректности примененной в данном расчете совокупности физических моделей.

Результаты расчета характеристик нейтронной компоненты, которая входит в состав развивающейся в атмосфере лавины частиц, представлены на рисунке 6.5. Согласно этим данным, энергетический спектр нейтронов имеет степенной вид, причем его наклон и интенсивность мало меняются с увеличением расстояния до области поля в пределах 1 – 3 км. На больших расстояниях от границы поля интенсивность нейтронов начинает быстро падать. Угловое распределение потока нейтронов в области ускорения частиц (кривые (1)–(5) на правом графике рисунка 6.5) гораздо ближе к равномерному, чем в случае электромагнитной компоненты лавин.

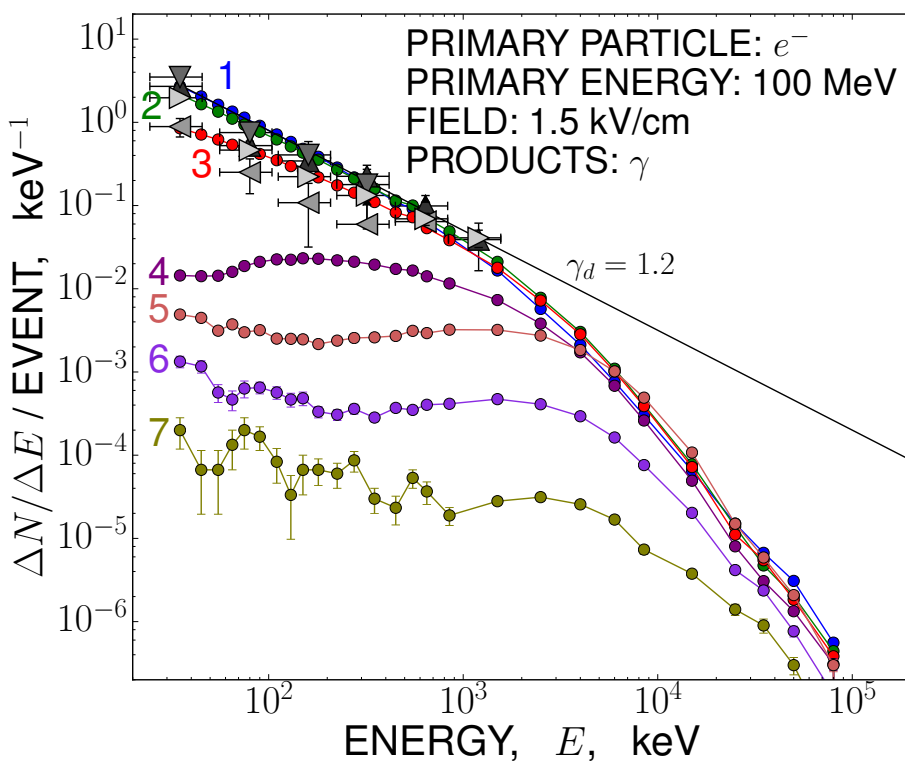
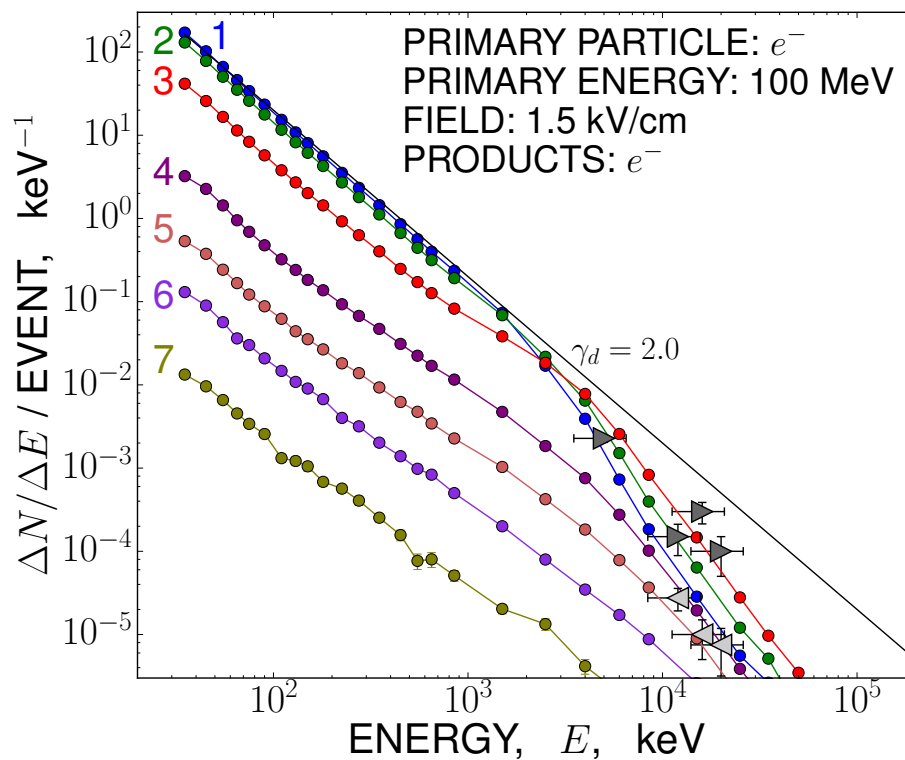


Рисунок 6.3 — Энергетические спектры электронов (вверху) и гамма-квантов (внизу). Кружки — расчет для расстояний 0.75–1 км (1), 1.25–1.5 км (2), 1.5–1.75 км (3), 2.0–2.25 км (4), 2.5–2.75 км (5), 2.75–3 км (6), 3.25–3.5 км (7) от центра поля; треугольники — измерения в грозном облаке.

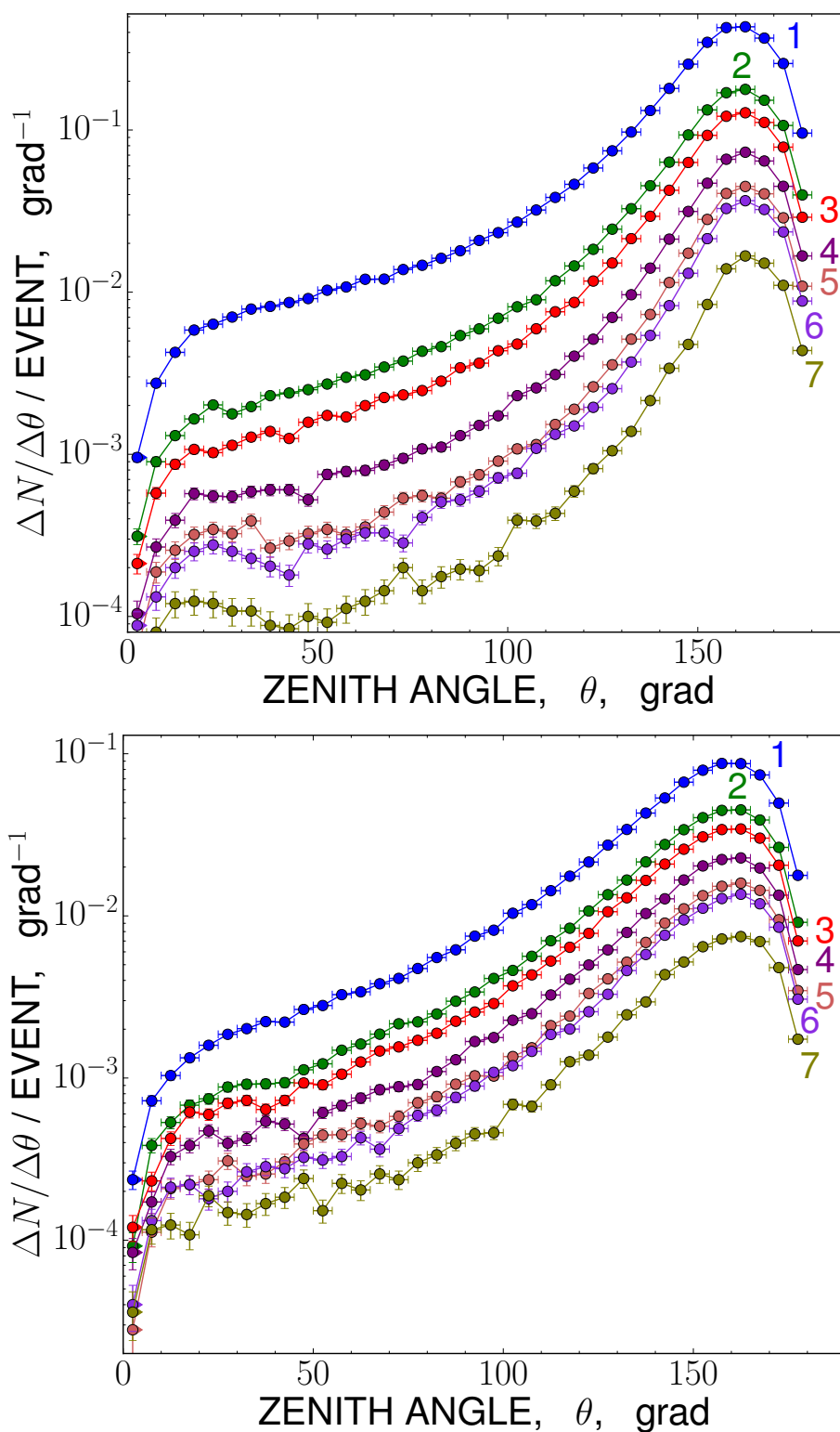


Рисунок 6.4 — Угловые распределения электронов (вверху) и гамма-квантов (внизу). Расчет для расстояний 0.75–1 км (1), 1.25–1.5 км (2), 1.5–1.75 км (3), 2.0–2.25 км (4), 2.5–2.75 км (5), 2.75–3 км (6), 3.25–3.5 км (7) от центра поля.

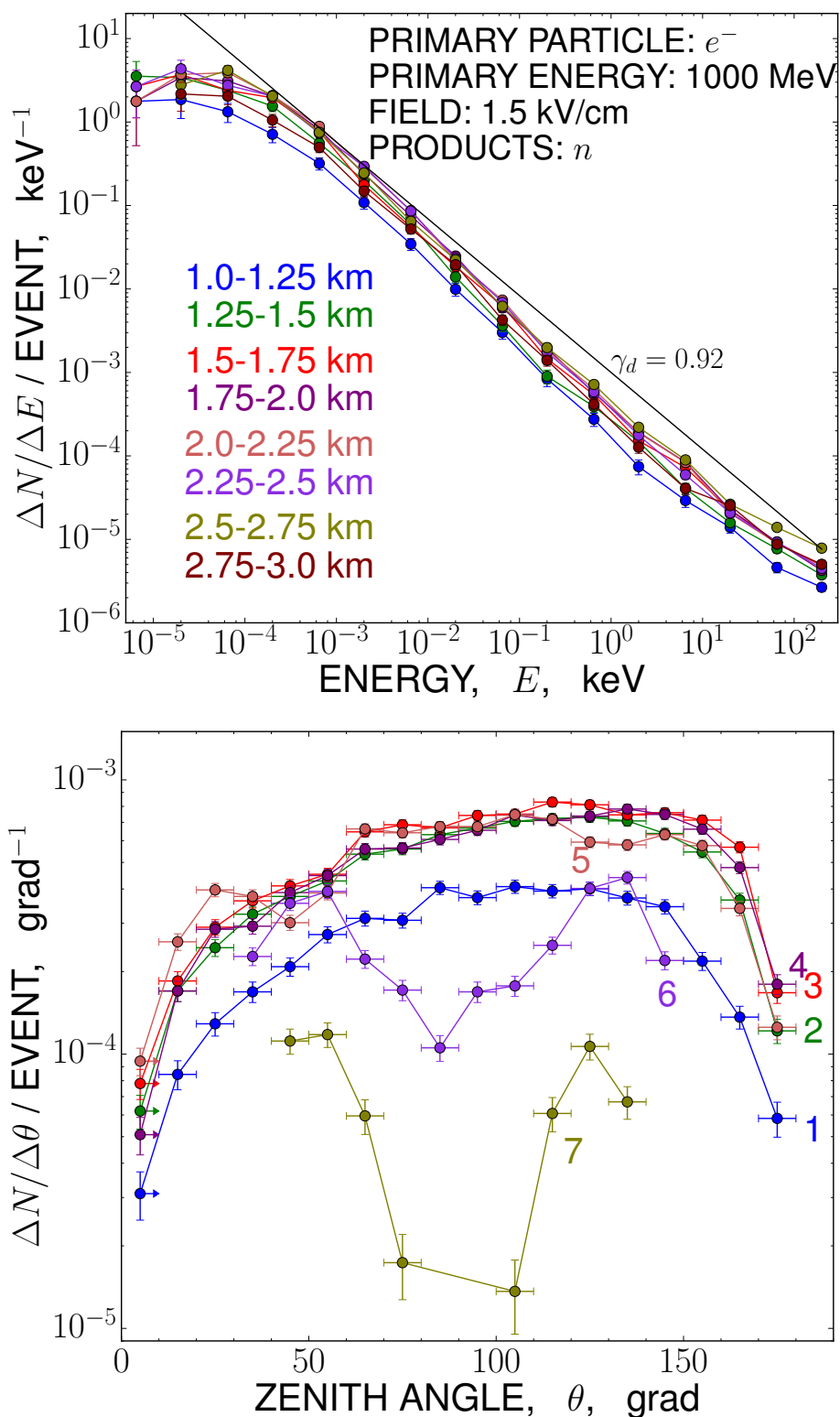


Рисунок 6.5 — Энергетический спектр нейтронов (вверху) и их угловое распределение на расстояниях 0.5–1.0 км (1), 1.0–1.5 км (2), 1.5–2.0 км (3), 2.0–2.5 км (4), 2.5–3.0 км (5), 3.0–3.5 км (6) и 3.5–4.0 км (7) от центра поля.

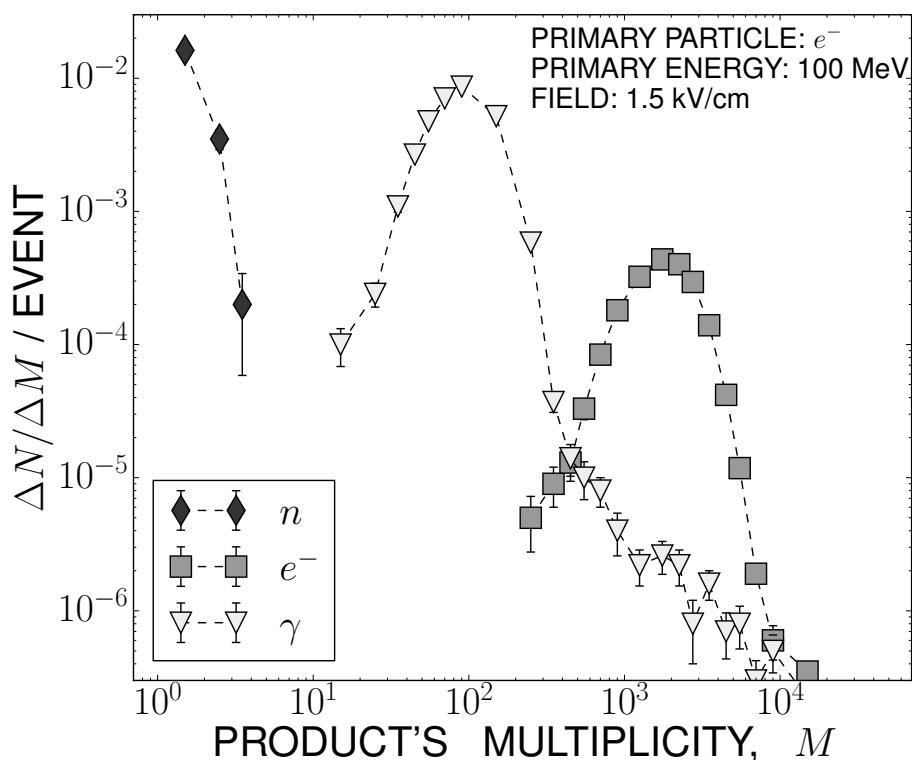


Рисунок 6.6 — Распределение модельных событий по относительной множественности различных компонент.

На рисунке 6.6 показаны распределения модельных событий по суммарному числу электронов, гамма-квантов и нейтронов, образующихся при развитии лавины. Как следует из этого графика, среди частиц развивающейся под влиянием электрического поля лавины преобладают электроны, в то время как ожидаемое число гамма-квантов оказывается в 20–30 раз ниже. Такое соотношение множественностей отличает данный тип каскадов от обычных ШАЛ, для которых характерно динамическое равновесие между обеими компонентами. Незначительная множественность нейтронов, $\sim (0.5 - 1) \cdot 10^{-3}$ от полного числа электронов, является следствием того, что единственным механизмом их образования, который учитывался при моделировании, были фотоядерные реакции, вероятность которых относительно невелика по сравнению с сечением электромагнитных взаимодействий.

6.1.2 Измерительные системы для работы в условиях грозового облака

Главный вывод, который можно было бы сделать из результатов представленного в предыдущем параграфе модельного расчета, заключается в том, что эффективная регистрация частиц развивающейся в поле грозового облака электронно-фотонной лавины возможна лишь на относительно небольшом расстоянии от атмосферного разряда: как следует из рисунков 6.3–6.4, вне области поля интенсивность излучений быстро падает, снижаясь более чем на порядок своей первоначальной величины уже на (2–3) км от ее границы. Существенно же анизотропная форма углового распределения этих излучений — их преимущественная концентрация вдоль направления поля (см. рисунок 6.4), — приводит к тому, что оптимальный для регистрации вариант соответствует положению детекторов вблизи и ниже разряда, в направлении, приблизительно совпадающем с направлением ускорения заряженных частиц в локальном электрическом поле. Исходя из этих соображений, в состав экспериментального комплекса Тянь-Шаньской станции были включены высотные пункты размещения измерительной аппаратуры, позволяющие обеспечить такое ее расположение, чтобы во время гроз детекторы частиц могли бы с большой вероятностью оказаться внутри облака, в непосредственной близости к пространственной области генерации электрических разрядов. В окрестностях станции такие пункты располагаются на высоте (300–500) м над ее средним уровнем, на склонах и вершинах окружающих гор.

В свою очередь, такой способ размещения детекторов выдвигает ряд специфических требований к организации измерений, которые должны происходить под воздействием исключительно высоких электрических помех со стороны близких молниевых разрядов. Как показывает практический опыт проведения подобных измерений на Тянь-Шане, во время прохождения близкой грозы удаленные пункты должны быть отключены от всех кабельных линий, обычно связывающих их со станцией (кабели подвода сетевого питания, линии передачи управляющих сигналов и сигналов от внешних удаленных детекторов и т. п. соединения). На протяжении этого времени электрическое питание приборов удаленного пункта должно производиться от местного аккумуляторного источника; все детекторы частиц и обслуживающая их регистрирующая аппаратура должны компактно располагаться непосредственно в пределах этого пункта и работать

под управлением собственного локального триггера, то есть самостоятельно вырабатывать все необходимые для их функционирования управляющие сигналы в нужный момент времени. Желательно, чтобы детектор, автономный источник питания и прочие электронные устройства размещались в едином замкнутом объеме, экранированном снаружи слоем металла.

Типичным примером такой аппаратуры является система для регистрации гамма-излучения и заряженных частиц, которая была развернута на высотном удаленном пункте вблизи вершины одной из гор в окрестностях Тянь-Шаньской станции, на высоте $\simeq 450$ м над ее средним уровнем и на расстоянии $\sim (1.5-2)$ км от центрального комплекса ливневых детекторов.

В качестве гамма-детектора в данном пункте используется сборка из неорганического сцинтиллятора — кристалла NaI(Tl) цилиндрической формы с большой эффективной площадью, оптически соединенного с фотокатодом ФЭУ. Схема внутреннего устройства такого детектора показана на рисунке 6.7.

Эффективность регистрации гамма-излучения, то есть вероятность поглощения гамма-кванта в кристалле с последующим излучением сцинтилляционной вспышки в зависимости от его энергии E_γ , определялась аналогично тому, как это делалось для задачи об эффективности нейтронных детекторов (см. разделы 3.2.2 и 4.1.2), путем полного моделирования процессов взаимодействия квантов излучения с веществом сцинтиллятора. Для этой цели на основе пакета Geant4 была разработана специальная программа, учитывающая химический и элементный состав и геометрические размеры сцинтилляционного кристалла, который применяется в реальном детекторе, и использующая ту же совокупность физических моделей взаимодействия частиц, которая подробно рассматривалась в разделе 3.2.2. В каждой серии расчетов модельный детектор помещался в изотропный поток гамма-квантов с фиксированной энергией E_γ , и определялась вероятность поглощения квантов ε в его внутреннем объеме. Поскольку при таком подходе не учитываются ни вероятность генерации световой вспышки при возбуждении сцинтиллятора, ни эффективность фотокатода ФЭУ, полученные значения $\varepsilon(E_\gamma)$ следует рассматривать в качестве верхней предельной оценки эффективности гамма-детектора. Результаты этих расчетов показаны на правом графике рисунка 6.7.

Как известно, амплитуда сцинтилляционного импульса, который генерируется в кристаллическом сцинтилляторе при поглощении внутри него

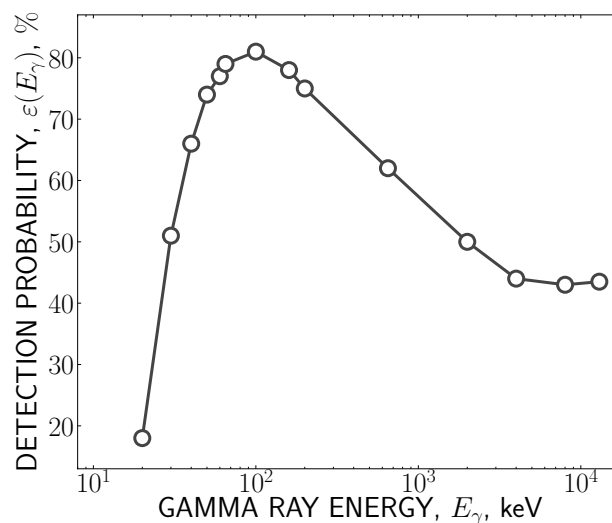
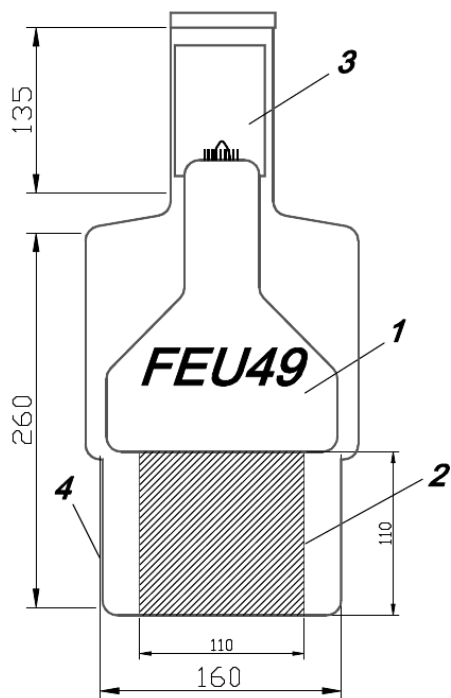


Рисунок 6.7 — Внутреннее устройство сцинтиляционного гамма-детектора (слева) и зависимость вероятности регистрации гамма-квантов от их энергии (справа). 1 – ФЭУ, 2 – сцинтиляционный кристалл NaI(Tl) (цилиндрической формы), 3 – плата электроники board, 4 – внешний корпус из алюминия толщиной 1 мм. Размеры указаны в миллиметрах.

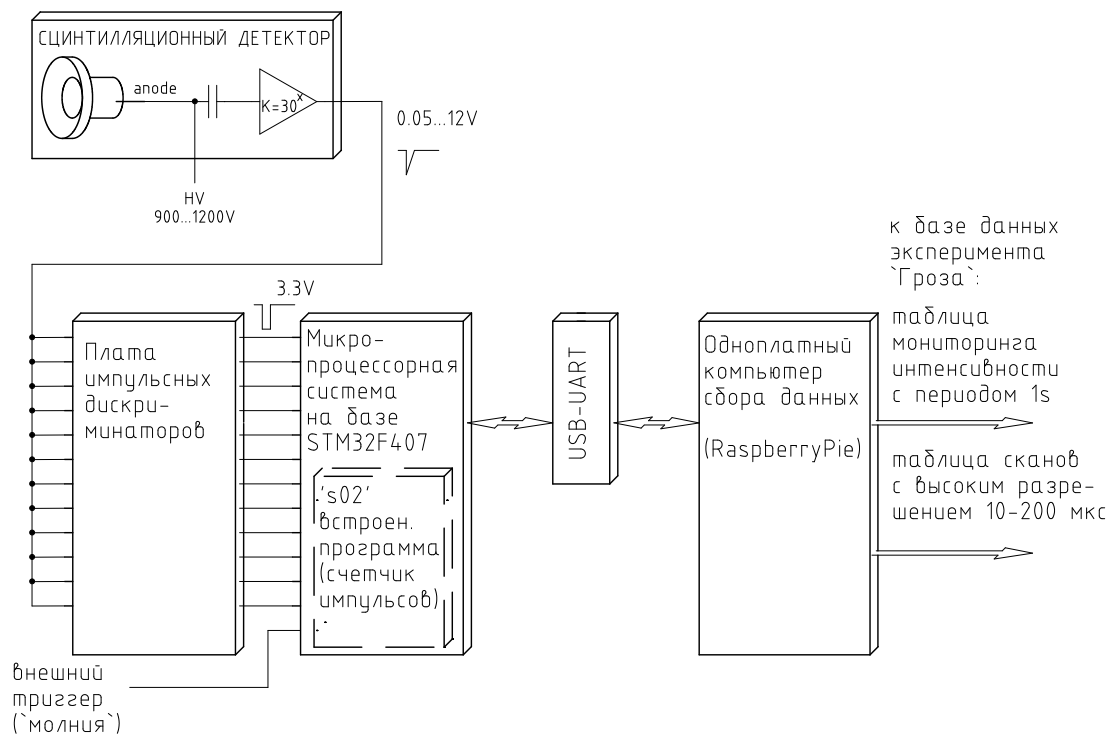


Рисунок 6.8 — Общая структура системы сбора данных от гамма-детектора в удаленном пункте.

Таблица 2 — Энергетические пороги регистрируемых квантов (в кэВ) для двенадцати амплитудных диапазонов гамма-детектора.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
20	30	70	100	200	400	500	600	700	1000	1300	2000

гамма-кванта, приблизительно пропорциональна энергии этого кванта, и поэтому амплитудный анализ наблюдаемых на аноде ФЭУ импульсных электрических сигналов позволяет оценить общий вид энергетического спектра для исследуемого излучения. С этой целью выходные сигналы гамма-детектора на удаленном высотном пункте подключались к плате с набором из 12-ти амплитудных дискриминаторов, аналогичных по своему устройству схемам, которые рассматривались в параграфе 2.2.3. Пороги срабатывания этих дискриминаторов настраивались на ряд последовательно возрастающих значений. Абсолютная калибровка такой системы по энергии регистрируемого излучения производилась с помощью набора радиоактивных источников ^{238}Am , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{60}Co . Результаты этой калибровки в виде энергетических порогов для гамма-излучения, регистрируемого в различных амплитудных каналах гамма-детектора на высотном пункте, представлены в таблице 2.

Структурная схема обладающей малым энергопотреблением аппаратуры, которая применяется для регистрации сигналов сцинтилляционного гамма-детектора, показана на рисунке 6.8. Для формирования и регистрации выходных импульсов ФЭУ в этой системе используются те же электронные узлы, что и в случае нейтронных счетчиков, которые рассматривались в главе 3: амплитудный дискриминатор, схема которого приводилась на рисунке 3.4, и управляющая плата на микроконтроллере STM32F407 (см. рисунок 3.5), работающая под управлением встроенной программы-счетчика импульсов *s02*. Как это уже обсуждалось ранее в разделе 3.1.3, сохранение информации об интенсивности текущего потока входных сигналов в программе *s02* может инициироваться как внешним триггерным сигналом, так и через посредство внутреннего логического триггера, который вырабатывается самой программой в момент, когда характеристики входного потока удовлетворяют некоторым predetermined условиям. В связи с тем, что подключение каких-либо внешних сигналов к системе сбора данных удаленного пункта на протяжении грозового периода крайне нежелательно в силу упомянутых выше причин, в данном случае применяется именно вариант работы с синхронизацией от внутреннего триггера микропроцессорной

системы. Собранная микропроцессором информация сохраняется на локальной системе сбора данных, которая строится на базе современных одноплатных компьютеров, типа RaspberryPie [330] или аналогичных, обладающих достаточно высоким быстродействием и объемом оперативной памяти, при малой стоимости и низком энергопотреблении, допускающем длительную работу всей системы от внутреннего аккумуляторного источника питания. Для управления процессом сбора данных и обработки полученной информации применяется тот же комплекс программного обеспечения, что и в случае нейтронных детекторов. Структура этого комплекса и назначение составляющих его отдельных программ обсуждались выше в разделе 3.1.3.

Для непосредственной регистрации потоков заряженных частиц, которые сопровождают развитие электронно-фотонных лавин в грозовых облаках, на удаленном высотном пункте применяются детекторы на органическом сцинтилляторе из листов полистирола большой площади, того же типа, который рассматривался ранее в разделе 2.1.2, посвященном описанию детекторов частиц Тянь-Шаньской ливневой установки (см. рисунок 2.3). Как показало тестирование посредством набора гамма-источников с различной энергией, такой детектор практически нечувствителен к гамма-лучам в интервале от 60 кэВ до нескольких МэВ, что объясняется малой толщиной и низким средним атомным весом его сцинтиллятора. При этом такой детектор обладает высокой эффективностью по отношению к заряженным релятивистским частицам: согласно результатам исследования [258] последняя составляет $\simeq(90-95)\%$. На удаленном пункте регистрации излучений применяются несколько сцинтилляторов, уложенных в вертикальную стопку, в которой детекторы чередуются со слоями вещества-поглотителя, по $(10-30)$ г/см² между каждой парой соседних детекторов. Таким образом, регистрация совпадений между выходными импульсами таких сцинтилляторов служит сигналом о прохождении заряженной частицы, которая обладает с энергией, превышающей потери в поглотителе. Суммарная толщина поглотителя, используемого в детекторах удаленного пункта, обеспечивает детектирование однозарядных релятивистских частиц с энергетическим порогом от 2 МэВ до $(80-100)$ МэВ, в зависимости от угла наклона их траекторий по отношению к вертикали.

Импульсные выходные сигналы от каждого сцинтиллятора, образующего детектор заряженных частиц, а также сигналы попарных совпадений между ними

регистрируются той же малогабаритной системой сбора данных на микроконтроллере STM32F407, что и сигналы от дискриминаторов гамма-детектора.

Помимо представленных в настоящем разделе детекторов излучений, в экспериментах по исследованию атмосферного электричества используются различные виды датчиков для измерения напряженности электрического поля, радио-приемники, приемники электромагнитных волн ОНЧ и СНЧ, оптические датчики, акустические детекторы, датчики метеорологических параметров и прочая подобная аппаратура для постоянного мониторинга параметров окружающей среды во время гроз. Все эти детекторы, для которых характерен аналоговый тип выходного сигнала, обслуживаются схожими с рассмотренной здесь системами управления, построенными на основе современной микропроцессорной техники с низким энергопотреблением. Характерные особенности и принципы построения систем обработки аналоговых сигналов, которые применяются на Тянь-Шаньской высокогорной станции, будут обсуждаться ниже в разделах 6.1.4 и 6.2.1 на примере аппаратуры, служащей для регистрации сигналов от оптического и акустического датчиков.

6.1.3 Гамма-излучение и ускоренные электроны в атмосферных разрядах

Примером физических результатов, которые были получены на удаленном высотном пункте в те периоды времени, когда он оказывался внутри грозовых облаков, являются записи скорости счета импульсных сигналов от детектора гамма-излучения и электронов при наступлении т. н. события TGE (thunderstorm ground enhancement, [17, 172, 176, 188, 216]) — относительно продолжительного возрастания интенсивности излучений, которое возникает вследствие ускорения заряженных частиц локальным электрическим полем облака, движущегося непосредственно над системой регистрирующих детекторов. Временные распределения этих сигналов показаны на рисунке 6.9.

Как следует из графиков рисунка 6.9, полная длительность события TGE составляет несколько десятков секунд, на протяжении которых интенсивность электронов с кинетической энергией $E_e \geq 2 \text{ МэВ}$, которые регистрировались верхним сцинтиллятором детектора заряженных частиц (информационный канал

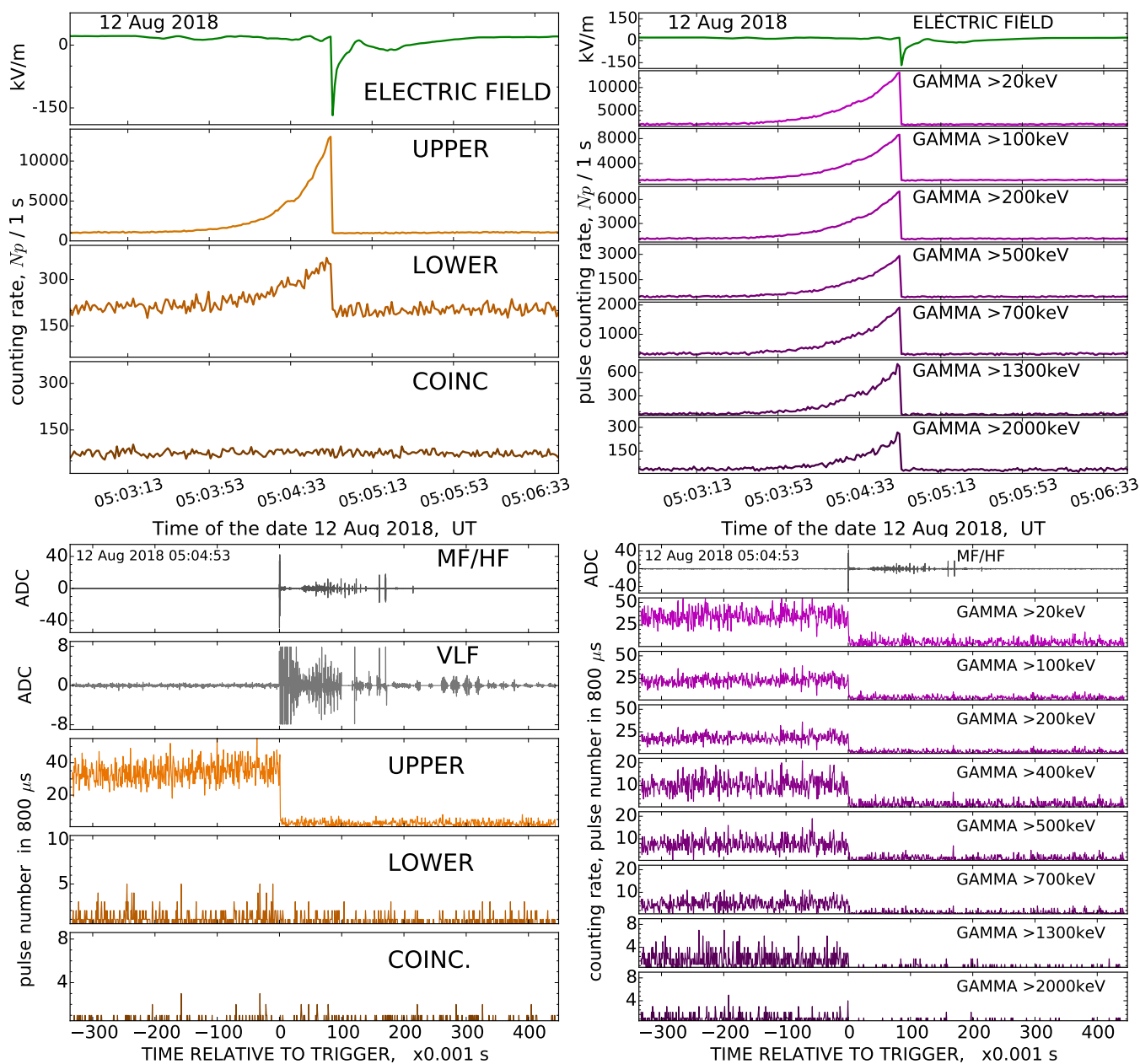


Рисунок 6.9 — Вариация скорости счета сигналов, поступавших от детекторов удаленного высотного пункта, который находился в глубине грозового облака на протяжении события TGE (см. текст). Верхний ряд графиков — запись с временным разрешением 1 с, нижний ряд — с разрешением 800 мкс.

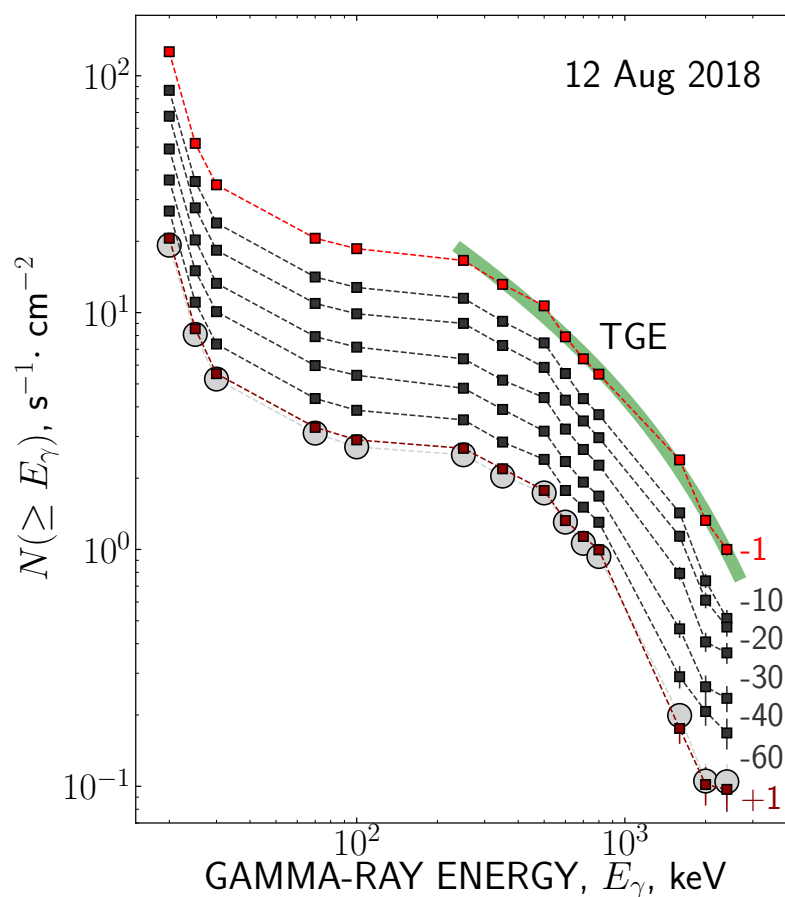


Рисунок 6.10 — Интегральные энергетические спектры гамма-излучения, регистрировавшиеся на протяжении события TGE. Числа у кривых означают время (в секундах) относительно момента молниевых разряда, прекратившего развитие TGE. Кружками показан спектр фонового излучения, гладкой кривой — аппроксимация экспериментальных точек экспоненциальной функцией (см. текст).

UPPER на рисунке 6.9), возрастает приблизительно экспоненциально в (10–12) раз по сравнению с ее средним уровнем в невозмущенный период, причем этот рост резко (менее, чем за миллисекунду) обрывается в момент инициации молнии, приводящей к снятию накопленных облаком электрических зарядов и исчезновению ускоряющего заряженные частицы поля. Наряду со значительным ростом интенсивности электронов МэВ-ных энергий, на рисунке 6.9 отсутствует какой-либо превышающий фоновую скорость счета сигнал в информационном канале *COINC*, соответствующем энергичным электронам с $E_e \geq (80 - 100)$ МэВ.

Как следует из графиков, представленных на правой верхней панели рисунка 6.9, вариация интенсивности заряженных частиц во время события TGE

сопровождалась синхронным возрастанием потока гамма-излучения во всех энергетических диапазонах установленного на удаленном высотном пункте гамма-детектора. С учетом информации об эффективности этого детектора в различных энергетических диапазонах, следующей из графика на рисунке 6.7, эти данные позволяют рассчитать ряд интегральных энергетических спектров для потоков гамма-излучения, которые регистрировались с различной временной задержкой относительно молниевых разрядов, прекратившего развитие этого события. Семейство таких спектров представлено на рисунке 6.10. Как следует из этого рисунка, максимальная амплитуда возрастания связанных с грозовой активностью гамма-лучей на пике события TGE в $\sim(5-6)$ раз превышала скорость их фонового счета в спокойный период. При этом общая форма спектра гамма-излучения оставалась одинаковой как на протяжении всего события TGE, так и после исчезновения поля, а в момент атмосферного разряда изменялась только абсолютная интенсивность регистрируемого потока гамма-квантов.

Спектры, показанные на рисунке 6.10, имеют довольно сложную форму, но в области энергий выше нескольких сотен кэВ они могут быть аппроксимированы экспоненциально спадающей функцией $f(E_\gamma) \sim E_\gamma^{-\alpha} \cdot \exp(-E_\gamma/\varepsilon)$, аналогично тому, как это делалось в работе [216] для тормозного гамма-излучения электронной лавины и с учетом процесса комптоновского рассеяния. В рассматриваемом здесь случае значения параметров, наилучшим образом согласующиеся с экспериментальными точками, составляют $\alpha \approx 0.68$ и $\varepsilon \approx 1.6$ MeV; на рисунке 6.10 соответствующая зависимость $f(E_\gamma)$ показана гладкой линией. Следующая из результатов данной аппроксимации оценка α близка к значениям степенных показателей, полученных на основе модели MOS в работе [219] для объяснения спектров излучения в событиях TGE, которые наблюдались в грозовых облаках при относительно небольшой напряженности электрического поля, остававшейся существенно ниже порога генерации RREA лавин (см. раздел 1.6). К тому же выводу о преобладании механизма MOS в конкретном случае данного TGE приводит небольшая величина параметра ε , которая оказывается существенно ниже средней энергии частиц RREA ($\simeq 7$ МэВ).

Исчезновение электрического заряда грозового облака в момент молнии сопровождалось электромагнитным излучением, регистрировавшимся в частотных диапазонах $\simeq(1-10)$ МГц (канал *MF/HF* на графиках рисунка 6.9) и $\simeq(10-100)$ Гц

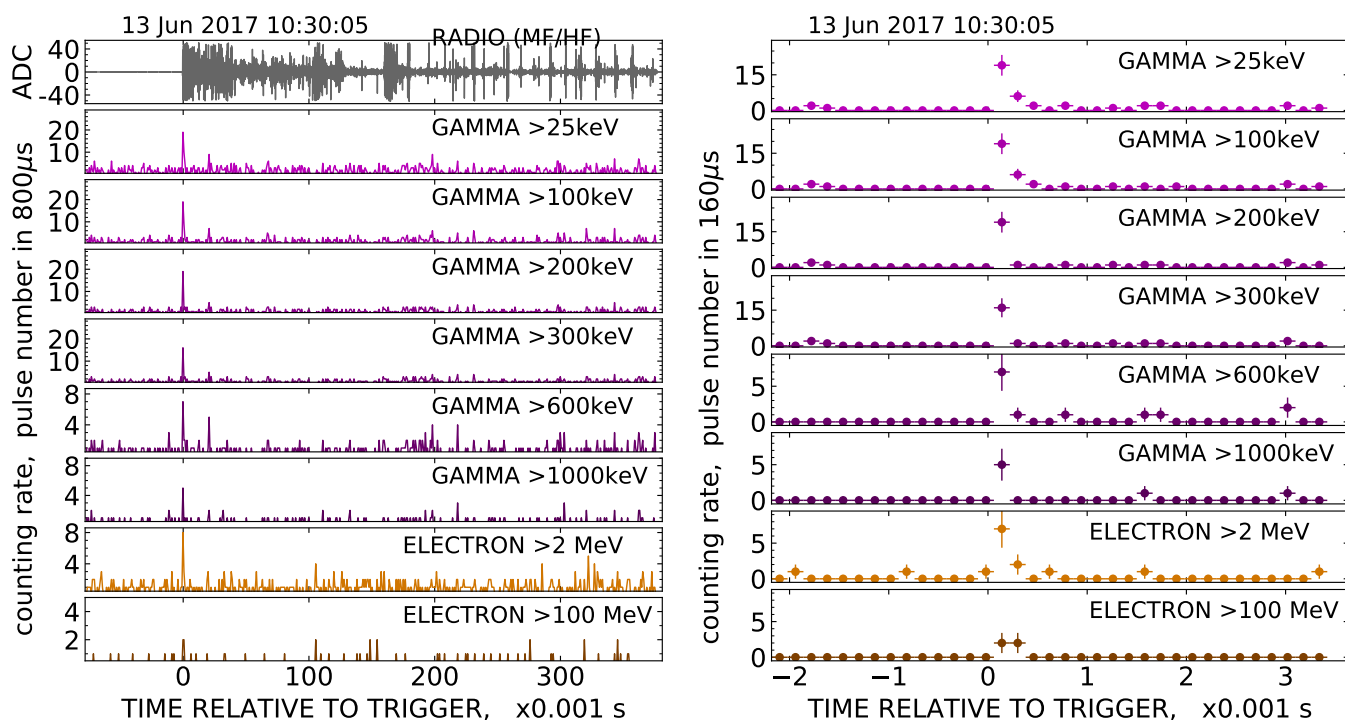


Рисунок 6.11 — Кратковременный выброс электронов и гамма-лучей, зарегистрированный на высотном пункте в момент близкого молниевое разряда. Слева — полная запись сигналов с временным разрешением 800 мкс на протяжении всего разряда, справа — ее фрагмент, измеренный вблизи пика интенсивности излучений с разрешением 160 мкс.

(канал *VLF*), а также резким скачком напряженности локального электрического поля (*ELECTRIC FIELD*), которое измерялось на территории Тянь-Шаньской станции, то есть на удалении ~ 2 км от детекторов высотного пункта.

Другой тип событий, связанных с процессами грозовой активности, проиллюстрирован примером на рисунке 6.11, который относится к классу кратковременных вспышек излучения, генерируемых на начальной стадии молниевое разряда в грозовом облаке. В момент этого события мощный разряд развивался на небольшом расстоянии, не более (50–100) м, от места расположения детекторов, что позволило наблюдать хорошо выраженный и достаточно обеспеченный статистически пик интенсивности во всех информационных каналах удаленного высотного пункта, начиная от гамма-лучей мягкого диапазона ($E_\gamma \geq 20$ кэВ, превышение пиковой скорости счета над уровнем фона $(3.5\text{--}4)\sigma$) и заканчивая электронами с энергией порядка сотни МэВ (превышение около 20σ). Продолжительность кратковременного пика в данном случае не превышает длительности одного-двух интервалов временной развертки, принятой во время измерений

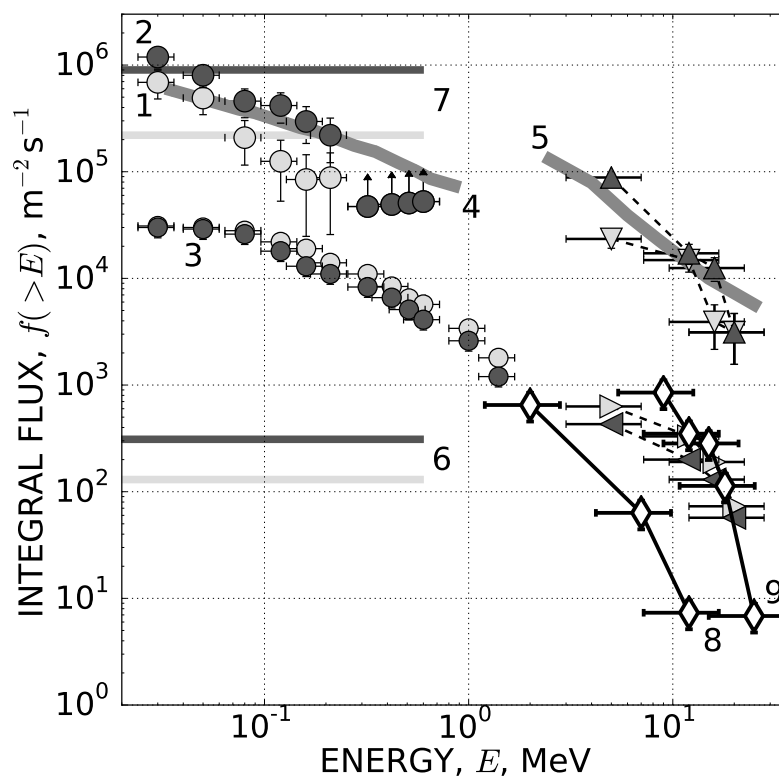


Рисунок 6.12 — Энергетические спектры гамма-излучения (кружки) и электронов (треугольники), зарегистрированные во время гроз детекторами высотного пункта (график из публикации [220]; пояснения см. в тексте).

(160 мкс). Момент генерации жестких излучений совпадает с началом молниевозного разряда, развитие которого во времени может быть прослежено по сигналу электромагнитного излучения на графике *RADIO(MF/HF)*. Такое совпадение может указывать на возможную связь наблюдаемого в данном событии жесткого излучения с процессами «холодного» пробоя на убегающих электронах, которые протекают вблизи вершин стримеров в развивающемся молниевом разряде, как это обсуждалось в разделе 1.6.

Таким образом, два события, показанные на рисунках 6.9 и 6.11, относятся к принципиально различным типам связанных с атмосферным электричеством процессов: относительно продолжительное нарастание интенсивности мягкого излучения в первом случае и кратковременный выброс ускоренных до высокой энергии электронов и энергичных гамма-квантов во втором. Дальнейшие эксперименты по исследованию потоков частиц непосредственно внутри грозных облаков должны помочь выяснению специфических механизмов генерации излучения под воздействием атмосферных электрических полей, которые реализуются при различных условиях развития разряда.

Наблюдение с помощью детекторов высотного пункта ряда событий, подобных случаю рисунка 6.11, позволило определить энергетические спектры гамма-излучения и электронов, характерные для кратковременных вспышек, которые сопровождали молниевые разряды во время гроз. Примеры таких спектров, наблюдавшихся при двух близких к детектору разрядах, представлены распределениями (1) и (2) на рисунке 6.12. Как следует из этого рисунка, в обоих представленных случаях спектры гамма-излучения (кружкí) и электронов (треугольники) оказываются сходными друг с другом, а их абсолютная интенсивность при пике излучения в (10–30) раз превышает скорость фонового счета (последняя показана на графике распределениями (3)). В то же время форма спектров, регистрируемая в момент вспышки, согласуется с результатами обсуждавшегося в разделе 6.1.1 моделирования процессов развития электронно-фотонной лавины в атмосферном электрическом поле (распределения (4) и (5), соответственно для гамма-квантов и электронов). Также следует отметить, что фоновые спектры (3) на рисунке 6.12 хорошо согласуются, как по своей абсолютной интенсивности, так и по наклону, с результатами аналогичных измерений, которые проводились в сходных условиях на высокогорной станции Арагац (распределения (8) и (9), взятые из публикации [217]). Обнаруженное согласие экспериментальных данных, которые были получены во время гроз на удаленном высотном пункте Тянь-Шаньской станции, как с результатами модельных расчетов, так и с независимыми измерениями служит свидетельством корректности принятой в настоящей работе методики постановки эксперимента и процедур обработки полученной информации.

6.1.4 Излучение молний в различных диапазонах электромагнитного спектра

Как было отмечено во вводном разделе 1.6, наряду с регистрацией потоков заряженных частиц и жестких гамма-лучей эффективный канал для получения информации о развитии атмосферных электрических разрядов в грозовых облаках предоставляют детекторы оптического излучения, как принадлежащего к области собственно видимых лучей, так и в ближнем инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах длин волн. Главным преимуществом этого подхода

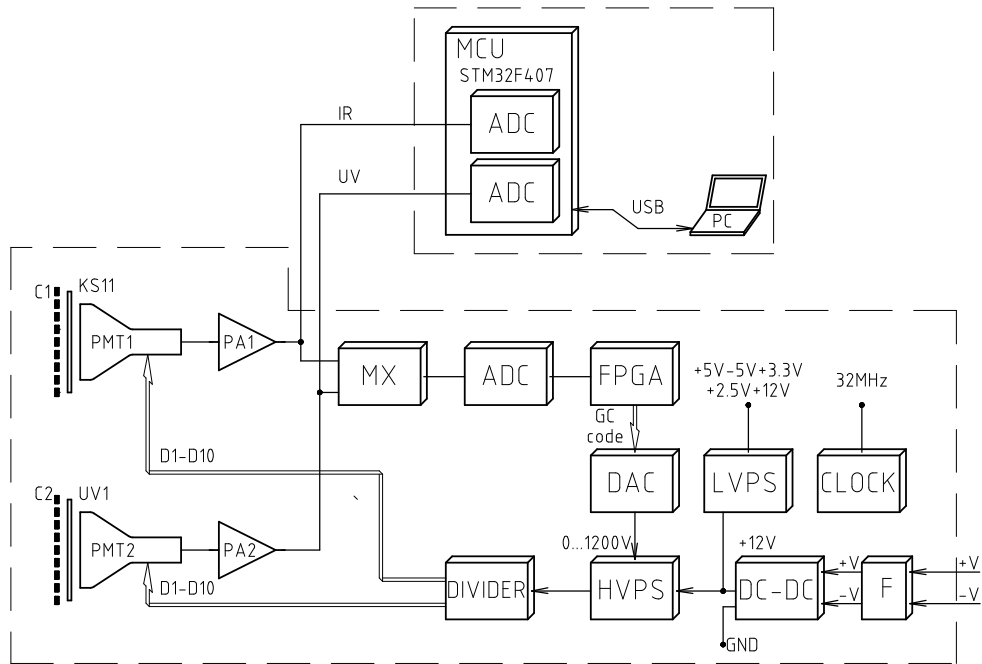


Рисунок 6.13 — Блок-схема электронной аппаратуры для управления детектором оптического излучения.

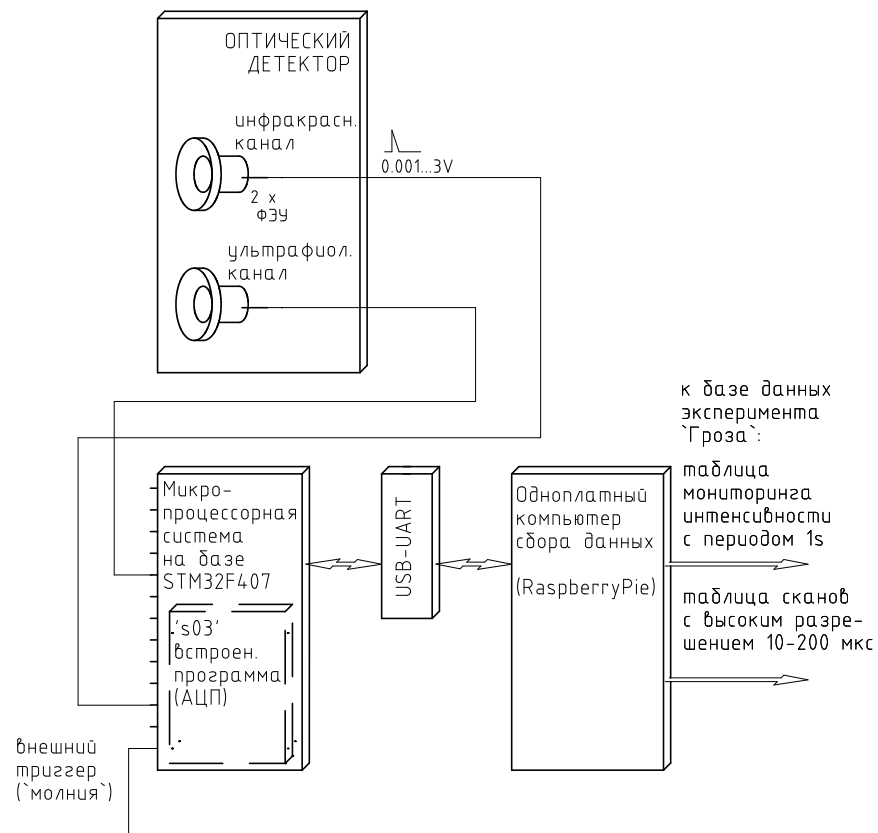


Рисунок 6.14 — Общая структура системы сбора данных для работы с оптическим детектором.

является возможность проводить исследования на большом расстоянии — вплоть до нескольких десятков и сотен километров от пространственной области разряда, что обеспечивается достаточной прозрачностью атмосферы по отношению к таким излучениям и их эффективным рассеянием в облаках. Соответственно с этим обстоятельством, на Тянь-Шаньской высокогорной станции были предприняты попытки регистрации излучений в оптическом диапазоне длин волн. Основу этих экспериментов составляет двухканальный датчик излучения, который чувствителен в ультрафиолетовой, $\lambda \simeq (240 - 380)$ нм, и красной/ближней инфракрасной, $\lambda \simeq (610 - 800)$ нм, областях электромагнитного спектра. Конструкция оптического детектора аналогична приборам, которые использовались в спутниковых экспериментах НИИЯФ МГУ [235–238] и иллюстрируется схемой, приведенной на рисунке 6.13¹.

Детектор оптического излучения построен на базе пары фотоэлектронных умножителей Hamamatsu R1463, входное окно каждого из которых закрыто различными светофильтрами: пропускающим красные и ближние инфракрасные лучи фильтром типа KS11 и прозрачным для лучей ближнего ультрафиолета фильтром UVS2. Помимо фильтров, входные окна ФЭУ затеняются дополнительным коллиматором, который ограничивает поле зрения прибора конусом с углом раствора 20°. Квантовая эффективность ФЭУ составляет $\simeq 20\%$ для ультрафиолетовых лучей и $\simeq (6\% - 1\%)$ соответственно на коротковолновой и длинноволновой границах инфракрасного диапазона. Выходные сигналы с анодов обоих ФЭУ поступают на пару зарядочувствительных усилителей с постоянным временем интегрирования входного сигнала 1.5 мкс (*PA* на схеме рисунка 6.13) и далее оцифровываются с помощью 12-разрядных АЦП (*ADC*), встроенных в управляющий автономной системой сбора данных микроконтроллер (*MCU*, см. ниже). Одновременно с этим, выходные сигналы обоих ФЭУ через посредство мультиплексора (*MX*) поочередно (с периодичностью 8 МГц) подключаются к цепи обратной связи, служащей для автоматической регулировки напряжения питания ФЭУ. В состав этой цепи входят вспомогательный АЦП, цифро-аналоговый преобразователь (*DAC*) и управляемый источник высоковольтного напряжения (*HVPS*). Алгоритм управления выходным напряжением источника, который реализуется микросхемой программируемой логики (*FPGA*), обеспечивает автоматическую

¹ Детектор для регистрации оптического излучения молний на Тянь-Шаньской высокогорной станции был предоставлен сотрудником НИИЯФ МГУ Г. К. Гариповым.

регулировку питания обоих ФЭУ таким образом, чтобы их анодный ток не превышал рекомендованной производителем величины при любом уровне фонового свечения ночного неба. Благодаря этому, в темную безлунную ночь коэффициент усиления ФЭУ может достигать своей максимальной величины порядка нескольких миллионов, а во время вечерних и утренних сумерек автоматически снижается до ~ 50 .

Чтобы обеспечить достаточный обзор ночного неба во время регистрации излучения от молний, рассматриваемый датчик использовался на высотном пункте размещения детекторов Тянь-Шаньской станции (см. параграф 6.1.2). Во время измерений оптический детектор устанавливался под открытым небом (но с предусмотренной защитой от осадков) таким образом, чтобы оптическая ось ФЭУ была направлена под углом $(30\text{--}40)^\circ$ к вертикали.

Схема информационной системы, которая применяется для сбора поступающих от оптического детектора данных, показана на рисунке 6.14. Поскольку эта система предназначена для эксплуатации при тех же условиях удаленного высотного пункта Тянь-Шаньской станции, что и детекторы гамма-излучения и заряженных частиц, настоящая схема в основном повторяет рассмотренную в предыдущем параграфе систему управления измерениями на этих детекторах (ср. рисунок 6.8). Система сбора данных от оптических датчиков включает в себя автономный микроконтроллер на процессоре STM32F407, который используется для непосредственной обработки входных сигналов, и одноплатный мини-компьютер RaspberryPi, обеспечивающий постоянное сохранение поступающей информации. Принципиальным отличием системы управления измерениями оптического сигнала является то, что программа-«прошивка» микроконтроллера *s02*, которая ранее обеспечивала регистрацию поступающих от детекторов частиц импульсных входных сигналов, в данном случае заменена на программу *s03*, предназначенную для управления встроенными в микропроцессор модулями АЦП. С помощью этих АЦП программа *s03* обеспечивает оцифровку подключенных к микроконтроллеру аналоговых сигналов, а также первичную обработку, буферизацию и промежуточное хранение полученной информации. Прочая функциональность программы *s03* (регистрация распределений входного сигнала с высоким и низким временным разрешением, синхронизация этих записей по внешнему и внутреннему триггеру, информационный обмен с управляющим компьютером по последовательному порту и т. д.) повторяет аналогичные средства программы счета импульсов, которые подробно рассматривались в разделе 3.1.3.

Тот же тип измерительных систем, которые основываются на использовании встроенных каналов АЦП в микроконтроллере, находящемся под управлением программы-«прошивки» *s03*, применяется на Тянь-Шаньской высокогорной станции для работы с сигналами других детекторов аналогового типа: измерителей электрического поля, акустических датчиков, приемников радио-излучения и т. п. устройств.

Пример физических результатов, которые могут быть получены при наблюдении молниевых разрядов с применением оптического детектора, приводится на рисунке 6.15. Как следует из графиков этого рисунка, регистрация излучения молнии в инфракрасном и ультрафиолетовом диапазоне длин волн позволяет обнаружить тонкую временную структуру и выяснить характерные особенности в процессе формирования различных молниевых разрядов. Так, по записям интенсивности сигналов, сделанным в момент события 22 июля 2016 (левая верхняя панель), видно, что кратковременные вспышки оптического излучения в основном генерируются синхронно с развитием отдельных электрических разрядов в облаке, которое может быть подробно прослежено их по радио-излучению. Тем не менее на протяжении этого события встречаются периоды, когда оптический сигнал ненулевой интенсивности непрерывно «заполняет» временные интервалы между короткими выбросами радио-излучения от последовательных разрядов. В событии 19 июля 2017 (правая верхняя панель на рисунке 6.15) наблюдается относительно продолжительная, порядка нескольких сотен миллисекунд, фаза «темного» разряда, на протяжении которой оптический сигнал отсутствует, несмотря на уже начавшееся, судя по характерным пикам интенсивности радиоизлучения, развитие электрических стримеров. В двух событиях, которые представлены в нижнем ряду рисунка 6.15, удалось одновременно зафиксировать сигналы оптического и гамма-излучения, в момент развития молниевых разрядов. Из этих случаев наиболее интересно событие 26 июля 2016, 15:45:29 (левая нижняя панель), в котором видна заметная задержка, порядка (2–3) мс, между максимумом инфракрасной вспышки, соответствующей видимой молнии, и началом разряда, которое прослеживается по короткому импульсу излучений, наблюдаемых в гамма- и ультрафиолетовом диапазоне. Преобладание коротковолновых излучений на начальной стадии разряда может оказаться непосредственным маркером развивающихся в поле грозового облака электронно-фотонной лавин.

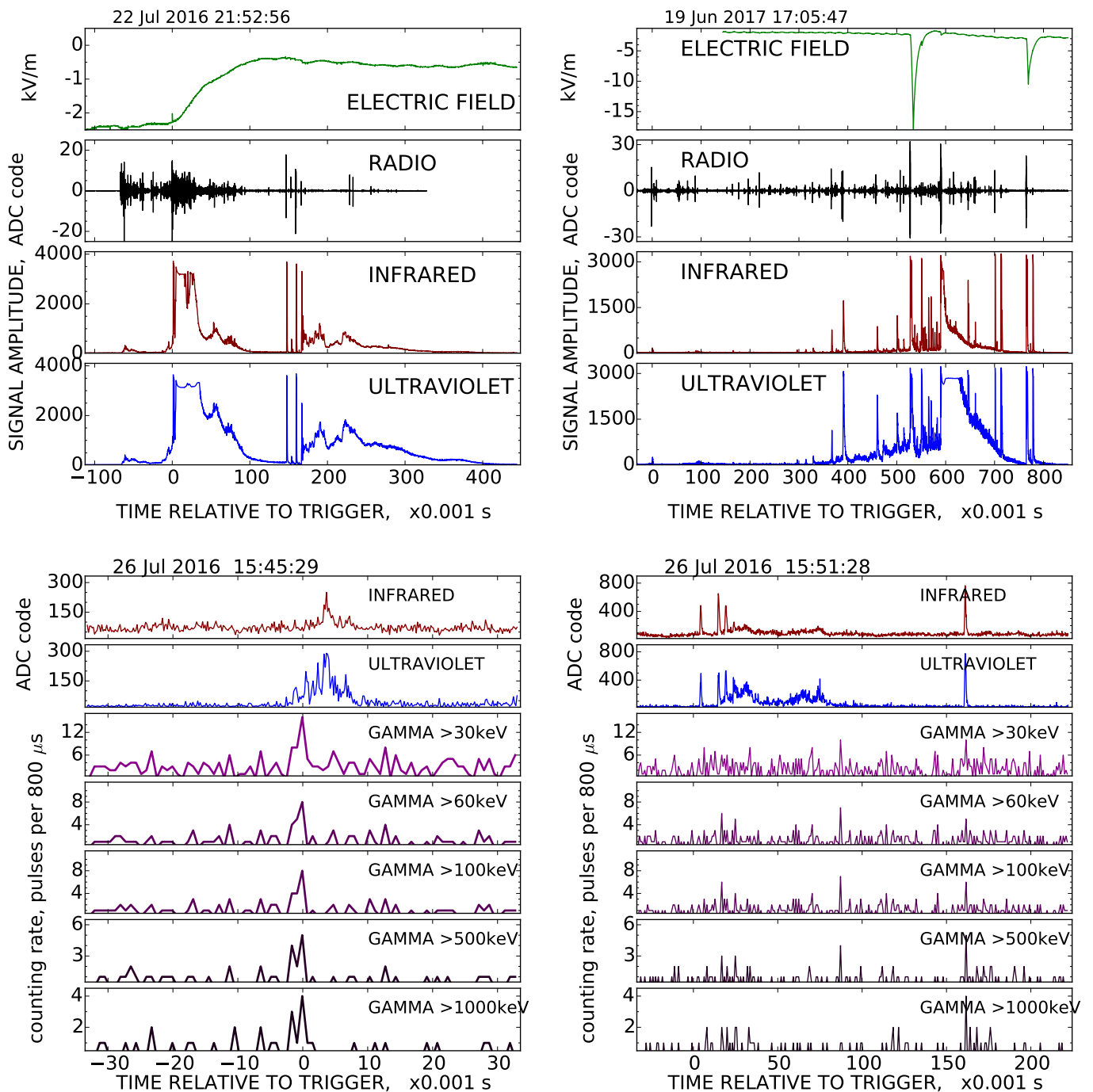


Рисунок 6.15 — Пример событий, регистрировавшихся с использованием оптического детектора: синхронная запись напряженности электрического поля (*FIELD*) и интенсивности излучения молнии в радио, инфракрасном, ультрафиолетовом и гамма диапазонах электромагнитного спектра. Ноль временной шкалы соответствует началу разряда.

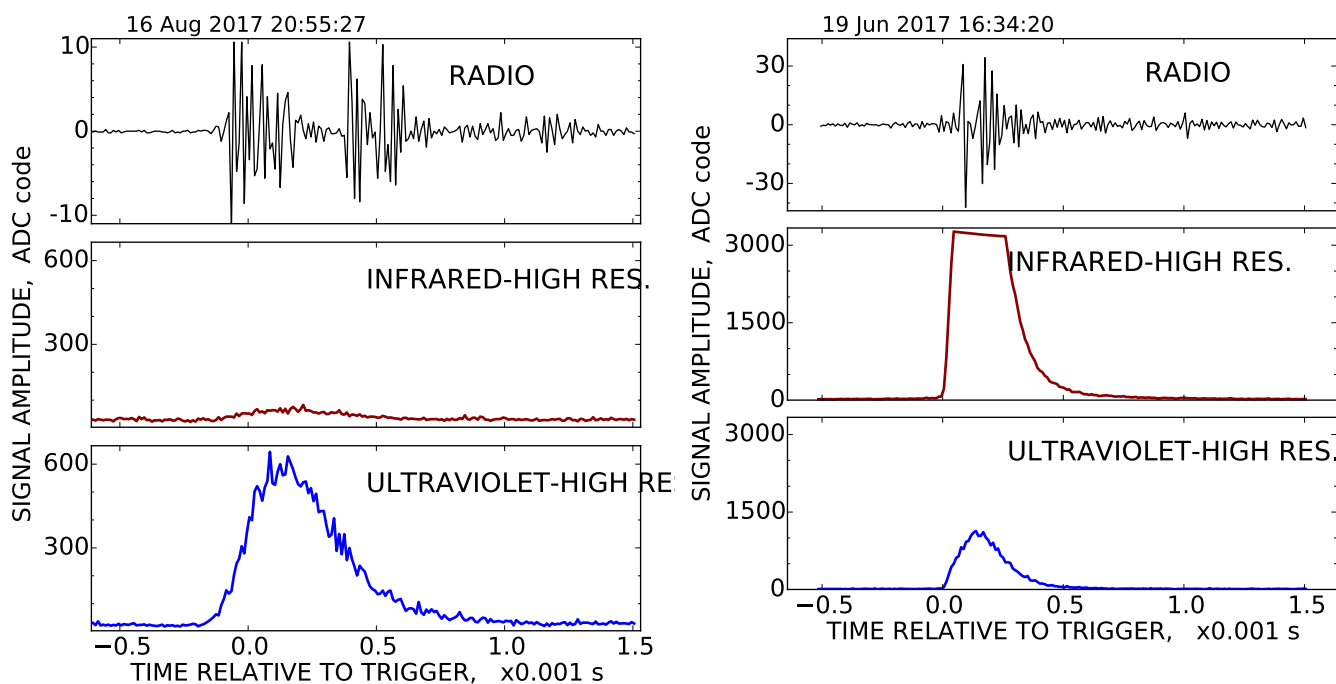


Рисунок 6.16 — Кратковременные вспышки оптического излучения от атмосферных разрядов с преобладанием интенсивности в ограниченной области спектра.

Помимо событий с относительно продолжительными, длящимися десятки и сотни миллисекунд, молниями, подобных примерам с рисунка 6.15, в экспериментах Тянь-Шаньской станции были обнаружены одиночные кратковременные вспышки излучения от атмосферных разрядов, характерная длительность которых не превосходит одной миллисекунды. В отличие от продолжительных молний рисунка 6.15, для которых характерны сопоставимые уровни сигналов, детектируемых в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах длин волн, среди коротких разрядов часто встречаются случаи с преобладанием интенсивности оптического сигнала только в одной области спектра. Два примера таких событий — «голубая» и «красная» вспышки, с высокой интенсивностью излучения, соответственно, в ультрафиолетовом и инфракрасном свете, показаны на рисунке 6.16. По мере накопления статистики подобных наблюдений, феноменологические особенности регистрируемых излучений могут оказаться полезными для выбора между возможными моделями образования и развития молний.

6.2 Проблема сейсмологического прогноза

6.2.1 Акустический детектор

Во вводном разделе 1.5 рассматривался вопрос о возможном использовании эффектов, связанных прохождением энергичных частиц проникающей компоненты космических лучей, для мониторинга текущих условий в глубине земной коры, $\sim(1-20)$ км ниже ее поверхности, а также для прогноза уровня сейсмической опасности в окружающем регионе. В соответствии с предсказаниями теории, в результате взаимодействия мюонов с веществом в зоне глубинных литосферных разломов возможно образование микротрещин, сопровождающееся генерацией упругих колебаний в акустическом диапазоне частот. Такие колебания способны распространяться через литосферу в виде звуковой волны, которая имеет достаточную амплитуду, чтобы быть зарегистрированной посредством расположенных вблизи земной поверхности акустических детекторов. Тянь-Шаньская высокогорная станция представляет собой удобную экспериментальную площадку для проверки этих выводов, поскольку она располагается в области литосферного разлома, с которым связана постоянная сейсмическая активность в ее ближайших окрестностях, а находящаяся здесь ливневая установка обеспечивает возможность однозначного мониторинга моментов прохождения энергичных мюонов, которые, как известно, входят в состав широких атмосферных ливней. В соответствии с этим, к настоящему времени на станции был создан пункт регистрации акустических колебаний, на котором в качестве детектора используется микрофон с чувствительностью 20 мВ/Па в частотном диапазоне (0.5–10) кГц. Во время проведения представленных далее измерений этот микрофон размещался на глубине ~ 50 м ниже поверхности, внутри скважины, пробуренной в скальном грунте на территории Тянь-Шаньской станции. Расстояние между этой скважиной и центром описанной в главе 2 системы ливневых детекторов составляет ~ 200 м.

Схема электронной аппаратуры, которая обеспечивает регистрацию сигналов акустического детектора, показана на рисунке 6.17. Для того чтобы достичь необходимой помехозащищенности измерений, передача электрических сигналов от микрофона из глубины скважины производится по образованной витой парой проводов кабельной линии через посредство трансформаторной развязки;

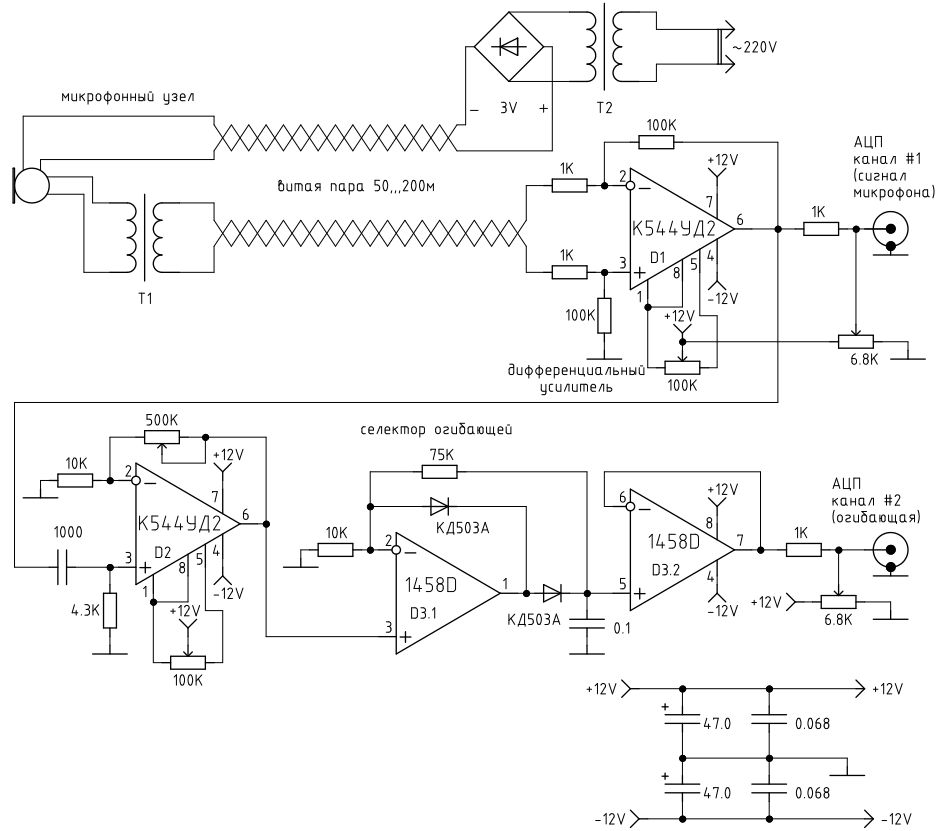


Рисунок 6.17 — Схема подключения микрофона в акустическом детекторе.

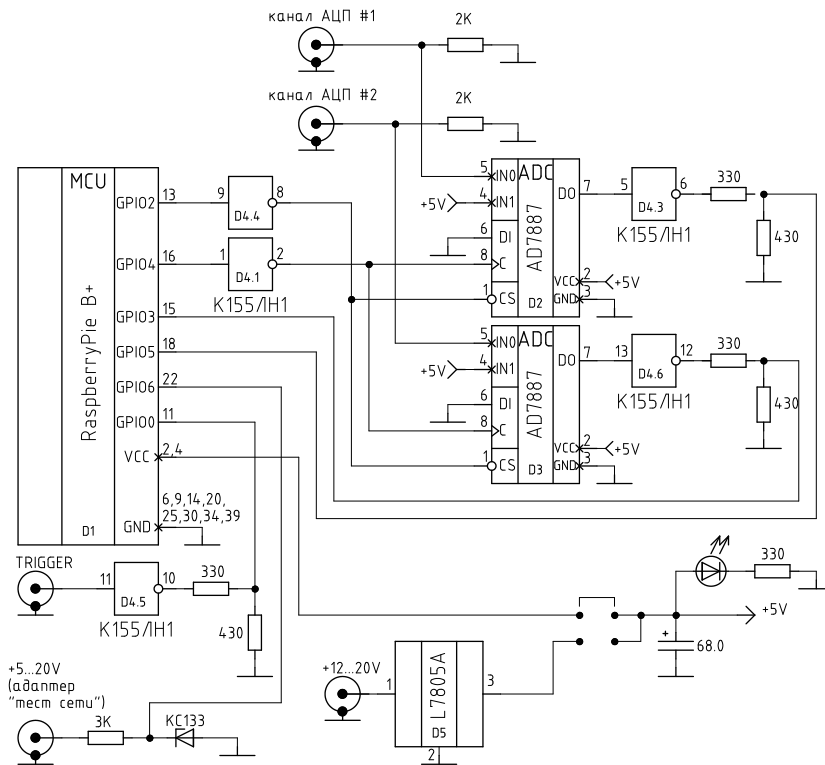


Рисунок 6.18 — Малогабаритная система АЦП на базе микрокомпьютера RaspberryPi.

при этом микрофон и служащий для передачи сигнала промежуточный малогабаритный трансформатор представляют собой единый конструктивный блок, который целиком опускается в скважину. Кроме того, постоянное напряжение $\pm 3V$ для питания микрофона вырабатывается независимым источником питания, который построен на основе отдельного трансформатора с незаземленной вторичной обмоткой и не имеет непосредственного электрического контакта ни с остальной частью электронной схемы, ни с силовыми линиями внешней электрической сети. От источника питания к микрофону это напряжение подается по второй паре витых проводов. Таким образом, микрофонный узел измерительной системы оказывается электрически изолированным от всех общих линий заземления и подвода питания к электронным схемам, на которых могут присутствовать значительные электромагнитные наводки и шумы (в частности, синусоидальная помеха с частотой 50 Гц от внешней сети переменного тока).

Регистрация сигналов акустического детектора производится в специальном помещении, которое располагается непосредственно у верхнего края скважины, и в котором размещаются остальные узлы формирующей сигнал аппаратуры: дифференциальный усилитель и селектор низкочастотной огибающей микрофонного сигнала. Дифференциальный усилитель (элемент *D1* на схеме рисунка 6.17) обеспечивает $\sim 100\times$ усиление полезного сигнала с одновременным подавлением синфазных помех, которые возникают на длинной линии между выходом микрофонного узла и системой сбора данных. Коэффициент подавления синфазного сигнала усилителем данного типа составляет $\simeq 70$ дБ. На выходе дифференциального усилителя формируются биполярные сигналы синусоидальной формы, принадлежащие к акустическому частотному диапазону, $(10-10^4)$ Гц, и готовые к оцифровке посредством системы амплитудно-цифрового преобразования (АЦП). Построенный на операционных усилителях *D2* и *D3* селектор низких частот служит для выделения модулирующей амплитуду акустического сигнала низкочастотной огибающей, которая выдается на систему записи данных для ее регистрации по отдельному каналу АЦП.

Для регистрации сигналов акустического детектора была разработана специальная малогабаритная система АЦП с малым энергопотреблением, которая размещается вместе со схемами формирования непосредственно у верхнего края скважины. Основу системы АЦП образует одноплатный компьютер Raspberry Pi B+ [330] на ARM-микропроцессоре типа Broadcom BCM2835 с тактовой частотой 700 МГц. Этот компьютер, через посредство линий встроенного в него

цифрового порта ввода-вывода общего назначения *GPIO*², управляет двумя элементами АЦП — микросхемами типа AD7887 производства фирмы Analog Devices [331]. Последние обеспечивают оцифровку присутствующего на их входах уровня аналогового сигнала с разрешением 12 бит и со скоростью вплоть до $1.25 \cdot 10^5$ преобразований/секунду. Необходимые для работы микросхем АЦП тактовые последовательности *C* (clock) и *CS* (chip select) вырабатываются микропроцессором компьютера, который работает под управлением специальной программы-драйвера; эта же программа принимает результаты преобразования входных сигналов, которые поступают с выходов *DO* микросхем АЦП в виде последовательного двоичного кода, и преобразует их в двоичные байты данных.

Принципиальная схема подключения элементов АЦП к микрокомпьютеру Raspberry Pi B+ показана на рисунке 6.18. Как видно на этой схеме, сигналы микросхем АЦП подключаются к выводам порта *GPIO* микрокомпьютера через посредство буферных элементов ТТЛ-логики, входящих в состав микросхемы K155ЛН1, и через резистивные делители, которые необходимы для согласования уровня логических сигналов со стороны микропроцессора (3.3 В) с уровнем микросхем AD7887 (5 В).

Запись входных аналоговых сигналов на системе АЦП происходит под управлением специальной программы сбора данных, которая запускается на микрокомпьютере Raspberry Pi B+ и обеспечивает как формирование необходимых управляющих последовательностей на выходах *GPIO*, так и прием и сохранение информации от микросхем АЦП. Поскольку ожидаемая форма полезного сигнала-маркера, который мог бы быть однозначно связан с эффектами, происходящими от сейсмических процессов, заранее не была известна, управляющая программа регистрирует как текущий уровень напряжения на выходе микрофонного канала, так и его низкочастотную огибающую непрерывно, без привязки к каким-либо триггерным событиям. Регистрация сигналов ведется с периодом 2 мс, что соответствует общему темпу поступления данных по двум информационным каналам ~ 4 Мб/с. Полученные в результате данные накапливаются для последующего offline анализа в файле на локальном диске, который подключается к микрокомпьютеру через посредство встроенного в него интерфейса USB.

²В технической документации по микропроцессорам принят термин *GPIO* — general purpose input-output port.

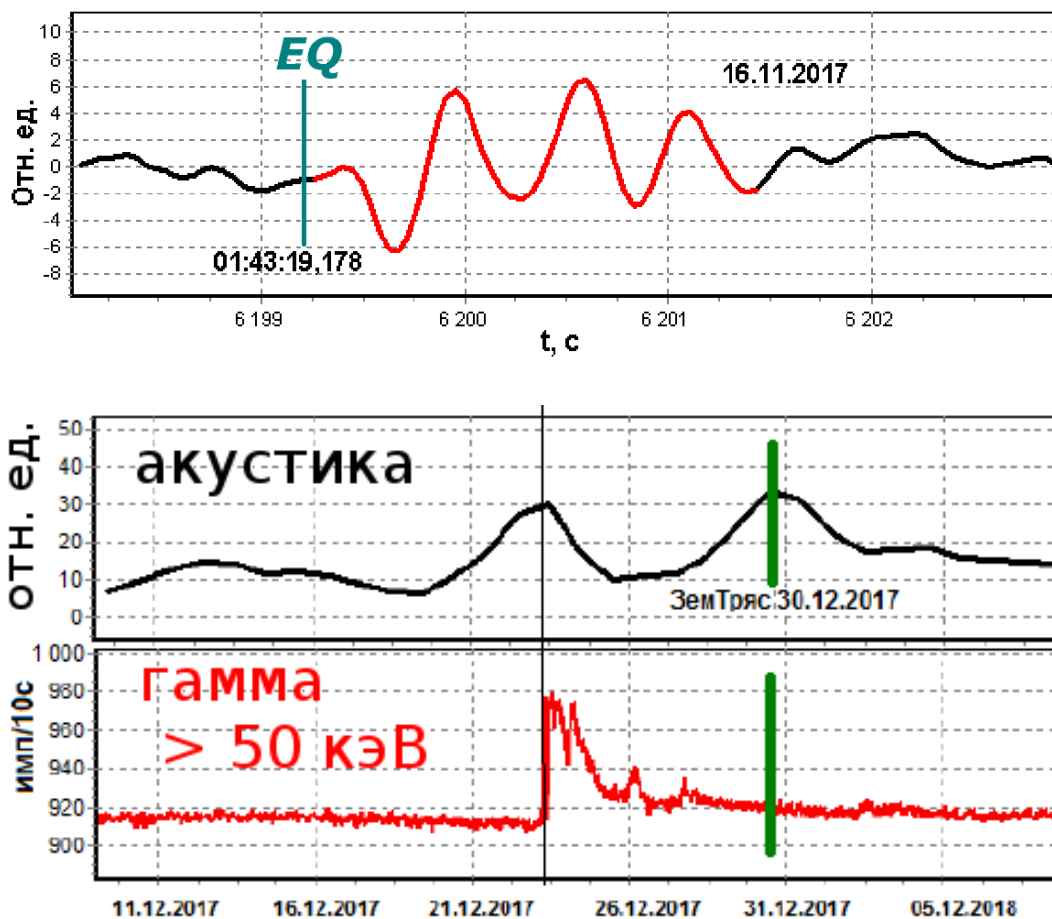


Рисунок 6.19 — Поведение акустического сигнала во время периодов сейсмической активности в окрестностях Тянь-Шаньской станции. Вверху: цуг квазипериодических колебаний, наблюдавшийся в записи интенсивности сигнала после прихода сейсмической волны от землетрясения 6 ноября 2017. Внизу: временной ход интенсивности мягкого гамма-излучения и акустических сигналов в период подготовки и во время землетрясения 31 декабря 2017.

6.2.2 Акустический сигнал от процессов сейсмической активности

В период работы акустического детектора на Тянь-Шаньской станции было зарегистрировано заметное сейсмическое событие — землетрясение с магнитудой $M = 4.9$ и эпицентром на расстоянии ≈ 130 км от станции, которое произошло в момент 01:42:58, 16 ноября 2017 г по мировому времени (UT) [332]. В окрестностях Тянь-Шаньской станции это событие ощущалось как слабое (около двух баллов) землетрясение. Вариация среднего уровня поступающего от акустического детектора Тянь-Шаньской станции сигнала во временной окрестности землетрясения 16 ноября 2017 г показана на верхнем графике рисунка 6.19,

который был получен путем цифровой фильтрации, по методу скользящего среднего, записей низкочастотной огибающей микрофонного сигнала. Отмеченный на графике вертикальной чертой момент времени 01:43:19.178 UT соответствует приходу продольной сейсмической волны от землетрясения к месту расположения акустического детектора на Тянь-Шаньской станции. Как следует из верхнего графика на рисунке 6.19, сразу после наступления расчетного момента времени акустический детектор зарегистрировал характерную последовательность квазипериодических колебаний с общей длительностью 2.1 с и средним периодом 0.55 с, которая может рассматриваться как результат воздействия сейсмической волны на литосферу в окрестностях станции.

Эпицентр другого землетрясения магнитудой $M = 3.5$, которое произошло в момент 15:55:45 UT 30 декабря 2017 г, находился на глубине ~ 3 км в нескольких километрах от Тянь-Шаньской станции. Временной ход акустического сигнала (после сглаживающей фильтрации) показан на нижней паре графиков рисунка 6.19, совместно с записью скорости счета импульсов от гамма-детектора, располагавшегося рядом с микрофоном в той же скважине. Как следует из этого рисунка, в данном событии средний уровень акустических шумов возрастает не в момент самого землетрясения, но на 2–3 суток раньше, начиная заметно повышаться с середины дня 27 декабря, и затем медленно спадает на протяжении нескольких дней после своего максимума, совпавшего с землетрясением. Более того, отдельный, предшествующий сейсмическому событию, скачок акустических шумов наблюдался за несколько дней до его наступления, в период 22–24 декабря, сопровождаясь одновременным ростом интенсивности регистрируемого в скважине мягкого (100 кэВ) гамма-излучения. Можно предположить, что предваряющие землетрясение 30 декабря 2017 г возрастания акустического сигнала и радиационного фона могут быть связаны с сейсмическими процессами, протекавшими вблизи Тянь-Шаньской станции на протяжении его подготовительного периода.

Таким образом, исходя из опыта практического применения акустического детектора на Тянь-Шаньской высокогорной станции можно сделать вывод о том, что данный детектор действительно обеспечивает чувствительность, необходимую для мониторинга глубинных сейсмических процессов, и, более того, постоянная эксплуатация системы подобных датчиков представляется перспективной с точки зрения задач, связанных с прогнозом близких землетрясений.

6.2.3 Акустические сигналы, коррелирующие с прохождением ШАЛ

Помимо описанных в предыдущем параграфе медленных вариаций среднего уровня сигналов, которые наблюдались в период сейсмической активности на выходе акустического детектора, среди непрерывных записей его интенсивности были обнаружены короткие импульсы с высокой, многократно превышающей уровень фона, амплитудой и характерной длительностью (10–50) мс. Типичный пример таких кратковременных выбросов интенсивности — которые далее будут именоваться «акустическими событиями», — показан на рисунке 6.20. Подобные события постоянно встречаются среди сделанных на Тянь-Шаньской станции записей микрофонного сигнала, причем, как выяснилось, частота их наблюдения нерегулярно изменяется в пределах (10–100) событий/сутки. Судя по распределению вариаций суточного числа акустических событий \mathcal{E} , которое, как это видно на рисунке 6.21, имеет выраженную кусочно-степенную форму с тремя последовательно изменяющимися показателями наклона, все измерения с акустическим детектором могут быть отнесены к трем типам временных периодов: «спокойные дни» с $\mathcal{E} < 10$, периоды «промежуточной активности» с $10 \leq \mathcal{E} < 50$ и дни, в течение которых количество акустических событий повышалось до $\mathcal{E} \simeq (50 - 100)$.

Исходя из предположения о том, что кратковременные выбросы с большой амплитудой акустического сигнала могут вызываться достигшими поверхности колебаниями звуковых волн, которые генерируются при образовании микротрещин внутри сейсмически напряженных зон литосферы, триггером для которых, в свою очередь, служит ионизация, образующаяся при прохождении частиц проникающей компоненты космических лучей (см. раздел 1.5), на Тянь-Шаньской станции проводился совместный статистический анализ данных акустического детектора и ливневой установки. Цель такого анализа состояла в поиске временных корреляций между мощными ШАЛ, стволы которых представляют собой источник энергичных мюонов, и акустическими событиями в записях микрофонного сигнала.

Чтобы уменьшить уровень случайных совпадений между ШАЛ и акустическими событиями, при анализе данных рассматривались только ливни достаточно большой мощности, $N_e \geq 5 \cdot 10^5$ (первичная энергия $E_0 \gtrsim 10^{15}$ эВ). Для каждого такого ливня строилось распределение временных задержек $\mathcal{T} = t_{ACOU} - t_{EAS}$ между моментом его прохождения (t_{EAS}) и всеми последующими (в пределах

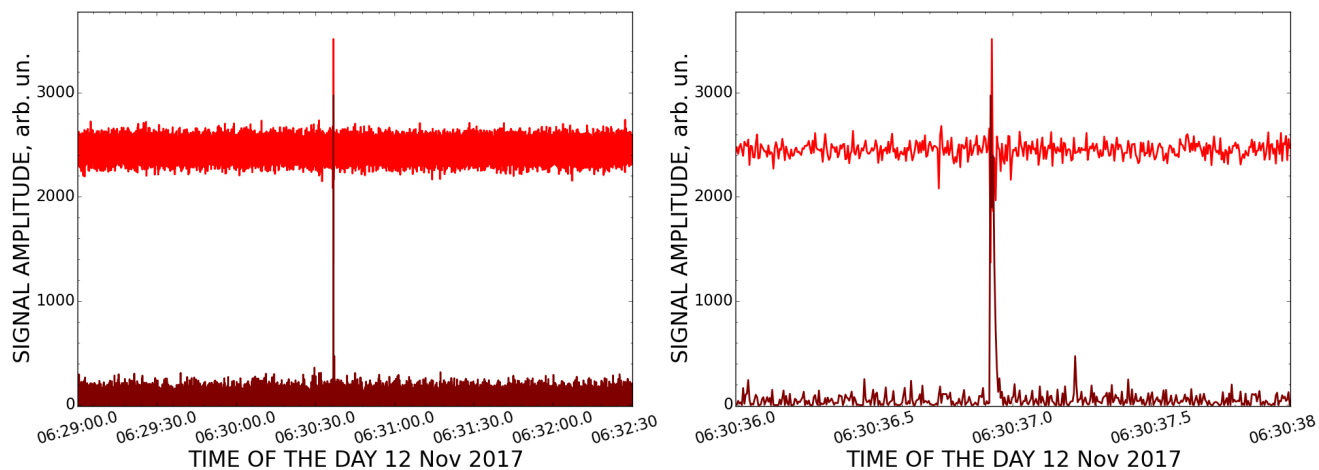


Рисунок 6.20 — Кратковременный выброс интенсивности в записях сигналов акустического детектора. Верхний график на рисунках — сигнал микрофона, нижний график — низкочастотная огибающая. На правом рисунке временная область события растянута вдоль горизонтальной оси.

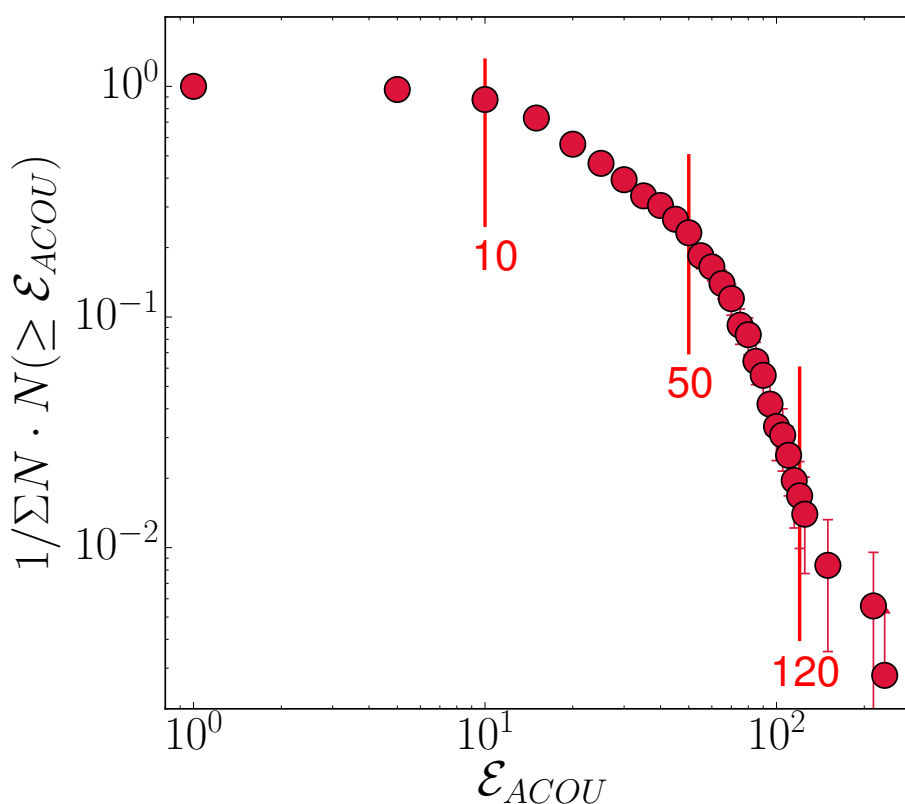


Рисунок 6.21 — Распределение суточного числа кратковременных акустических событий.

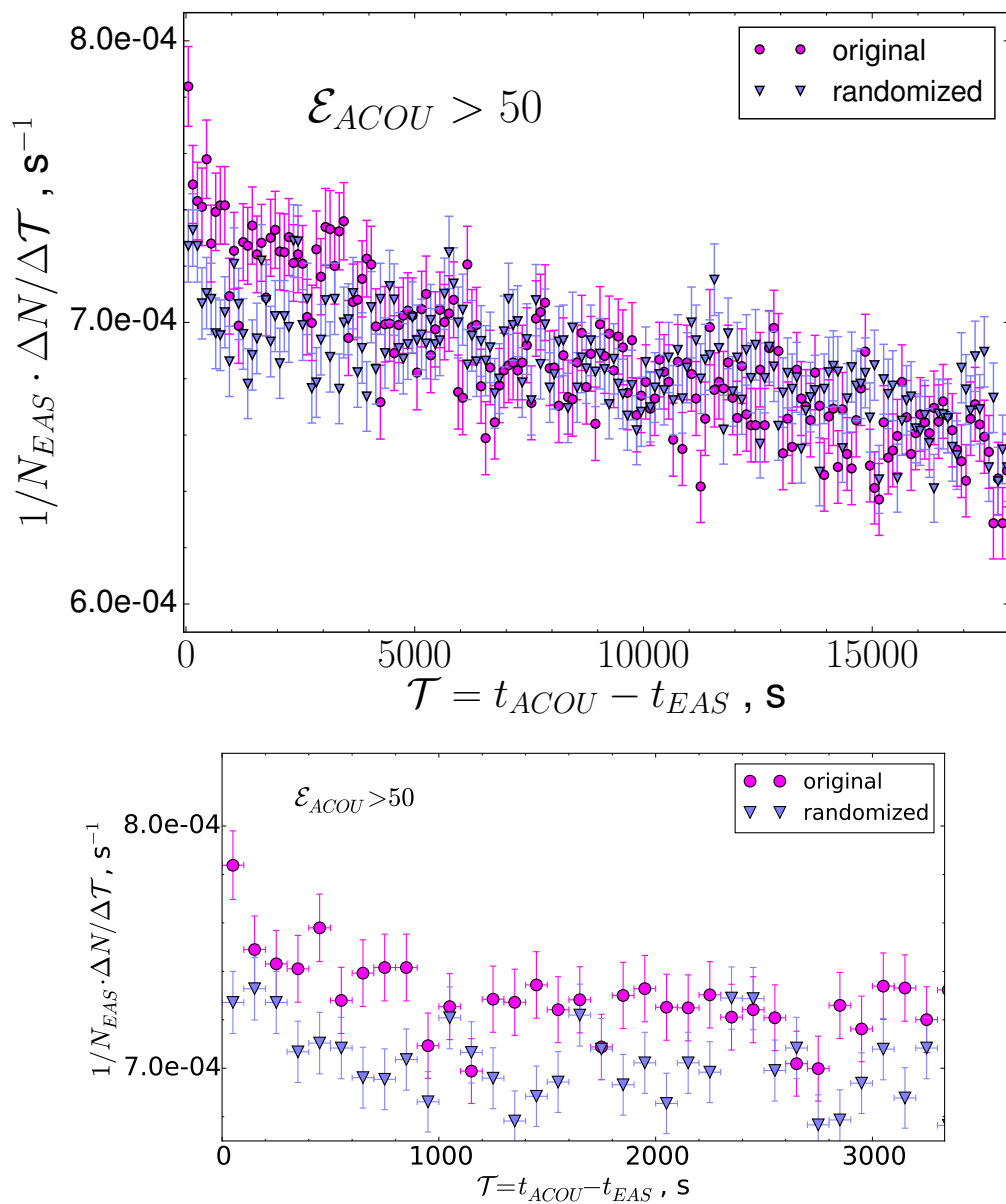


Рисунок 6.22 — Усредненные по всем ШАЛ распределения временных задержек \mathcal{T} между моментом прохождения ливня и последующими акустическими событиями (на нижнем графике ось \mathcal{T} растянута в ее начальной области). Кружкí — распределение, построенное по экспериментальным данным, треугольники — распределение для случайных моментов времени (см. текст).

нескольких часов) акустическими событиями (t_{ACOU}). Затем для всех наблюдавшихся ШАЛ строилось усредненное распределение по соответствующим каждому из них набору величин \mathcal{T} . Для дней с «высокой сейсмической активностью», на протяжении которых суточное число акустических событий \mathcal{E} превышало 50, такое распределение показано кружками на рисунке 6.22.

Повторная обработка экспериментального материала делалась для оценки вклада от случайных совпадений. Для этого всем событиям ШАЛ из банка ливневых данных приписывались произвольные моменты времени, которые разыгрывались согласно равномерному распределению случайных чисел, после чего процедура обработки повторялась по тому же алгоритму. Полученное в результате этой процедуры распределение «рандомизированных» задержек \mathcal{T} , для тех же дней с $\mathcal{E} \geq 50$, на рисунке 6.22 показано треугольниками.

Как следует из сравнения обоих распределений рисунка 6.22, между ними наблюдается статистически значимое, на уровне $\simeq 3\sigma$, различие в области значений $\mathcal{T} \lesssim 100$ с. В силу принципиально случайной природы второго распределения такое различие означает, что между широкими атмосферными ливнями и акустическими событиями в действительности должна существовать какая-то причинная связь. В эксперименте эта связь проявляется через избыток, по сравнению с ожидаемым уровнем случайных совпадений, акустических событий, которые запаздывают относительно предшествующих им ШАЛ на время $\mathcal{T} \lesssim 100$ с. . Возможным кандидатом на причину такой связи является триггерный эффект от воздействия проникающей компоненты ШАЛ на сейсмически напряженную среду в глубине литосферы. Таким образом, продолжение подобных экспериментов по совместной регистрации сигналов акустического детектора и ШАЛ на ливневой установке Тянь-Шаньской станции представляются перспективными с точки зрения проблем сейсмологического прогноза, и это направление исследований заслуживает дальнейшего развития.

6.3 Заключение к главе 6

При проектировании Тянь-Шаньского многоцелевого экспериментального комплекса на основе пакета Geant4 для конкретных условий ТШВНС была

разработана модель электронно-фотонной лавины, развивающейся в атмосферном электрическом поле. Эта модель использовалась в расчетах, целью которых было выяснение ожидаемых характеристик излучений, которые генерируются при развитии подобных лавин в грозовых облаках, и необходимых параметров детекторов, служащих для их регистрации. Описанию этих расчетов посвящен параграф 6.1.1 настоящей главы.

Результаты такого моделирования учитывались при практической постановке экспериментов в области атмосферной физики высоких энергий на Тянь-Шаньской высокогорной станции. Для этой цели были созданы высотные пункты размещения детекторов, в которых устанавливались детекторы для регистрации электронов, ускоренных до (3–100) МэВ, и детекторы излучения молний в гамма (30–3000 кэВ), ультрафиолетовом (200–400 нм) и инфракрасном (600–800 нм) диапазонах спектра, а также приемники электромагнитных волн в частотных диапазонах (0.1–10) МГц, (1–10) кГц и (1–100) Гц. Для работы с этими детекторами созданы специальные электронные системы сбора данных, приспособленные к длительной автономной работе в условиях грозового облака и в непосредственной близости (десятки и сотни метров) к области молниевых разрядов. Принципы построения расположенных на высотных пунктах детекторов и разработанного для них программного обеспечения составляют предмет параграфа 6.1.2.

В экспериментах, которые проводились на высотных пунктах регистрации излучений, были получены представленные в параграфе 6.1.3 временные распределения интенсивности и распределения по энергиям ускоренных электронов (с энергиями 5 МэВ и 100 МэВ) и гамма-квантов (в диапазоне (30–3000) кэВ). Эти компоненты регистрировались на расстоянии $\sim(50–100)$ м от области развития молниевых разрядов в событиях, относящихся к двум типам грозовой активности: предваряющее разряд относительно продолжительное возрастание интенсивности радиационного фона с преобладанием мягкой гамма-компоненты (thunderstorm ground-level enhancement, TGE) [172, 176, 188] и короткая вспышка жесткого гамма-излучения и ускоренных электронов, наблюдавшаяся непосредственно в момент инициации молнии [216].

В экспериментах по синхронной регистрации излучения молний в радио-, оптическом и гамма-диапазонах электромагнитного спектра, которые рассмотрены в параграфе 6.1.3, были обнаружены различные типы электрических разрядов, существенно отличающиеся по своему временному поведению: короткие

импульсы с длительностью $\lesssim 1$ мс и длительные непрерывные разряды с продолжительностью (300–500) мс. Наблюдались события с различными особенностями в спектре излучений: кратковременные ($\lesssim 100$ мкс) импульсы гамма-излучения на начальной стадии разряда, «голубые» и «красные» вспышки с максимальной амплитудой соответственно в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах длин волн, «темные» разряды без заметного излучения в оптическом диапазоне.

Для проведения исследований по сейсмологической тематике на Тянь-Шаньской высокогорной станции была создана система детекторов для работы с сигналами сейсмического происхождения. Эта система, основные принципы построения которой рассматриваются в параграфе 6.2.1, включает в себя установленные в подземной скважине акустические приемники на основе высокочувствительных микрофонов, нейтронные и гамма-детекторы, а также специализированную аппаратуру и программное обеспечение для приема и обработки их сигналов.

При непрерывном мониторинге акустических шумов сейсмического происхождения в частотном диапазоне (0.5–10) кГц были обнаружены характерные особенности их поведения, сопровождающие подготовительный период близких землетрясений. В экспериментах по синхронной регистрации акустических шумов и ШАЛ получены указания на существование статистически значимых корреляций между акустическими сигналами и прохождением проникающих частиц КЛ. Все эти результаты, которые подробно рассматриваются в параграфах 6.2.2 и 6.2.3 настоящей главы, представляют интерес для решения задач, связанных с проблемой долгосрочного прогноза уровня сейсмической активности и предсказания землетрясений в сейсмоопасных регионах.

Общее заключение

Подвести итог представленным в настоящей диссертации работам по развитию многоцелевого экспериментального комплекса детекторов Тянь-Шаньской высокогорной станции можно следующим образом:

1. К настоящему времени на ТШВНС создан многоцелевой экспериментальный комплекс, который не имеет аналогов в мировом масштабе по своей информативности, высокогорному расположению, набору применяемых детекторов и развитой инфраструктуре.
 - Создана новая система детекторов для регистрации частиц заряженной компоненты ШАЛ (ливневая установка). Основные характеристики новой системы — динамический диапазон измеряемых значений плотности потока частиц $\sim 10^5$, с возможностью его расширения вплоть до $(1 - 2) \cdot 10^6$; до $\sim 10^4$ независимых информационных каналов; не зависящее от количества подключенных детекторов время обработки ливневых событий, — полностью отвечают поставленной задаче исследования стволов ШАЛ с первичной энергией ($10^{14} - 10^{17}$) эВ. Достигнута высокая безотказность ливневой установки: отношение полезного времени ее работы к астрономическому составляет не менее 99%.
 - Созданные в составе экспериментального комплекса ТШВНС подсистемы нейтронных детекторов применялись для измерения параметров адронной компоненты ШАЛ в широком диапазоне энергий: начиная от энергии тепловых нейтронов и вплоть до энергий порядка (100–1000) ГэВ. Специальные детекторы для регистрации нейтронов, которые образуются при взаимодействиях мюонов, использовались для изучения характеристик мюонной компоненты КЛ с энергетическим порогом 5 ГэВ.
 - В состав экспериментального комплекса были включены гамма-детекторы с низким энергетическим порогом, которые применялись для регистрации мягкого, (30–3000) кэВ, гамма-излучения, сопровождающего прохождение стволов ШАЛ. Это открывает еще один канал для получения информации о свойствах адронной компоненты ШАЛ.
 - Для проведения экспериментов в области атмосферной физики высоких энергий созданы высотные пункты размещения детекторов. В пунктах установлены детекторы для регистрации электронов, ускоренных до (3–100) МэВ,

и детекторы излучения молний в гамма (20–3000 кэВ), ультрафиолетовом (200–400 нм) и инфракрасном (600–800 нм) диапазонах спектра, а также приемники электромагнитных волн в частотных диапазонах (0.1–10) МГц, (1–10) кГц и (1–100) Гц. Для обслуживания этих детекторов созданы специальные электронные системы, приспособленные к автономной работе в условиях грозового облака и в непосредственной близости (десятки и сотни метров) к молниевым разрядам.

- Создана система детекторов для работы с сигналами сейсмического происхождения. Эта система включает в себя установленные в подземной скважине акустические приемники на основе высокочувствительных микрофонов, нейтронные и гамма-детекторы, а также специализированную аппаратуру для приема и обработки их сигналов.

Вся разработанная для различных подсистем многоцелевого комплекса ТШВНС аппаратура обладает высоким потенциалом развития, что позволяет, при минимальной модификации программного обеспечения, использовать ее как для измерения скорости счета стандартных цифровых импульсов, так и для сбора информации от датчиков разнообразных, в том числе быстро меняющихся, аналоговых сигналов. Модульный принцип построения, положенный в основу всех детекторных систем, обеспечивает легкость их масштабирования в соответствии с меняющимися задачами исследований.

2. Разработаны программы для оперативного управления всеми подсистемами экспериментального комплекса в процессе измерений, а также для приема, обработки и хранения поступающей информации с возможностью удаленного доступа к этим данным в реальном времени по сети Интернет. Все разработки программного обеспечения базируются на современных свободных программных средствах с открытым исходным кодом.
3. Для новой ливневой установки ТШВНС полностью отработана методика определения по ее исходным данным (кодам АЦП) основных параметров ШАЛ: положения оси ливня, его «возраста» s , числа заряженных частиц в ливне N_e и первичной энергии E_0 . Все необходимые для этой цели алгоритмы реализованы в соответствующих программах. Список таких алгоритмов включает в себя:
 - пересчет кодов АЦП, зарегистрированных в двух амплитудных диапазонах, к единой амплитуде сигнала в детекторах ливневой установки;

- переход от амплитуды сигнала к значениям плотности потока частиц в каждом детекторе с учетом его индивидуальной калибровки;
 - определение параметров ШАЛ на основе пространственного распределения этой плотности.
4. На основе пакета Geant4 разработаны программные модели детекторов и характерных для ТШВНС объектов окружающей среды. Все эти модели были протестированы путем сравнения расчетных результатов с известными из эксперимента данными. Модели использовались для определения условий работы детекторов ТШВНС в следующих расчетах:
- ожидаемого сигнала от нейтронного монитора НМ64 при попадании в него энергичных адронов КЛ;
 - вероятности регистрации (эффективности детектора) нейтронов и гамма-квантов детекторами различного типа;
 - влияния со стороны объектов внешней среды на процесс регистрации нейтронов, принадлежащих к различным энергетическим диапазонам;
 - потока частиц различного типа в подземном помещении ТШВНС и обоснования возможности применения установленных в этом помещении нейтронных детекторов для регистрации мюонов КЛ;
 - ожидаемых характеристик сигнала от детекторов частиц при регистрации ими излучения электронно-фотонных лавин, развивающихся в атмосферном электрическом поле, для конкретных условий ТШВНС.
5. Для хранения всей полученной в экспериментах ТШВНС информации создана система взаимосвязанных баз данных и программных интерфейсов, обеспечивающих доступ к этой информации внешним пользователям в режиме реального времени. В основу информационного комплекса ТШВНС положена современная система управления реляционными базами данных Postgres с открытым исходным кодом.
6. Работа новых подсистем многоцелевого экспериментального комплекса была проверена во время его тестовой эксплуатации в 2015–2019 гг. В течение этого периода на новой установке были измерены спектр регистрируемых ШАЛ по числу частиц, распределения ШАЛ по параметру «возраста», функции пространственного распределения заряженной компоненты ШАЛ и сопровождающих прохождение ШАЛ тепловых нейтронов. В области перекрытия

параметров все эти характеристики согласуются как с результатами аналогичных экспериментов, проводившихся ранее на ТШВНС, так и с данными других исследовательских групп, а также с результатами модельных расчетов. Такое согласие служит подтверждением корректности вновь разработанных методик и алгоритмов.

7. На протяжении периода тестовой эксплуатации был получен ряд новых физических результатов:

- Измерены функции пространственного распределения плотности потока тепловых нейтронов и мягкого, (30–3000) кэВ, гамма-излучения, сопровождающих прохождение ШАЛ. Обнаружено, что такие распределения имеют экспоненциальный вид, форма которого существенно изменяется у ливней с энергией $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ, то есть в точке излома первичного спектра КЛ. Соответствующие этим распределениям зависимости интегрального флюенса нейтронов и гамма-квантов от энергии ШАЛ, $F_n(E_0)$ и $F_\gamma(E_0)$, также меняют свою форму в точке излома.
- При регистрации мюонной компоненты ШАЛ с энергетическим порогом 5 ГэВ обнаружено, что зависимость множественности таких мюонов от энергии ливня $N_\mu(E_0)$ меняет свой вид в области излома первичного спектра, при $E_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ. Также наблюдались ливневые события с аномально большой задержкой мюонного сигнала, $\simeq (100–1000)$ мкс, относительно общего фронта ливневых частиц.
- На находящихся в глубине грозового облака высотных пунктах были получены временные распределения интенсивности и распределения по энергиям для потоков ускоренных электронов (с энергиями ≥ 2 МэВ и $\geq (80–100)$ МэВ) и гамма-квантов (в диапазоне (20–3000) кэВ), которые регистрировались на расстоянии $\sim (50–100)$ м от молниевых разрядов в событиях, относящихся к различным типам грозовой активности.
- В экспериментах по синхронной регистрации излучения от молний в радио-, оптическом и гамма-диапазонах электромагнитного спектра были обнаружены различные типы электрических разрядов, существенно отличающиеся по своему временному поведению: короткие импульсы с длительностью $\lesssim 1$ мс и длительные непрерывные разряды с продолжительностью (300–500) мс. Наблюдались события с различными особенностями в спектре излучений:

кратковременные ($\lesssim 100$ мкс) импульсы гамма-излучения на начальной стадии разряда, «голубые» и «красные» вспышки с максимальной амплитудой соответственно в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах длин волн, «темные» разряды без заметного излучения в оптическом диапазоне.

- При непрерывном мониторинге акустических шумов в частотном диапазоне (0.5–10) кГц обнаружены характерные особенности их поведения, сопровождающие подготовительный период близких землетрясений. В экспериментах по синхронной регистрации акустических шумов и ШАЛ получены указания на существование статистически значимых корреляций между акустическими сигналами и прохождением проникающих частиц КЛ. Эти результаты представляются перспективными для задач долгосрочного прогноза сейсмической активности и предсказания землетрясений.

Задачи дальнейших исследований, которые предполагается проводить на Тянь-Шаньском экспериментальном комплексе в ближайшие годы, можно сформулировать следующим образом:

- Подробное изучение феноменологических характеристик различных компонент ШАЛ — электронной, мюонной и адронной, которые типичны для центральной области ливней, принадлежащих к области излома первичного спектра. Необходимость таких исследований обсуждалась в разделах 1.1 и 1.2 вводной главы. Помимо рассмотренных в соответствующих главах настоящей диссертации подсистем Тянь-Шаньского комплекса, для этой цели должны применяться детекторы ионизационно-нейтронного калориметра *INCA* и приемники генерируемого частицами ШАЛ радио-излучения, которые упоминались в разделе 1.7.
- Исследование направлений прихода ШАЛ с высокой статистической обеспеченностью и поиск широкомасштабной анизотропии в распределении этих направлений на небесной сфере для ливней с различным числом частиц N_e . Для этой задачи должны использоваться подсистемы временных детекторов заряженных частиц, построенные на основе быстрых сцинтилляторов и приемников радиоизлучения (см. разделы 1.7 и 2.1.2).
- Эксперименты, направленные на выяснение природы изменения характеристик нейтронного и гамма-сопровождения широких атмосферных ливней, которое наблюдается в ливневых событиях с числом частиц $N_e \approx 10^6$. Предварительные результаты по этой проблеме рассматривались в разделах 3.3 и 4.3 настоящей работы.

- Решение вопроса об аналогичных изменениях в поведении мюонной компоненты ШАЛ, которые, согласно представленным в разделе 5.2 данным, происходят в той же области значений $N_e \approx 10^6$.
- Дальнейший набор необходимой для построения теории молниевых разрядов экспериментальной информации о временных и энергетических распределениях гамма-излучения и электронов в области их ускорения внутри гроздовых облаков (см. раздел 6.1.3).
- Продолжение экспериментов по детектированию излучения молний в различных диапазонах электромагнитного спектра, которые рассматривались в разделе 6.1.4. Исследование феноменологических характеристик таких излучений для атмосферных разрядов различного типа.
- Продолжение описанных в разделах 6.2.2 и 6.2.3 исследований, связанных с проблемой сейсмологического прогноза и использованию для этой цели эффектов, связанных со взаимодействиями частиц космических лучей.

Благодарности

В заключение автор считает своим долгом выразить признательность и искреннюю благодарность сотруднику ФИАН и ТШВНС А. П. Чубенко — моему учителю, старшему наставнику и коллеге по многолетнему сотрудничеству на Тянь-Шаньской высокогорной станции.

Своему научному консультанту В. А. Рябову я признателен за постоянный интерес к экспериментам, проводимым на Тянь-Шаньской станции и организационную помощь в подготовке настоящей работы.

Выражаю свою глубокую благодарность за переданный бесценный опыт прежних десятилетий, идеи новых экспериментов и многочисленные плодотворные обсуждения их результатов моим коллегам из старшего поколения ФИАН: Н. М. Нестеровой, А. Д. Ерлыкину, В. П. Павлюченко, С. Б. Шаулову, А. С. Борисову, В. С. Пучкову, Н. М. Никольской. Руководителя ОЯФА ФИАН О. Д. Далькарова я благодарю за многолетнюю поддержку исследовательской деятельности на Тянь-Шаньской высокогорной станции.

Представителям Теоретического отдела ФИАН А. В. Гуревичу, К. П. Зыбину и М. О. Птицыну автор признателен за их работы по созданию теории молниевых разрядов, необходимость практической проверки которых стала первоначальным толчком к постановке экспериментов «геофизической» тематики на ТШВНС, а их постоянный интерес к полученным результатам послужил дальнейшему развитию этих исследований. Своих коллег из НИРФИ и ИФП (г. Нижний Новгород) А. Н. Караштина и Ю. В. Шлюгаева я искренне благодарю за помощь в создании радио- и электрических детекторов для комплекса «Гроза», помимо своего основного назначения послужившим для меня в качестве практического примера современной реализации измерительных установок подобного рода, а сотрудника НИИЯФ МГУ Г. К. Гарипова — за предоставленный для использования в составе этого комплекса детектор оптических излучений.

Сотруднику Института Ионосферы (г. Алматы) Н. М. Салихову, в течение многих лет моему товарищу по работе на Тянь-Шаньской высокогорной станции, приношу благодарность за ряд идей, которые послужили началу практической деятельности по сейсмологическому направлению исследований на ТШВНС, а также за создание ряда необходимых для этой цели детекторов и активное участие в обеспечении их работы.

О. Н. Крякуновой (Институт Ионосферы, г. Алматы) и В. Г. Янке (ИЗМИРАН, г. Троицк) автор признателен за их помощь в освоении методики нейтронного мониторинга и неоднократные полезные обсуждения проблем, возникавших при разработке соответствующей аппаратуры.

Своим коллегам, сотрудникам Физико-технического Института и Института Экспериментальной и Теоретической Физики (г. Алматы) Т. Х. Садыкову, К. М. Мукашеву, В. В. Оскомову и Н. О. Садуеву, приношу благодарность за многолетнюю поддержку и сотрудничество при разработке и реализации экспериментов на ТШВНС.

Выражаю свою глубокую благодарность и признательность сотрудникам Тянь-Шаньской высокогорной станции В. В. Пискалю, Л. И. Вильдановой, В. В. Гончаренко, С. А. Маминой за постоянную помощь и поддержку, которую на протяжении многих лет они оказывали в создании и эксплуатации детекторных систем, а также всему техническому персоналу ТШВНС и персонально ее директору В. В. Жукову за их тяжелый труд по надежному обеспечению жизнедеятельности станции в трудных высокогорных условиях.

Список литературы

1. Куликов Г. В., Христиансен Г. Б. О спектре широких атмосферных ливней по числу частиц // *ЖЭТФ*. — 1958. — Т. 35. — № 9. — С. 635–640.
2. Mukhamedshin R. A. б Puchkov V. S., Pyatovsky S. E., Shaulov, S. B. γ -families with halos observed by X-ray emulsion chamber in EAS and the estimate of the p+He fraction in primary cosmic rays at $E_0 = 1 - 100$ PeV // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*. — 2018. — Т. 45. — № 1. — С. 380–384.
3. Maximenko V. M., Puchkov V. S., Pyatovsky S. E., Slavatinsky, S. A., Mukhamedshin, R. A. Some interesting phenomena observed in cosmic-ray experiments by means of X-ray emulsion technique at super accelerator energies // *Phys. of Element. Part. and Atomic Nuclei*. — 2005. — Т. 36. — № 5. — С. 1227–1243.
4. Borisov A. S., Denisova V. G., Galkin V. I. et al. Investigation of abnormal absorption of cosmic-ray hadrons in lead calorimeters // *EPJ Web Conf.*. — 2019. — V. 208. — № 5. — P. 06001.
5. Shaulov S. B., Bezshapov S. P., Borisov, A. S. et al. Investigation of EAS cores // *EPJ Web Conf.*. — 2017. — V. 145. — № 6. — P. 17001.
6. Antonova V. P., Chubenko A. P., Kryukov S. V. et al. Anomalous time structure of extensive air shower particle flows in the knee region of primary cosmic ray spectrum // *J. Phys. G*. — 2002. — V. 28. — № 2. — P. 251–266.
7. Antoni T., Apel W. D., Badea A. F. et al. Muon density measurements with the KASCADE central detector // *Astropart. Phys.*. — 2002. — V. 16. — № 2. — P. 373–386.
8. Apel W. D., Arteaga-Velázquez J. C., Bekk K. et al. KASCADE-Grande measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays // *Astropart. Phys.*. — 2013. — V. 47. — № 7. — P. 54–66.
9. Dembinski H. P., Arteaga-Velázquez J. C., Cazon L. et al. Report on tests and measurements of hadronic interaction properties with air showers // *EPJ Web Conf.*. — 2019. — V. 210. — № 5. — P. 02004.

10. *Menjo H., Adriani O., Berti E. et al.* The recent results from the LHCf experiment // *JPS Conf. Proc.* — 2018. — V. 19. — № 11. — P. 011017.
11. *Petrukhin A. A.* NEEDS for LHC experiment planning from results of very high energy cosmic ray investigations (NEEDS-2) // *EPJ Web Conf.* — 2015. — V. 99. — № 8. — P. 12004.
12. *Bogdanov A., Kokoulin R., Petrukhin A.* Alternative interpretation of cosmic ray investigations above the knee // arXiv:1701.06841[astro-ph.HE]. — 2017.
13. *Shaulov S. B.* Exotic model of the cosmic ray spectrum // *EPJ Web Conf.* — 2019. — V. 208. — № 5. — P. 02004.
14. *Stoker P., Dorman L., Clem J.* Neutron monitor design improvements // *Space Sci. Rev.* — 2000. — V. 93. — № 7. — P. 361–380.
15. *Dwyer J. R., Uman M. A.* The physics of lightning // *Physics Reports.* — 2014. — V. 534. — № 4. — P. 147–241.
16. *Khaerdinov N. S., Lidvansky A. S.* The Baksan experiment on thunderstorm CR variations: history, results, and prospects // *Proc. TEPA 2015.* — 2016. — V. 534. — P. 35–40.
17. *Chilingarian A., Mkrtchyan H., Karapetyan G. et al.* Catalog of 2017 thunderstorm ground enhancement (TGE) events observed on Aragats // *Sci. Rep.* — 2019. — V. 9. — № 4. — P. 6253.
18. *Bartoli B. et al. (ARGO-YBJ Collaboration)* Observation of the thunderstorm-related ground cosmic ray flux variations by ARGO-YBJ // *Phys. Rev. D.* — 2018. — V. 97. — № 2. — P. 042001.
19. *Царев В. А.* О геофизических приложениях нейтринных пучков // *Успехи физических наук.* — 1985. — Т. 147. — № 10. — С. 426–427.
20. *Gusev G. A., Zhukov V. V., Merzon G. I., et al.* Cosmic rays as a new instrument of seismological studies // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* — 2011. — V. 38. — № 12. — P. 374–379.
21. *Teshima M., Ohoka H., Matsubara Y. et al.* Expanded array for giant air shower observation at Akeno // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 1986. — V. 247. — № 2. — P. 399–411.

22. *Abu-Zayyad T., Al-Seady M., Belov K. et al.* The prototype high-resolution Fly's Eye cosmic ray detector // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 2000. — V. 450. — № 2–3. — P. 253–269.
23. *Khristiansen G. B., Fomin Yu. A., Kalmykov N. N. et al.* Primary cosmic ray mass composition at energies 10^{15} – 10^{17} eV as measured by the MSU EAS array // *Astropart. Phys.* — 1994. — V. 2. — № 5 — P. 127–136.
24. *Zavrtanik D., Veberic D.* Cosmic rays at extreme energies: status and recent results of the Pierre Auger Observatory // *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* — 2008. — V. 175–176. — № 1. — P. 213–220.
25. *Beatty J. J., for Pierre Auger Collaboration.* The Pierre Auger project: An observatory for the highest energy cosmic rays // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2001. — V. 16. — № 1. — P. 1022.
26. *Apel W. D., Arteaga J. C., Badea A. F. et al.* The KASCADE-Grande experiment // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 2010. — V. 620. — № 2–3. — P. 206–216.
27. *Chilingarian A., Gharagozyan G., Ghazaryan S. et al.* Study of extensive air showers and primary energy spectra by MAKET-ANI detector on mountain Aragats // *Astropart. Phys.* — 2007. — V. 28. — № 1. — P. 58–71.
28. *Waldenmaier T.* IceTop—Cosmic ray physics with IceCube // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 2008. — V. 588.— № 4. — P. 130–134.
29. *Aielli G., Bacci C., Bartoli B. et al.* Highlights from the ARGO-YBJ experiment // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 2012. — V. 661.— № 1. — P. S50–S55.
30. *Tameda Y.* Telescope Array Experiment // *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* — 2009. — V. 196. — № 12. — P. 74–79.
31. *Knurenko S., Petrov I., Petrov Z., Sleptsov I.* Ultra-high energy cosmic rays: 40 years retrospective of continuous observations at the Yakutsk array: Part 1. Cosmic ray spectrum in the energy range 10^{15} – 10^{18} eV and its interpretation // *EPJ Web Conf.* — 2015. — V. 99. — P. 04001.
32. *Abu-Zayyad T., Aida R., Allen M. et al.* The surface detector array of the Telescope Array experiment // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 2012. — V. 689.— № 10. — P. 87–97.

33. Charles C., H. Jui. Results from the Telescope Array experiment // *Nucl. and Part. Phys. Proc.* — 2016. — V. 273–275. — № 4. — P. 440–445.
34. Letessier-Selvon A., Stanev T. Ultrahigh energy cosmic rays // *Rev. Mod. Phys.* — 2011. — V. 83. — № 3. — P. 907–942.
35. Verzi V., Ivanov D., Tsunesada Y. Measurement of energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays // arXiv:1705.09111 [astro-ph.HE]. — 2017.
36. Antoni T., Apel W. D., Badea A. F. et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems // *Astropart. Phys.* — 2005. — V. 24. — № 1.— P. 1–25.
37. Abu-Zayyad T., Belov K., Bird D. J. et al. Measurement of the cosmic-ray energy spectrum and composition from 10^{17} to $10^{18.3}$ eV using a hybrid technique // *Astrophys. J.* — 2001. — V. 557. — № 1.— P. 686.
38. Abraham J., Abreu P., Aglietta M. et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory // *Phys. Lett. B.* — 2010. — V. 685.— № 2. — P. 239.
39. Abbasi R. U., Abu-Zayyad T., Allen M. First observation of the Greizen-Zatsepin-Kuzmin supression // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — V. 100. — № 1. — P. 101.
40. Abu-Zayyad T., Aida R., Allen M., et al. Energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays observed with the Telescope Array using a hybrid technique // *Astropart. Phys.* — 2015. — V. 61. — № 1. — P. 93–101.
41. Greisen K. End to cosmic-ray spectrum // *Phys. Rev. Lett.* — 1966. — V. 16. — P. 748.
42. Zatsepin G. T, Kuzmin V. A. Upper limit of spectrum of cosmic rays // *JETP Lett.* — 1966. — V. 4. — P. 48.
43. Kulikov G. V., Khristiansen G. B. On the size spectrum of extensive air showers // *Soviet Physics JETP.* — 1959. — 3. — V. 35. — № 8. — P. 441–444.
44. Panov A. D., Adams J. H., Ahn H. S., et al. Energy spectra of abundant nuclei of primary cosmic rays from the data of ATIC-2 experiment: Final results // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* — 2009. — V. 73. — № 6. — P. 564.

45. *Yoon Y. S., Ahn H. S., Allison P. S., et al.* Cosmic-ray proton and helium spectra from the first CREAM flight // *Astrophys. J.* — 2011. — V. 728. — № 2. — P. 122.
46. *Aguilar M., et al., (AMS-02 Collaboration).* First result from the Alpha magnetic spectrometer on the International Space Station: Precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5-350 GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — V. 110. — P. 141102.
47. *Adriani O., Barbarino G. C., Bazilevskaya G. A., et al.* The PAMELA mission: Heralding a new era in precision cosmic ray physics // *Phys. Rep.* — 2014. — V. 544. — № 4. — P. 323–370.
48. *Мурзин В. С.* Введение в физику космических лучей // Москва: МГУ, 1988.
49. *Grieder P.* Extensive Air Showers: High energy phenomena and astrophysical aspects—A tutorial, reference manual and data book // Heidelberg-Dordrecht-London-New York: Springer Science & Business Media, 2010.
50. *Nagano, M. Hara T., Hatano Y., et al.* Energy spectrum of primary cosmic rays between $10^{14.5}$ and 10^{18} eV // *J. Phys. G.* — 1984. — V. 10. — № 5. — P. 1295–1310.
51. *Garyaka A. P., Martirosov R. M., Ter-Antonyan S. V., et al.* An all-particle primary energy spectrum in the 3-200 PeV // *J. Phys. G.* — 2008. — V. 35. — № 8. — P. 115201.
52. *Amenomory M., Bi X. J., Chen D., et al.* The all-particle spectrum of primary cosmic rays in the wide energy range from 10^{14} to 10^{17} eV observed with the Tibet-III air shower array // *Astrophys. J.* — 2008. — V. 678. — № 1. — P. 1165–1179.
53. *Apel W. D., Arteaga-Velazquez J. C., Bekk K., et al. (KASCADE Collaboration).* The spectrum of high-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande // *Astropart. Phys.* — 2012. — V. 36. — № 5. — P. 183–194.
54. *Bird D. J., Corbato S. C., Dai H. Y., et al.* The cosmic-ray energy spectrum observed by the Fly's Eye // *Astrophys. J.* — 1994. — V. 424. — P. 491–502.

55. *Arqueros F., Barrio J. A., Bernlohr K., et al.* Energy spectrum and chemical composition of cosmic rays between 0.3 and 10 PeV determined from the Cherenkov-light and charged-particle distributions in air showers // *Astron. Astrophys.* — 2000. — V. 359. — P. 682–694.
56. *Berezhnev S. F., Besson D., Budnev N. M., et al.* The Tunka-133 EAS Cherenkov light array: status of 2011 // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 2012. — V. 692. — P. 98–105.
57. *Schröder F., Bezyazeev P., Budnev N., et al.* Tunka-Rex: status, plans, and recent results // *EPJ Web of Conf.* — 2017. — V. 135. — P. 01003.
58. *Kostunin D., Bezyazeev P., Budnev N., et al.* Seven years of Tunka-Rex operation // arXiv:1908.10305 [astro-ph.HE]. — 2019.
59. *Knurenko S., Sabourov A.* Study of cosmic rays at the Yakutsk EAS array: Energy spectrum and mass composition // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2011. — V. 212. — № 8. — P. 241–251.
60. *Petrov I., Knurenko S., Petrov Z., et al.* Yakutsk array radio emission registration results in the energy range of $3 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{16}$ eV // arXiv:1309.7041 [astro-ph.HE]. — 2013.
61. *Аmineва Т. П., Асейкин В. С., Вавилов Ю. Н., и др.* Установка для исследования широких атмосферных ливней и ядерных взаимодействий космических лучей с энергией $10^{12} - 10^{16}$ эВ. Труды ФИАН Т. 46 // Москва: Наука. — 1970. — С. 157–176.
62. *Сотрудничество PAMIR.* Исследование ядерных взаимодействий космических лучей в интервале энергий $10^{14} - 10^{17}$ эВ методом рентгенэмульсионных камер (эксперимент «Памир»). Труды ФИАН Т. 154 // Москва: Наука. — 1984. — С. 3–141.
63. *Aguirre C., Aoki H., Hashimoto K. et al.* Study of hadronic component in air showers at Mt. Chacaltaya // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 1999. — V. 75. — № 3. — P. 186–190.
64. *Абдрашитов С. Ф., Адамов Д. С., Арабкин В. В., и др.* Установка «Адрон» для исследования первичного космического излучения и характеристик ядерных

- взаимодействий в атмосфере методами ШАЛ, РЭК и ченковского излучения // *Изв. АН СССР, сер. физ.* — 1986. — Т. 50. — № 11. — С. 123–126.
65. *Абдрашитов С. Ф., Адамов Д. С., Арабкин В. В., и др.* Установка Адрон для исследования первичного космического излучения и характеристик ядерного взаимодействия в атмосфере // *Изв. РАН, сер. физ.* — 2001. — Т. 65. — № 6. — С. 1226–1229.
66. *Адамов Д. С., Арабкин В. В., Вильданова Л. И. и др.* Установка «Адрон-2» для изучения характеристик электронно-фотонной компоненты стволов ШАЛ в области энергий 0.1–100 ПэВ // *Изв. РАН, сер. физ.* — 1991. — Т. 56 — № 4. — С. 703–708.
67. *Арабкин В. В., Никольский С. И., Чердынцева К. В., Шаулов С. Б.* Исследование энергетических спектров гамма-семейств и гамма-квантов на установке Адрон Тянь-Шаньской высокогорной станции // *Изв. РАН сер. физ.* — 1989. — Т. 53. — № 2. — С. 266–268.
68. *Гусева В.В., Денисов Е.В., Добротин Н.А., и др.* Новая установка для исследования сильных взаимодействий при энергиях 100-1000 ГэВ на Тянь-Шаньской высокогорной станции // *Изв. АН СССР, сер. физ.* — 1966. — Т. 30. — № 7. — С. 1574–1576.
69. *Котельников К. А., Звонков Ю. Е., Шаулов С. Б.* Двухазорная искровая камера площадью 6 м² // *Приборы и техн. эксперим.* — 1977. — Т. 5. — № 1. — С. 66–67.
70. *Арабкин В. В., Вильданова Л. И., Вильданов Н. Г. и др.* Энергетический спектр первичных космических лучей в диапазоне 10¹³ – 10¹⁸ эВ по данным Тянь-Шаньской установки // *Изв. РАН сер. физ.* — 1993. — Т. 57. — № 3.— С. 640–643.
71. *Гудкова Е. Н., Нестерова Н. М., Никольская Н. М., Павлюченко В. П.* Энергетический спектр первичных космических лучей при энергиях от 2 · 10¹³ эВ до 5 · 10¹⁷ эВ по тянь-шаньским данным // *Изв. РАН сер. физ.* — 2017. — Т. 81. — № 4. — С. 457–459.
72. *Yakovlev V. I.* Long flying component: recent data and interpretation // *International Symposium on VHE CRI.* — Ann Arbor, USA. — 1992. — P. 154.

73. *Dremin I. M, et al.* Monte Carlo simulations of long-flying cascades in cosmic rays and leading charm at SSC // International Symposium on VHE CRI. — Ann Arbor, USA. — 1992. — P. 534.
74. *Hlytchieva V. S., Sveshnikova L. G., et al.* Anomalies of hadron attenuation at large depth of lead // Proc. of the VI ISVHECRI. — Tarbes, France. — 1990. — P. 184.
75. *PAMIR Collaboration.* Observation of attenuation behavior of hadrons in extremely high energy cosmic ray interactions: New hadronic state? // *Nucl. Phys. B.* — 1994. — V. 424. — № 2. — P. 241–287.
76. *Arabkin V. V., Borodkin V. A., Smirnova M. D. et al.* The haloes spectra of super families at the pressures of 585 g/cm² and 690 g/cm², and nucleons absorption path at the energy about 10¹⁶ eV // Proc. of the VI ISVHECRI. — Tarbes, France. — 1990. — P. 257–260.
77. *PAMIR Collaboration.* Halo development in deep lead X-ray emulsion chamber // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* — 1991. — V. 55. — № 4. — P. 33–37.
78. *Aoki H., Hashimoto K., Honda K., et al.* A halo event observed with an emulsion chamber and air shower array at Mt Chacaltaya // *J. Phys. G.* — 2004. — V. 30. — № 2. — P. 137.
79. *Mukhamedshin R. A.* On coplanarity of most energetic cores in gamma-ray-hadron families and hadron interactions at $\sqrt{s} \geq 4\text{TeV}$ // *J. High Energy Phys.* — 2005. — V. 2005. — № 5. — P. 049.
80. *Kopenkin V. V., Managadze A. K., Rakobolskaya I. V., Roganova T. M.* Alignment in gamma-hadron families of cosmic rays // *Phys. Rev. D.* — 1995. — V. 52. — P. 2766.
81. *Talai M. C., Attallah R., Capdevielle J.-N.* Aligned events observed by emulsion chambers in the knee region // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2005. — V. 20. — P. 6849.
82. *Shaulov S. B., Bezshapov S. P.* Looking for strange quark matter in cosmic rays // *The Eur. Phys. J. Conf.* — 2013. — V. 52. — № 6. — P. 04010.
83. *Арабкин В. В., Жансеитова Ж. Т., Чердынцева К.В., и др.* Аномальное поведение характеристик гамма-семейств с первичной энергией 10¹⁶ эВ // *Изв. РАН сер. физ.* — 1991. — V. 55. — № 4. — P. 51–54.

84. *Chubenko A. P., Shepetov A. L., Antonova V. P., et al.* The influence of background radiation on the events registered in a neutron monitor at mountain heights // *J. Phys. G.* — 2008. — V. 35. — P. 085202.
85. *Chubenko A. P., Shepetov A. L., Vildanova L. I., et al.* Neutron events in the underground monitor of the Tien Shan high-altitude station // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* — 2007. — V. 34.— № 4. — P. 107–113.
86. *Chubenko A. P., Shepetov A. L., Oscomov V. V., Vildanova L. I.* The underground neutron events at Tien-Shan // *Proc. of the 30th ICRC.* — V. 4 (HE-1). — México City, México. — 2008. — P. 3–6.
87. *Lattes C. M. G., Fujimoto Y., Hasegawa S.* Hadronic interactions of high energy cosmic-ray observed by emulsion chambers // *Phys. Rep.* — 1980. — V. 65. — P. 151.
88. *PAMIR Collaboration.* Observation of a high-energy cosmic-ray family caused by a Centauro-type nuclear interaction in the joint emulsion chamber experiment at the Pamirs // *Phys. Lett. B.* — 1987. — V. 190. — № 5. — P. 226–233.
89. *JACEE Collaboration.* JACEE results on very high energy interactions // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 1997. — V. 52. — № 3. — P. 81–91.
90. *Bjorken J. D., McLerran L. D.* Explosive quark matter and the ‘Centauro’ event // *Phys. Rev. D.* — 1979. — V. 20. — P. 2353.
91. *Shaulov S. B.* Evidences for strangelet presence in primary cosmic rays // *Acta Phys. Hung. N. Heavy Ion Phys.* — 1996. — 12. — V. 4. — P. 403–422.
92. *Shaulov S.* Looking for Strange Quark Matter in Cosmic Rays // *EPJ Web of Conf.* — 2013. — 5. — V. 52. — P. 040.
93. *Shaulov S.* Exotic model of the cosmic ray spectrum // *EPJ Web of Conf.* — 2019. — 5. — V. 208. — P. 02004.
94. *Petrukhin A.* Some consequences for LHC experiments from the results of cosmic ray investigations above the knee // *arXiv:1101.1900[astro-ph.HE]*. — 2011.
95. *Petrukhin A.* NEEDS for LHC experiment planning from results of very high energy cosmic ray Investigations (NEEDS-2) // *EPJ Web of Conf.* — 2015. — 8. — V. 99. — P. 12004.

96. *Capdevielle J.-N.* Cosmic Ray Interactions near the LHC energy range (approach with XREC at mountain altitude and in the stratosphere) // *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* — 2008. — V. 175. — P. 137.
97. *Mukhamedshin R., Sadykov T.* Do LHC data contradict superhigh-energy cosmic-ray coplanarity of most energetic particles? // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2019. — V. 1181. — P. 012089.
98. *d'Enterria, D.* Ultrahigh-energy cosmic rays: anomalies, QCD, and LHC data // *EPJ Web of Conf.* — 2019. — 5. — V. 210. — P. 02005.
99. *Lagutin A. A., Strelnikov D. V., Tyumentsev A. G.* Mass composition of cosmic rays in comparison with experiment anomalous diffusion model // arXiv:0107231[astro-ph]. — 2001.
100. *Erlykin A. D., Wolfendale A. W.* Supernova remnants and the origin of the cosmic radiation: I. SNR acceleration models and their predictions // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* — 2001. — V. 27. — P. 941.
101. *Lagutin A. A., Tyumentsev A. G., Yushkov A. V.* Energy spectrum and mass composition of primary cosmic rays around the 'knee' in the framework of the model with two types of sources // arXiv:0610654[astro-ph]. — 2006.
102. *Erlykin A. D., Wolfendale A. W.* The role of the Galactic Halo and the Single Source in the formation of the cosmic ray anisotropy // arXiv:1404.5918[astro-ph.GA]. — 2014.
103. *Erlykin A. D., Machavariani S. K., Wolfendale A. W.* The Local Bubble in the interstellar medium and the origin of the low energy cosmic rays // arXiv:1610.07014[astro-ph]. — 2016.
104. *Dogiel V. A., Cheng K. S., Chernyshov D. O. et al.* Cosmic ray (stochastic) acceleration from a background plasma // arXiv:1701.05481[astro-ph]. — 2017.
105. *Lagutin A., Volkov N.* Average value of the cosmic ray injection exponent at Galactic sources. — arXiv:1703.02802[astro-ph]. — 2017.
106. *Bethe H. A., Korff S. A., Placzek G.* On the interpretation of neutron measurements in cosmic radiation // *Phys. Rev.* — 1940. — V. 57. — № 7. — P. 573–587.

107. *Tongiorgi V.* On the presence of neutrons in the extensive cosmic-ray showers // *Phys. Rev.* — 1948. — V. 73. — P. 923.
108. *Tongiorgi Cocconi V.* On the origin of the neutrons associated with the extensive cosmic-ray showers // *Phys. Rev.* — 1948. — V. 74. — P. 226.
109. *Cocconi G., Cocconi Tongiorgi V., Greisen K.* Neutrons in the penetrating showers of the cosmic radiation // *Phys. Rev.* — 1948. — V. 74. — P. 1867.
110. *Cocconi Tongiorgi V.* Neutrons in the extensive air showers of the cosmic radiation // *Phys. Rev.* — 1949. — V. 75. — P. 1532.
111. *Bieber J. W., Evenson P.* Spaceship Earth—an optimized network of neutron monitors // Proc. of the 24th ICRC. — V. 4. — Rome, Italy. — 1995. — P. 1316.
112. *Mavromichalaki H., Yanke V., Dorman L., et al.* Effects of space weather on technology infrastructure // NATO Science Series II. — 2003. — P. 301–317.
113. *Boehm E., Fritze R., Roose J. U., et al.* Measurements of low energy nucleons in extensive air showers using a giant neutron monitor // Proc. of the 11th ICRC. — V. 8. — Budapest, Hungary. — 1969. — P. 487–492.
114. *Kozlov V. G., Kuzmin A. I., Migunov V. M., et al.* Number of Nuclear-Active Particles in EAS with Energy around 10^{17} eV // Proc. of the 32nd ICRC. — V. EA4-7. — Paris, France. — 1981. — P. 210–213.
115. *Danilova T. V., Denisov E. V., Nikol'skii S. I.* Determination of the total number of nuclear interacting particles in extensive air showers with $3 \cdot 10^3$ to 10^7 particles // *J. Exp. Theor. Phys. (U.S.S.R.)* — 1964. — V. 19. — № 5. — P. 1056.
116. *Chubenko A. P., Nesterova N. M., Piscal V. V. et al.* Short-time neutron bursts registered by the NM64 neutron monitor at mountain level // Proc. of the 23rd ICRC. — V. 3(HE). — Calgary, Canada. — 1993. — P. 3–6.
117. *Чубенко А. П., Щенетов А. Л., Пискаль В. В., и др.* Спектр кратностей Тянь-Шаньского нейтронного супермонитора НМ64 и его связь с энергетическим спектром адронной компоненты на горах // *Изв. РАН Сер. физ.* — 1997. — Т. 61. — № 3. — С. 488–492.

118. Антонова В. П., Жданов Г. Б., Нестерова Н. М., и др. Запаздывающие адроны в ШАЛ по данным Тянь-Шаньского нейтронного супермонитора NM64 // *Краткие сообщения по физике*. — 1997. — Т. 11–12. — С. 60–66.
119. Antonova V. P., Chubenko A. P., Shepetov A. L., et al. Phenomenon of the anomalous delay of hadronic and electronic components of EAS. // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 1999. — V. 75A. — P. 333–335.
120. Антонова В. П., Нестерова Н. М., Вильданова Л. И. и др. Пространственные и временные распределения адронной компоненты в ШАЛ по данным нейтронного монитора 18NM-64 // *Изв. РАН Сер. физ.* — 1999. — Т. 63. — № 3. — С. 525–529.
121. Antonova V. P., Chubenko A. P., Kryukov S. V. et al. Modernised Tian-Shan installation for the study of anomalous delayed E.A.S. component. // *Proc. of the 27th ICRC*. — V. HE-045. — Hamburg, Germany. — 2001. — P. 197–200.
122. Chubenko A. P., Shepetov A. L., Antonova V. P., et al. Modern status of the anomalously delayed particles effect in the knee region EAS according to the data of the Tien Shan Mountain Station // *Proc. of the 28th ICRC*. — V. 3(HE). — Tsukuba, Japan. — 2003. — P. 69–72.
123. Нестерова Н. М., Мухамедшин Р. А., Нам Р. А., и др. Поток адронов с энергией 10–1000 ГэВ в ШАЛ от ПКИ в области 1–100 ПэВ по тянь-шаньским данным // *Изв. РАН сер. физ.* — 2005. — V. 69. — № 3. — P. 337–339.
124. Чубенко А. П., Щепетов А. Л., Бабаев М. К., и др. Аномально запаздывающие частицы по данным нейтронных мониторов на трех уровнях наблюдения в атмосфере // *Изв. РАН Сер. физ.* — 2005. — Т. 69. — № 3. — С. 379–387.
125. Чубенко А. П., Щепетов А. Л., Антонова В. П., и др. Проблема аномально запаздывающих нейтронных сигналов в стволах ШАЛ с числом частиц выше 10^6 на уровне гор // *Изв. РАН Сер. физ.* — 2005. — Т. 69. — № 3. — С. 376–378.
126. Simpson J. A., Fonger W., Treiman S. B. Cosmic radiation intensity-time variations and their origin. I. Neutron intensity variation method and meteorological factors // *Phys. Rev.* — 1953. — V. 90. — № 6. — P. 934.

127. *Hatton C. J.* The neutron monitor // Progress in elementary particle and cosmic ray physics. — North-Holland Publishing Company. — 1971. — V. 10. — P. 3–97.
128. *Carmichael H., Hatton C. J.* Experimental investigation of the NM-64 neutron monitor // *Can. J. Phys.* — 1964. — V. 42. — P. 2443.
129. *Cherdyntseva K. V., Chubenko A. P., Dubovy A. G., et al.* X-ray film chamber with carbon target of Tien-Shan complex array // Proc. of the 19th ICRC. — V. 3. — La Jolla, California, USA. — 1985. — P. 254–257.
130. *Linsley J.* Sub-luminal pulses from cosmic-ray air showers // *J. Phys. G.* — 1984. — V. 10. — P. 191.
131. *Erlykin A. D.* The neutron ‘thunder’ accompanying the extensive air shower // *J. Phys. G.* — 2006. — V. 34. — № 3. — P. 565.
132. *Ерлыкин А. Д.* Нейтронный «гром», сопровождающий широкие атмосферные ливни // *Изв. РАН сер. физ.* — 2007. — Т. 71. — № 4. — С. 537–540.
133. *Knurenko S. P., Saburov A.* The nature of pulses delayed by 5 ns in scintillation detectors from showers with the energy above 10^{17} eV // Proc. of the 33rd ICRC. — Rio de Janeiro, Brazil. — 2013.
134. *Stenkin Yu. V., Valdés-Galicia J. F.* On the neutron bursts origin // *Mod. Phys. Lett. A.* — 2002. — V. 17. — P. 1745.
135. *Stenkin Yu. V.* Does the ‘knee’ in primary cosmic ray spectrum exist? // *Mod. Phys. Lett. A.* — 2003. — V. 18. — P. 1225.
136. *Stenkin Yu. V.* Thermal neutrons in EAS: a new dimension in EAS study // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2007. — V. 175-176. — № 3. — P. 326–329.
137. *Щеголев О. Б.* Изучение адронной компоненты широких атмосферных ливней методом регистрации тепловых нейтронов. Диссертация ... кандидата физико-математических наук // ИЯИ РАН, Москва. — 2016.
138. *Stenkin Yu. V., Gromushkin D. M., Petruknin A. A., Yashin I. I.* Study of EAS neutron component temporal structure // *Astrophys. Space Sci. Trans.* — 2011. — V. 7. — № 4. — P. 115–117.

139. *Dzhappuev D. D., Debicki Z., Volchenko V. I., et al.* Measurements of the thermal neutrons flux near the EAS core // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2013. — V. 409. — № 1. — P. 012034.
140. *Stenkin Yu. V., Gromushkin D. M., Petrukhin A. A., et al.* EAS thermal neutron lateral and temporal distributions // *Proc. of the 33rd ICRC.* — Rio de Janeiro, Brazil. — 2013.
141. *Gromushkin D. M., Bogdanov F. A., Petrukhin A. A., et al.* Characteristics of EAS neutron component obtained with PRISMA-32 array // arXiv:1612.09460 [astro-ph.IM]. — 2016.
142. *Астанов И. И., Барбашина Н. С., Кокоулин Р. П., и др.* Установка для исследования атмосферных нейтронов УРАН // *Изв. РАН сер. физ.* — 2017. — Т. 81.— № 4. — С. 544–546.
143. *Stenkin Yu. V., Alekseenko V.V., Chernyaev A.B., et al.* Recording of thermal neutron flux underground as a method to study EAS properties // *Proc. of the 31st ICRC.* — Lodz, Poland. — 2009. — P. 0571.
144. *Bartoli B., Bernardini P., Bi X. J., et al.* Detection of thermal neutrons with the PRISMA-YBJ array in Extensive Air Showers selected by the ARGO-YBJ experiment // *Astropart. Phys.* — 2016. — V. 81. — № 12. — P. 49.
145. *Chubenko A. P., Shepetov A. L., et al.* New complex EAS installation of the Tien Shan mountain cosmic ray station // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 2016. — V. 832. — P. 158–178.— arXiv:1912.13356 [astro-ph.HE].
146. *Britvich G. I., Vasil'chenko V. G., Gilitsky Yu. V. et al.* A neutron detector on the basis of a boron-containing plastic scintillator // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 2005. — V. 550. — № 1–2. — P. 343–358.
147. *Ulrich R., Engel R., Unger M.* Hadronic multiparticle production at ultrahigh energies and extensive air showers // *Phys. Rev. D.* — 2011. — V. 83. — № 3. — P. 054026.
148. *Kampert K. H., Unger M.* Measurements of the cosmic ray composition with air shower experiments // *Astropart. Phys.* — 2012. — V. 35. — № 10. — P. 660–678.

149. *Knapp J., Heck D., Sciutto S. J., et al.* Extensive air shower simulations at the highest energies // *Astropart. Phys.* — 2003. — V. 19. — P. 77–99.
150. *Pierog T., Werner K.* Muon production in extended air shower Simulations // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — V. 101. — № 10. — P. 171101.
151. *Aglietta M., Borri A., Antonioli P., et al.* The cosmic ray primary composition in the ‘knee’ region through the EAS electromagnetic and muon measurements at EAS-TOP // *Astropart. Phys.*.. — 2004. — V. 21. — № 4. — P. 171.
152. *Kalmykov N., Korosteleva E., Kuzmichev L., et al.* Improvement of primary mass resolution using the simultaneous registration of EAS Cherenkov light, muons and electrons // Proc. of the 31st ICRC. — Łódź, Poland. — 2009.
153. *Petrukhin A.* Measurements of EAS muon energy – the key to solution of primary cosmic ray energy spectrum problem // Proc. of the 31st ICRC. — Łódź, Poland. — 2009.
154. *Galkin V., Anokhina A., Bakhromzod R., Mukumov A.* How to deal with PCR composition problem at $E_0 \geq 10^{17}$ eV // arXiv:1507.03150 [astro-ph.HE]. — 2015.
155. *Aynutdinov V., Castellina A., Chernov D., et al.* Detection of muon bundles at large zenith angles // *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* — 1999. — V. 75A. — P. 318–320.
156. *Dmitrieva A., Chernov D., Kokoulin R., et al.* Measurements of integral muon intensity at large zenith angles // *Phys. Atom. Nucl.* — 2006. — V. 69. — P. 865–871.
157. *Yashin I., Barbashina N., Borisov A., et al.* New detectors of the experimental complex NEVOD for multicomponent EAS detection // arXiv:1612.09450[astro-ph.HE]. — 2016.
158. *Ave M., Hinton J. A., Vázquez R. A., et al.* A new approach to inferring the mass composition of cosmic rays // *Astropart. Phys.* — 2003. — V. 18. — № 1. — P. 367–375.
159. *The Pierre Auger Collaboration.* Reconstruction of inclined air showers detected with the Pierre Auger Observatory // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* — 2014. — V. 2014. — № 8. — P. 019.

160. *Basarov E. V., Beisembaev R. U., Besshapov S. P., et al.* The observation of muon groups at Tien-Shan Station // Proc. of the 14th ICRC. — V. 6. — München, Germany. — 1975. — P. 2067–2071.
161. *Basarov E. V., Beisembaev R. U., Besshapov S. P., et al.* The search for directly produced muon pairs in Extensive Air Showers // Proc. of the 15th ICRC. — V. 6. — Plovdiv, Bulgaria. — 1977. — P. 179–184.
162. *Стаменов Й. Н., Георгиев Н. Х., Кабанова Н. В., и др.* Феноменологические характеристики мюонной компоненты широких атмосферных ливней на уровне гор. Труды ФИАН Т.109 // — Москва: Наука. — 1979. — С. 132–151.
163. *Гуфельд И. Л., Матвеева М. И.* Барьерный эффект дегазации и деструкция земной коры // ДАН. — 2011. — Т. 438. — № 2. — С. 92–96.
164. *Гуфельд И. Л., Матвеева М. И., Новоселов О. Н.* Почему мы не можем осуществить прогноз сильных коровых землетрясений // Геодинамика и тектонофизика. — 2011. — Т. 2. — № 4. — С. 378–415.
165. *Соболев Г. А.* Основы прогноза землетрясений // Москва: Наука — 1993.
166. *Рыкунов Л. Н., Хаврошкин О. Б., Цыплаков В. В.* Физика удара и волновая динамика. — Москва: Наука. — 1983. — С. 68–73.
167. *Царев В. А., Чечин В. А.* Атмосферные мюоны и высокочастотные сейсмические шумы // Препринт ФИАН № 179. — 1988.
168. *Vil'danova L. I., Gusev G. A., Zhukov V. V., et al.* The first results of observations of acoustic signals generated by cosmic ray muons in a seismically stressed medium // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* — 2013. — V. 40. — № 3. — P. 74–79.
169. *Stozhkov, Y. I.* The role of cosmic rays in the atmospheric processes // *J. Phys. G: Nucl. and Part. Phys.* — 2003. — V. 29. — № 1. — P. 913–923.
170. *Lindy N. C., Benton E. R., Beasley W. H., Petersen D. A.* Energetic cosmic-ray secondary electron distribution at thunderstorm altitudes // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* — 2018. — V. 179. — № 10. — P. 435–440.

171. *Dwyer J. R., Smith D. M., Cummer S. A.* High-energy atmospheric physics: Terrestrial gamma-ray flashes and related phenomena // *Space Sci. Rev.* — 2012. — V. 173. — P. 133–196.
172. *Chilingarian A., Daryan A., Arakelyan K., et al.* Ground-based observations of thunderstorm-correlated fluxes of high-energy electrons, gamma rays, and neutrons // *Phys. Rev. D.* — 2010. — V. 82. — № 8. — P. 043009.
173. *Tsuchiya H., Hibino K., Kawata K., et al.* Observation of thundercloud-related gamma rays and neutrons in Tibet // *BibEmphPhys. Rev. D.* — 2012. — V. 85. — № 9. — P. 092006.
174. *Kudela K., Chum J., Kollarik, M., et al.* Correlations Between Secondary Cosmic Ray Rates and Strong Electric Fields at Lomnický štít // *BibEmphJ. Geophys. Res. Atm.* — 2017. — V. 122. — № 9. — P. 1–11.
175. *Torii T., Nishijima T., Kawasaki Z.-I., Sugita T.* Downward emission of runaway electrons and bremsstrahlung photons in thunderstorm electric fields // *Geophys. Res. Lett.* — 2004. — V. 31. — P. L05113.
176. *Chilingarian A., Hovsepyan G., Hovhannisyanyan A.* Particle bursts from thunderclouds: Natural particle accelerators above our heads // *Phys. Rev. D.* — 2011. — V. 83. — № 3. — P. 062001–11.
177. *Babich L. P., Kutsyk I. M., Donskoy E. N., Dwyer J. R.* Analysis of the experiment on registration of X-rays from the stepped leader of a cloud-to-ground lightning discharge // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* — 2013. — V. 118. — № 5. — P. 2573–2582.
178. *Shah G. N., Razdan H., Ali Q. M., Bhat C. L.* Neutron generation in lightning bolts // *Nature.* — 1985. — V. 313. — P. 773–775.
179. *Shyam A., Kaushik T. C.* Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge // *J. Geophys. Res.* — 1999. — V. 104. — P. 6867–6870.
180. *Ishtiaq P. M., Mufti S., Darzi M. A., et al.* Observation of 2.45 MeV neutrons correlated with natural atmospheric lightning discharges by Lead-Free Gulmarg Neutron Monitor // *J. Geophys. Res.-Atmos.* — 2016. — V. 121. — № 2. — P. 692–703.

181. *Kozlov, V. I. Mullayarov V. A., Starodubtsev S. A., Toropov A. A.* Recording neutrons with 10- μ s resolution during a thunderstorm in Yakutsk // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* — 2015. — V. 79. — № 5. — P. 685–687.
182. *Teruaki, E., Yuuki W., Yoshihiro F., et al* Photonuclear reactions triggered by lightning discharge // *Nature*. — 2017. — V. 551. — P. 481–484.
183. *Chilingarian A., Bostanjyan N., Vanyan L.* Neutron bursts associated with thunderstorms // *Phys. Rev. D*. — 2012. — V. 85. — P. 085017.
184. *Enoto T., Wada Y., Furuta Y., et al.* Photonuclear reactions triggered by lightning discharge // *Nature*. — 2017. — V. 551. — № 11. — P. 481–484.
185. *Bowers G. S., Smith D. M., Martinez-McKinney G. F., et al.* Gamma Ray Signatures of Neutrons From a Terrestrial Gamma Ray Flash // *Geophys. Res. Lett.* — 2017. — V. 44. — № 8. — P. 10063–10070.
186. *Бабич Л. П.* Грозовые нейтроны // *Успехи физических наук*. — 2018. — Т. 189. — № 10. — С. 1044–1069.
187. *Khaerdinov N. S., Lidvansky A. S., Petkov V. B.* Cosmic rays and the electric field of thunderclouds: Evidence for acceleration of particles (runaway electrons) // *Atmospheric Res.* — 2005. — V. 76. — № 1–4. — P. 346–354.
188. *Chilingarian A., Chilingaryan S., Reymers A.* Atmospheric discharges and particle fluxes // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* — 2015. — V. 120. — P. 1–9.
189. *Wilson, C. T. R.* The acceleration of β -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds // *Proc. Camb. Philos. Soc.* — 1925. — V. 22. — № 3. — P. 534–538.
190. *Gurevich A. V., Milikh G. A., Roussel-Dupré R.* Runaway electrons mechanism of the air breakdown and preconditioning during thunderstorm // *Phys. Lett. A*. — 1992. — V. 165. — P. 463.
191. *Gurevich A. V., Roussel-Dupré R.* On runaway breakdown and upward propagating discharges // *J. Geophys. Res.* — 1996. — V. 101. — № A2. — P. 2297–2311.
192. *Гуревич А. В., Зыбин К. П.* Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // *Успехи физических наук*. — 2001. — Т. 171. — № 11. — С. 1177–1199.

193. *Lehtinen N. G., Bell T. F., Inan U. S.* Monte Carlo simulation of runaway MeV electron breakdown with application to red sprites and terrestrial gamma ray flashes // *J. Geophys. Res.* — 1999. — V. 104. — № A11. — P. 24699–24712.
194. *Marshall T., McCarthy M., Rust W.* Electric field magnitudes and lightning initiation in thunderstorms // *J. Geophys. Res.* — 1995. — V. D100. — P. 7097–7103.
195. *Stolzenburg M., Marshall T. C., Rust W. D., Bruning E.* Electric field values observed near lightning flash initiations // *Geophys. Res. Lett.* — 2007. — V. 34. — № 2. — P. L04804.
196. *Dwyer, J. R.* A fundamental limit on electric fields in air // *Geophys. Res. Lett.* — 2003. — V. 30. — № 10. — P. 2055.
197. *Coleman L. M., Dwyer J. R.* Propagation speed of runaway electron avalanches // *Geophys. Res. Lett.* — 2006. — V. 33. — № 11. — P. L11810.
198. *Roussel-Dupré R., Colman, J. J., Symbalisty E., et al.* Physical Processes Related to Discharges in Planetary Atmospheres // *Space Sci. Rev.* — 2008. — V. 137. — № 6. — P. 51–82.
199. *Tsuchiya H., Enoto T., Yamada S., et al.* Detection of High-Energy Gamma Rays from Winter Thunderclouds // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — V. 99. — № 10. — P. 165002.
200. *Babich L. P., Bochkov E. I., Donskoi E. N., Kutsyk I. M.* Source of prolonged bursts of high-energy gamma rays detected in thunderstorm atmosphere in Japan at the coastal area of the Sea of Japan and on high mountaintop // *J. Geophys. Res. Space Phys.* — 2010. — V. 115. — № 9. — P. A09317.
201. *Gurevich, A. V.* On the theory of runaway electrons // *Soviet Physics JETP* — 1961. — V. 12. — № 5. — P. 904–912.
202. *Dwyer, J. R.* Implications of x-ray emission from lightning // *Geophys. Res. Lett.* — 2004. — V. 31. — № 12. — P. L12102.
203. *Dwyer, J. R.* The initiation of lightning by runaway air breakdown // *Geophys. Res. Lett.* — 2005. — V. 32. — № 12. — P. L20808.

204. Moss G. D., Pasko V. P., Liu N., Veronis, G. Monte Carlo model for analysis of thermal runaway electrons in streamer tips in transient luminous events and streamer zones of lightning leaders // *J. Geophys. Res. Space Phys.* — 2006. — V. 111. — № 2. — P. A02307.
205. Celestin S., Pasko V. P. Energy and fluxes of thermal runaway electrons produced by exponential growth of streamers during the stepping of lightning leaders and in transient luminous events // *J. Geophys. Res. Atm.* — 2011. — V. 116. — № 3. — P. A03315.
206. Moore C. B., Eack K. B., Aulich G. D., Rison W. Energetic radiation associated with lightning stepped-leaders // *Geophys. Res. Lett.* — 2001. — V. 28. — № 11. — P. 2141–2144.
207. Dwyer J. R., Rassoul H. K., Al-Dayeh M., et al. Measurements of X-ray emission from rocket-triggered lightning // *Geophys. Res. Lett.* — 2004. — V. 31. — № 3. — P. L05118.
208. Dwyer J. R., Rassoul H. K., Al-Dayeh M., et al. X-ray bursts associated with leader steps in cloud-to-ground lightning lightning // *Geophys. Res. Lett.* — 2005. — V. 32. — № 12. — P. L01803.
209. Montanyà J., Fabró F., van der Velde O., et al. Registration of X-rays at 2500 m altitude in association with lightning flashes and thunderstorms // *J. Geophys. Res.: Atm.* — 2014. — V. 119. — № 11. — P. 1492–1503.
210. Dwyer, J. R. Source mechanisms of terrestrial gamma-ray flashes // *J. Geophys. Res.: Atm.* — 2008. — V. 113. — № 1. — P. D10103.
211. Fishman G. J., Bhat P. N., Malozzi R., et al. Discovery of intense gamma ray flashes of atmospheric origin // *Science* — 1994. — V. 264. — № 5163. — P. 1313–1316.
212. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., et al. Terrestrial gamma flashes observed up to 20 MeV // *Science* — 2005. — V. 307. — № 5712. — P. 1064–1069.
213. Dwyer J. R., Schaal M. M., Cramer E., et al. Observation of a gamma-ray flash at ground level in association with a cloud-to-ground lightning return stroke // *J. Geophys. Res.* — 2012. — V. 117. — № 10. — P. A10303.

214. *Hare, B. M. and Uman, M. A. and Dwyer, J. R. and et al.* Ground-level observation of a terrestrial gamma ray flash initiated by a triggered lightning // *J. Geophys. Res. Space Phys.* — 2016. — V. 121. — № 11. — P. 6511–6533.
215. *Wada Y., Enoto T., Nakazawa K., et al.* Downward Terrestrial Gamma-Ray Flash Observed in a Winter Thunderstorm // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — V. 2. — № 6. — P. 67.
216. *Wada Y., Enoto T., Nakamura Y., et al.* Gamma-ray glow preceding downward terrestrial gamma-ray flash // *Communications Physics.* — 2019. — V. 2. — № 6. — P. 67.
217. *Chilingarian A., Mailyan B., Vanyan L.* Recovering of the energy spectra of electrons and gamma rays coming from thunderclouds // *Atm. Res.* — 2012. — V. 114–115. — № 5. — P. 1–16.
218. *Chilingarian A., Hovsepyan G., Kozliner, L.* Thunderstorm ground enhancements: Gamma ray differential energy spectra // *Phys. Rev. D.* — 2013. — V. 88. — № 10. — P. 073001.
219. *Chilingarian A.* Thunderstorm ground enhancements—Model and relation to lightning flashes // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* — 2014. — V. 107. — № 11. — P. 68–76.
220. *Gurevich A. V., Almenova A. M., Antonova V. P., et al.* Observations of high-energy radiation during thunderstorms at Tien-Shan // *Phys. Rev. D.* — 2016. — V. 94. — P. 023003–9.
221. *Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P., et al.* Correlation of radio and gamma emissions in lightning initiation // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — V. 111. — № 10. — P. 165001.
222. *Gurevich A. V., Garipov G. K., Almenova A. M., et al.* Simultaneous observation of lightning emission in different wave ranges of electromagnetic spectrum in Tien Shan mountains // *Atmos. Res.* — 2018. — V. 211. — P. 73–84.
223. *Gurevich A. V., ... , Shepetov A. L., et al.* Experimental evidence of giant electron-gamma bursts generated by extensive atmospheric showers in thunderclouds // *Phys. Lett. A.* — 2004. — V. 325. — № 5. — P. 389–402.— arXiv:0401037 [hep-ex].

224. *Chubenko A. P., Karashtin A. N., Ryabov V. A., et al.* Energy spectrum of lightning gamma emission // *Phys. Lett. A.* — 2009. — V. 373. — № 6. — P. 2953–2958.
225. *Гуревич А. В., Караитин А. Н., Рябов В. А., и др.* Нелинейные явления в ионосферной плазме. Влияние космических лучей и пробоя на убегающих электронах на грозовые разряды // *Успехи физических наук.* — 2009. — Т. 179. — № 7. — С. 779–790.
226. *Gurevich A. V., Chubenko A. P., Karashtin A. N., et al.* Gamma-ray emission from thunderstorm discharges // *Phys. Lett. A.* — 2011. — V. 375. — № 15. — P. 1619–1625.
227. *Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P., et al.* Bursts of gamma-rays, electrons and low-energy neutrons during thunderstorms at the Tien-Shan // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2013. — V. 409. — № 2. — P. 2235.
228. *Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P., et al.* The time structure of neutron emission during atmospheric discharge // *Atmospheric Res.* — 2015. — V. 164–165. — P. 339–346.
229. *Brook M., Kitagawa N.* Electric-field changes and the design of lightning-flash counters // *J. Geophys. Res.* — 1960. — V. 65. — № 7. — P. 1927–1931.
230. *Lu W., Zhang Y., Zhou X., et al.* Simultaneous optical and electrical observations on the initial processes of altitude-triggered negative lightning // *Atm. Res.* — 2009. — V. 91. — P. 353–359.
231. *Kong X., Zhao Y., Zhang T., Wang H.* Optical and electrical characteristics of in-cloud discharge activity and downward leaders in positive cloud-to-ground lightning flashes // *Atm. Res.* — 2015. — V. 160. — P. 28–38.
232. *Stolzenburg M., Marshall T. C., Karunarathne S., Orville R. E.* Luminosity with intracloud-type lightning initial breakdown pulses and terrestrial gamma-ray flash candidates // *J. Geophys. Res. Atmos.* — 2016. — V. 121. — P. 919–936.
233. *Wilkes R. A., Uman M. A., Pilkey J. T., Jordan D. M.* Luminosity in the initial breakdown stage of cloud-to-ground and intracloud lightning // *J. Geophys. Res. Atmos.* — 2016. — V. 121. — P. 1236–1247.

234. *Dwyer J. R., Liu N. Y., Rassoul H. K.* Properties of the thundercloud discharges responsible for terrestrial gamma-ray flashes // *Geophys. Res. Lett.* — 2013. — V. 40. — P. 4067–4073.
235. *Garipov G. K., Khrenov B. A., Panasyuk M. I., et al.* UV radiation from the atmosphere: Results of the MSU ‘Tatyana’ satellite measurements // *Astropart. Phys.* — 2005. — V. 24. — № 12. — P. 400–408.
236. *Garipov G. K., Khrenov B. A., Klimov P. A., et al.* Program of transient UV event research at ‘Tatyana-2’ satellite // *J. of Geoph. Res.: Space Phys.* — 2010. — № 12. — V. 115. — P. 400–408.
237. *Zelenyi L. M., Gurevich A. V., Klimov S. I., et al.* The academic ‘Chibis-M’ microsatellite // *Cosmic Research.* — 2014. — V. 52. — № 2. — P. 87–98.
238. *Garipov G. K., Panasyuk M. I., Rubinshtein I. A., et al.* Ultraviolet radiation detector of the MSU research educational microsatellite ‘Universitetskii-Tatyana’ // *Instrum. Exp. Tech.* — 2006. — V. 49. — № 1. — P. 126–131.
239. *Amurina I. A., Antonova V. P., Autova G. M., et al.* Current state of the ATHLET set-up at the Tien-Shan // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2006. — V. 151. — P. 422–424.
240. *Shepetov A. L., Sadykov T. Kh., Mukashev K. M., et al.* Seismic signal registration with an acoustic detector at the Tien Shan mountain station // *News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, series of Geology and Thechnical Sciences.* — 2018. — V. 3. — № 429. — P. 47–56.
241. *Mukashev K. M., Sadykov T. Kh., Ryabov V. A., et al.* Investigation of acoustic signals correlated with the flow of cosmic ray muons in connection with seismic activity of Northern Tien Shan // *Acta Geophys.* — 2019. — V. 67. — P. 1241–1251.
242. *Alexandrov K. V., Ambrosio M., Ammosov V. V., et al.* A new method of ionization-neutron calorimeter for direct investigation of high-energy electrons and primary nuclei of cosmic rays up to the knee region // *Nucl. Instrum. Methods A.* — 2001. — V. 459. — № 1–2. — P. 135–156.

243. Ammosov V. V., Britvich G. I., Chubenko A. P., et al. The modern concept of the INCA project elements // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2006. — V. 151. — P. 426–429.
244. Ammosov V. V., Britvich G. I., Soldatov A. P., et al. On potentialities of a multipurpose astrophysical orbital observatory in studies of high-energy cosmic rays // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2007. — V. 166. — P. 140–144.
245. Ammosov V. V., Britvich G. I., Soldatov A. P., et al. High-energy cosmic-ray physics study by multipurpose astrophysical orbital observatory // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2008. — V. 175. — P. 190–193.
246. Beisenova A., Boos E., Haungs A., et al. Search for EAS radio-emission at the Tien-Shan shower installation at a height of 3340 m above sea level // *EPJ Web of Conf.* — 2017. — V. 145. — P. 11003.
247. Shepetov A., et al. Underground neutron events at Tien Shan // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2019. — V. 1181. — P. 012017.— arXiv:1912.13354 [astro-ph.HE].
248. Zusmanovich A. G., Kryakunova O. N., Shepetov A. L. The Tien-Shan mountain cosmic ray station of the Ionosphere Institute of Kazakhstan Republic // *Adv. Space Res.* — 2009. — V. 44. — № 10. — P. 1194–1199.
249. Chubenko A. P., Antonova V. P., Kryukov S. V., et al. Intensive X-ray emission bursts during thunderstorms // *Phys. Lett. A*. — 2000. — V. 275. — № 1. — P. 90–100.
250. Мерзон Г. И., Рябов В. А., Саито Т., и др. О возможности увеличения режекции протонов при регистрации первичных электронов космического излучения с помощью ионизационно-нейтронного калориметра // *Письма в ЖЭТФ*. — 1998. — Т. 18. — С. 66–73.
251. Аммосов В. В., Мерзон Г. И., Рябов В. А., и др. Исследование характеристик ионизационно-нейтронного калориметра в адронных пучках (4–70 ГэВ) ускорителя ИФВЭ // *Письма в ЖТФ*. — 1998. — Т. 24. — С. 35–42.
252. *The INCA Collaboration*. The INCA Project II. Measurements of the neutron yield from a lead absorber for pion and proton projectiles // *Proc. of the 26th ICRC*. — V. 3. — Salt Lake City, USA. — 1999. — P. 195–198.

253. *The INCA Collaboration*. The INCA Project I. Astrophysical goals and the concept of an Ionization-Neutron Calorimeter for direct investigation of ultimate-energy electrons and primary cosmic-ray nuclei up to the 'knee' region // Proc. of the 26th ICRC. — V. 3. — Salt Lake City, USA. — 1999. — P. 219–222.
254. *Geant4 Collaboration*. Geant4 – a simulation toolkit // *Nucl. Instrum. Methods A*. — 2003. — V. 506. — № 3. — P. 250–303.
255. *Allison J., Amako K., Apostolakis J., et al.* Geant4 developments and applications // *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* — 2006. — V. 53. — № 1. — P. 270–278.
256. *Allison J., Amako K., Apostolakis J., et al.* Recent developments in Geant4 // *Nucl. Instrum. Methods A*. — 2016. — V. 835. — № 1. — P. 186–225.
257. База экспериментальных данных ТШВНС // <http://www.tien-shan.org/she> — 2019.
258. *Britvich G. I., Chernichenko S. K., Chubenko A. P., et al.* The large scintillation charged particles detector of the Tien-Shan complex 'ATHLET' // *Nucl. Instrum. Methods A*. — 2006. — V. 564. — № 1. — P. 225–234.
259. *Analog Devices*. CMOS quad sample-and-hold amplifier datasheet // <http://www.analog.com> — 2019.
260. *Greisen K.* Progress in Cosmic Ray Physics // Amsterdam: North Holland Publ., 1956.
261. *Greisen K.* Cosmic Ray Showers // *Annual Review of Nuclear Science*. — 1960. — V. 10. — № 12. — P. 1–582.
262. *Kamata K., Nishimura J.* The lateral and the angular structure functions of electron showers // *Prog. Theor. Phys. Supp.* — 1958. — V. 6. — P. 93–155.
263. *Adamov D. S., Afanasjev B. N., Arabkin V. V., et al.* Phenomenological characteristics of EAS with $N_e = 2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^7$ obtained by the modern Tien-Shan installation 'Hadron' // Proc. of the 20th ICRC. — V. 5. — Moscow, USSR: 1987. — P. 460–463.
264. *Ерлыкин А. Д.* Многомерный анализ адронных каскадов в атмосфере для ядерных и астрофизических исследований космических лучей. Диссертация ... доктора физико-математических наук // ФИАИ, Москва. — 1988.

265. *Асейкин В. С., Бобова В. П., Дубовый А. Г., и др.* Пространственное распределение электронной компоненты на расстояниях до 200 м от оси ШАЛ с полным числом частиц больше $2 \cdot 10^5$ на уровне гор // Труды ФИАН Т.109 // Москва: Наука. — 1979. — С. 3–29.
266. *Blokhin S. V., Romakhin V. A., Hovsepyan G. G.* Calibration of Scintillation Detectors for the Aragats EAS Installations // Proc. of the Workshop ANI 99. — V. 6. — Nor-Amberd Station of the Mt. Aragats Cosmic Ray Observatory, Armenia. — 1999. — P. 111–114.
267. *Weber J. H., et al. (KASCADE Collaboration).* The electron/muon ratio in EAS at and above the Knee region // Proc. of the 25th ICRC. — V. 6. — Durban, South Africa. — 1997. — P. 153–156.
268. *Адамов Д. С., Арабкин В. В., Асейкин В. С., и др.* Первичный банк данных комплексной установки «Адрон» ТШВНС ФИАН // Препринт ФИАН № 255. — 1986.
269. *Асейкин В. С., Никольская Н. М., Павлюченко В. П.* Универсальный алгоритм оценки основных параметров ШАЛ // Препринт ФИАН № 31. — 1987.
270. *Nelder J. A., Mead R.* A simplex method for function minimization // *Comput. J.* — 1965. — V. 7. — № 4. — P. 308–313.
271. *SciPy.* SciPy reference guide // <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference> — 2019.
272. *Linux Documentation Project* // https://en.wikiversity.org/wiki/Linux_Documentation_Project — 2019.
273. *Raymond E. S.* The art of Unix programming // Addison-Wesley Professional. — 2003.
274. *Stevens W. R.* UNIX network programming. Volume 2: Interprocess communications // Prentice Hall. — 1999.
275. *Stevens W. R., Fenner B., Rudoff A. M.* UNIX Network programming. Volume 1: The sockets networking API // Addison-Wesley Professional. — 2003.
276. *Snader J. C.* Effective TCP/IP programming // Addison-Wesley Professional. — 2000.

277. *Stroustrup B.* The C++ programming language. Special edition // Addison-Wesley Professional. — 1997.
278. *The PostgreSQL Global Development Group.* PostgreSQL 9.5.0 documentation // <https://www.postgresql.org/docs/manuals> — 2019.
279. *Groff J. R., Weinberg P. N.* SQL: complete reference // McGraw-Hill. — 2002.
280. The official home of the Python programming language // <https://www.python.org> — 2019.
281. *Lutz M.* Programming Python. 4th edition // O'Reilly Media. — 2010.
282. *Kuchling A. M., Raymond E. S.* Curses programming with Python // <https://docs.python.org/3/howto/curses.html> — 2019.
283. *Raymond E. S., Zeyd M. B.-H.* Writing programs with NCURSES // <https://docs.freebsd.org/doc/4.7-RELEASE/usr/share/doc/ncurses/ncurses-intro.html> — 2019.
284. *Python 2.7.14 documentation.* Tkinter—Python interface to Tcl/Tk // <https://docs.python.org/2/library/tkinter.html> — 2019.
285. *Hunter J. D.* Matplotlib: a 2D graphics environment // *Computing in Science & Engineering*. — 2007. — V. 9. — № 3. — P. 90–95.
286. *NumPy.* NumPy reference. Release 1.10.1 // <https://docs.scipy.org/doc/numpy-1.10.0/reference> — 2019.
287. The Apache HTTP server project // <https://httpd.apache.org> — 2019.
288. *Thiruvathuka G. K., Shafae J. P., Christopher J. P.* Web programming in Python: Techniques for integrating Linux, Apache, and MySQL // Prentice Hall. — 2002.
289. *Щенетов А. Л.* Временная структура потоков частиц в стволах широких атмосферных ливней, принадлежащих к области излома первичного спектра космических лучей. Исследование с применением нейтронного супермонитора НМ64. Диссертация ... кандидата физико-математических наук // ФИАН, Москва. — 2000.

290. *Garyaka A. P., Martirosov R. M., Sokhoyan S. O. et al.* The study of the main characteristics of primary VHE cosmic radiation in Gamma experiment (Aragats Mountain, Armenia) // *Bull. Natl. Acad. Sci. Armen., Phys.* — 2013. — V. 48. — № 2. — P. 79–94.
291. *Адамов Д. С., Баркалов К. В., Вильданова Л. И., и др.* Пространственно-энергетические характеристики электронно-фотонной и адронной компонент ШАЛ с $N_e = 5 \cdot 10^5 - 10^7$ на уровне гор // Препринт ФИАН № 187. — 1989.
292. *Адамов Д. С., Вильданова Л.И., Вильданов Н.Г., и др.* Энергетические спектры электронно-фотонной и адронной компонент ШАЛ на уровне гор и их связь с первичным космическим излучением в области перегиба // *Изв. АН СССР, сер. физ.* — 1989. — Т. 53. — № 2. — С. 294–297.
293. *Шаулов С. Б.* Исследование состава космических лучей в области энергий 0.1–10 ПэВ комбинированным методом регистрации ШАЛ и гамма-семейств. Диссертация ... доктора физ.-мат. наук // ФИАН, Москва. — 1999.
294. *Hovsepyan G., Chilingarian A., Gharagozyan G., et al.* The lateral distribution function of extensive air showers measured by Maket-ANI detector // *Proc. of the 29th ICRC.* — V. 6. — Pune, India. — 2005. — P. 97.
295. *Адамов Д. С.* Энергия электронно-фотонной и адронной компонент ШАЛ на высоте 3340 м в области перегиба энергетического спектра космических лучей. Диссертация ... канд. физ.-мат. наук // ФИАН, Москва. — 1990.
296. *Cockroft J. D., Walton E. T. S.* Experiments with high velocity positive ions. (I) Further developments in the method of obtaining high velocity positive ions // *Proc. R. Soc. (London) A.* — 1932. — V. 136. — № 830. — P. 619.
297. Все отечественные микросхемы. Справочник // Москва: Додэка-XXI. — 2004.
298. *Триполитов С. В., Ермилов А. В.* Микросхемы, диоды, транзисторы: Справочник // Москва: Машиностроение. — 1994.
299. *Shepetov A., et al.* The STM32 microcontroller based pulse intensity registration system for the neutron monitor // *EPJ Web of Conf.* — 2017. — V. 145. — P. 19002.— arXiv:1712.00713 [physics.ins-det].

300. *STMicroelectronics*. UM1472: Discovery kit for STM32F407/417 lines. User manual // <http://www.st.com> — 2019.
301. *STMicroelectronics*. DM00037051: STM32F405xx/STM32F407xx datasheet—production data // <http://www.st.com> — 2019.
302. *STMicroelectronics*. RM0090: Reference manual // <http://www.st.com> — 2019.
303. *Kernighan D. W., Ritchie D.* The C Programming Language (Second Edition) // Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall. — 1978.
304. LibOpenCM3 Project // <https://libopencm3.org> — 2019.
305. GNU Arm Embedded Toolchain // <https://launchpad.net/gcc-arm-embedded> — 2019.
306. *STMicroelectronics*. ST-LINK/V2 in-circuit debugger/programmer for STM8 and STM32 // <https://www.st.com/en/development-tools/st-link-v2.html> — 2019.
307. *Adelstein T., Lubanovic B.* Linux system administration // O'Reilly Media. — 2007.
308. Debian—The Universal Operating System // <https://www.debian.org> — 2019.
309. NMDB: real-time database for high resolution neutron monitor measurements // <https://www.nmdb.eu> — 2019.
310. *Hughes E. B., Marsden P. L., Brooke G., et al.* Neutron production by cosmic ray protons in lead // *Proc. Phys. Soc.* — 1964. — V. 83. — № 2. — P. 239.
311. *Shen M. L.* Neutron production in lead and energy response of neutron monitor // *Suppl. Nuovo Cimento.* — 1968. — V. VI. — P. 1177.
312. *Nobles R. A., Hughes E. B., Wolfson C. J.* Empirical response functions for a neutron multiplicity monitor // *Space Phys.* — 1969. — V. 74. — P. 6459–6470.
313. *Aleksandrov K. V., Zatsepin G. T., Kuznetsov E. P., et al.* On a possibility to increase the energy resolution and rejection capability of the MINOS and NOE neutrino calorimeters while detecting charge-current and neutral-current events // *Dokl. Phys.* — 1998. — V. 43. — № 12. — P. 738–742.

314. *The INCA Collaboration*. The INCA Project III. New method for separation of electromagnetic and hadron cascades in detection of primary electrons and gamma-rays // Proc. of the 26th ICRC. — V. 3. — Salt Lake City, USA. — 1999. — P. 203–206.
315. Антонова В. П., Вильданова Л. И., Жуков А. П., и др. Калибровка нейтронного монитора НМ64 и связь спектра кратностей с энергетическим спектром адронов на уровне гор // Изв. РАН, сер. физ. — 2002. — Т. 66. — № 11. — С. 1578–1580.
316. *Chubenko A. P., Shepetov A. L., Antonova V. P., et al.* Multiplicity spectrum of NM64 neutron supermonitor and hadron energy spectrum at mountain level // Proc. of the 28th ICRC. — Tsukuba, Japan. — 2003. — P. 789–792.
317. *Geant4 Collaboration* Physics reference manual. Release 10.5 // https://geant4.web.cern.ch/support/user_documentation — 2019.
318. *Geant4 Collaboration* Book for application developers. Release 10.5 // https://geant4.web.cern.ch/support/user_documentation — 2019.
319. *Clem J. M., Dorman L. I.* Neutron monitor response functions // *Space Sci. Rev.* — 2000. — V. 93. — P. 335–359.
320. *Shibata S., Munakata Y., Tatsuoka R., et al.* Detection efficiency of a neutron monitor calibrated by an accelerator neutron beam // *Nucl. Instrum. Methods A* — 2001. — V. 463. — P. 316–320.
321. НПФ «КОНСЕНСУС» Счетчики медленных нейтронов // <https://consensus-group.ru/katalog/neutron-counters> — 2019.
322. *Salikhov N. M., Pak G. D., Kryakunova O. N., et al.* An increase of the soft gamma-radiation background by precipitations // Proc. of the 32nd ICRC. — V. 11. — Beijing, China. — 2011. — P. 368–371.
323. *Salikhov N. M., Shepetov A. L., Chubenko A. P., et al.* Observation of the possible prior earthquake effect on the intensity of low-energy neutrons, gamma-radiation, and on the local electric field in Tien Shan mountain // arXiv:1301.6965 [physics.geo] — 2013.

324. *Shepetov A. L., et al.* Measurements of the low energy neutron and gamma ray accompaniment of extensive air showers in the knee region of primary cosmic ray spectrum // *Eur. J. of Phys. Plus* — 2020. V. 135. — P. 96. — arXiv:1912.13173 [astro-ph.HE].
325. *Ерлыкин А. Д.* Диссертация ... кандидата физико-математических наук // ФИАИ, Москва. — 1966.
326. *Erlykin A. D., Kulichenko A. K., Nikolsky S. I.* Investigation of the cascades produced by high energy muons // *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.* — 1970. — V. 29, Suppl. 4. — P. 133.
327. *Erlykin A. D., Kulichenko A. K., Machavariani S. K., Nikolsky S. I.* Investigation of cascades, produced by high energy muons // *Proc. of the 13th ICRC.* — V. 3. — Denver, Colorado, USA. — 1973. — P. 1803.
328. *Shepetov A. L., Chubenko A. P., Sadykov T. Kh., et al.* The Geant4 simulation of an electron-photon avalanche development in thundercloud atmosphere // *News of National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan.* — 2019. — V. 1. — № 2. — P. 38–50.
329. *Agafonov A. V., ... , Shepetov A. L., et al.* Observation of hard radiations in a laboratory atmospheric high-voltage discharge // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2017. — V. 50. — P. 165202–165211.— arXiv:1604.07784 [physics.plasm-ph].
330. Raspberry Pi hardware—Raspberry Pi documentation // <https://www.raspberrypi.org/documentation/hardware> — 2019.
331. *Analog Devices* 2.7 V to 5.25 V, micropower, 125 kSPS, 12-bit ADC in 8-Lead MSOP AD7887 datasheet // <https://www.analog.com> — 2019.
332. European Mediterranean Seismological Centre // <https://www.emsc-csem.org> — 2019.