

ВАРИАЦИИ ПОТОКА МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ ГРОЗ

*А. С. Лидванский**, *М. Н. Хаердинов*, *Н. С. Хаердинов*

*Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 сентября 2021 г.,
после переработки 30 сентября 2021 г.
Принята к публикации 22 октября 2021 г.

Приводится краткий обзор результатов эксперимента, который был инициирован А. Е. Чудаковым. Первые результаты были получены в пионерских работах, выполненных под его руководством, однако большая часть представленных в статье данных была получена уже после его ухода из жизни. С целью интерпретации этих результатов проводится теоретическое рассмотрение изменения потока мюонов во время грозы и аналитически получены многие параметры, важные для влияния электрического поля на интенсивность мюонов.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040046
EDN: DPPAIF

1. ВВЕДЕНИЕ

Начало исследованию взаимосвязи интенсивности вторичных космических лучей с электрическим полем атмосферы было положено пионерскими работами [1, 2] под руководством А. Е. Чудакова на установке «Ковер» Баксанской нейтринной обсерватории, расположенной в горном ущелье на Северном Кавказе (координаты N 43.3° и E 42.3°), на высоте 1740 м над уровнем моря. О предыстории этих работ (обзор экспериментов по поиску электронов от грозовых облаков, стимулированному идеями Вильсона) можно прочесть в статье [3]. Там же изложены и первые результаты новой версии Баксанского эксперимента, полученные уже после ухода Чудакова из жизни. Эти результаты сводились к тому, что в эксперименте удалось наблюдать как регулярные изменения интенсивности с величиной приземного поля, так и кратковременные возмущения темпа счета. В работах [4, 5] приведены основные закономерности вариаций во время гроз как коррелирующих с приземным полем, так и не зависящих от него для двух компонент вторичного космического излучения: мягкой компоненты (электроны,

позитроны, гамма-кванты) в диапазоне энергий 10–30 МэВ и жесткой компоненты (преимущественно мюоны) с энергией выше 100 МэВ.

В последнее время вновь возрос интерес к исследованию возмущений вторичного космического излучения во время гроз. Связан он с потенциальной прогностической способностью этих эффектов. Исследуя их можно отслеживать развитие электрических структур в атмосфере. Например, в эксперименте на горе Арагац сделана попытка с использованием экспериментальных данных по регистрации электронно-фотонной и мюонной компонент с помощью компьютерного моделирования определить характеристики структуры электрических полей в грозовых облаках [6]. В работе демонстрировалась регистрация вариаций интенсивности мюонов с энергией более 200 МэВ амплитудой около $\pm 4\%$. Отмечалась неудача в объяснении положительного возмущения различными структурами атмосферного поля. В работе [7] сообщалось, что в Индии на установке GRAPES-3 было зарегистрировано яркое (порядка 2%) снижение интенсивности мюонов с порогом 1 ГэВ, коррелирующее с измеряемым приземным полем. Предполагая дипольную структуру поля в атмосфере, в результате моделирования транспорта мюонов авторы получили разность потенциалов в тропосфере 1.3 ГВ, что вызвало сомнение ряда исследователей [8], поскольку

* E-mail: alidvanskij@yandex.ru

при этом напряженность поля должна превышать теоретическое предельное значение для своего существования в атмосферном воздухе. В обоих экспериментах (Арагац и GRAPES-3) определение характеристик поля атмосферы осуществляется путем подбора параметров заранее предполагаемых электрических структур при моделировании транспорта космического излучения сквозь атмосферу с помощью пакета стандартных программ. Первые попытки применить такой метод оценки структур были осуществлены на установке «Ковер» [2]. Уже в этой работе было показано, что разная форма структур оказывает разное влияние на интенсивность мюонов. Причем характерно, что положительное возмущение с амплитудой более 0.5 % объяснить сложно в силу нелинейной зависимости вероятности распада мюонов от их энергии. Но в ходе наблюдения вариаций во время гроз аномально большие возмущения разной полярности эпизодически наблюдаются (см., например, [3]). Эти эффекты, вероятно, можно объяснить влиянием локальных вариаций температуры атмосферы под действием активной конвекции. Например, мюонный годоскоп УРАГАН в МИФИ [9] дает замечательную визуализацию меняющегося распределения мюонов во время атмосферных возмущений и возможность проследить движение грозовой ячейки до очень значительных расстояний, а также объяснить измеряемые эффекты, не привлекая данные электрического поля. Возможно и в событиях, рассмотренных в публикациях [6,7], существенна не учитываемая роль влияния температурных возмущений.

На установке «Ковер» БНО ИЯИ РАН в ходе наблюдений вариаций вторичных частиц космического излучения в период гроз накоплен большой опыт анализа различных эффектов. В настоящей работе на статистическом материале и примерах конкретных событий демонстрируются различные типы возмущений потоков одиночных частиц электронно-фотонной и мюонной компонент. Проведено теоретическое рассмотрение формирования вариаций мюонов. Дается метод определения параметров поля в атмосфере, определяющих амплитуду вариаций интенсивности частиц. Измеряя эти параметры, можно тестировать различные структуры атмосферного электричества.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ БАЗЫ И ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ

Хотя настоящая статья посвящена данным о мюонной компоненте, некоторые сведения о результа-

тах изучения эффектов в мягкой компоненте необходимо привести хотя бы потому, что для обеих компонент используются одни и те же детекторы. Это толстые жидкостные сцинтилляторы толщиной 30 см. В спектре одиночных частиц хорошо выделяется мюонный пик, которому соответствует энерговыделение 50 МэВ. Для регистрации мягкой компоненты используется интервал энерговыделения 10–30 МэВ в выносных сцинтилляционных детекторах, не имеющих значительного поглотителя сверху ($1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$). Общая площадь таких детекторов 54 м^2 . Основной канал наблюдения мюонов — детекторы центрального сцинтилляционного ковра площадью 200 м^2 , находящиеся в помещении под толстой бетонной крышей ($29 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$). Вопросы разделения компонент были детально исследованы в работе [10]. Показано, что в канале мягкой компоненты примесь мюонов (связанная преимущественно с краевыми эффектами в детекторах) составляет не более 13 %. При этом остальные 87 % состоят на 56 % из гамма-квантов и на 31 % из электронов и позитронов. В свою очередь, вклад мягкой компоненты в интенсивность мюонов ограничен величиной около 17 % (10 % электрон-позитронная компонента и 7 % гамма-кванты). Мюоны с порогом 100 МэВ составляют 83 % жесткой компоненты. Как видно, разделение компонент не является полным, но достаточно эффективным.

Большая часть экспериментальных данных получена с измерителем приземного электрического поля вращательного типа (флюксметр). В нем секторный электрод, соединенный с «землей» через нагрузку, при вращении периодически экранируется от влияния электрического поля, создавая переменный ток с частотой экранировки и амплитудой пропорциональной напряженности поля. Для исключения помех измерения, вызываемых дождем, в приборе было использовано техническое решение, исключающее попадание капель дождя и брызг на электрод. Для этой цели применяется зонтик, механически жестко связанный с вращающимся электродом и расположенный над ним на высоте h , но при этом электрически связанный с заземленным экраном. Вся система вращается с частотой, достаточной для того, чтобы за время падения капли с высоты h электрод успевал переместиться в область, ранее защищенную зонтом. Скорость вращения, размер электрода и высота h подобраны так, что капли дождя со скоростями менее 12 м/с проскакивают мимо электрода. Подробнее конструкция флюксметра, его параметры и калибровка описаны также в работе [10].

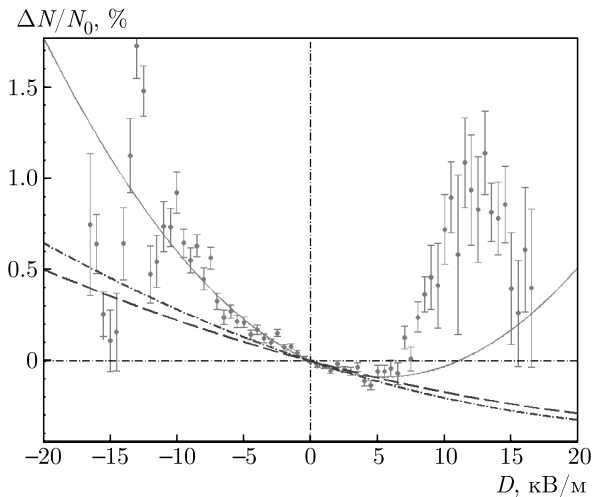


Рис. 1. Вариации мягкой компоненты в зависимости от напряженности приземного электрического поля по 52 грозным событиям (живое время 3.75 дней). Сплошная линия — средневзвешенная линия регрессии (эксперимент). Штриховая и штрихпунктирная линии — графики теоретической зависимости вариаций измеряемого темпа счета мягкой компоненты при крайних значениях ошибки измерения ($k = 1$, $k = 1.23$) и полном игнорировании эффекта экранировки поля приземной концентрацией ионов ($K_0 = 1$)

Для выяснения природы грозных вариаций мюонной интенсивности нужно понимать и происхождение вариаций электронно-фотонной компоненты, в основном регистрируемые как вариации мягкой, добываясь согласованности в объяснении. Равновесный поток мягкой компоненты испытывает возмущение в сильном электрическом поле. На рис. 1 показан измеренный статистический эффект такого изменения и теоретически вычисленное влияние приземного поля. Экспериментальные данные, представленные на этом рисунке, были опубликованы в работе [5], а расчет взят из работы [11]. Две кривые на рис. 1 соответствуют крайним значениям коэффициента калибровки измерителя поля. В экспериментальных данных введены поправки на атмосферное давление и на интенсивность жесткой компоненты. Последнее требует некоторого объяснения. Примерно половину интенсивности мягкой компоненты на уровне гор составляют электроны и позитроны от распадов мюонов (на уровне установки «Ковер» $41.5 \pm 0.4\%$, а на уровне моря эта доля близка к 100%). Соответственно, эта часть мягкой компоненты должна демонстрировать поведение, характерное для жесткой компоненты, и его надо исключить. Как видно на рис. 1, эксперименталь-

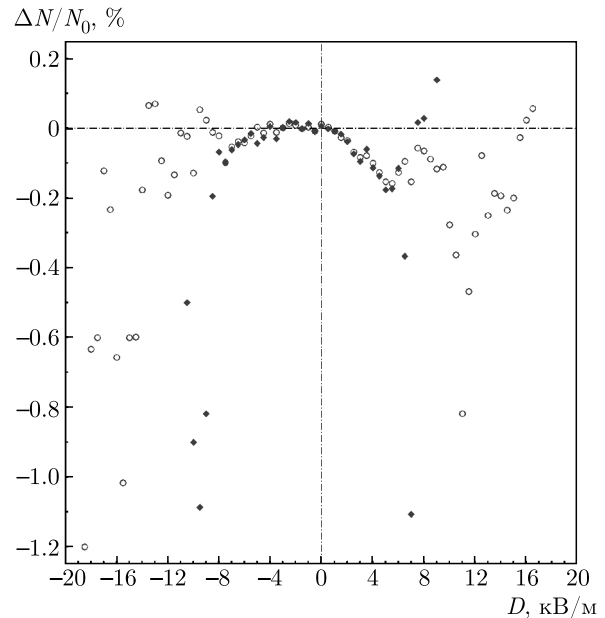


Рис. 2. Вариации жесткой компоненты в зависимости от напряженности приземного электрического поля. Основной массив данных представлен кружками, живое время набора данных грозного периода 11.8 дней. Ромбы получены после исключения временных интервалов ± 180 с вокруг резких изменений приземного поля (более 1 кВ/м за 10 с), оставшееся живое время 6.5 дней

ная зависимость неплохо согласуется с ожидаемой в диапазоне напряженностей ± 7 кВ/м. Вне этого диапазона экспериментальная зависимость на рис. 1 имеет характерные горбы, происхождение которых довольно очевидно. Регулярное поведение обеспечивается однородным полем между нижним зарядом грозного облака и землей. Однако выше этого небольшого заряда располагаются более мощные слои зарядов другого знака и существует более сильное поле, в котором происходит ускорение и размножение заряженных частиц. Гамма-излучение этих убегающих электронов (позитронов) и создает характерные особенности распределения на рис. 1. При этом область ускорения позитронов в приземном поле (справа на рисунке) соответствует ускорению электронов в облаках. Основная кривая описывается полиномом второй степени с положительным квадратичным коэффициентом и отрицательным линейным.

Для жесткой компоненты средняя зависимость от поля также квадратичная (рис. 2), но, в отличие от мягкой компоненты, квадратичный коэффициент отрицателен. Рисунок 2 представляет также результат исследования устойчивости результата к

Таблица 1

| Энергия мюонов | Темп счета, с^{-1} | Время наблюдения, сутки | Линейный коэффициент, $\% / (\text{кВ}/\text{м})$ | Квадратичный коэффициент, $\% / (\text{кВ}/\text{м})^2$ |
|----------------|-----------------------------|-------------------------|---|---|
| > 1 ГэВ | 19000 | 11.65 | -0.00277 ± 0.00034 | -0.00045 ± 0.00005 |
| > 100 МэВ | 40000 | 11.81 | -0.00794 ± 0.00013 | -0.00235 ± 0.00002 |
| 20–80 МэВ | 10 | 12.84 | -0.04124 ± 0.01260 | -0.00845 ± 0.00201 |

Примечания: Обработан период 2000–2003 гг. Приведены данные чистого времени наблюдения грозового поля за этот период.

сильным вариациям поля. Основной массив данных представлен кружками, а точки получены после исключения периодов ± 180 с вокруг резких изменений приземного поля (более 1 кВ/м за 10 с). Такие резкие изменения, обычно, это молнии или просто быстрые вариации, вероятно, связанные с удаленными разрядами типа облако–земля). Таким образом, выбраны периоды постоянного сильного поля вне активной фазы грозы. Видно, что экспериментальная кривая в диапазоне ± 7 кВ/м почти не меняется после такой операции.

Оба результата, представленные на рис. 1 и 2, весьма важны в методическом отношении. Эффекты эти довольно малы и трудно измеряемы. Но они ожидаемы, и измерение их означает, что исследование и других эффектов в условиях грозы (огромные наводки, резкие изменения давления, температуры, влажности и всех возможных параметров) может быть вполне успешным. В сущности, любой эксперимент такого рода должен бы начинаться с измерения этих эффектов, но, насколько нам известно, данные, представленные на рис. 1 и 2, пока уникальны.

Параметры полинома, аппроксимирующего точки на рис. 2, зависят от пороговой энергии регистрации мюонов. В работе [12] данные были получены при трех разных порогах и результаты показаны в табл. 1. Как видно, и линейный и квадратичный коэффициенты сильно увеличиваются при уменьшении пороговой энергии.

Однако данные о среднем изменении интенсивности компонент вторичных космических лучей, как было сказано выше, имеют скорее методическое значение. Гораздо больший интерес вызывают сильные кратковременные вариации. Существование их для мягкой компоненты было установлено сразу в нескольких экспериментах [13–16] более 20 лет тому назад. Спустя примерно десятилетие Чилинга-

рян стал наблюдать такие же события [17] и назвал их грозовыми наземными превышениями (ГНП) или thunderstorm ground enhancements (TGE). К этому времени явление было уже неплохо изучено. В работе [18] было показано, что наблюдаемые амплитуды возрастных не могут быть созданы простой трансформацией спектра электрон-позитронной компоненты в грозовом электрическом поле (механизм, ответственный за среднее поведение кривых на рис. 1). А в работе [19] был предложен механизм формирования возрастных интенсивности мягкой компоненты, основанный на обратной связи потоков электронов и позитронов, ускоряемых в противоположных направлениях одним и тем же полем через генерацию тормозных гамма-квантов и образование ими электрон-позитронных пар. Процесс возможен благодаря сильному упругому кулоновскому рассеянию электронов с энергией $E_{min} \sim 1$ МэВ на атомах среды. Механизм позволяет провести любой электрический ток сквозь область атмосферы с полем достаточной протяженности и напряженностью, превышающей критическое значение ($285 \text{ кВ} \cdot \text{м}^{-1}$ при нормальных условиях). При этом энергия ускоренных полем частиц должна быть достаточно велика ($E_{max} \sim 10$ МэВ $\gg E_{min}$), чтобы процесс рождения пар играл значительную роль. Со временем, в ходе анализа экспериментальных наблюдений выяснилось, что области ускорения и генерации частиц, ответственные за наземные возрастания, могут располагаться на разных высотах, в том числе и в стратосфере [20]. При этом события, ранее казавшиеся однотипными, оказались, в сущности, принадлежащими к разным классам. Те из них, которые были зарегистрированы с наибольшей амплитудой, имели сравнительно низкую высоту области генерации и не сопровождалась значительными возмущениями интенсивности мюонов. Примером является рекордное по величине событие 11 октября 2003 г.

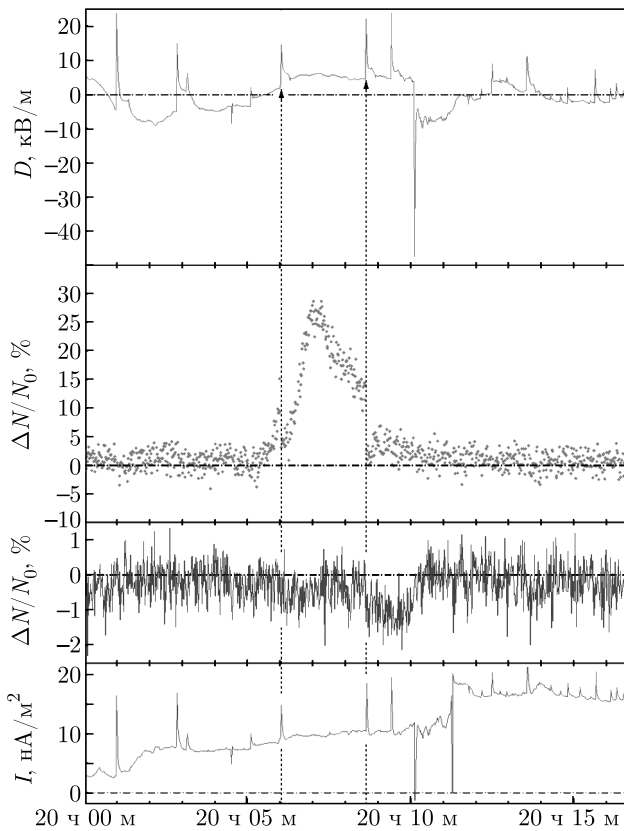


Рис. 3. Пример грозового события 11.10.2003. Приведены секундные данные. Сверху вниз: напряженность приземного поля, вариации интенсивности мягкой компоненты с энергией 10–30 МэВ, вариации интенсивности мюонов с энергией более 100 МэВ, электрический ток дождя

(рис. 3). Положительное возмущение мягкой компоненты возникло на фоне отсутствия возмущений в жесткой. Быстрое падение интенсивности мюонов появляется лишь в момент молниевых разряда. Расстояния до молний в 20:06:01 и 20:08:37, фиксируемых измерителем поля и очевидно прерывающихся на время процесс генерации, составляет соответственно 4.4 и 3.1 км, что примерно указывает на положение области ускорения (метод определения расстояния до молний описан в работе [21]). Гораздо более близкий молниевый разряд в 20:10:06 никак не проявился в вариациях мягкой компоненты, но мюонная интенсивность восстановилась до обычного значения в течение 30 секунд после него.

Самое яркое зарегистрированное мюонное событие, напротив, не имеет значительных проявлений в мягкой компоненте (рис. 4), но оно замечательно своей продолжительностью. Как показывает статистическое исследование мюонных возмущений, при наблюдениях за грозами в 2008 г. [22] оказалось, что

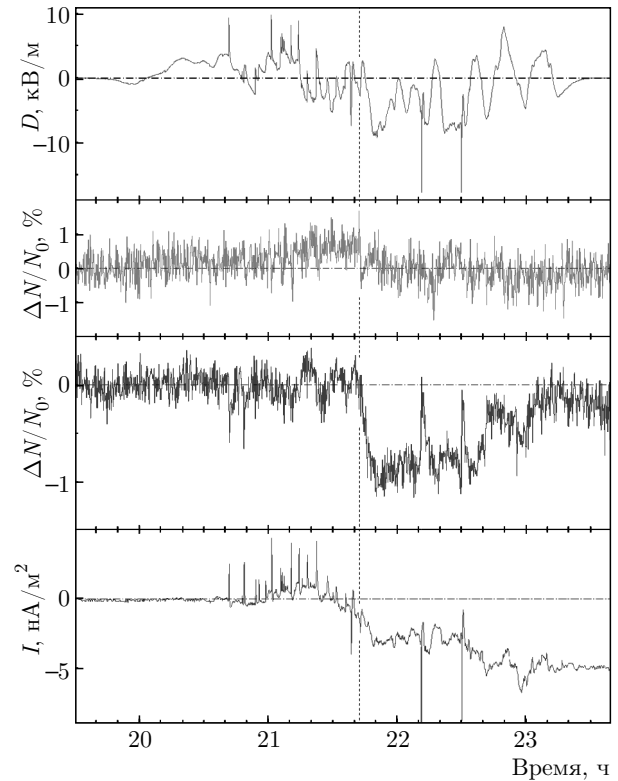


Рис. 4. Пример грозового события 24.09.2007. Приведены суммированные данные по 15 с. Сверху вниз: напряженность приземного поля, вариации интенсивности мягкой компоненты с энергией 10–30 МэВ, вариации интенсивности мюонов с энергией более 100 МэВ, электрический ток дождя

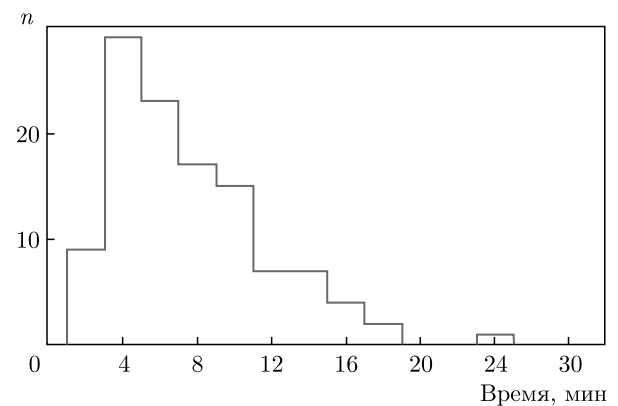


Рис. 5. Суммарное распределение 114 мюонных возмущений по длительностям их эффективных периодов. Среднее значение 7.6 мин

средняя продолжительность таких возмущений около 8 минут и наибольшее значение в распределении длительностей — около 20 минут (см. рис. 5). На этом фоне подавление интенсивности мюонов дли-

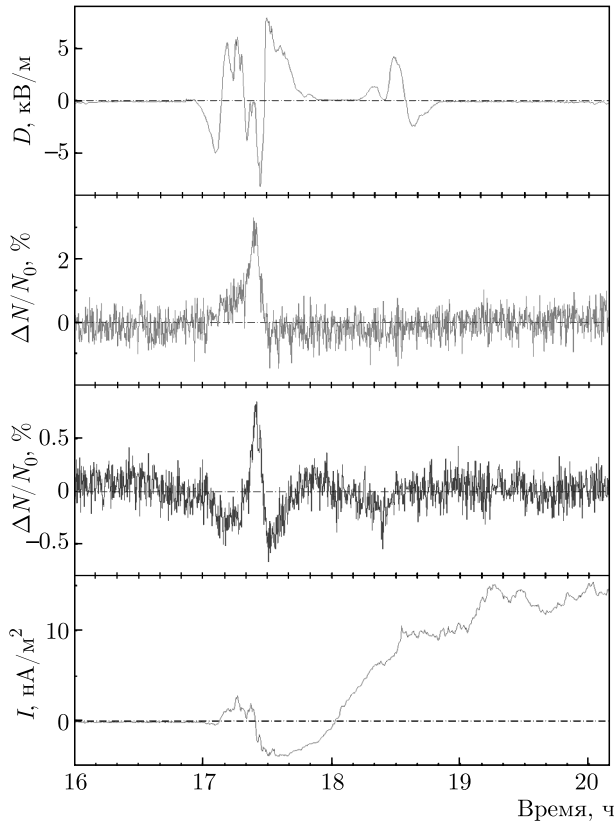


Рис. 6. Пример грозового события 18.06.2008. Приведены суммированные данные по 15 с. Сверху вниз: напряженность приземного поля, вариации интенсивности мягкой компоненты с энергией 10–30 МэВ, вариации интенсивности мюонов с энергией более 100 МэВ, электрический ток дождя

тельностью больше часа выглядит настоящим монстром. Другой особенностью события 11 октября 2003 г. является наличие нескольких молний, серьезно влияющих на интенсивность мюонов. Обсуждению этого события посвящена отдельная публикация [23], где кроме него приводится еще одно похожее возмущение, произошедшее на семь лет раньше в тот же день.

Два приведенных выше грозовых события примечательны тем, что завершение молниевым разрядом возмущения электронно-фотонной компоненты вне зависимости от амплитуды является началом возмущения в мюонной. Но обращает на себя внимание тот факт, что после большой амплитуды возмущения мягкой компоненты следует короткое возмущение в мюонах, порядка 1 мин. У длительно — только нарастание фронта после импульсного разряда около 8 мин.

Два приведенных выше грозовых события можно назвать однокомпонентными: мюоны практически без эффектов в мягкой компоненте и наоборот. Однако большое количество событий являются сложными, как например, событие 18 июня 2008 г. (рис. 6), где характерное возмущение электронно-фотонной компоненты наблюдается одновременно с биполярным возмущением мюонной. Следовательно, изменение интенсивности мюонов может быть как положительным, так и отрицательным. В работе [22] были исследованы 33 грозы в течение одного сезона наблюдений, мюонных возмущений не оказалось только в семи. В остальных 26 оказалось 114 возмущений, из них 52 положительных и 62 отрицательных, характерные амплитуды которых составляют соответственно $(0.33 \pm 011) \%$ и $(0.39 \pm 017) \%$. Оказалось, что проанализированные грозы разбивались на две группы. Одна, с небольшим относительным количеством возмущений - не более 6 в грозовой период, имеет суммарное количество возмущений 55. Отношение числа отрицательных к положительным 1.75. Вторая группа, с большим относительным количеством возмущений, имеет соответственно 59 (32 и 27), и в ней отношение 0.89, т.е. для гроз с малым количеством возмущений, а это обычно короткие грозы, на каждое положительное возмущение приходится примерно два отрицательных. А для гроз, имеющих много возмущений, на каждое положительное приходится примерно одно отрицательное. Распределение мюонных возмущений по длительности показано на рис. 5. Эта статистика наблюдений сопровождалась естественно попытками понять механизм возникновения мюонных событий и их роль в общей картине грозовых и, шире, атмосферных явлений.

3. ФОРМИРОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ МЮОНОВ. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

В работе [12] рассматривалось кинетическое уравнение для одномерного случая движения вертикального потока мюонов в электрическом поле. Получена формула для интенсивности мюонов как функции приземного поля и разности потенциалов Φ между уровнем генерации мюонов и земной поверхностью. Рассчитан отрицательный линейный коэффициент зависимости от локального поля, который оказался довольно близок к экспериментально наблюдаемой величине. В работе [24] рассматривалась более реалистичная модель и аналитически получены многие параметры, важные

для влияния электрического поля на интенсивность мюонов. В модели учтено свойство глобальной электрической цепи, а именно, разность потенциалов между ионосферой и земной поверхностью постоянна и равна 250 кВ. Одним из главных результатов этой работы является рассчитанное аналитически соответствие между амплитудой мюонных возмущений, разностью потенциалов в тропосфере и угловым размером верхнего зарядового слоя. Но расчет, представленный в [24], учитывает влияние атмосферного поля на вариации углового распределения регистрируемых частиц лишь в линейном приближении. Этого достаточно для мюонов, движущихся близко к вертикали, но недостаточно при больших углах. Ниже представлены результаты более корректной оценки.

Повторяя логику теоретического анализа, изложенную в [12] и [24], рассмотрим интегральную по энергии интенсивность мюонов $I(z_0, > E, \theta)$, регистрируемых под произвольным зенитным углом θ , на уровне установки «Ковер» $z_0 = 840$ г/см². В атмосфере имеется вертикальное электрическое поле, неограниченное по высоте и в горизонтальной плоскости. Регистрируемые на земле частицы движутся в этом поле сквозь атмосферу. Их уравнение движения в сферической системе координат в приближении равномерного замедления и пренебрежении кулоновским рассеянием для произвольного угла ϕ (азимут) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} d\varepsilon/ds &= e^\pm \beta \cos \theta - \alpha, \\ d\theta/ds &= -(e^\pm \beta \sin \theta)/\varepsilon, \end{aligned} \quad (1)$$

θ — зенитный угол, ds — элемент пути частицы, e — электрический заряд, $\alpha = 2$ МэВ/(г/см²) — средние потери энергии в среде для мюонов с энергией характерной для исследуемого процесса (0.1–2 ГэВ); $\beta(z) = dB(z, z_0)/dz$ — напряженность электрического поля, нормированная на плотность, z — уровень высоты, выраженный в г·см⁻², отсчитываемый сверху вниз, $B(z, z_0)$ — работа поля электрических сил по перемещению единичного заряда, или разность потенциалов между уровнями z и z_0 , отсчитываемая снизу от уровня установки z_0 ($|e^\pm \beta| \leq \alpha$). Введем $\Phi = B(\lambda_g, z_0)$, $\lambda_g = = L_\pi(1 + 1/(1 + L_\pi/\lambda_n)) = 218$ г·см⁻² (11.4 км над ур. м. — характерный уровень генерации регистрируемых мюонов); $L_\pi = 150$ г/см² — пробег для поглощения пионов с энергиями 2–100 ГэВ, в атмосфере (см. [25], стр. 417); $\lambda_n = 125$ г/см² — пробег для поглощения нуклонов с энергией 20 ГэВ в атмосфере ([25], стр. 414). Введем регулярное значение

напряженности $\beta_R(z) = \Phi/(z - \lambda_g)$. В силу существования глобальной электрической цепи суммарная разность потенциалов между ионосферой и землей $\Phi_0 = 250$ кВ $\ll (\alpha/e)(z_0 - \lambda_g) = 1.24$ ГВ. В грозовой атмосфере напряженность знакопеременна, тогда $|e^\pm \beta_R| \ll \alpha$. Далее, в этом приближении и проводится теоретический анализ. Из (1) следует, что частицы по мере движения теряют энергию и меняют направление в соответствии со своим знаком. Этот эффект должен трансформировать спектр частиц и по энергии и по углу. Таким образом,

$$I(z, > E_0, \theta_0) \rightarrow I(z, > E, \theta),$$

где $I(z, > E_0, \theta_0)$ — интенсивность мюонов с энергией, превышающей E_0 , двигающихся под углом θ_0 на глубине атмосферы z , в отсутствие поля, а $I(z, E, \theta)$ — трансформированный полем спектр:

$$E = E_0 + \Delta E, \quad \theta = \theta_0 - \Delta \theta,$$

ΔE , $\Delta \theta$ — смещение соответственно энергии и угла. Определим явное выражение для трансформации спектра с точностью до квадратичных по полю членов. Оценим приблизительно характерную величину смещения угла на уровне регистрации z_0 . Из нижнего уравнения (1) следует, что

$$\Delta \theta \sim -e^\pm \Phi \sin \theta_0 / [E + \alpha(z_0 - \lambda_g) / \cos \theta_0] \ll 1.$$

Отметим, что из первого уравнения (1) следует, что потери энергии, вызванные изменением направления траектории под действием поля ($\Delta \theta$) — величина третьего порядка малости в сравнении с потерями без поля, поскольку $|e^\pm \beta_e| \ll \alpha$ и $\Delta \theta \ll 1$. Рассматривая в целом задачу с точностью до второго порядка, полагаем, что величина трансформации спектра по энергии будет зависеть только от проекции напряженности на первоначальное направление частицы θ_0 , т. е. $\Delta E = \Delta E(B, E_0, \theta_0)$. Что касается самого смещения направления, то оно пренебрежимо мало лишь для направлений, близких к направлению поля, но в общем случае им пренебрегать нельзя. Оценим величину смещения угла точнее. По глубине всей атмосферы поле переменное. Представим его в виде суммы постоянной сохраняющейся части напряженности $\Phi/(z_0 - \lambda_g)$ и переменной $[B(z, \lambda_g) - \Phi]/(z_0 - \lambda_g)$. Учитывая круто убывающую зависимость интенсивности регистрируемых мюонов от угла, пренебрежем вкладом переменного поля, наиболее значимого при больших значениях углов. Тогда, решая (1), величину смещения от пер-

воначального направления с точностью до второго порядка можно представить в виде

$$\Delta\theta(z_0, E, \theta_0) = \frac{e^\pm\Phi \sin \theta_0}{\alpha(z_0 - \lambda_g)} \ln \left(1 + \frac{\alpha(z_0 - \lambda_g)}{E \cos \theta_0} \right) + \left(\frac{e^\pm\Phi}{\alpha(z_0 - \lambda_g)} \right)^2 \frac{\sin 2\theta_0}{2} \times \left[\ln \left(1 + \frac{\alpha(z_0 - \lambda_g)}{E \cos \theta_0} \right) - \left(1 + \frac{\alpha(z_0 - \lambda_g)}{E \cos \theta_0} \right)^{-1} \right]. \quad (2)$$

Полную трансформацию спектра мюонов рассмотрим как два независимых процесса трансформации — по углу и по энергии. Трансформацию по углу оцениваем с точностью до второго порядка малости смещения направления, представив его в виде разложения в степенной ряд:

$$I(> E(B, E_0, \theta_0), \theta(B, E, \theta_0)) = I(> E(B, E_0, \theta_0), \theta_0) - \Delta\theta \frac{d}{d\theta_0} [I(> E(B, E_0, \theta_0), \theta_0)] + \frac{\Delta\theta^2}{2} \frac{d^2}{d\theta_0^2} [I(> E(B, E_0, \theta_0), \theta_0)]. \quad (3)$$

При этом полная трансформация спектра полем выражается только через трансформацию его по энергии без смещения первоначального направления. Для определения угловой зависимости воспользуемся эмпирической аппроксимацией порядка $\cos^2 \theta_0$ ([26], стр. 473). Тогда для случая с полем из (1) следует

$$I(> E(B \cos(\theta_0), E_0), \theta_0) = I(> E(B \cos(\theta_0), E_0), 0) \cos^2 \theta_0. \quad (4)$$

Для простоты изложения ниже рассмотрим спектр для вертикальных частиц, для которых $B \cos(\theta_0) = B$. Тогда трансформированный по энергии спектр в направлении θ_0 всегда получим из вертикального, учитывая (4) и заменяя B на $B \cos(\theta_0)$. Явное выражение для спектра, трансформированного таким образом, можно получить из кинетического уравнения для одномерного случая, учитывающего влияние поля. В работе [12] приводится его решение и процедура приведения к удобному виду. Для определенности и упрощения записи рассмотрим трансформацию положительно заряженных мюонов, подразумевая, что для отрицательных выкладки аналогичны, но знак поля нужно инвертировать. Ниже будем придерживаться того же правила, специально оговаривая

моменты, когда знак нужно учитывать. Приведем спектр для вертикальных мюонов, отражающий трансформацию в произвольном поле:

$$J_\mu = J_\mu^0(z_0, E - e^\pm\Phi) \times \left[1 + \int_{z^*}^{z_0} \frac{\varepsilon_\Phi}{cp_\Phi} \frac{b_\mu e^\pm B_0(z^*, z) dz}{z [cp_\Phi(z)]^2} - \int_{z^*}^{z_0} \left(1 + \frac{3}{2} \left(\frac{mc}{p_\Phi(z)} \right)^2 \right) \frac{b_\mu e^{\pm 2} B_0^2(z^*, z) dz}{z [cp_\Phi(z)]^3} + \frac{1}{2} \left(\int_{z^*}^{z_0} \frac{\varepsilon_\Phi}{cp_\Phi} \frac{b_\mu e^\pm B_0(z^*, z) dz}{z [cp_\Phi(z)]^2} \right)^2 \right] + \Delta(z_0, z^*, E, \Phi). \quad (5)$$

Здесь J_μ^0 — фоновый спектр мюонов, z^* — уровень чувствительности — значение верхней границы грозового поля, оказывающего влияние на регистрируемую интенсивность мюонов, оно определяется минимизацией ошибки представления решения в таком виде в первом приближении $z^* = \lambda_g$. Физический смысл его в том, что на глубине атмосферы порядка пробега для ядерного взаимодействия частиц, способных достичь уровня земли, малое количество, они еще не размножились, а те, что родились, имеют относительно большую потерю энергии на взаимодействие со средой, так что влияние поля на их спектр мало заметно; B_0 — разность потенциалов между уровнями z^* и z ; $\Phi = B_0(z^*, z_0)$; $p(z)$ — импульс на высоте z . $\varepsilon_\Phi = \varepsilon(z) - e^\pm\Phi$, ε — полная энергия. Такая упрощенная запись точного решения кинетического уравнения с небольшой ошибкой позволяет выразить относительное изменение интенсивности мюонов под влиянием поля, не прибегая к использованию конкретных моделей рождения и транспорта мюонов, а также распределения самого поля. Выражение в явном виде демонстрирует разделение вариаций потока мюонов на два типа. Первый, это смещение фонового спектра по энергии на величину эффективной разности потенциалов. Второй тип, представленный выражением в квадратной скобке в виде разложения по степеням малости влияния поля, вызван изменением функции выживания мюонов и корректирует трансформацию фонового спектра. В обычной ситуации, когда верхняя граница поля t не превышает высоты уровня чувствительности z^* в силу действия глобальной электрической цепи, $e\Phi \approx 0.25 \text{ МэВ} \ll mc^2$, зависимость от разности потенциалов можно не рассматривать и вся трансформация спектра определя-

ется вторым типом. Этот период грозовой активности, по-видимому, и отражен в распределении вариаций мюонов (рис. 2) в области приземного поля $\pm 7 \text{ кВ} \cdot \text{м}^{-1}$. В редких случаях, когда $t > z^*$, т. е. граница поля выше, значение Φ может иметь определяющее значение. На распределении (рис. 2) такие события соответствуют большому разбросу амплитуд возмущений в областях за пределами $\pm 7 \text{ кВ} \cdot \text{м}^{-1}$. Если пороговая энергия регистрируемых мюонов мала, $E \sim e\Phi$, а $e\Phi \sim 100 \text{ МэВ}$, то разложение по степеням малости не проявляет быстрой сходимости. Но даже в этих случаях для интегральных оценок представлением (5) можно пользоваться в силу того, что ошибка входит с весом дифференциальной интенсивности. Таким образом, ошибками, возникающими в области низких энергий мюонов, можно пренебречь, поскольку их мало вследствие распада.

Из выражения (5) следует, что в эксперименте проявляется только влияние разности потенциалов поля от уровня z^* в отношении к энергии частиц. Эта величина меняется достаточно медленно. Ее удобно характеризовать регулярной составляющей, выражаемой через среднюю напряженность β_R и вариацией — отклонением от регулярного значения:

$$\begin{aligned} B(z^*, z) &= \Phi - \beta_R(z_0 - z) - \delta B(z, z_0), \\ \beta_R &= \Phi / (z_0 - z^*), \\ \delta B(z, z_0) &= \int_z^{z_0} \delta\beta(z) dz, \\ \delta\beta &= \beta(z) - \beta_R, \quad z_0 < z \leq z^*. \end{aligned} \tag{6}$$

В процессе интегрирования линейных по полю членов вариации на результат не влияют. Но при вычислении квадратичных результат проявляется через их пространственную дисперсию. Если существует некая закономерная полевая структура, отличная от регулярной напряженности на размере Δz , и имеет место случайный разброс параметров в пространстве, то вариации напряженности будут коррелированы на масштабе Δz . Расписывая $(\delta B)^2$ согласно (6), выделяем под знаком интеграла корреляционную функцию от напряженности. Предположим, что высотное распределение напряженности формируется случайной пуассоновской выборкой, изменяющей значение β (с каждым изменением состояния некоторого случайного процесса) в среднем через промежутки Δz . Тогда значение корреляционной функции определяется выражением

$$\begin{aligned} \langle \delta\beta(z)\delta\beta(z') \rangle &= \sigma_\beta^2 \exp(-|z - z'|/\Delta z), \\ \sigma_\beta^2 &= (z_0 - h)^{-1} \int_h^{z_0} [\delta\beta(z)]^2 dz \end{aligned} \tag{7}$$

([27], стр. 602). Здесь σ_β^2 — пространственная дисперсия напряженности поля по высоте в области $z^* < z < z_0$. Интегрируем, используя значение корреляционной функции, и получаем

$$\begin{aligned} [\delta B(z, z_0)]^2 &= 2\sigma_\beta^2(z_0 - z)\Delta z \times \\ &\times \{1 - [1 - \exp(-(z_0 - z)/\Delta z)] \times \\ &\times \Delta z / (z_0 - z)\} + \theta_B, \\ \theta_B &= \int_z^{z_0} \left\{ \int_z^{z'} [\delta\beta(z')\delta\beta(z'') - \langle \delta\beta(z')\delta\beta(z'') \rangle] dz'' + \right. \\ &\left. + \int_{z'}^{z_0} [\delta\beta(z')\delta\beta(z'') - \langle \delta\beta(z')\delta\beta(z'') \rangle] dz'' \right\} dz'. \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь θ_B — случайная ошибка, определяемая знакопеременным статистическим разбросом около средних значений корреляционной функции. С учетом того, что при интегрировании ошибки взаимно компенсируются, влияние θ_B на вариации мюонов пренебрежимо мало.

Рассмотрим выражение (8) для дисперсии разности потенциалов, куда входит Δz — масштаб коррелированного (регулярного) поведения поля. Рассмотрим два крайних случая:

$$\begin{aligned} [\delta B(z, z_0)]_{\Delta z \ll z_0 - z}^2 &= 2\sigma_\beta^2(z_0 - z)\Delta z, \\ [\delta B(z, z_0)]_{\Delta z \gg z_0 - z}^2 &= \sigma_\beta^2(z_0 - z)^2. \end{aligned} \tag{9}$$

Первый случай соответствует движению частиц вдали от установки. По мере движения частиц в поле проявляется уменьшенное влияние дисперсии в сравнении с регулярной квадратичной составляющей. Второй случай (9) ($\Delta z \gg z_0 - z$) соответствует движению частиц вблизи места регистрации. При этом их энергия минимальна, а следовательно, и чувствительность спектра к влиянию поля максимальна. Вместе с тем эта оценка является и верхним значением полного представления. Для оценки масштаба ближайшей к установке электрической структуры нужно учесть, что в атмосфере в районе нулевой изотермы процесс таяния падающих поляризованных льдинок приводит к возникновению тонкого слоя значительного заряда. Ниже локальных образований значительный заряд уже не возникает. Характерный масштаб — это расстояние до него. Регу-

лярная составляющая разности потенциалов между нижним слоем заряда (h) и уровнем земли (z_0)

$$B(h, z_0) = \beta_R(z_0 - h).$$

В силу действия глобальной электрической цепи в общем случае значение разности потенциалов во всей области ниже z^* будет

$$\begin{aligned} B(z^*, z) &= \Phi - \beta_R(z_0 - z) - \delta B(z, z_0), \\ z_0 < z \leq h, \\ B(z^*, z) &= \frac{\Phi - \beta_R(z_0 - h)}{h - z^*}(z - z^*) + \delta B(z, h), \\ h \leq z \leq z^*. \end{aligned} \quad (10)$$

В качестве оценки корреляционных функций прием вариант представления ($\Delta z \gg z_0 - z$) в (9) для нижней области атмосферы и в то же время вовсе пренебрежем вкладом неоднородностей поля в верхней части. Такое представление, на наш взгляд, наиболее эффективно характеризует влияние отклонения реальной разности потенциалов от регулярного линейного роста с высотой. Поскольку ошибки, возникающие при упрощении в разных областях, имеют разные знаки, в результате они должны в большой степени компенсировать друг друга. Введем коэффициент пропорциональности квадрата среднего значения напряженности поля и его пространственной дисперсии:

$$m_\sigma^2 = (\beta_R/\sigma_\beta)^2.$$

Эта величина является характеристикой формы структуры поля, влияющей на вариации мюонов. Измеряемая на уровне земли напряженность в силу геометрии окружающей обстановки и повышенной приземной проводимости лишь пропорциональна регулярному значению напряженности β_R . Поэтому нужно ввести коэффициент пропорциональности

$$k_D = D_R/D,$$

где D — измеряемая приземная напряженность, D_R — средняя по пространству напряженность между нижним зарядовым слоем и землей.

Выразив в (5) значение произвольной разности потенциалов через ее регулярные характеристики, мы свели неизвестное распределение поля до четырех параметров, характеризующих его и влияющих на интенсивность мюонов. Эти параметры следующие: Φ — разность потенциалов между верхней границей влияния поля на интенсивность мюонов (z^*) и уровнем регистрации (z_0); h — высота

расположения в атмосфере нижнего локального зарядового слоя, ближайшего к уровню регистрации; β_R — средняя напряженность поля в области ($h-z_0$); $\sigma_{\beta R}^2$ — пространственная дисперсия напряженности поля по высоте в области ($h-z_0$). Три последних параметра можно экспериментально оценить, измеряя напряженность приземного поля, поскольку она определяется ими. Коэффициенты связи (k_D, m_σ, h) можно получить путем сравнения теоретически вычисленных коэффициентов регрессии приземной напряженности с полученными экспериментально на большой статистике.

Для оценки полной интенсивности мюонов нужно знать отношение числа положительно заряженных мюонов к отрицательным. Оно в широком диапазоне энергий на разных высотах нижних слоев атмосферы является слабо изменяющейся величиной от значения примерно 1.2 ($E_\mu \sim 1$ ГэВ) до примерно 1.3 ($E_\mu \gg 1$ ГэВ) при среднем значении $\eta \approx 1.25$ [28]. Но неопределенность существует при низких энергиях. В связи с этим важно оценить из эксперимента по вариациям с приземным полем зарядовое отношение η для слабо изученной области низких энергий и для нашей высоты. Можно использовать такую экспериментальную оценку как калибровку метода расчета с целью получения надежных значений коэффициентов регрессии с разностью потенциалов в тропосфере для применения на практике. Имея четыре экспериментально измеренных коэффициента квадратичной зависимости от приземной напряженности для интенсивностей с двумя разными порогами по энергии, можно задачу определения четырех параметров (k_D, m_σ, h, η) решить однозначно.

Метод вычисления коэффициентов регрессии и их явный вид приводятся в Приложении.

В табл. 1 приведены экспериментальные результаты работы по определению коэффициентов регрессии с приземным полем на установке «Ковер» в период 2000–2003 гг. Воспользуемся статистически данными для оценки средних параметров нижней электрической структуры грозового поля над установкой.

Определим параметр эффективной высоты расположения локального заряда h_{eff} . Поскольку квадратичные коэффициенты по напряженности от зарядовой асимметрии не зависят, но существенно зависят от энергии, проведем оценку, сравнивая значения экспериментальных коэффициентов при разной энергии, т. е. решая уравнение

$$\frac{B_{D1}^{TH}(h_{eff}) + B_{\sigma D1}^{TH}(h_{eff})}{B_{D2}^{TH}(h_{eff}) + B_{\sigma D2}^{TH}(h_{eff})} = \frac{B_{D1}^{EXP}}{B_{D2}^{EXP}}.$$

Приведенные здесь в уравнении и далее по тексту коэффициенты регрессии (при квадратичных членах B_D и при линейных A_D) определены в Приложении (см. формулы (15) и пояснения к ним). Индексами « TH » и « EXP » обозначены соответственно их расчетные и экспериментальные значения. Индексом «1» отмечены коэффициенты регрессии для области $E > 100$ МэВ, а индексом «2» для области $E > 1$ ГэВ. В уравнении отсутствуют неопределенные параметры. Возможно влияние верхней эффективной границы поля, но ее вариации малозначительны. Эффективная высота расположения локального заряда, удовлетворяющая измерениям, оказывается равна $h_{eff} = 688(1 \pm 0.11)$ г/см² ($3.3 \pm .9$ км над ур. моря), что вполне согласуется с общими представлениями. Таким образом, мы определились с параметром высоты заряда. Для определения k_D , линейно связывающего измеряемую напряженность приземного поля со средним значением напряженности под локальным зарядом, воспользуемся областью энергий более 1 ГэВ, где хорошо известно зарядовое отношение мюонов. Проведем его калибровочное измерение. Из формулы (15) из Приложения следует

$$k_D = \frac{1}{\delta_D^{N2}} \frac{A_{D2}^{EXP}}{A_{D2}^{TH}(1 - \cos^5 \langle \theta \rangle)} = 5.27(1 \pm \Delta_k), \quad (11)$$

$$\Delta_k = \sqrt{\Delta_{stAD2}^2 + \Delta_c^2} = 0.16.$$

Здесь $\langle \theta \rangle = 65^\circ$ — средняя граница экранировки горами. Ошибки оценки приведены в относительной форме. Статистическая ошибка экспериментального определения коэффициента регрессии Δ_{stAD2} указана в табл. 1, учтена и характерная ошибка приближенного вычисления коэффициентов $\Delta_c = 0.1$.

Оценим зарядовое соотношение мюонов для области малой энергии 100–1000 МэВ в отношении к хорошо известному значению в области большой энергии. Для этого построим из имеющихся интегральных коэффициентов регрессии коэффициент для этой области:

$$\begin{aligned} \Delta D A_{D12}^{EXP} &= \frac{\Delta N_{\mu D1}}{N_{\mu 1}} \frac{k_{\mu 1} N_1}{N_1 - N_2} - \frac{\Delta N_{\mu D2}}{N_{\mu 2}} \frac{k_{\mu 2} N_2}{N_1 - N_2} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{\Delta D A_{D1}^{EXP} N_1}{N_1 - N_2} - \frac{\Delta D A_{D2}^{EXP} N_2}{N_1 - N_2} = \\ &= \delta_D^{N12} k_D \Delta D \left(\frac{A_{D1}^{TH} N_1}{N_1 - N_2} - \frac{A_{D2}^{TH} N_2}{N_1 - N_2} \right). \quad (12) \end{aligned}$$

Индекс «1» соответствует области энергии более 100 МэВ, «2» — более 1 ГэВ, «12» — диапазон

100–1000 МэВ; $N_1 = 205 \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-2}$ — суммарная фоновая интенсивность с порогом 100 МэВ, $N_2 = 108 \text{ с}^{-1} \cdot \text{ м}^{-2}$ — фоновая интенсивность мюонов большой энергии ($E > 1$ ГэВ), δ_D^{N12} — эффективное интегральное зарядовое отношение для области энергий 100–1000 МэВ, δ_D^{N2} — интегральное зарядовое отношение для области энергий более 1 ГэВ. Поскольку в этой области спектр мюонов вместе с дифференциальными коэффициентами регрессии убывающий, примем значение $\delta_D^{N2} = \delta(1 \text{ ГэВ}) = 0.091$ ($\eta(1 \text{ ГэВ}) = 1.2$). Подставив из (11) k_D , выраженное через δ_D^{N2} , решая уравнение (12), получим

$$\frac{\delta_D^{N12}}{\delta_D^{N2}} = \left(\frac{A_{D1}^{EXP}}{A_{D2}^{EXP}} \frac{N_1}{N_2} - 1 \right) \left(\frac{A_{D1}^{TH}}{A_{D2}^{TH}} \frac{N_1}{N_2} - 1 \right)^{-1}.$$

Подставляя коэффициенты и экспериментальные значения из таблицы, имеем

$$\delta_{12} = 0.8782 \delta_{E2} [1 \pm \Delta_\sigma] (1 \pm 0.10),$$

$$\eta_{12} = 1.1735 (1 \pm \Delta_\eta),$$

$$\Delta_\delta = \sqrt{\Delta_{stAD1}^2 + \Delta_{stAD2}^2 + 2\Delta_c^2} / \quad (13)$$

$$\left/ \left(1 - \frac{A_{D2}^{EXP}}{A_{D1}^{EXP}} \frac{N_2}{N_1} \right) \right. = 0.235,$$

$$\Delta_\eta = 2\sigma_{12} \Delta_\sigma = 0.038.$$

Отсюда видно, что зарядовое отношение, если убывает, то ненамного, и в основном сохраняет свое значение даже в низкоэнергетической области, вплоть до энергии 100 МэВ. Учитывая убывающий характер спектра мюонов в области больших энергий, а также ослабление эффекта влияния поля, примем значение (13) справедливым при интегрировании по всей энергетической области. При вычислении коэффициентов регрессии с разностью потенциалов тропосферы, пользуясь малым изменением зарядового отношения и слабой энергетической зависимостью отношения коэффициентов A_Φ^J / A_D^J , также примем $\delta_\Phi^N = \delta_D^{N12}$.

Приравняв сумму теоретически рассчитанных квадратичных по напряженности коэффициентов экспериментальному значению, решая уравнение относительно параметра m_σ , оценим пространственную дисперсию поля под локальным зарядом:

$$m_\sigma^2 = \left(\frac{B_{D1}^{EXP}}{k_D^2 B_D^{TH}} - 1 \right) \frac{B_D^+}{B_{\sigma D}^+} = 2.80(1 \pm \Delta_{m2}),$$

$$\Delta_{m2} = \sqrt{\Delta_{stBD1}^2 + 3\Delta_c^2 + 4\Delta_k^2} = 0.28,$$

$$\sigma_R^2 = (k_D m_\sigma D)^2 = (8.8D)^2 (1 \pm 0.6).$$

Таблица 2. Коэффициенты регрессии мюонов с регулярными параметрами атмосферного поля для эффективного граничного зенитного угла 65° (экранировка горами)

| Порог энергии | $A_{DR} \cdot 10^3$, %/ (кВ/м) | $B_{DR} \cdot 10^6$, %/ (кВ/м) ² | $B_{\sigma DR} \cdot 10^5$, %/ (кВ/м) ² | $A_\Phi \cdot 10^2$, %/ (МВ) | $B_\Phi \cdot 10^5$, %/ (МВ) ² |
|---------------|------------------------------------|---|--|----------------------------------|---|
| 100 МэВ | $-1.53(1 \pm .19)$ | $-9.73(1 \pm .10)$ | $-2.67(1 \pm .28)$ | $1.73(1 \pm .19)$ | $3.93(1 \pm .10)$ |
| 1100 МэВ | $-.533(1 \pm .19)$ | $-2.83(1 \pm .10)$ | $-.479(1 \pm .28)$ | $0.91(1 \pm .10)$ | $2.62(1 \pm .10)$ |

Примечание. A_{DR} и B_{DR} — коэффициенты при линейном и квадратичном членах регрессии интенсивности мюонов со средней напряженностью в области атмосферы ниже локального заряда. $B_{\sigma D}$ — коэффициент регрессии с пространственной дисперсией этого поля. A_Φ — коэффициент линейной регрессии с разностью потенциалов в тропосфере. B_Φ — коэффициент квадратичной регрессии с разностью потенциалов в тропосфере.

Таблица 3. Оцененные параметры потока регистрируемых мюонов и приземного поля

| h_{eff} | η_D , 0.1–1 ГэВ | k_D | m_σ |
|----------------------|----------------------|------------------|------------------|
| $3.3(1 \pm 0.27)$ км | $1.173(1 \pm .04)$ | $5.3(1 \pm .19)$ | $1.7(1 \pm .14)$ |

Примечание. h_{eff} — эффективная высота расположения локального заряда в атмосфере (в км от уровня моря), η_D — отношение интенсивностей мюонов разного знака в области энергий 100–1000 МэВ, k_D — эффективное значение коэффициента связи приземной напряженности и усредненного по высоте значения напряженности в области ниже уровня локального заряда, m_σ — значение коэффициента связи усредненной по высоте напряженности и ее среднеквадратичного отклонения для области ниже уровня локального заряда.

Таким образом, мы оценили коэффициенты связи измеряемого поля на поверхности земли со средними по пространству характеристиками поля до уровня нижнего локального заряда. Учитывая тот факт, что среднеквадратичное значение измеряемого приземного поля во время гроз по многолетним данным $D_{eV} \approx \pm 3$ кВ/м, можно сделать вывод о характерных пространственных параметрах грозового поля в условиях нашей местности под локальным зарядом: среднее значение амплитуды $D_{ReV} \approx k_D D_{eV} = 16$ кВ/м, а среднеквадратичный разброс $\sigma_R = m_\sigma D_{ReV} \approx \pm 27$ кВ/м. Характерное предельное значение измеренной приземной напряженности $D_{lim} \approx \pm 12$ кВ/м. Соответственно, характерные предельные значения для $D_{R\ lim} = 63$ кВ/м и $\sigma_{R\ lim} \approx \pm 106$ кВ/м.

Подставив полученные на основе экспериментального материала коэффициенты связи k_D , m_σ и параметры h_{eff} , δ_D^{N12} в регрессионное уравнение для вариаций мюонов (15) из Приложения, приведем его к виду, содержащему лишь один не измеряемый параметр Φ — разность потенциалов между средним уровнем генерации мюонов и уровнем их регистрации.

В табл. 2 приведены вычисленные теоретически коэффициенты регрессии интенсивности мюо-

нов для наиболее влияющих параметров регулярного атмосферного поля. В табл. 3 даны измеренные с их помощью некоторые физические параметры, характеризующие электрическое состояние атмосферы. Степень соответствия параметров реальности характеризует точность модели. Используя коэффициенты регрессии A_Φ и B_Φ , можно интерпретировать наблюдаемые во время гроз значительные возмущения интенсивности регистрации, не связанные с другими измеряемыми параметрами, как возникновение над установкой сильных (порядка 100 МВ) полей в стратосфере. В статье [20] описывается распределение разного знака амплитуд возмущений мюонов. События с амплитудой более 1% не зарегистрированы. Причем положительных возмущений, превышающих 0.5%, очень мало. Характерная разность потенциалов в стратосфере до уровня генерации мюонов λ_g при соответствующей пороговой напряженности для возникновения лавин убегающих электронов [19] равна: $\Phi_C = 1.24\beta_C\lambda_g = 451$ МВ, где $\beta_C = 1.67$ МэВ/(г/см²) соответствует 216 кВ·м⁻¹ при нормальных атмосферных условиях. Если ток сквозь стратосферу достаточен, чтобы наращивать разность потенциалов и дальше, то при $\Phi_C = 1.32\beta_C\lambda_g = 480$ МВ становится возможной циклическая генерация, ионизация стратосферы рез-

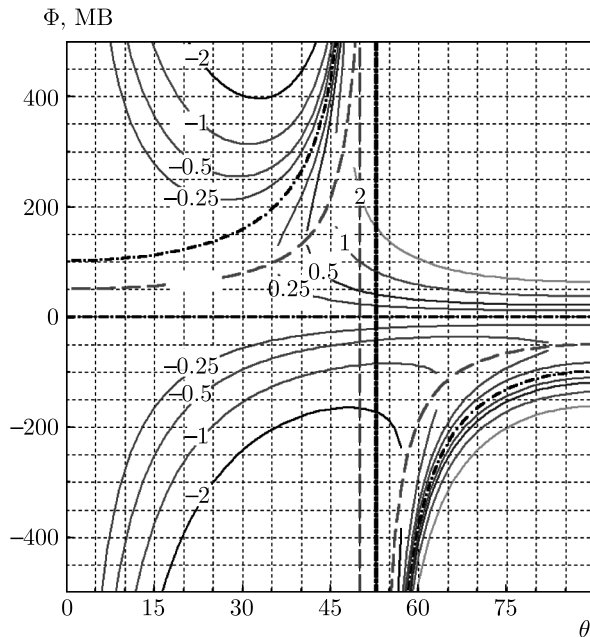


Рис. 7. Связь разности потенциалов между характерным уровнем генерации мюонов (11.4 км над ур. моря) и уровнем регистрации (1.7 км над ур. моря) с амплитудой возмущения темпа счета мюонов (%) с энергией более 100 МэВ в зависимости от граничного зенитного угла. На рисунке приведены процентные изолинии. Вертикальная черная линия отмечает положение, где коэффициент при квадратичном члене обращается в нуль. Штриховая синяя линия отмечает верхнюю границу экранировки соседней горой. Усредненная граница экранировки горами 65°

ко возрастает и поле должно стабилизироваться. На рис. 7 представлен графически отклик возмущения регистрации, выраженный в процентах, в зависимости от разности потенциалов между уровнем $\lambda_g = 218$ г/см (11.4 км) и установкой (1.7 км) и граничным зенитным углом, под которым просматривается атмосфера. Высота уровня λ_g примерно соответствует тропопаузе, определяющей верхнюю границу конвекции. На основании наблюдения предела амплитуды возмущения, приведенного в статье [20], и из расчета, результат которого с точностью 20% приведен на рис. 7, следует, что события с $\Phi = \pm\Phi_C$ и радиусом более $R = (11.4 - 1.7) \cdot \text{tg } 15(1 \pm 0.2)^\circ$ км = $2.6(1 \pm 0.2)$ км маловероятны. Возможно, этот факт является следствием ограничения роста размера грозовых ячеек пробоем на убегающих электронах.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Таким образом, многое стало понятно в экспериментально полученных данных о вариациях мюонов во время гроз. Но новые перспективы для исследо-

ваний открыло привлечение к анализу других данных, в частности, измерений магнитного поля. В четырех километрах от установки Ковер на большой глубине в подземной штольне находится Лаборатория № 1 Северо-Кавказской геофизической обсерватории Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта. Расположенная там трехкомпонентная цифровая магнитовариационная станция зарегистрировала геомагнитные пульсации одновременно с сильными возрастаниями интенсивности мюонов и мягкой компоненты [29, 30]. Таким образом, изменения интенсивности мюонов могут служить поиску новых геофизических эффектов [31]. Но не только магнитные данные были привлечены к анализу возмущений в космических лучах.

Лаборатория № 1 имеет также высокоточные инклинометры, данные которых были также использованы для анализа сложных событий [32].

Далее модель циклической генерации частиц в сочетании с экспериментальными оценками высоты ячеек такой генерации позволили выдвинуть гипотезу о существовании нового типа высотного разряда (достаточно медленного, в отличие от спрайтов и джетов). Для проверки этой гипотезы были оборудованы две станции наблюдения с видеокамерами. Они просматривают область неба над установкой с расстояния 0.5 км (п. Нейтрино, преимущественное направление — на юг) и 75 км (село Хасанья на окраине Нальчика — преимущественное направление на запад). В каждом пункте регистрация проводится двумя камерами в цветном и инфракрасном диапазонах. Свечение над областью грозы было действительно зарегистрировано [33].

Таким образом, вариации потока мюонов могут служить важным инструментом исследования сложных геофизических процессов [34, 35], включающих магнитные суббури и сейсмику. Такие комплексные исследования сейчас ведутся, и они позволили получить некоторые уникальные случаи с возникновением сильных электрических полей в атмосфере в отсутствие грозы [36, 37].

Возвращаясь к обсуждению результатов моделирования, опубликованных в [6, 7], можно отметить, что кроме быстрых вариаций температуры, возможным объяснением требуемой разности потенциалов чрезмерно большого значения является пространственная дисперсия напряженности. Она, не меняя суммарной разности потенциалов, усиливает квадратичные эффекты, ведущие к преимущественному распаду мюонов. В работе [38] метод оценки электрической структуры над установкой был применен нами на практике. Нужно отметить, что в рас-

чете центральным моментом выступает участие глобальной электрической цепи, которая замыкает грозовой ток, формируемый электродвижущей силой падающих осадков через ионосферу, области Земли с хорошей погодой и поверхностный хорошо проводящий слой земли. Обширные области «хорошей» погоды поддерживают разность потенциалов между ионосферой и поверхностью земли 0.25 МВ, несмотря на свою низкую удельную проводимость. Но опубликованные в последнее время результаты наших наблюдений [35–37] в дополнение к работе [7] вносят новый вклад в перечень «непонятных эффектов». В работах были отмечены события возмущения мюонной интенсивности, отвечающей разности потенциалов в тропосфере около 100 МВ, сопровождаемые яркими проявлениями большого вертикального тока в атмосфере (более $10 \text{ нА} \cdot \text{м}^{-2}$) при хорошей погоде. В эти моменты наблюдались свечения атмосферы, геомагнитные возмущения и сейсмическая возмущенность малой амплитуды. Все эти геофизические эффекты возможны лишь при наличии электрического поля в атмосфере с электродвижущей силой большой мощности. Возможно, источником энергии может служить сброс напряжения в разломах горных пород. Существуют механизмы, приводящие к разделению зарядов в толще земли при разрушении породы, см., например, [39]. Флюиды, заполняющие образуемые трещины, могут способствовать еще большему разделению зарядов, выводя отрицательный на поверхность земли. В этом случае замыкание глобальной электрической цепи происходит гораздо ниже поверхности земли, под установкой может возникать разность потенциалов. Тогда выше установки, даже при хорошей погоде должно быть поле, компенсирующее подземное в силу действия глобальной электрической цепи. Возможно, что измеренная по вариациям мюонов разность потенциалов в атмосфере 1.3 ГВ, опубликованная в [7], действительно могла иметь место, если такого же порядка разность потенциалов другого знака поддерживалась токами под установкой. Такой процесс мог бы объяснить энергетику многих удивительных экспериментальных результатов, ранее измеренных и опубликованных нами [29, 32, 33, 40, 41].

Исследования на Баксане, инициированные А. Е. Чудаковым, продолжаются уже много лет, и их результаты опубликованы во многих работах. Настоящая работа суммирует результаты этих публикаций, главными из которых можно назвать следующие.

1. Электрическое поле атмосферы во время гроз влияет на интенсивность мюонной и электронно-фотонной компонент вторичных частиц космических лучей. Наблюдаются возмущения интенсивности двух ярко выраженных типов.

(а) Для первого типа вариации малы, около 0.1%, и наблюдается хорошая корреляция с приземным полем, которая для обеих компонент имеет квадратичную зависимость. У электронно-фотонной компоненты она слабая положительная и определяется убывающими с уменьшением энергии потерями релятивистских электронов и позитронов в среде. У мюонов наблюдается сильная отрицательная зависимость, которая определяется нелинейной зависимостью вероятности распада от энергии частиц.

(б) Второй тип представляют значительные возмущения (для электронно-фотонной компоненты как правило около 1–10%, иногда до нескольких десятков процентов, для мюонной компоненты около 1%). Для них корреляция с приземным полем только редкая, эпизодическая. Часто амплитуда обрывается до фонового значения в момент молниевого разряда. Электронно-фотонные возмущения объясняются генерацией тормозных фотонов с разных высот лавинами убегающих электронов. Большая их часть приходит из стратосферы. Возмущения мюонной интенсивности объясняются выходом части поля атмосферы за пределы высоты уровня своего влияния на транспорт мюонов и действием глобальной электрической цепи.

2. Аналитически получены теоретические оценки формирования вариаций электронно-фотонной и мюонной интенсивности приземным полем. Вычислены коэффициенты регрессии и откалиброваны на статистическом материале. В процессе калибровки по статистическому материалу наблюдений вариаций было измерено зарядовое отношение мюонов $J^+/J^- = 1.173 \pm 0.044$ на уровне установки $840 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Оценена средняя высота нижнего зарядового слоя в грозовой атмосфере в условиях гор, $h = 3.3 \pm .9 \text{ км}$ над ур. моря. Определен коэффициент связи измеряемого приземного поля на уровне установки со средним значением поля в ущелье под нижним зарядовым слоем, $k_D = 5.27 \pm 0.84$. Теоретически определен и измерен коэффициент связи пространственной дисперсии поля под нижним зарядовым слоем с возмущением амплитуды мюонной интенсивности.

3. Получены с точностью 20% аналитические оценки коэффициента связи амплитуды аномального возмущения интенсивности мюонов с разно-

стью потенциалов в тропосфере между характерным средним уровнем генерации мюонов и уровнем земли. Теоретически и практически изучена зависимость регистрируемых возмущений горизонтальной плоской установкой от зенитного угла. Возмущения интенсивности близкой к вертикали имеют сильный отрицательный квадратичный эффект вследствие преимуществ механизма распада частиц. Интенсивность под большими зенитными углами, наоборот, имеет положительный квадратичный эффект благодаря преимуществу фокусирующего действия вертикального поля.

4. Экспериментально зарегистрированы события наличия в атмосфере полей порядка грозовых (около 100 МВ в тропосфере) в условиях хорошей погоды.

Работа выполнена на уникальной научной установке БПСТ центра коллективного пользования Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вычисление коэффициентов регрессии

Представим импульсный спектр вертикальных мюонов (сумма отрицательных и положительных) относительно простой функцией, удобной для интегрирования, нормированной на экспериментально измеренную интенсивность с ошибкой $\Delta_\mu < 20\%$ в интервале энергий 10^2 – 10^7 МэВ и глубин 600–1800 г/см²

$$J_\mu(z_0, p) = \frac{G_\mu (pc/\alpha\lambda_g)^{1/2} (1 + \Delta_\mu)}{[pc + A_\mu + \alpha(z_0 - \lambda_g)]^3}. \quad (14)$$

Здесь $G_\mu = 6.7 \cdot 10^8$ (МэВ² · с⁻¹ · м⁻² · ср⁻¹) нормированный по темпу счета коэффициент; $A_\mu = 1040$ МэВ — параметр, приведенный в работе [26], стр. 464, используемый для аппроксимации спектров мюонов в области относительно низких энергий, определяется спектром пионов, слабо зависит от высоты и широты места наблюдения. Введем $G_{\pm\mu}$ — нормирующий коэффициент спектров мюонов разного заряда, медленно меняющийся с энергией (не более чем примерно на 10%) и удовлетворяющий условию $G_{+\mu} + G_{-\mu} = G_\mu$. Раскладываем правую часть (5) в ряд по степеням малости $[B(z^*, z)/cp(z)]$ до второго порядка. Используя (14), интегрируем по энергии, вынося за знак интегрирования медленно меняющиеся функции. Получаются выражения для коэффициентов регрессии регистрируемой вертикальной интенсивности мюонов разного знака на уровне земли. Характерная относительная точность аналитических оценок

$\Delta c = \pm 0.1$. Учитывая (4), перейдем к угловой зависимости спектра, трансформированного полем только по энергии:

$$I_{+\mu}(z_0, > E, \theta_0) = I_{+\mu}^0(z_0, > E, 0) \times [\cos^2 \theta_0 + (A_D^+ D_R + A_\Phi^+ \Phi) \cos^3 \theta_0 + (B_D^+ D_R^2 + B_{\sigma D}^+ \sigma_{DR}^2 + B_\Phi^+ \Phi^2) \cos^4 \theta_0].$$

Здесь $I_{+\mu}^0(> E, 0)$ — вертикальная интенсивность положительных мюонов в отсутствие поля. Приведем явный вид коэффициентов:

$$A_D^+ = - \left(\frac{\rho_0/\rho(z_0)}{D_0} \right) \frac{G_{\pm\mu} b_\mu \alpha z_0 \chi_{AD}}{4N_{\pm\mu}^0 (pc + \alpha z_0)^4} \times \left(\frac{pc}{\alpha\lambda_g} \right)^{1/2} \left(\frac{pc + \alpha z_0}{pc + E^*} \right)^3, \quad E^* = A_\mu + \alpha(z_0 - \lambda_g),$$

$$B_D^+ = - \left(\frac{\rho_0/\rho(z_0)}{D_0} \right)^2 \frac{G_{\pm\mu} b_\mu (\alpha z_0)^2}{5N_{\pm\mu}^0 (pc + \alpha z_0)^5} \left(\frac{pc}{\alpha\lambda_g} \right)^{1/2} \times \left(\frac{pc + \alpha z_0}{pc + A_\mu + \alpha(z_0 - \lambda_g)} \right)^3 \left[\chi_{BD} - \frac{\chi_{AD}^2 b_\mu / 2}{pc + \alpha z_0} \right],$$

$$B_{\sigma D}^+ = - \left(\frac{\rho_0/\rho(z_0)}{D_0} \right)^2 \frac{G_{\pm\mu} b_\mu (\alpha z_0)^2 \chi_{B\sigma}}{5N_{\pm\mu}^0 (pc + \alpha z_0)^5} \times \left(\frac{pc}{\alpha\lambda_g} \right)^{1/2} \left(\frac{pc + \alpha z_0}{pc + A_\mu + \alpha(z_0 - \lambda_g)} \right)^3,$$

$$N_{\pm\mu}^0(pc) = \frac{G_{\pm\mu}/4}{(E^*)^{1.5} (\alpha\lambda_g)^{0.5}} \left[\frac{\pi}{2} - \arctg \left(\frac{cp}{E^*} \right)^{0.5} - \frac{(cp/E^*)^{0.5}}{1 + cp/E^*} \left[1 - \frac{2}{1 + cp/E^*} \right] \right],$$

$$\chi_{AD} = \ln \left[\frac{z_0}{h} \frac{pc + \alpha(z_0 - h)}{pc} \right] + \frac{1 - h/z_0}{1 - h/\lambda_g} \times \ln \left[\frac{h}{\lambda_g} \frac{pc + \alpha(z_0 - \lambda_g)}{pc + \alpha(z_0 - h)} \right],$$

$$\chi_{BD} = \ln \left[\frac{z_0}{h} \frac{pc + \alpha(z_0 - h)}{pc} \right] - \left(1 - \frac{1 - h/z_0}{1 - h/\lambda_g} \right) \times \frac{1 + pc/\alpha z_0}{1 + pc/\alpha(z_0 - h)} + \left(\frac{1 - h/z_0}{1 - h/\lambda_g} \right)^2 \times \ln \left[\frac{h}{\lambda_g} \frac{pc + \alpha(z_0 - \lambda_g)}{pc + \alpha(z_0 - h)} \right],$$

$$\chi_{B\sigma} = \ln \left[\frac{z_0}{h} \frac{pc + \alpha(z_0 - h)}{pc} \right] - \frac{1 + pc/\alpha z_0}{1 + pc/\alpha(z_0 - h)} - \frac{1}{2} \frac{b_\mu}{pc + \alpha z_0} \left(\ln \left[\frac{z_0}{h} \frac{pc + \alpha(z_0 - h)}{pc} \right] \right)^2,$$

$$\begin{aligned}
 A_{\Phi}^+ &= \frac{G_{\pm\mu}}{N_{\pm\mu}^0} \frac{eb_{\mu}\Psi_{\Phi}P_{A\Phi}}{(E^*)^{3.5}(\alpha\lambda_g)^{0.5}}, \quad \Psi_{\Phi} = \frac{pc + E^*}{pc + \alpha z_0} \chi_{A\Phi}, \\
 P_{A\Phi} &= \frac{5}{8} \left[\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \left(\frac{pc}{E^*} \right)^{0.5} - \frac{(pc/E^*)^{0.5}}{1 + pc/E^*} \times \right. \\
 &\times \left. \left[1 + \frac{2/3}{1 + pc/E^*} + \frac{8/15}{(1 + pc/E^*)^2} - \frac{(8/5)(E^*)^3}{\chi_{A\Phi} b_{\mu} (pc + E^*)^2} \right] \right], \\
 B_{\Phi}^+ &= -\frac{G_{\pm\mu}}{N_{\pm\mu}^0} \frac{e^2 b_{\mu} \Psi_{\Phi} P_{B\Phi}}{(E^*)^4 (pc \alpha \lambda_g)^{0.5}}, \quad P_{B\Phi} = P1 - P2, \\
 P1 &= k0 + \frac{5}{8} \left[\left(\frac{pc}{E^*} \right)^{0.5} k1 \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{pc}{E^*} \right)^{0.5} - \frac{\pi}{2} \right) + \right. \\
 &+ \left. \left(1 + \frac{E^*}{pc} \right)^{-1} \left[k2 + k3 \left(1 + \frac{pc}{E^*} \right)^{-1} + k4 \left(1 + \frac{pc}{E^*} \right)^{-2} \right] \right], \\
 P2 &= \left[1 + \frac{pc}{4E^*} \left(1 + \frac{b_{\mu}}{2E^*} \right) + \frac{5pc - E^*}{4b_{\mu} \Psi_{\Phi}} \right] \left(1 + \frac{pc}{E^*} \right)^{-4}, \\
 k0 &= 2 \frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + 2 - \frac{b_{\mu} \Psi_{\Phi}}{E^*}, \quad k1 = 7 \frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + \frac{49}{8} - \frac{63}{16} \frac{b_{\mu} \Psi_{\Phi}}{E^*}, \\
 k2 &= \frac{57}{15} \frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + \frac{351}{120} - \frac{561}{240} \frac{b_{\mu} \Psi_{\Phi}}{E^*}, \\
 k3 &= \frac{22}{15} \frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + \frac{159}{180} - \frac{123}{120} \frac{b_{\mu} \Psi_{\Phi}}{E^*}, \\
 k4 &= \frac{8}{15} \frac{\chi_{B\Phi}}{\chi_{A\Phi}} + \frac{1}{15} - \frac{b_{\mu} \Psi_{\Phi}}{2E^*}, \\
 \chi_{A\Phi} &= 1 + \frac{pc}{pc + \alpha z_0} \left[\ln \left[\frac{z_0 pc + \alpha(z_0 - h)}{h pc} \right] - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\lambda_g}{h - \lambda_g} \ln \left[\frac{h pc + \alpha(z_0 - \lambda_g)}{\lambda_g pc + \alpha(z_0 - h)} \right] \right], \\
 \chi_{B\Phi} &= \frac{1}{2} + \frac{pc}{pc + \alpha z_0} \left[\frac{\alpha(z_0 - h) - pc/(h/\lambda_g - 1)}{pc + \alpha(z_0 - h)} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{pc}{pc + \alpha z_0} \left[\ln \left[\frac{z_0 pc + \alpha(z_0 - h)}{h pc} \right] + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \left(\frac{\lambda_g}{h - \lambda_g} \right)^2 \ln \left[\frac{h pc + \alpha(z_0 - \lambda_g)}{\lambda_g pc + \alpha(z_0 - h)} \right] \right] \right].
 \end{aligned}$$

Коэффициенты регрессии для напряженности приведены уже в абсолютном значении — не нормированные на плотность воздуха: $D_0 = (\alpha/\alpha_e)D_C$, $D_C = 216$ кВ/м — критическая напряженность для пробоя на убегающих электронах в воздухе при нормальных условиях, $\alpha_e = 1.67$ МэВ/(г/см²) — минимальное значение для ионизационных потерь электрона в воздухе, $\alpha = 2$ МэВ/(г/см²) — постоянная ионизационных потерь для мюонов при нормальных условиях, $\rho_0 = 1.29 \cdot 10^{-3}$ (г/см³) — плотность воздуха при нормальных условиях, $\rho(z_0) = 1.037 \cdot 10^{-3}$ (г/см³) — плотность на высоте установки (840 г/см²). В выражениях для коэффициентов в качестве энергетической переменной выступает $cp(E)$, поскольку для пороговых значений приближение $E = cp$ не всегда верно. Используемая

вертикальная интенсивность мюонов $I_{\pm\mu}^0$ с порогом E определяется интегрированием (11) с нижним пределом $cp(E)$. Методически достаточно высокая точность оценки коэффициентов регрессии определяется требованием результата в относительных единицах, при этом ошибки, связанные с упрощением вида спектра, компенсируются. Подставим $I_{+\mu}(z_0 > E, \theta_0)$ в (3), проинтегрировав по углу, получим $N_{\mu}(z_0 > E)$. Учитывая процентный состав мюонов N_{μ} в реально измеряемой интенсивности N , $k_{\mu} = N_{\mu}/N$:

$$k_{\mu}(E > 100 \text{ МэВ}) = 0.83, \quad k_{\mu}(E > 1 \text{ ГэВ}) = 1,$$

получим интегральный вариант для коэффициентов регрессии с регулярными параметрами. Учитывая коэффициенты (k_D, m_{σ}, h), связывающие регулярные параметры поля с измеряемым приземным, получим адаптированные к сравнению с экспериментом коэффициенты регрессии:

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta N}{N} &= A_D D + (B_D + B_{\sigma D}) D^2 + A_{\Phi} \Phi + B_{\Phi} \Phi^2, \\
 k_D D &= D_R, \quad (m_{\sigma} D_R)^2 = \sigma_R^2, \\
 A_D &= \delta_D^N k_D A_D^{TH}, \quad B_D = k_D^2 B_D^{TH}, \\
 B_{\sigma D} &= k_D^2 m_{\sigma}^2 B_{\sigma D}^{TH}, \quad A_{\Phi} = \delta_{\Phi}^N A_{\Phi}^{TH}, \\
 B_{\Phi} &= B_{\Phi}^{TH}, \quad A_D^{TH} = \frac{4}{5} k_{\mu} A_D^+, \\
 B_D^{TH} &= \frac{2}{3} k_{\mu} B_D^+, \quad B_{\sigma D}^{TH} = \frac{2}{3} k_{\mu} B_{\sigma D}^+, \\
 A_{\Phi}^{TH} &= \frac{4}{5} k_{\mu} \times \\
 &\times \left[A_{\Phi}^+ + \frac{4}{3} \frac{\ln \left[1 + \sqrt{5/3} \alpha (z_0 - \lambda_g) / E \right]}{\alpha (z_0 - \lambda_g)} \right], \quad (15) \\
 B_{\Phi}^{TH} &= \frac{2}{3} k_{\mu} \times \\
 &\times \left[B_{\Phi}^+ + \frac{3}{2} A_{\Phi}^+ \frac{\ln \left[1 + \sqrt{5/3} \alpha (z_0 - \lambda_g) / E \right]}{\alpha (z_0 - \lambda_g)} - \right. \\
 &\quad \left. - \left[\alpha (z_0 - \lambda_g) \left(E \sqrt{3/5} + \alpha (z_0 - \lambda_g) \right) \right]^{-1} + \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{2} \left[\frac{\ln \left[1 + \sqrt{5/3} \alpha (z_0 - \lambda_g) / E \right]}{\alpha (z_0 - \lambda_g)} \right]^2 \right].
 \end{aligned}$$

Здесь предельный зенитный угол взят 90°, D — измеряемая прибором приземная напряженность, а D_R и σ_R^2 означают соответственно среднюю напряженность и пространственную дисперсию для области атмосферы под локальным зарядом. Параметры

δ_D^N и δ_Φ^N отражают интегральную зарядовую асимметрию мюонов. Они связаны с дифференциальной величиной δ соотношениями

$$\delta_D^N = \frac{\int_E^\infty \delta \cdot J A_D^J dE}{\int_E^\infty J A_D^J dE}, \quad \delta_\Phi^N = \frac{\int_E^\infty \delta \cdot J A_\Phi^J dE}{\int_E^\infty J A_\Phi^J dE}.$$

Параметр δ связан с отношением интенсивностей мюонов разного знака η следующим образом:

$$\delta = \frac{J^+ - J^-}{J^+ + J^-}, \quad \eta = \frac{J^+}{J^-} = \frac{1 + \delta}{1 - \delta}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Alexeyenko, A. E. Chudakov, V. G. Sborshikov, and V. A. Tizengauzen, Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla. **5**, 352 (1985).
2. V. V. Alexeenko, A. B. Chernyaev, A. E. Chudakov, N. S. Khaerdinov, S. Kh. Ozrokov, and V. G. Sborshikov, Proc. 20th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow **4**, 272 (1987).
3. A. S. Lidvansky, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **29**, 925 (2003).
4. V. V. Alexeenko, N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and V. B. Petkov, Phys. Lett. A. **301**, 299 (2002).
5. N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and V. B. Petkov, Atmospheric Res. **76**, 346 (2005).
6. A. Chilingarian, G. Hovsepyan, and M. Zazyan, Geophys. Res. Lett. **48**, e2021GL094594 (2021).
7. B. Hariharan et al. (GRAPES-3 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **122**, 105101 (2019).
8. A. Chilingarian, G. Hovsepyan, E. Svechnikova, and E. Mareev, Phys. Rev. Lett. **124**, 019501 (2020).
9. N. S. Barbashina, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets et al., Instrum. Exp. Tech. **51**, 180 (2008).
10. Н. С. Хаердинов, Дисс. канд. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (2006).
11. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **71**, 1052 (2007).
12. N. S. Khaerdinov and A. S. Lidvansky, 29th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Pune, August 3–10. **2**, 389 (2005).
13. M. Aglietta, B. Alessandro, P. Antonioli et al., Proc. 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City. **7**, SH 3.6.16. (1999).
14. T. Takami, Y. Muraki, Y. Matsubara et al., Proc. 27th Intern. Cosmic Ray Conf., Hamburg. **5**, 4027 (2001).
15. V. V. Alexeenko, N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and V. B. Petkov, Proc. 27th Intern. Cosmic Ray Conf., Hamburg **5**, 4161 (2001).
16. Y. Muraki, W. I. Axford, Y. Matsubara, K. Masuda, Y. Miyamoto, H. Menjou, S. Sakakibara, T. Sako, T. Takami, T. Yamada, S. Shibata, Y. Munakata, K. Munkata, S. Yasue, T. Sakai, K. Mitsui, K. Fujimoto, and E. Flueckiger, Phys. Rev. D **69**, 123010(13) (2004).
17. A. Chilingarian, A. Daryan, K. Arakelyan et al., Phys. Rev. D **82**, 043009 (2010).
18. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, А. Б. Черняев, Изв. РАН, сер. физ. **71**(7), 1056 (2007).
19. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **71**(7), 1060 (2007).
20. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **75**(6), 888 (2011).
21. N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, V. B. Petkov, Yu. P. Surovetsky, and A. F. Yanin, Proc. 28th Intern. Cosmic Ray Conf. Tsukuba, Japan, July 31–August 7, p. 4165 (2003).
22. N. S. Khaerdinov and A. S. Lidvansky, J. Phys.: Conf. Series **409**, 012225 (2013).
23. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **73**(3), 416 (2009).
24. N. S. Khaerdinov and A. S. Lidvansky, J. Phys.: Conf. Ser. **409**, 012230 (2013).
25. В. С. Мурзин, *Астрофизика космических лучей: Учебное пособие для вузов*, Университетская книга, Логос, Москва (2007).
26. С. Хаякава, *Физика космических лучей*, Мир, Москва (1974).
27. Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике, Наука*, Москва с.602, (1978).
28. M. Circella, M. I. Ambriola, G. Barbiellini et al., Proc. 26th Intern. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City. **2**, 72 (1999).
29. K. Kh. Kanonidi, N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and L. E. Sobisevich, Astrophys. Space Sci. Trans. (ASTRA) **7**, 279 (2011).

30. К. Х. Канониди, А. С. Лидванский, Л. Е. Собисевич, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **75**(6), 884 (2011).
31. А. С. Лидванский, Н. С. Хаердинов, Известия РАН, сер. физ. **77**(5), 649 (2013).
32. К. Х. Канониди, А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **79**(5), 733 (2015).
33. Н. С. Хаердинов, А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **83**(5), 650 (2019).
34. N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and M. N. Khaerdinov, J. Physics: Conf. Series **1468**, 012100 (2020).
35. Н. С. Хаердинов, Д. Д. Джаптуев, К. Х. Канониди, А. У. Куджаев, А. С. Лидванский, В. Б. Петков, М. . Хаердинов, Вестник КРАУНЦ, Физ.-мат. науки **34**(1), 174 (2021).
36. Н. С. Хаердинов, Д. Д. Джаптуев, К. Х. Канониди, А. У. Куджаев, А. С. Лидванский, В. Б. Петков, М. Н. Хаердинов, Вестник КРАУНЦ, Физ.-мат. науки **34**(1), 193 (2021).
37. Н. С. Хаердинов, Д. Д. Джаптуев, К. Х. Канониди, А. У. Куджаев, А. Н. Куреня, А. С. Лидванский, В. Б. Петков, М. Н. Хаердинов, Известия РАН, сер. физ. **85**(11), 1661 (2021).
38. А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **79**(5), 736 (2015).
39. F. Freund, J. Asian Earth Sciences **41**(4-5), 383 (2011).
40. К. Х. Канониди, А. Н. Куреня, А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **79**(5), 730 (2015).
41. К. Х. Канониди, А. С. Лидванский, М. Н. Хаердинов, Н. С. Хаердинов, Изв. РАН, сер. физ. **81**(2), 242 (2017).