

РЕГИСТРАЦИЯ ОТРАЖЕННОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО
СВЕТА ШАЛ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СФЕРА
КАК МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ*

*Р. А. Антонов*¹, *Т. В. Аулова*¹, *Е. А. Бонвеч*¹,
В. И. Галкин^{1,2}, *Т. А. Джатдоев*¹, *Д. А. Подгрудков*^{1,2},
*Т. М. Роганова*¹, *Д. В. Чернов*^{1,**}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

² Физический факультет Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова, Москва

ВВЕДЕНИЕ	116
МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	118
Методы, основанные на регистрации частиц ШАЛ	118
Методы, основанные на регистрации излучений ШАЛ	119
Некоторые общие замечания о результатах наблюдений	120
ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ МЕТОДА	121
Первые измерения	121
Развитие методики	122
НАЧАЛЬНЫЕ ЭТАПЫ ЭКСПЕРИМЕНТА СФЕРА	123
Прототип установки СФЕРА	123
Установка СФЕРА-1	125
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ С УСТАНОВКОЙ СФЕРА-2	129
Геометрия эксперимента	129

*Расширенный текст доклада на VI Черенковских чтениях «Новые методы в экспериментальной ядерной физике и физике частиц», Москва, ФИАН, 9 апреля 2013 г.

**E-mail: chr@dec1.sinp.msu.ru

Конструкция установки СФЕРА-2	130
Серии измерений с установкой СФЕРА-2	134
Оценка точности регистрации и калибровка детектора	136
МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ ДАННЫХ	141
Модель отклика детектора	142
Расчет эффективного геометрического фактора	144
Оценка точности расчета геометрического фактора	147
Восстановление ФПР экспериментальных событий	148
Оценка энергии первичных ядер	151
Процедура восстановления спектра всех ядер	151
Разделение групп ядер ПКЛ	153
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА СФЕРА-2	153
Энергетический спектр	154
Оценка состава ПКЛ	155
ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА СФЕРА	155
Задачи новых экспериментов	156
Проект установки высокого разрешения СФЕРА-HD	157
Проект применения методики в Антарктиде	158
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	159
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	160

РЕГИСТРАЦИЯ ОТРАЖЕННОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА ШАЛ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СФЕРА КАК МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ*

*Р. А. Антонов*¹, *Т. В. Аулова*¹, *Е. А. Бонвеч*¹,
В. И. Галкин^{1,2}, *Т. А. Джатдоев*¹, *Д. А. Подгрудков*^{1,2},
*Т. М. Роганова*¹, *Д. В. Чернов*^{1,**}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

² Физический факультет Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова, Москва

Несмотря на большое количество экспериментов, проведенных в последние десятилетия, неопределенность спектра всех ядер первичного космического излучения (ПКЛ) сверхвысоких энергий все еще значительна, а результаты многих экспериментов по исследованию ядерного состава ПКЛ противоречат друг другу. В данной статье представлен обзор эксперимента СФЕРА по регистрации отраженного от снежной поверхности Земли излучения Вавилова–Черенкова широких атмосферных ливней (ШАЛ). Представлен ряд экспериментальных работ, реализующих данный метод, проанализированы их результаты. Кратко рассматриваются другие основные методы исследования ПКЛ сверхвысоких энергий ($E_0 > 10^{15}$ эВ), их преимущества и недостатки. Рассматривается аппаратура эксперимента СФЕРА-2 и методика ее калибровки. Обсуждаются оптические свойства снега, важные в экспериментах с отраженным черенковским светом (ЧС) ШАЛ, описана история наблюдений отраженного ЧС ШАЛ. Представлен алгоритм моделирования отклика детектора, расчета эффективного геометрического фактора регистрации ливней. Описана процедура обработки экспериментальных данных с последующим восстановлением спектра всех ядер ПКЛ и исследованием массового состава. Представлены первые результаты реконструкции спектра и разделения групп ядер космических лучей высоких энергий в эксперименте СФЕРА-2. Рассмотрены основные источники систематических погрешностей. Обсуждаются перспективы развития методики наблюдения отраженного ЧС ШАЛ в будущих экспериментах.

*Расширенный текст доклада на VI Черенковских чтениях «Новые методы в экспериментальной ядерной физике и физике частиц», Москва, ФИАН, 9 апреля 2013 г.

**E-mail: chr@dec1.sinp.msu.ru

Despite the efforts of numerous experiments with different components of extensive air showers (EAS) in the last decades, the uncertainty in all the nuclei spectrum of primary cosmic rays is still high and the results on chemical composition of primary cosmic rays from different experiments contradict each other. In this study, an overview of the SPHERE experiment based on detection of the Vavilov–Cherenkov radiation from EAS reflected from the snow surface and of various experiments based on the same method in the same energy region ($E_0 > 10^{15}$ eV) is given. In particular, experimental results, methods of analysis of collected data along with subsequent methods of spectrum and mass composition reconstruction, their advantages and weak points are discussed. In the overview of the SPHERE experiment, its history with the description of the SPHERE apparatus and equipment is given. Besides this, the optical properties of the snow, which are crucial for this registration technique, problems and methods of calibration and data control, methods of the detector response modelling and effective exposition, and experimental data processing procedures are discussed. Then the first results on the energy spectrum and mass composition reconstruction of the SPHERE experiment are given and discussed and the main sources of systematic uncertainties that can affect these results are evaluated. Finally, prospects of the SPHERE experiment and this technique are given.

PACS: 29.40.Ka; 96.50.S-

ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ) — частицы, ускоряющиеся в активных объектах самой различной природы и заполняющие объем Галактики и экстрагалактическое пространство, — могут являться важным фактором динамики космических систем [1]. Дистанционные методы изучения КЛ, целью которых является получение информации о КЛ вдали от Земли, и сегодня играют важную роль. Так, наблюдения молекулярных облаков гамма-телескопом FERMI-LAT [2] могут быть использованы для восстановления формы спектра первичных космических лучей (ПКЛ) за пределами Солнечной системы [3,4]. Тем не менее основным источником информации о ПКЛ все же остается их регистрация у Земли.

Энергетический спектр ПКЛ простирается не менее чем на 12 порядков по энергии, от 10^9 до 10^{21} эВ, и круто падает с ростом энергии. Частицы ПКЛ с энергиями до 10^{15} эВ могут регистрироваться прямыми методами с помощью детекторов, расположенных на космических аппаратах и высотных аэростатах [5,6]. Интенсивность частиц сверхвысоких энергий (более 10^{15} эВ) настолько мала, что все исследования ПКЛ таких энергий в настоящее время проводятся косвенными методами по характеристикам широких атмосферных ливней (ШАЛ) — каскадов вторичных частиц, генерируемых частицами ПКЛ в атмосфере Земли. Характеристики ШАЛ сильно флуктуируют, и эти флуктуации в основном определяются развитием адронного каскада, который дает начало всем другим компонентам ШАЛ. Поэтому результаты анализа экспериментальных данных зависят от свойств ядро-ядерных взаимодействий

при сверхвысоких энергиях, которые, в свою очередь, до сих пор в точности не известны.

Детекторы ПКЛ сверхвысоких энергий регистрируют различные компоненты ШАЛ: электронно-фотонную, мюонную и адронную, флуоресцентное излучение, излучение Вавилова–Черенкова и др. Настоящая работа посвящена обзору сравнительно новой методики изучения ПКЛ — регистрации оптического излучения Вавилова–Черенкова, чаще называемого черенковским светом ШАЛ (ЧС ШАЛ), отраженного от снежной поверхности. Такой подход обладает рядом преимуществ:

1) метод позволяет обеспечивать значительную площадь регистрации ЧС ШАЛ при использовании компактного прибора;

2) поля зрения отдельных чувствительных элементов прибора покрывают существенную часть обозреваемой площади, что позволяет наблюдать ЧС ШАЛ непосредственно в приосевой области ливня, как правило, недоступной наземным детекторам;

3) возможность изменения высоты подъема детектора позволяет исследовать одни и те же участки спектра ПКЛ с различным разрешением (расстоянием между центрами полей зрения соседних чувствительных элементов), что позволяет контролировать величину систематических эффектов.

При реализации метода регистрации отраженного ЧС ШАЛ важную роль играют свойства снежной поверхности. Результаты изучения оптических свойств снега неоднократно публиковались несколькими группами ученых [7–9].

Результаты моделирования, приведенные в работе [8], показывают, что в диапазоне длин волн от 300 до 600 нм относительный коэффициент отражения для чистого снега стабилен в пределах 3% для зенитных углов источника света от 0 до 80°. Из приведенных результатов и известной спектральной характеристики ЧС [10] можно сделать вывод о том, что снежная поверхность отражает ЧС с незначительными спектральными искажениями в диапазоне зенитных углов до 80° и может быть использована в качестве экрана при регистрации ЧС ШАЛ.

По сравнению с наземными черенковскими установками, регистрирующими прямой ЧС ливней, снежная поверхность позволяет исключить влияние отражения света от стекла фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Во многих современных приборах для измерения светового потока применяется так называемая косинусная насадка [11], изготавливаемая из полупрозрачного матового материала. Такая насадка, рассеивая падающий поток фотонов, позволяет исключить влияние зависимости коэффициента отражения от поверхности оптических элементов прибора от угла падения излучения [11, 12]. При регистрации отраженного от снежной поверхности ЧС ШАЛ функцию «косинусной насадки» выполняет снег. Поэтому данный метод регистрации позволяет проводить измерения плотности ЧС с высокой точностью.

В разд. 1 кратко рассмотрена специфика регистрации различных компонент ШАЛ, область применимости соответствующих экспериментальных методов, их характерные преимущества и недостатки. В разд. 2 и 3 описана история развития методики наблюдения отраженного ЧС ШАЛ. В настоящее время наиболее надежные результаты с помощью метода регистрации отраженного ЧС ШАЛ получены с использованием данных установки СФЕРА-2. Аппаратура установки, методы калибровки детектора и наблюдения, проведенные с использованием установки СФЕРА-2, рассмотрены в разд. 4. Моделирование отклика детектора и алгоритмы анализа данных описаны в разд. 5, полученные результаты — в разд. 6. Наконец, возможности дальнейшего развития методики наблюдения отраженного ЧС ШАЛ обсуждаются в разд. 7.

1. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Компоненты ШАЛ могут быть разделены на две большие группы: каскадные частицы (адроны, мюоны, электроны и гамма-кванты) и излучения, сопровождающие развитие каскада (черенковский и флуоресцентный свет (ФС), радиоизлучение, микроволновое излучение и акустические эффекты). Большие современные детекторы, такие как Pierre Auger Observatory (Auger) [13], Telescope Array (TA) [14], Якутская установка [15, 16], являются гибридными, т. е. регистрируют различные компоненты ШАЛ.

1.1. Методы, основанные на регистрации частиц ШАЛ. Наблюдения заряженной компоненты ШАЛ — один из самых старых и наиболее проработанных методов исследования спектра ПКЛ. Излом в спектре ПКЛ при энергии $\sim 3 \cdot 10^{15}$ эВ — так называемое колено — был обнаружен именно в распределении по числу заряженных частиц в ливне [17]. Подавляющее большинство заряженных частиц ШАЛ высокой энергии составляют электроны и позитроны. Для регистрации электронов ШАЛ используются различные экспериментальные методы. Изначально для этого применялись счетчики Гейгера–Мюллера, например в установке ШАЛ МГУ [17]. В настоящее время наиболее распространенными являются сцинтилляционные детекторы (KASCADE-Grande [18]), AGASA [19], TA [20]). В эксперименте Auger заряженная компонента ШАЛ регистрируется 1600 водяными баками площадью 12 м^2 каждый [21].

Регистрация заряженной компоненты ШАЛ не зависит от прозрачности атмосферы и уровня фоновой засветки и позволяет обеспечить почти непрерывное время работы установки, что является большим преимуществом при изучении формы спектра и анизотропии ПКЛ [22]. Форма функции пространственного распределения (ФПР) электронов ливня, в принципе, может быть использована для исследования ядерного состава ПКЛ [23].

С другой стороны, развитие ШАЛ зависит от профиля плотности атмосферы, а наблюдению доступны лишь те частицы, которые дошли до поверхности Земли. Форма ФПР электронов ливня, как правило, может быть определена лишь со значительной погрешностью, что снижает чувствительность этой величины к ядерному составу ПКЛ. Поэтому для исследования ядерного состава ПКЛ обычно используется комбинация двух величин — измеренного количества электронов N_e и мюонов N_μ в ливне (или соответствующих «усеченных» величин в круге или кольце с центром в оси ливня) [24]. Количество мюонов N_μ в ливне невелико по сравнению с N_e , поэтому величина N_μ трудна для точного измерения. Кроме того, расчетная величина N_μ особенно сильно зависит от модели ядро-ядерного взаимодействия при сверхвысоких энергиях [25], что серьезно затрудняет исследование ядерного состава ПКЛ указанным методом. В свою очередь, величина N_e , которая часто используется как мера энергии первичной частицы, также зависит от состава ПКЛ, что приводит к появлению дополнительной систематической погрешности измеренного спектра всех ядер.

1.2. Методы, основанные на регистрации излучений ШАЛ. Поскольку каждый электрон ливня, имеющий достаточно большую энергию (выше 22 МэВ на уровне моря), образует большое количество черенковских фотонов, полный поток ЧС ШАЛ приблизительно пропорционален энергии первичной частицы, образовавшей ШАЛ. Однако непосредственно измерить полный поток ЧС наземными установками нельзя: измеряется только плотность потока черенковских фотонов в детекторах установки, как правило, удаленных друг от друга на довольно большие расстояния (десятки или сотни метров). Используя расчетные ФПР, возможно оценить полный поток ЧС ШАЛ и энергию первичной частицы.

Тем не менее форма ФПР ЧС ШАЛ может быть восстановлена с меньшей погрешностью, чем форма ФПР электронов ливня, что упрощает исследование состава ПКЛ черенковскими методами. Тем самым появляется принципиальная возможность уменьшения зависимости измеренного спектра всех ядер от состава ПКЛ при условии учета информации о форме ФПР ЧС ШАЛ. Эта возможность впервые была последовательно реализована в работах группы СФЕРА (см. подробнее разд. 5).

Заряженные частицы ШАЛ при прохождении атмосферы возбуждают молекулы азота. Снимая это возбуждение, молекулы азота изотропно излучают флуоресцентный свет, регистрируемый в современных установках (Auger [13], TA [14], HiRes [26]) с помощью телескопов. Поскольку основной заряженной компонентой ШАЛ вблизи максимума ливня являются электроны и их пространственное расположение таково, что половина всех электронов находится не далее 140 м от оси ливня, изображение ливня на матрице ФЭУ телескопа выглядит как линия переменной яркости, т. е. регистрируется каскадная кривая ливня. Восстановление энергии и типа первичной частицы по

данным флуоресцентных телескопов проводится по форме каскадной кривой и глубине максимума каскада X_{\max} .

Наиболее распространенным методом исследования ядерного состава ПКЛ с помощью черенковской методики является метод глубины максимума (см. обзор [25]). Параметр X_{\max} непосредственно не измеряется в черенковских экспериментах, однако может быть оценен исходя из статистических зависимостей показателя наклона ФПР ЧС ШАЛ (отношения интегралов полного числа черенковских фотонов в кольцах с различными радиусами) или формы импульса ЧС ШАЛ на некотором расстоянии от оси ливня от глубины максимума каскада.

К сожалению, наблюдения ЧС и ФС ШАЛ возможны только в ясные безлунные ночи, а это не более 5–10 % всего времени, что является главным недостатком оптических методов регистрации ШАЛ. В отличие от черенковского света флуоресцентный свет ШАЛ не обладает направленностью и его выход ниже, чем черенковского света, поэтому порог флуоресцентных детекторов, как правило, составляет не менее $3 \cdot 10^{17}$ эВ.

Методика наблюдения и анализа радиосигнала ШАЛ в последнее время развивается очень быстро [27]. В то же время убедительные свидетельства чувствительности радиосигнала к ядерному составу ПКЛ получены лишь совсем недавно [28]. Кроме того, следует отметить, что порог для уверенного наблюдения радиосигнала от ШАЛ довольно высок: так, в работе [27] рассматриваются характеристики событий с энергиями выше $5 \cdot 10^{16}$ эВ, поэтому радиометод, будучи сравнительно дешевым, наиболее перспективен в области предельно высоких энергий. Исследования, направленные на регистрацию микроволнового [29,30] и акустического излучения ШАЛ [31], находятся на еще более ранней стадии развития.

1.3. Некоторые общие замечания о результатах наблюдений. К настоящему времени в области сверхвысоких энергий имеется несколько десятков измерений спектра и исследований ядерного состава ПКЛ по различным компонентам ШАЛ. Результаты сравнительно недавних экспериментов по спектру всех ядер приводятся в [15, 16, 18, 32, 33]. Хотя спектры всех ядер, полученные за последние два года на крупных установках, хорошо согласуются между собой [34], отличие результатов некоторых других экспериментов часто выходит за рамки заявленных неопределенностей и значительно по абсолютной величине. Так, спектр эксперимента GAMMA [35] имеет статистически значимый (более 4σ) острый пик при энергии $8 \cdot 10^{16}$ эВ, который отсутствует в данных других экспериментов — Akeno [36], Tibet-III [37] и KASCADE-Grande [18, 38]. Данный пик присутствует в спектре сезона 2009–2010 гг. эксперимента «Тунка-133» [39], но отсутствует в спектре сезона 2010–2011 гг. [40].

Для ядерного состава ПКЛ по результатам большинства экспериментов публикуются только оценки среднего логарифма массового числа $\langle \ln A \rangle$ без

разделения ядер по группам [24, 26, 41–44], при этом разброс измеренных значений $\langle \ln A \rangle$ весьма велик [25]. Последние результаты эксперимента KASCADE-Grande [45], в котором получены отдельно спектры «легкой» (преимущественно p и He) и «тяжелой» компонент (группы ядер CNO, Si и Fe), оказались неожиданными, так как переход к экстрагалактическим источникам оказался плавным. Даже при энергии 10^{18} эВ доля тяжелых ядер велика, что плохо согласуется с результатами HiRes [46], TA [14] и Auger [13]. В любом случае наличие значительной (более 50 %) доли легкой компоненты в составе ПКЛ при энергии выше 10^{18} эВ, что не противоречит результатам последних экспериментов, приводит к серьезным сложностям одной из самых популярных моделей перехода от галактических к экстрагалактическим источникам — модели «лодыжки» [47], поскольку анизотропия ПКЛ в ряде галактических моделей оказывается слишком велика [48] и противоречит результатам Auger [22, 49].

Эти соображения демонстрируют необходимость продолжения исследований спектра и состава космических лучей сверхвысоких энергий различными методами. Похожие соображения высказывались и ранее [50–56]. Как видим, с 2008 г. экспериментальная ситуация не слишком изменилась. В трех последних работах была представлена новая методика исследования состава ПКЛ на основании пространственно-углового распределения ЧС ШАЛ, способная радикально улучшить разделимость групп ядер ПКЛ. До тех пор, пока эта методика не реализована, форма ФПР ЧС ШАЛ остается одним из лучших индикаторов массового состава ПКЛ.

2. ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ МЕТОДА

Метод регистрации отраженного от снежной поверхности ЧС ШАЛ, генерируемых космическими лучами сверхвысоких энергий, был впервые предложен А. Е. Чудаковым [57]. Предлагалось установить на борту самолета два фотоумножителя и два электронно-оптических преобразователя (ЭОП) с одинаковыми углами зрения $\pm 45^\circ$. Все четыре прибора должны были обозревать заснеженную поверхность Земли с высоты порядка 10 км. Одновременное срабатывание амплитудных дискриминаторов двух ФЭУ полагалось триггерным условием срабатывания затворов фотоаппаратов, установленных на ЭОП. Последующая обработка изображений пятен излучения Вавилова–Черенкова от ШАЛ на снимках должна была дать информацию об энергии и направлении прихода первичной космической частицы.

2.1. Первые измерения. Первая попытка осуществить измерения с использованием этой методики была предпринята Д. Наваррой [58] в конце 1970-х – начале 1980-х гг. в Италии. Измерения проводились с помощью четырех параболических зеркал $0,6 \text{ м}^2$ с одним ФЭУ или семью ФЭУ, соединенными параллельно, в фокусе каждого зеркала (рис. 1). Эксперимент

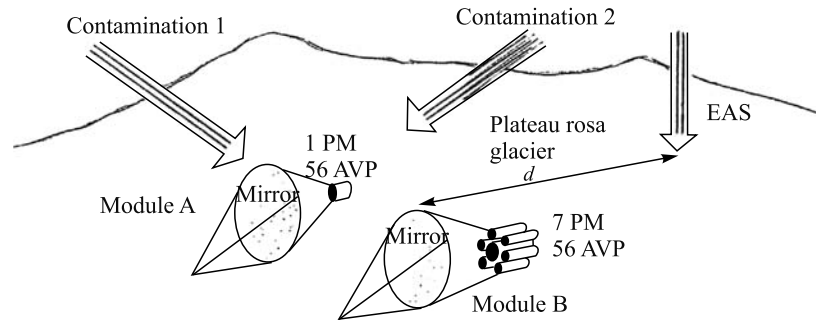


Рис. 1. Схема эксперимента Д. Наварры в Альпах на высоте 3500 м. Рисунок из оригинальной статьи 1981 г. [58]

проводился в горах на высоте 3500 м над уровнем моря. Детекторы с углом зрения 3° располагались на расстоянии 1000 м от ледника и осматривали область с радиусом 27,5 м. Исследовались различные конфигурации установки. В результате работы был получен интегральный спектр, в котором интенсивность событий соответствовала ожидаемой. Дальнейшего развития эта работа не получила.

2.2. Развитие методики. В то же время в ряде работ Р. А. Антонова и др. [59–61] было предложено использовать оптическую систему Шмидта, состоящую из сферического зеркала, в фокусе которого устанавливаются ФЭУ, и корректирующей диафрагмы. Преимуществом такой системы является большой, до 1 ср, угол зрения установки при хорошей светосиле, что позволяет обозревать значительную площадь. При достаточно большом количестве ФЭУ в фокусе зеркала появляется возможность анализа изображений световых пятен без использования ЭОП. Кроме того, в этих работах было предложено использовать аэростат для поднятия установки над заснеженной поверхностью. Эта методика реализуется в эксперименте СФЕРА.

Эксперимент СФЕРА планируется провести в три этапа. На первом этапе при поднятии прибора с помощью привязного аэростата на высоту до 1000 м отрабатывается методика измерений, изучаются возможность понижения энергетического порога, природа фоновых событий, пространственно-временных характеристик регистрируемых ливней, а также проводится измерение энергетического спектра в области энергий свыше 10^{16} эВ. На втором этапе будет изучаться энергетический спектр вплоть до энергий 10^{18} эВ при поднятии прибора на высоту до 3 км. На третьем этапе планируется изучение энергетического спектра вплоть до энергий 10^{20} эВ в процессе длительного зимнего полета аэростата над Антарктидой на высоте 30–40 км.

На момент написания данного обзора заканчивается первый этап реализации эксперимента.

3. НАЧАЛЬНЫЕ ЭТАПЫ ЭКСПЕРИМЕНТА СФЕРА

3.1. Прототип установки СФЕРА. В начале 1990-х гг. в горах Тянь-Шаня были проведены первые измерения энергетического спектра ПКЛ с использованием прототипа установки СФЕРА. Со склона горы установка обозревала заснеженную поверхность замерзшего Большого Алма-атинского озера (рис. 2).

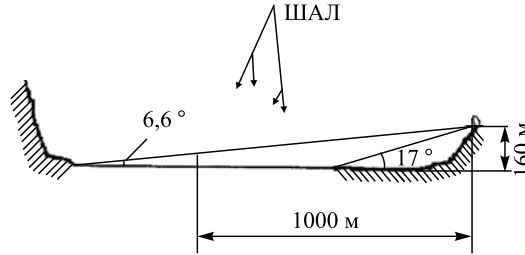


Рис. 2. Геометрия эксперимента с прототипом установки СФЕРА на Большом Алма-атинском озере

3.1.1. Конструкция прототипа. Оптическая часть установки состояла из сферического зеркала диаметром 1,2 м и радиусом кривизны 0,75 м, диафрагмы с диаметром окна 0,8 м и мозаики из 19 ФЭУ-110 [62], расположенной в фокусе зеркала.

Электроника установки включала в себя 20 независимых каналов регистрации, один из них резервный, оцифровывавших анодный ток ФЭУ. Запуск процесса регистрации производился платой «мастера» при выполнении одного из условий: превышение амплитуды анодного импульса ФЭУ некоторого порогового уровня в любом ФЭУ — «мастер М1», или превышение заданного уровня в двух соседних ФЭУ, один из которых находился в центральном горизонтальном ряду, — «мастер М2». Выбор такого условия был продиктован тем, что только ФЭУ из центрального ряда смотрели непосредственно на озеро. После окончания процесса оцифровки информация по кабелю передавалась на управляющий компьютер и сохранялась.

Постоянный ток ФЭУ-110 пропорционален средней освещенности фотокатодов фоном звездного неба. В течение эксперимента периодически проводилось измерение постоянной составляющей анодных токов ФЭУ, что позволило контролировать прозрачность атмосферы в процессе измерений.

3.1.2. Результаты работы прототипа. В результате проведенных измерений с прототипом установки СФЕРА впервые в мире методом регистрации ЧС, отраженного от снежной поверхности Земли, был получен энергетический спектр ПКЛ, приведенный на рис. 3. Сложная геометрия эксперимента, показанная на рис. 4, привела к увеличению пороговой области зарегистрированного спектра. Тем не менее две точки спектра хорошо согласовались с результатами других экспериментов [73] в области энергий 10^{17} эВ.

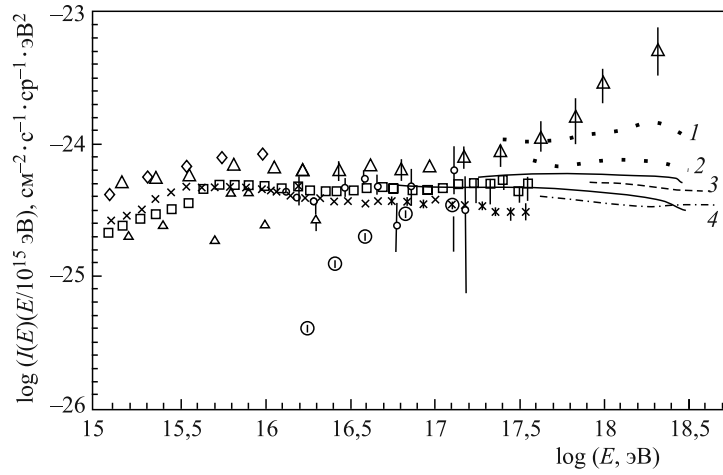


Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр по данным прототипа установки СФЕРА (1996 г.): \times — МГУ [63]; \square — Акено [36, 64]; \diamond — Тянь-Шань [65]; \triangle — Тянь-Шань [65]; \triangle — Самарканд [66]; 1 — Якутск85 [67]; 2 — Якутск91 [67]; \circ — Якутск [68]; 3 — Naverah Park [69]; 4 — Fly's Eye [70, 71]; \circ — СФЕРА [72]

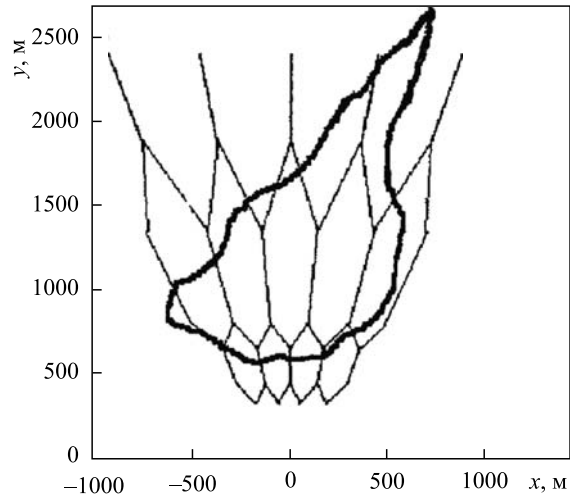


Рис. 4. Контур озера с обозначением площадей, осматриваемых несколькими центральными ФЭУ мозаики

Результаты этого эксперимента подтвердили возможность использования данного метода для измерения энергетического спектра и заложили фундамент для его дальнейшего развития.

3.2. Установка СФЕРА-1. В конце 1990-х гг. была создана аэростатная установка СФЕРА-1. В электронику аппаратуры было добавлено измерение длительностей импульсов ФЭУ и установлен бортовой компьютер. Потребление энергии было снижено до 30 Вт, что позволило питать аппаратуру от аккумуляторов и поднимать ее на привязном аэростате на высоту до 1000 м.

3.2.1. Конструкция установки СФЕРА-1. На рис. 5 представлена оптическая часть установки, состоявшая из сферического зеркала диаметром 1,2 м, в фокальной поверхности которого размещена мозаика из 19 фотоумножителей ФЭУ-110, и корректирующей диафрагмы диаметром 0,8 м. При высоте подъема 1 км каждый из ФЭУ осматривал площадь диаметром около 200 м.

Установка могла работать в одном из двух режимов измерения. В режиме «мастер М2» триггерным условием являлось превышение амплитудой импульса пороговой величины дискриминатора одновременно в любых двух ФЭУ мозаики, в режиме «мастер М1» было достаточно превышения порога в любом ФЭУ. При выполнении триггерного условия регистрировался заряд анодных импульсов за интервал времени 2,0 мкс в каждом фотоумножителе, а также времена начала и окончания импульсов с дискретностью 30 нс.

Управление работой электроники осуществлялось бортовым компьютером в автоматическом режиме. Установление величины высокого напряжения питания ФЭУ и величины порогов дискриминаторов происходило про-

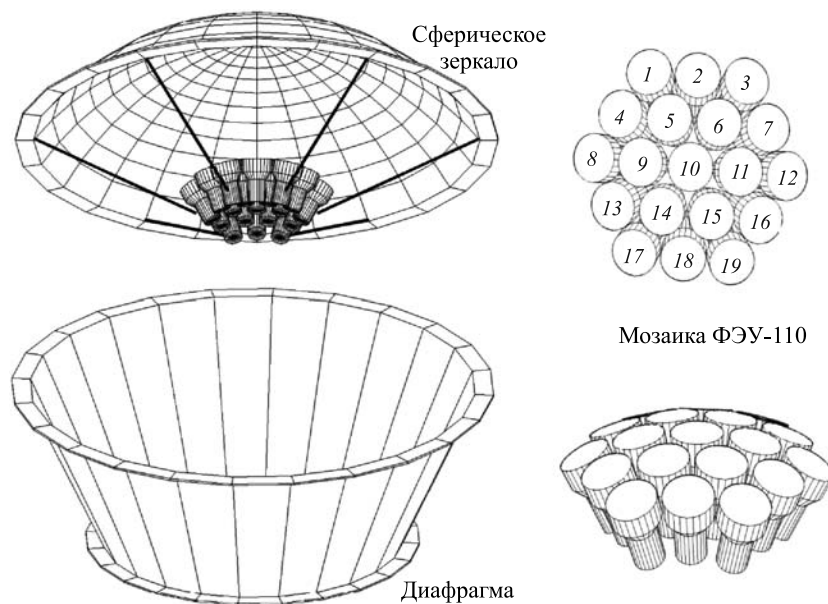


Рис. 5. Схема оптической системы установки СФЕРА-1

граммно, исходя из текущих и максимально допустимых значений токов ФЭУ. Токи ФЭУ, напряжение питающих аккумуляторов и температура внутри контейнера с электроникой постоянно контролировались. Стабильность усиления ФЭУ контролировалась путем периодической подачи через световоды на каждый ФЭУ световых импульсов различной интенсивности от светодиода. Данные записывались на жесткий диск бортового компьютера.

Было произведено несколько подъемов установки с помощью аэростата АЗ-55 на полигоне Лягоши в 30 км от города Вольска Саратовской области в период с 1997 по 2000 г. В сеансах наблюдений 1997 и 1998 гг. были проведены первые измерения энергетического спектра в области энергий 10^{16} – 10^{17} эВ [74]. В этих измерениях применялись ультрафиолетовые фильтры УФС-1 [75] толщиной 6 мм для подавления светового фона звезд. Однако экспериментальные данные оказались зашумлены фоновыми событиями, обусловленными регистрацией вспышек от частиц, проходивших через фильтры и стекло фотоумножителей детектора. К измерениям 2000 г. фильтры были убраны, количество фоновых событий сократилось и доля зарегистрированных событий от ШАЛ увеличилась.

В течение нескольких последующих лет шла подготовка к проведению запусков установки СФЕРА-1 на аэростате в Антарктиде в условиях полярной ночи. Предполагалось, что время экспозиции установки составит несколько сотен часов. Установка была доставлена на российскую антарктическую станцию «Новолазаревская», проведено измерение звездного фона рядом со станцией. К сожалению, в 2004 г. при запуске аэростата трос, удерживающий установку, порвался и установка СФЕРА-1 была потеряна.

3.2.2. Результаты работы установки СФЕРА-1. В 2000 г. в течение 10-часового полета установки СФЕРА-1 на привязном аэростате на высоте 900 м было зарегистрировано около 400 событий, обусловленных черенковским светом ШАЛ. Обработка экспериментальных данных позволила впервые получить изображения вспышек черенковского света от ШАЛ на снежном «экране». По полученным данным был построен спектр ПКЛ в области 10^{16} – 10^{17} эВ [76].

Время измерений составило 457 мин (164 мин при «мастере М1» и 293 мин при «мастере М2»). Было зарегистрировано 228 327 и 102 239 срабатываний триггера соответственно. Подавляющая часть событий была обусловлена флуктуациями светового фона звездного неба, величина которых составляла около 100 ф.э. на детектор за 2 мкс. Анализ полученных данных показал, что события, обусловленные как звездным небом, так и техногенными причинами, практически не содержат импульсов длительностью более 30 нс, что позволяет хорошо отсеивать такие события. На рис. 6 точками отмечен спектр импульсов, отобранных по критерию длительности. Квадратами показан лабораторный спектр с уровнем светового фона, равным фону в эксперименте. По оси абсцисс отложены значения сумм фотоэлектронов,

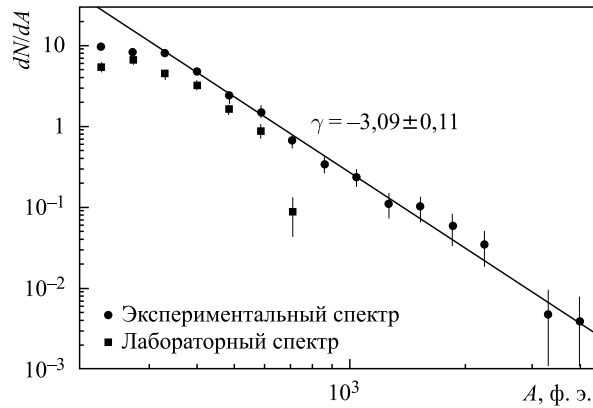


Рис. 6. Дифференциальные спектры по данным эксперимента и лаборатории с эквивалентным уровнем фонового света

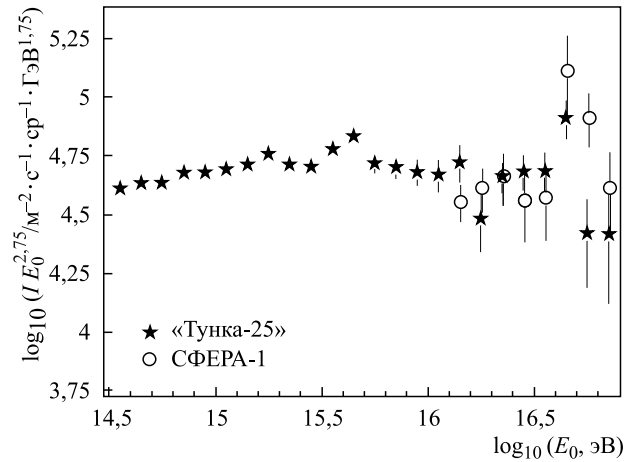


Рис. 7. Энергетический спектр ПКЛ установки СФЕРА-1 по данным 2001 г.

зарегистрированных тремя фотоумножителями с наибольшими амплитудами. При переходе от этого спектра к энергетическому спектру космических частиц были учтены результаты моделирования [74, 77].

Полученный энергетический спектр первичных космических лучей приведен на рис. 7 в сравнении с данными эксперимента «Тунка-25» [78]. В пределах статистической погрешности полученные данные согласуются. Показатель наклона спектра $\gamma = -3,09 \pm 0,11$.

По форме изображения светового пятна на мозаике ФЭУ (рис. 8) было проведено изучение возможности реконструкции таких параметров ливня, как

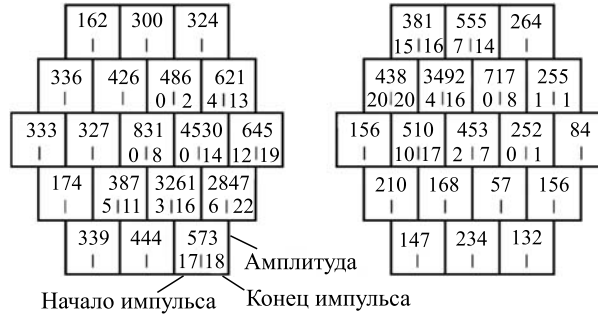


Рис. 8. Пример двух зарегистрированных событий. Амплитуда заряда за 2 мкс приведена в фотоэлектронах, времена даны в единицах кода 30 нс. Характерный диаметр осматриваемой одним детектором области на поверхности Земли составляет 200 м

координаты и угол наклона оси, форма функции пространственного распределения черенковского света.

Из 44 событий с энергией выше $3 \cdot 10^{16}$ эВ, оси которых попали в центральную часть поля зрения установки, были отобраны 19. Положение оси ливня в событии находилось по «центру тяжести» наблюдаемого изображения. Направление прихода и форма ФПР ЧС находились методом минимизации χ^2 . ФПР ЧС принималась в виде

$$Q(R) = A \left(1 + \frac{R}{R_0} \right)^{-4,3}, \quad (1)$$

где R_0 — параметр ливня, а R — расстояние от оси ливня. Оценка точности восстанавливаемых параметров проводилась на основе обработки выборки моделированных событий. Для событий с энергией порядка $3 \cdot 10^{16}$ эВ моделировались наборы по 50 событий с зенитными углами $\theta = 8, 25, 40$ и 60° . Величина R_0 принималась равной 200 м. Результаты обработки приведены в табл. 1.

Таблица 1. Оценка точности восстанавливаемых параметров ШАЛ

Наклон оси, °	8	35	60
$\sigma(\theta), ^\circ$	7	7	6
$\sigma(R_0), \text{ м}$	10	30	40
$\sigma(x_0, y_0), \text{ м}$	5	7	10
$\sigma(E_0), \%$	10	10	10

Для событий, зарегистрированных в эксперименте, среднее значение величины зенитного угла составило 37° , а среднее значение R_0 — 325 м. Форма средней ФПР ЧС, измеренной в Якутске для ШАЛ с зенитными углами от 0 до 30° [79], описывается выражением (1) с параметром R_0 порядка 200 м, плавно растущим с увеличением зенитного угла ШАЛ.

Таким образом, экспериментальные данные установки СФЕРА-1 об энергетическом спектре ПКЛ и величине параметров индивидуальных ШАЛ согласуются с совокупностью имеющихся в этой области данных.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ С УСТАНОВКОЙ СФЕРА-2

Дальнейший прогресс в развитии данного метода связан с модернизацией установки и проведением регулярных подъемов установки в климатически более благоприятном районе.

4.1. Геометрия эксперимента. Установка СФЕРА-2 предназначена для подъема в темное время суток на привязном аэростате на высоту до 1 км (рис. 9). Установка работает подобно видеокамере, регистрируя динамику световых пятен, образуемых ЧС ШАЛ на покрытой снегом поверхности Земли.

Старты аэростата проводились с оборудованной площадки на льду озера Байкал (рис. 10). В месте проведения измерений были изучены оптические

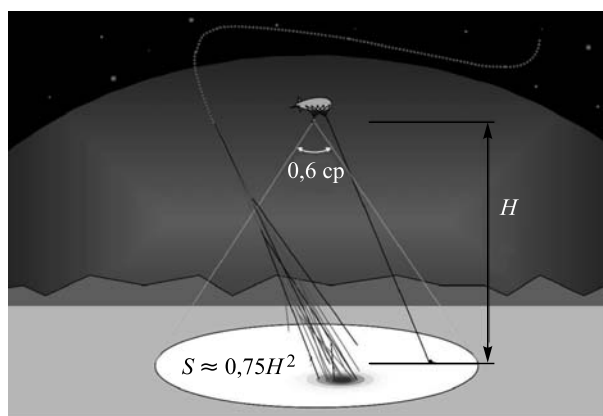


Рис. 9. Схема эксперимента с установкой СФЕРА-2

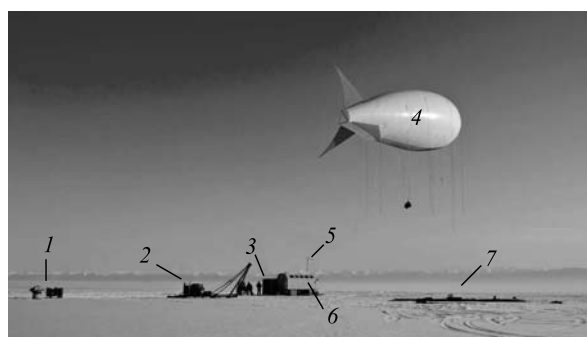


Рис. 10. Пробный запуск аэростата с эквивалентной нагрузкой для регулировки угла атаки аэростата. Оборудование стартовой площадки: 1 — кабель питания (1 км) и резервный генератор; 2 — лебедка; 3 — ящик с установкой СФЕРА-2; 4 — аэростат БАПА 250 м³; 5 — антенна доступа в интернет; 6 — центр управления; 7 — грузовой блок

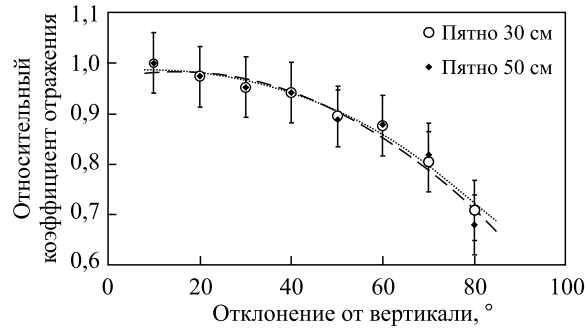


Рис. 11. Зависимость относительного коэффициента отражения снежной поверхности от зенитного угла прихода света. Единица на вертикальной оси соответствует значению отражения при вертикальном расположении источника света (белый светодиод, 440–700 нм). Ромбы и кружки на графике соответствуют двум независимым измерениям. Вертикальные линии на метках показывают методическую погрешность измерений

свойства снега. На рис. 11 приведена зависимость относительного коэффициента отражения от угла между оптическими осями источника света и люксметра. Коллимированный пучок света от светодиода формировал на снежной поверхности пятно диаметром ~ 30 или ~ 50 см (при вертикальном расположении). Люксметр был установлен неподвижно над обозреваемой поверхностью на высоте 1 м. Оптическая ось люксметра располагалась перпендикулярно снежной поверхности. В этом эксперименте смоделирована схема измерений отраженного ЧС ШАЛ для установок СФЕРА-1 и СФЕРА-2. Многократные измерения абсолютного коэффициента отражения рассеянного солнечного света от снега показали значения от 0,82 до 0,85.

4.2. Конструкция установки СФЕРА-2. На основе опыта эксплуатации установки СФЕРА-1 было принято решение увеличить светосилу, пространственное и временное разрешения новой установки СФЕРА-2 по сравнению с прототипами. Увеличение числа ФЭУ в мозаике светоприемника и регистрация формы импульсов в каждом канале позволяет понизить величину энергетического порога, увеличить точность определения направления прихода ливня и изучать ФПР ЧС ШАЛ в широком диапазоне расстояний от оси.

4.2.1. Оптическая схема. Аэростатная установка СФЕРА-2 [50] состоит из семисегментного сферического зеркала диаметром 1,5 м и радиусом кривизны 0,94 м, в фокусе которого установлена мозаика из 108 ФЭУ-84-3 и одного ФЭУ Hamamatsu R3886. Для лучшего пространственного разрешения перед зеркалом установлена диафрагма диаметром 0,93 м. Угол зрения оптической системы установки составляет 52° (рис. 12). С высоты 1 км

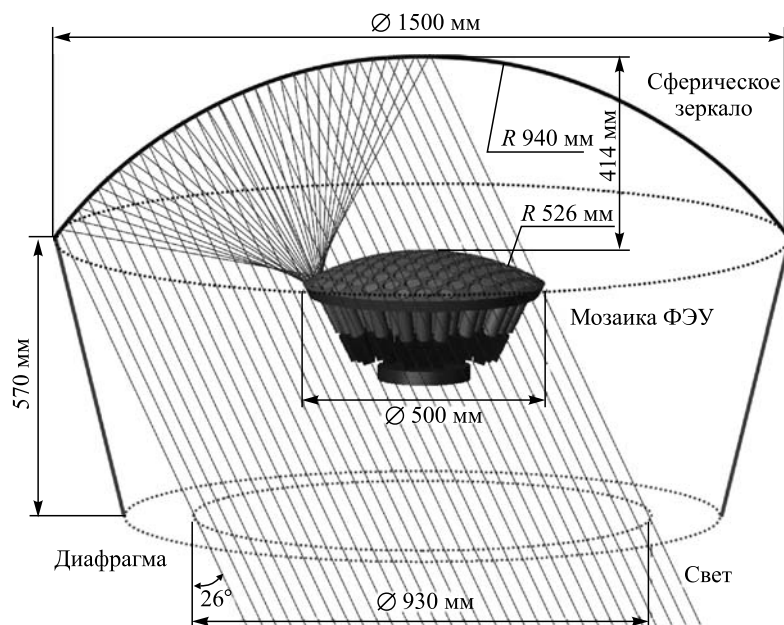


Рис. 12. Схема оптической системы установки СФЕРА-2

каждый ФЭУ осматривает область диаметром около 50 м на заснеженной поверхности.

4.2.2. *Электронная аппаратура.* Блок электронной аппаратуры, расположенный над зеркалом установки (рис. 13), регистрирует профиль световых импульсов в каждом канале в течение 12,8 мкс с дискретностью 12,5 нс. В каждом канале установлены два аналого-цифровых преобразователя 40 МГц с коэффициентами усиления предусилителей -30 и динамическим диапазоном 10^3 .

На каждом ФЭУ установлен миниатюрный ($62 \times 25 \times 25$ мм) источник высокого напряжения с 11 выходами для подключения к диодной системе ФЭУ. Каждый источник состоит из платы умножителя и платы управления с блоком индуктивной накачки для генерации импульсов высокого напряжения. Управление осуществляется через интерфейс I^2C , позволяющий устанавливать высокое напряжение в диапазоне от -800 до -1500 В и получать информацию о значениях тока анода с точностью 0,1 мкА, высокого напряжения с точностью 1 В, напряжения питания $+15$ В и температуры ФЭУ.

Для управления всеми 109 источниками питания была разработана плата коммутатора, которая позволяет соединять бортовой компьютер с любым источником. Потребление каждого источника не превышает 90 мВт.



Рис. 13. Монтаж установки СФЕРА-2 на льду озера Байкал

Триггерная система установки имеет 112 входов, из них 109 основных и 3 запасных, для приема запросов на выработку сигнала подтверждения триггера от дискриминаторов каналов. Триггерная плата способна отбирать события, в которых в течение 1 мкс срабатывают дискриминаторы находящиеся рядом ФЭУ. Логическая модель мозаики ФЭУ записана в микросхему программируемой логики на плате триггера.

Установка СФЕРА-2 оснащена платой светодиодной калибровки. На плате размещены семь независимо управляемых светодиодов FYL-5013VC1C с длиной волны основной линии излучения 405–410 нм. Каждый из них можно включить в произвольный момент времени с произвольной яркостью на заданный интервал времени. Световые импульсы, проходя через семь световодов диаметром 1 мм, освещают мозаику ФЭУ. Световоды жестко закреплены в отверстиях на зеркале и имеют диффузоры на концах для более равномерной засветки всех ФЭУ.

Начиная с 2012 г. реализован следующий режим работы платы: сигнал с платы триггера инициирует короткий импульс длительностью 100 нс на всех светодиодах. Сигнал следует через 5 мкс после получения триггера и записывается в конец кадра самого события. Этот импульс используется для точной (1,2–1,4 нс) синхронизации всех измерительных каналов. Затем спустя еще 6 мкс происходит серия включений светодиодов в разных сочетаниях (табл. 2), записывающаяся в отдельный калибровочный кадр. Длительность

Таблица 2. Последовательность включения светодиодов. Длительность такта 375 нс, где «х» — включение светодиода, а пустая клетка — выключение

Свето- диод	Такт времени														
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
7	x	x							x						
6	x	x	x							x					
5	x	x	x	x							x				
4	x	x	x	x	x							x			
3	x	x	x	x	x	x							x		
2	x	x	x	x	x	x	x							x	
1	x	x	x	x	x	x	x								x

каждой комбинации 375 нс. Данные из калибровочного кадра позволяют контролировать чувствительность каждого ФЭУ и линейность их характеристик. Процедура калибровки подробно описана в п. 4.4.2 и 4.4.3.

Ниже перечислены приборы, входящие в установку.

- Навигационный модуль GPS для определения положения установки с точностью 4–5 м с сигналом точного времени PPS для привязки каждого события к мировому времени с точностью 1 мкс. Сигнал PPS с частотой 1 Гц поступает на плату триггера, где определяется временной сдвиг между PPS и сигналом триггера от событий ШАЛ с точностью 100 нс.

- Электронный компас с разрешающей способностью $0,5^\circ$ для определения азимутального угла положения установки. Так как положение установки в горизонтальной плоскости не фиксировано, а определяется направлением ветра, то информация с этого датчика позволяет восстановить положение установки относительно Земли и изучать анизотропию прихода космических лучей.

- Инclinометр для определения наклона установки относительно горизонта с точностью $0,25^\circ$. Измерения производятся в двух вертикальных (перпендикулярных друг другу) плоскостях. Отклонения возникают при изменении ветровой нагрузки на корпус установки.

- Датчики температуры окружающей среды и внутри ящика с электроникой. Датчики позволяют бортовому компьютеру поддерживать оптимальную температуру блоков электроники, управляя системой охлаждения.

- Датчики давления на установке и на уровне снежной поверхности. Давление измеряется с точностью до 100 Па в диапазоне от 750 до 1100 гПа.

Данные датчиков температуры и давления, смонтированных на установке и на поверхности наблюдения, позволяют контролировать изменение плотности атмосферы в приземном слое (400–700 м над поверхностью). Например, в экспедиции 2013 г. было зафиксировано изменение плотности атмосферы

на 3 % ($\sim 30 \text{ г/см}^2$) в течение 2 сут. При этом наземные измерения существенных изменений не зарегистрировали. При отсутствии контроля атмосферы у наземных установок флуктуация плотности такой величины может приводить к систематической ошибке определения глубины максимума развития каскада в атмосфере.

4.3. Серии измерений с установкой СФЕРА-2. Первоначально планировалось проведение серий измерений с установкой СФЕРА-2 в широком энергетическом диапазоне на разных высотах (рис. 14, *а*). Однако в связи с недостаточностью финансирования эксперимента пришлось использовать более дешевые ФЭУ-83-3 вместо запланированных Hamamatsu R3886. Так как ФЭУ-83-3 имеют в три раза меньшую чувствительность и в два раза меньшую чувствительную площадь фотокатода, чем Hamamatsu R3886, то соотношение сигнал/шум уменьшилось примерно в 2,5 раза по сравнению с ожидаемым показателем. Это привело к увеличению энергетического порога до 10^{16} эВ. Кроме того, из-за недостаточности средств на закупку гелия пришлось отказаться от использования аэростата АЗ-55 объемом 750 м^3 , способного поднимать установку на высоту до 3 км. Эти факторы негативно сказались на качестве и количестве экспериментальных данных. На рис. 14, *б* показана реализованная часть первоначального плана.

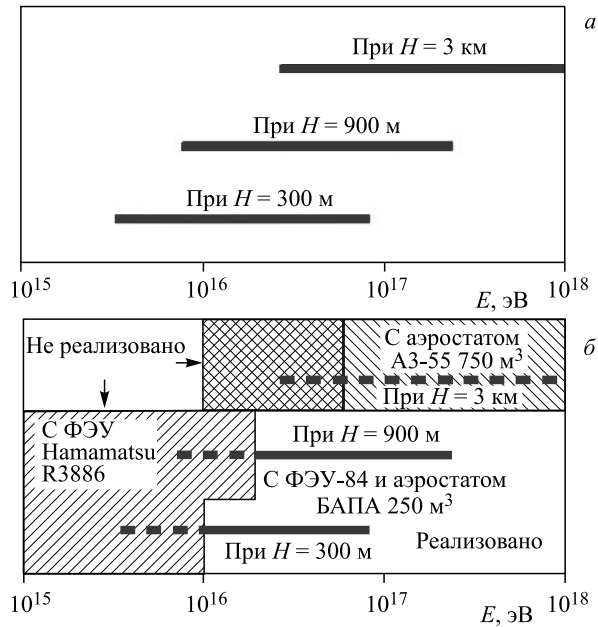


Рис. 14. *а*) Первоначальный план проведения измерений спектра в разных энергетических диапазонах на высотах H ; *б*) фактически реализованные измерения

Место для проведения стартов аэростата с установкой СФЕРА-2 было выбрано в районе 107 км Кругобайкальской железной дороги на базе Байкальского технического стационара ИЯИ РАН на расстоянии 1 км от береговой линии. Первый подъем установки СФЕРА-2 был произведен со льда озера Байкал в марте 2008 г. Целью экспедиции была отработка запусков аэростата в реальных климатических условиях и взаимодействия с воздушными службами Иркутской области, проверка работоспособности установки и наземной аппаратуры обеспечения. СФЕРА-2 была поднята с помощью специально разработанного и изготовленного привязного аэростата БАПА (Байкальский привязной аэростат) объемом 250 м³ на высоту около 710 м над уровнем озера Байкал. Установка находилась на этой высоте около 3 ч и 1,5 ч в режиме регистрации ШАЛ. В дальнейшем высота расположения детектора над уровнем снежной поверхности (400–900 м) определялась в соответствии с ветровыми условиями.

Сводная информация о проведенных измерениях приведена в табл. 3. Небольшое по сравнению с наземными экспериментами количество событий обусловлено высоким энергетическим порогом наблюдения отраженного черенковского света ШАЛ. Для увеличения эффективности регистрации в течение пяти последующих лет установка модифицировалась. В 2009 г. из-за сбоя в питании высоковольтных источников ФЭУ зарегистрировать события от ШАЛ не удалось. В 2010 г. осуществлено семь подъемов установки СФЕРА-2. Во время шести подъемов проводились измерения черенковского света ШАЛ. Были восстановлены характеристики для 36 событий ШАЛ. В 2011 г. благодаря введению интегрирующих дискриминаторов удалось понизить порог регистрации и увеличить эффективность примерно в 6 раз. К 2012 г. период оцифровки анодных сигналов ФЭУ был уменьшен до 12,5 нс, а чувствительность предусилителей на входах измерительных каналов увеличена в 3 раза. Таким образом, эффективность регистрации возросла еще примерно в 1,5 раза. Максимальная эффективность, в 11 раз превышающая

Таблица 3. Общий результат проведенных экспедиций с установкой СФЕРА-2

Год	Общее время, ч:мин	Всего сигналов триггера	Найдено событий от ШАЛ	Количество ФЭУ в мозаике
2008	1:30	—	1	20
2009	11:00	—	0	64
2010	29:10	1343	36	95
2011	33:03	20542	220	95
2012	31:12	7716	364	109
2013	33:17	3813	459	109
2008–2013	139:12	33414	1080	—

ным осциллографом. На рис. 16 представлена гистограмма относительной погрешности определения протекшего заряда в предположении точного восстановления заряда по данным осциллографа. Видно, что даже при невысокой частоте оцифровки точность восстановления заряда аппаратурой установки составляет $\sim 6\%$ для максимально коротких импульсов. Небольшое значение погрешности получается благодаря низкому временному разрешению ФЭУ-84-3 и интегрированию сигнала операци-

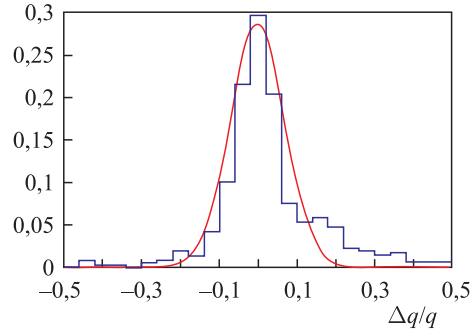


Рис. 16. Гистограмма относительной погрешности определения заряда и ее аппроксимация распределением Гаусса с $\sigma = 0,06$

онными усилителями на входах измерительных каналов. При этом искажается форма импульса, но значение заряда сохраняется, т. е. даже короткие сигналы эффективно интегрируются. Анализируя рис. 15 и 16, можно сделать вывод, что хуже всего восстанавливаются импульсы с наименьшей амплитудой. Для импульсов большой амплитуды точность восстановления протекшего заряда составляет 3–4%. В измерениях ЧС ШАЛ типичный импульс имеет длительность до 100–150 нс за счет геометрии поля зрения отдельного ФЭУ, что приводит к уменьшению ошибок в оцифровке таких импульсов до 1–2%.

4.4.2. Учет нелинейности ФЭУ. Для уменьшения влияния высокого уровня фоновой засветки при проведении измерений коэффициенты усиления ФЭУ были понижены путем подключения последних диодов к аноду. Это привело к появлению нелинейности характеристик чувствительности. Контроль за нелинейностью ФЭУ выполняется на основе данных системы светодиодной калибровки, которая описана в п. 4.2.2. Поскольку в калибровочном кадре имеются как одиночные вспышки светодиодов, так и различные комбинации одновременных включений (см. табл. 2), можно сравнить сумму интенсивностей одиночных сигналов с интенсивностью одновременных включений. При линейном отклике ФЭУ ожидается равенство измеренной интенсивности одновременного включения диодов и суммы интенсивностей от отдельных диодов. На рис. 17, а приведены результаты измерений линейности для 108 ФЭУ-84-3 и одного Hamamatsu R3886. По сравнению с ФЭУ-84-3 Hamamatsu R3886 имеет худшую характеристику из-за конструкции диодной системы и необходимости соединения большего числа диодов для понижения коэффициента усиления до уровня ФЭУ-84-3. Механизмы возникновения нелинейности ФЭУ и процедуры ее коррекции хорошо описаны в литературе [81]. После внесения необходимых поправок (рис. 17, б) достигается близкая к линейной зависимость между количеством фотонов на фотокатоде

первоначальную, была достигнута в 2013 г., когда было установлено новое семисегментное зеркало с лучшей отражающей способностью.

4.4. Оценка точности регистрации и калибровка детектора. Во введении было показано, что методика регистрации отраженного ЧС ШАЛ позволяет достичь высокой точности измерений. В свою очередь электронная аппаратура и фотоумножители детектора должны обеспечивать сопоставимую или лучшую точность регистрации и оцифровки световых импульсов, приходящих на фотокатоды ФЭУ. С целью определения точности измерительной аппаратуры была проведена серия лабораторных тестовых измерений.

4.4.1. Учет искажений при оцифровке сигналов. Для проверки точности оцифровки сигнала и выявления искажений, вносимых распределенными емкостями ФЭУ и операционными усилителями, было проведено сравнение импульсов, оцифрованных измерительной платой установки с дискретностью 12,5 нс, с теми же развертками, снятыми осциллографом LeCroy WaveJet 322 [80] с дискретностью 0,5 нс. Измерения были организованы следующим образом. Два ФЭУ, ФЭУ-84-3 и Hamamatsu R3886, взятый как опорный, с противоположных сторон просматривают горизонтально расположенный экранированный блок сцинтиллятора. Проходящие через блок частицы дают короткие, длительностью примерно 5 нс, интенсивные вспышки, регистрируемые обоими ФЭУ. Сигнал с каждого ФЭУ разветвляется и подается на два канала измерительной платы установки и на два канала осциллографа. Сравниваются величины протекших зарядов, оцененные по двум разверткам.

На рис. 15 приведена зависимость между значениями заряда, восстановленными по данным измерительного канала установки СФЕРА-2 и по дан-

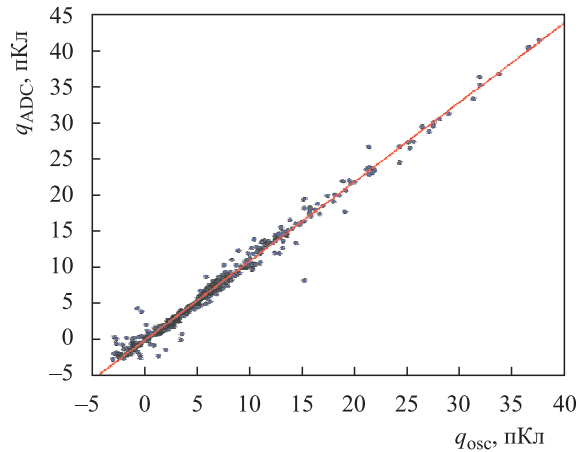


Рис. 15. Сравнение измерений заряда анодного сигнала ФЭУ-84-3, восстановленных по данным измерительного канала установки СФЕРА-2 и по данным осциллографа LeCroy WaveJet 322

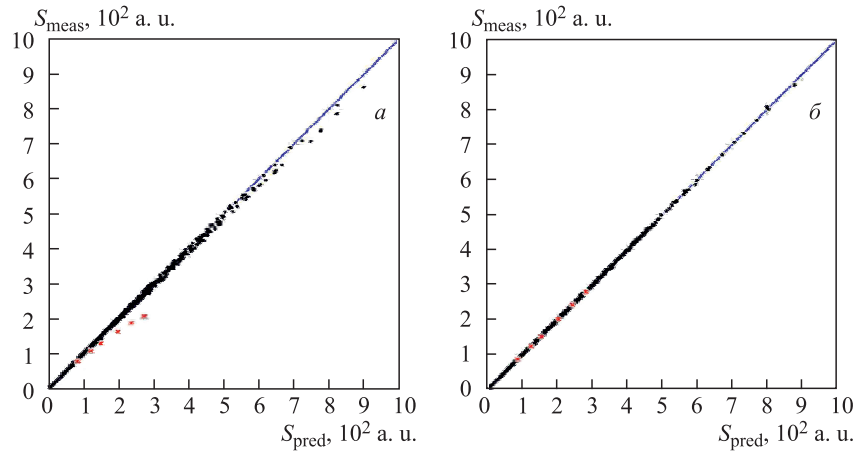


Рис. 17. Измеренные характеристики линейности для 109 ФЭУ в мозаике фотоприемника до процедуры внесения поправок (а) и после (б). Точками показаны все ФЭУ-84-3, крестиками — ФЭУ Hamamatsu R3886

и амплитудой на аноде. Описанная выше процедура проводится независимо для каждого сеанса измерений на основе данных калибровочных кадров.

4.4.3. Относительная калибровка. При первоначальном отборе для всех ФЭУ-84-3 проверялись чувствительность и стабильность работы в темноте и при засветке, эквивалентной фону звездного неба, обеспечивающему ток анода на уровне 5–10 мкА. В качестве эталонного был выбран ФЭУ Hamamatsu R3886, чьи характеристики слабо зависят от засветки. Изучались отклики каждого ФЭУ на прямоугольный световой импульс, проводилось сравнение с откликами эталонного ФЭУ. На рис. 18 приведены примеры импульсов для одного из ФЭУ-84-3 в отсутствие и при наличии засветки. Видно, что чувствительность Hamamatsu R3886 практически не меняется, тогда как чувствительность ФЭУ-84-3 с засветкой увеличивается примерно в 1,3 раза.

Величина светового фона во время эксперимента флуктуирует из-за изменения погодных условий, поэтому необходимо постоянно контролировать чувствительность всех ФЭУ детектора. Для проведения полетных калибровок эталонный ФЭУ Hamamatsu помещен в центр мозаики фотоумножителей. Калибровка ФЭУ относительно эталонного выполняется на основе данных системы светодиодной калибровки, описанной в п. 4.2.2. Через 6 мкс после регистрации события от триггера каждый ФЭУ регистрирует светодиодную вспышку от калибровочных светодиодов с известным распределением интенсивности. Этот импульс нормируется на интенсивность импульса в стабильном эталонном ФЭУ Hamamatsu, амплитуда нормированного импульса зависит только от вариации чувствительности самого ФЭУ.

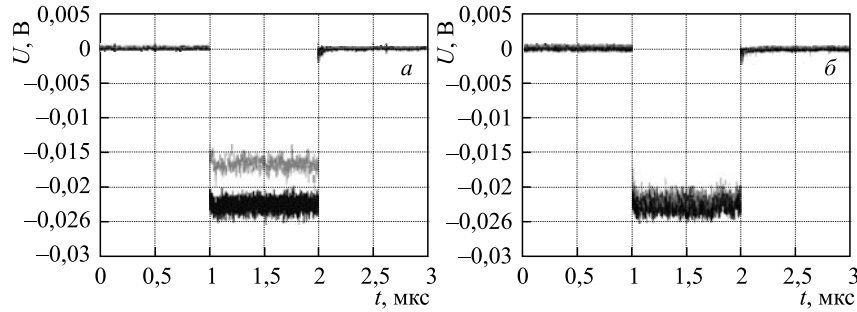


Рис. 18. Амплитуды импульсов, снятых с ФЭУ-84-3 (серая осциллограмма) и Наматсу R3886 (черная осциллограмма): *a*) в темноте; *б*) при наличии засветки (сигналы почти совпадают)

Для определения относительных коэффициентов чувствительности по данным калибровочного кадра производится процедура выделения средней амплитуды S_j^i сигнала при каждом включении светодиодов, где i — номер ФЭУ, j — номер светодиода. Последние семь включений диодов согласно табл. 2 — это включения одиночных диодов. В каждом из этих импульсов определяется интенсивность S_j^1 в эталонном первом ФЭУ.

С учетом геометрии относительного расположения ФЭУ и диодов, углового распределения излучения диодов, коэффициента отражения от стекла ФЭУ и его зависимости от угла падения фотонов были рассчитаны отклики A_j^i каждого ФЭУ мозаики с номером i на импульс от светодиода с номером j . Считая измеренные интенсивности импульсов S_j^1 от каждого диода в первом ФЭУ истинными интенсивностями вспышек, с учетом откликов A_j^i рассчитываем теоретический сигнал в каждом ФЭУ: $T_j^i = A_j^i \cdot S_j^1$. Далее для каждого ФЭУ производится вычисление сигнала от вспышки нескольких диодов и вычисление полного ожидаемого сигнала от суммы всех вспышек этих же диодов. Затем вычисляются коэффициенты калибровки K^i как отношение полного ожидаемого сигнала к измеренному.

Таким образом, чувствительности всех ФЭУ приводятся к чувствительности ФЭУ Наматсу R3886, чьи характеристики слабо зависят от времени и засветки, в отличие от менее стабильных ФЭУ-84-3 (см. рис. 18). Данная процедура проводится для каждого события.

4.4.4. Абсолютная калибровка. В п. 4.4.3 показано, что относительная калибровка всех ФЭУ мозаики приводится к чувствительности ФЭУ Наматсу R3886. Поэтому для получения абсолютной калибровки ФЭУ достаточно в лабораторных условиях определить параметры и абсолютную чувствительность данного ФЭУ.

В качестве эталонного источника света был использован модуль Наматсу L11494-430 с мощностью светового потока $1,002 \text{ пВт} \approx 2,12 \cdot 10^6$ фо-

тонов в секунду. Данный источник имеет область диффузного излучения диаметром 7 мм, максимумом излучения 430 нм с шириной распределения 65 нм на половине амплитуды и стабильностью излучения $\pm 2\%$.

Собственная чувствительность и коэффициент усиления в существующем варианте включения Hamamatsu R3886 в мозаику не позволяют провести абсолютную калибровку с помощью имеющегося источника света. Была проведена калибровка промежуточного ФЭУ Hamamatsu R1924-100, который имеет квантовую эффективность фотокатода 35% и коэффициент усиления диодной системы до $2 \cdot 10^6$. ФЭУ R1924A-100 был расположен в контакте с источником света и переведен в режим с максимальным коэффициентом усиления, т. е. в режим счета фотоэлектронов.

На рис. 19 приведен фрагмент развертки полученного сигнала. Хорошо выделяются импульсы от единичных фотоэлектронов на фоне низкого шума. Спектр значений зарядов в импульсах от фотоэлектронов показан на рис. 20. Хорошо виден пик от единичных фотоэлектронов. В среднем один фотоэлектрон производит заряд $\sim 0,5$ пКл. Из этого же распределения следует, что суммарное количество фотоэлектронов за 4 мс составляет (3197 ± 67) ф.э. Отсюда следует, что при ожидаемых за указанное время (8480 ± 150) фотонах от источника света квантовая эффективность ФЭУ Hamamatsu R1924A-100 составляет $(37,7 \pm 1,1)\%$.

Для привязки чувствительности R3886 к измеренной чувствительности R1924A-100 была проведена следующая процедура. Оба ФЭУ были размещены рядом друг с другом на расстоянии 40 см от источника света

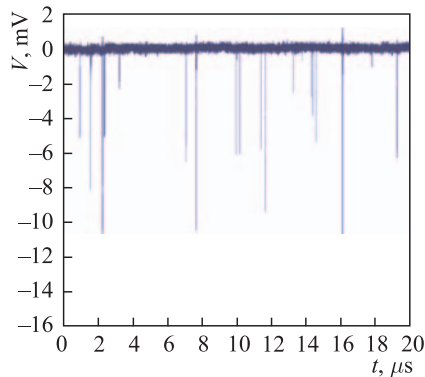


Рис. 19. Фрагмент осциллограммы импульсов заряда с анода ФЭУ Hamamatsu R1924A-100, освещенного калибровочным источником Hamamatsu L11494-430

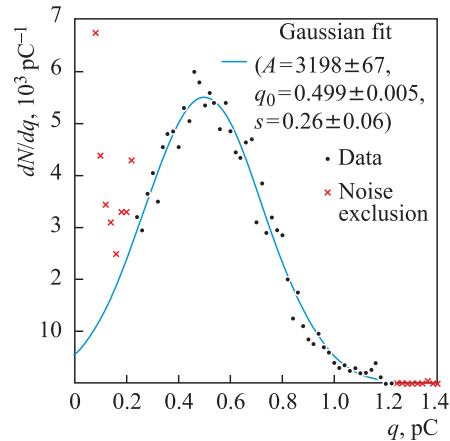


Рис. 20. Распределение величины заряда, собираемого с анода от одного фотоэлектрона. Сплошной кривой показана аппроксимация распределения функцией Гаусса

FYL-5013 VC1C (см. п.4.2.2). Матовый рассеиватель выравнивал освещенность на обоих ФЭУ. На фотокатоды обоих ФЭУ были установлены диафрагмы диаметром 6 мм для выравнивания световых потоков. ФЭУ R1924A-100 находился в том же режиме, что и в измерении с источником света Hamamatsu L11494-430. ФЭУ R3886 выведен в режим максимального усиления. Измерены сигналы на обоих ФЭУ от одних и тех же световых импульсов источника света. Оказалось, что за 30 мкс с анода R1924A-100 стек заряд 87,43 нКл, а с анода R3886 — 6,10 нКл. Проведено три серии таких измерений. Один фотоэлектрон в R1924A-100 в среднем производит сигнал на аноде 0,499 пКл, следовательно, с учетом его квантовой эффективности световой поток в R1924A-100 составил $(465 \pm 14) \cdot 10^3$ фотонов. Считая световые потоки на обоих фотоумножителях одинаковыми, определили, что среднее значение чувствительности ФЭУ R3886 составляет $(75,9 \pm 2,3)$ фотон/пКл в режиме максимального усиления.

При измерениях ЧС ШАЛ коэффициент усиления R3886 оказался в несколько раз меньше, чем в калибровочном измерении. Поэтому было проведено определение чувствительности для реальных экспедиционных условий с учетом фоновой засветки. Так, для условий измерений 2013 г. получена средняя оценка чувствительности ФЭУ R3886 6,5 фотонов на единицу кода.

Точность абсолютной калибровки ФЭУ R3886 не хуже 3 % и около 5 % для любого ФЭУ в мозаике с учетом погрешности относительной калибровки.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Как упоминалось выше (разд. 3), основными целями при обработке данных эксперимента СФЕРА являются:

1) реконструкция спектра всех ядер ПКЛ с детальным исследованием систематических и методических погрешностей этого спектра:

а) расчет эффективного геометрического фактора регистрации ливней, б) оценка энергии первичных частиц ливней, зарегистрированных в эксперименте;

2) разделение групп ядер ПКЛ:

а) оценка показателя наклона ФПР для зарегистрированных ШАЛ, б) учет зависимости эффективного геометрического фактора от массы ядра.

В качестве величины, чувствительной к составу ПКЛ, в настоящей работе выбран показатель наклона ФПР ЧС ШАЛ η , равный отношению количества черенковских фотонов в круге с центром, совпадающим с осью ливня, к той же величине в некотором кольце.

5.1. Модель отклика детектора. Алгоритм моделирования отклика детектора состоит из трех последовательных процедур:

- 1) расчет пространственно-временной структуры ЧС ШАЛ для выборки ливней;
- 2) моделирование отклика оптической системы и ФЭУ;
- 3) учет отклика электроники.

5.1.1. Модель пространственно-временной структуры ЧС ШАЛ. Для расчета пространственно-временной структуры черенковского света ШАЛ использовался пакет CORSIKA 6.500 [82] с двумя вариантами модели ядро-ядерного взаимодействия в области высоких энергий: QGSJET-I-01c [83–85] и QGSJET-II-03 [86, 87] (в дальнейшем QGSJET-I и QGSJET-II); при низких энергиях применялась модель Gheisha-2002d [88]. Уровень поверхности наблюдения (озеро Байкал) составляет $H_{\text{obs}} = 455$ м над уровнем моря. При моделировании учитывалась спектральная зависимость квантовой эффективности ФЭУ-84-3, используемых в эксперименте СФЕРА. Энергии первичных частиц E_0 составляли 1, 3, 5, 10, 30 и 100 ПэВ, расчет проводился для четырех типов первичных ядер: протонов, ядер гелия, азота и железа, и трех диапазонов зенитных углов: 0–20°, 20–40° и 40–60°. В каждом из этих интервалов распределение направлений прихода ливней изотропно. Распределение по азимутальному углу во всех случаях равномерное.

Результатом моделирования для одного ливня являлся трехмерный массив числа черенковских фотонов, приходящих на поверхность наблюдения, состоявший из 480×480 пространственных бинов размером $2,5 \times 2,5$ м каждый и из 102 временных бинов по 5 нс. Время в каждой точке поверхности отсчитывалось от момента прихода плоского фронта, связанного с лидирующей частицей.

Путем полного статистического моделирования была получена выборка пространственно-временных распределений ЧС ШАЛ для примерно 2000 ливней с различными параметрами. Это позволило обеспечить наиболее полный учет флуктуаций развития ШАЛ, крайне важный в задаче исследования ядерного состава ПКЛ сверхвысоких энергий.

5.1.2. Моделирование отклика оптической системы и ФЭУ. Следующий этап расчета отклика детектора — учет геометрических и оптических эффектов, вносимых детектором СФЕРА-2, искажающих наблюдаемый сигнал. Входными данными для расчета служат гистограммы ЧС ШАЛ, полученные на предыдущем шаге.

Для анализа экспериментальных данных 2010–2011 гг. был разработан несколько упрощенный вариант модели отклика [52, 89]. В этом варианте не учитывалось отражение части фотонов стеклом ФЭУ, а также поляризационные эффекты. Для моделирования отклика оптической системы был использован метод, основанный на прослеживании большого количества лучей с различными начальными параметрами [90]. Некоторые подробности

процедуры приведены в [89]. Усовершенствованный вариант модели отклика детектора, разработанный для анализа данных 2012–2013 гг. [55, 91], был реализован в стандартной среде Geant4 [92]. Спектры всех ядер ПКЛ за 2010–2011 и 2012–2013 гг., при восстановлении которых использовались различные варианты модели, хорошо согласуются между собой.

Результатом расчета для одного ливня является массив фотоэлектронов, каждому из которых приписан номер фотокатода ФЭУ, в котором образуется данный фотоэлектрон, а также время его появления. При этом учитывается задержка прихода фотонов τ , обусловленная дополнительным расстоянием, проходимым фотонами от снежной поверхности до детектора:

$$\tau = \left(x \cos(\phi_0) \sin(\theta_0) + y \sin(\phi_0) \sin(\theta_0) + \sqrt{H^2 + x^2 + y^2} \right) / c, \quad (2)$$

где (x, y) — координаты точки на поверхности наблюдения, из которой выходит фотон; H — высота расположения детектора над поверхностью наблюдения; (θ_0, ϕ_0) — углы направления первичного ядра. Каждый из 109 ФЭУ детектора СФЕРА-2 осматривает некоторую площадь, что приводит к дополнительному по сравнению с предыдущим шагом расчету уширению импульса.

Для анализа с использованием $\sim 10^3$ модельных ливней с энергиями первичных ядер 10^{16} , $3 \cdot 10^{16}$ и 10^{17} эВ в рамках модели QGSJET-I, проведенного в настоящей работе, было рассчитано около 500 000 откликов детектора. При этом моделирование проводилось для нескольких высот расположения детектора над поверхностью наблюдения от 400 до 900 м, а каждый модельный ливень использовался 100 раз с различными случайными положениями оси, распределенными равномерно внутри квадрата со стороной $1,5H$. Поскольку диаметр поля зрения пропорционален высоте H , такой выбор поля распределения осей позволил моделировать не только ливни с осью внутри поля зрения установки, но и «внешние» ливни.

5.1.3. Моделирование отклика электроники. На последнем этапе расчета отклика детектора было учтено влияние временной характеристики ФЭУ и эффектов оцифровки на регистрируемый сигнал. Как уже упоминалось ранее (разд. 4), для сезонов наблюдения 2010–2011 гг. количество фотоэлектронов в одной единице кода было в три раза больше, чем в случае 2012–2013 гг.; оцифровка в 2010–2011 гг. происходила через каждые 25 нс, в 2012–2013 гг. — через каждые 12,5 нс. Однако принятая методика расчета отклика детектора позволила использовать в обоих случаях одни и те же массивы фотоэлектронов, полученные на предыдущем шаге расчета.

Для оценки энергии первичных ядер в рамках настоящей работы использовались модельные ФПР (см. п. 5.5). По итогам первых результатов моделирования стало ясно, что при энергиях порядка 10^{16} эВ флуктуации отклика детектора для расстояний от оси ливня более 100 м весьма значительны. Вместо отдельных ФПР было решено в процедуре оценки энергии использо-

вать средние, каждая из которых получена с использованием 100 модельных откликов, рассчитанных для одного и того же модельного ливня. В процессе усреднения ФПР производилась компенсация геометрических и оптических эффектов, искажающих значения сигнала по сравнению со значениями плотности ЧС ШАЛ внутри полей зрения детектора.

На рис. 21 показан пример полученной средней модельной ФПР (кружки, значения в ф.э., усреднение по отрезкам расстояния 5 м) вместе с исходным модельным ливнем, просуммированным по времени (кривая). Для удобства

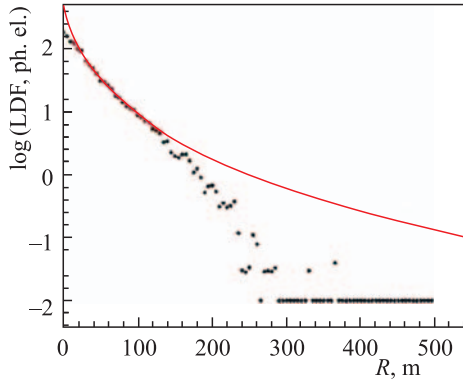


Рис. 21. Пример «составной модельной ФПР» для протона с энергией 10 ПэВ и высоты наблюдения 400 м (кружки), а также исходная ФПР (кривая)

представления в полулогарифмическом масштабе к средней ФПР добавлена величина 0,01 ф.э. Кривая исходной ФПР, полученной без учета геометрических и оптических эффектов, нормирована до совпадения со значениями средней модельной ФПР в области расстояний от оси ливня около 50 м. Флуктуации средней ФПР невелики даже на расстояниях более 100 м. Как и следовало ожидать, исходная и средняя ФПР хорошо совпадают в диапазоне расстояний 30–130 м. На расстояниях 30 м интенсивность средней ФПР меньше, чем исходной, в результате различных геометрических и оптических эффектов: усреднения по протяженным полям зрения и действия сферической аберрации зеркала. На сравнительно больших расстояниях (более 130 м) уменьшение значений средней ФПР объясняется эффектом оцифровки сигнала электроникой детектора: значения меньше 0,5 единицы кода в каждом временном бине измеряются как 0 единиц кода.

5.2. Расчет эффективного геометрического фактора. С учетом меняющихся в ходе полета условий наблюдения проведено моделирование эффективного геометрического фактора регистрации ливней. Результат этого расчета особенно чувствителен к значительному изменению высоты расположения детектора над уровнем снежной поверхности, а также вариациям порогов срабатывания его измерительных каналов. Алгоритм расчета геометрического фактора состоит из трех шагов:

- 1) моделирование отклика триггера установки СФЕРА-2;
- 2) расчет зависимости геометрического фактора $S(E_0, Z, H)$ от энергии первичного ядра E_0 для различных зарядовых чисел ядер Z и высот расположения детектора H ;

3) интерполяция геометрического фактора на другие значения высот в диапазоне 400–900 м.

5.2.1. *Моделирование отклика триггера.* К настоящему времени ни в одном эксперименте не обнаружено заметного отклонения от изотропии в области энергий 10–500 ПэВ [22, 49, 93], в которой находится подавляющее большинство ливней, зарегистрированных детектором СФЕРА-2. Так как количество событий от ЧС ШАЛ, зарегистрированное в эксперименте СФЕРА, невелико по сравнению с крупными экспериментами, в процессе расчета геометрического фактора принималась гипотеза изотропии направлений прихода ядер ПКЛ.

Введем величину A_4 — сумму последовательных четырех значений в одном измерительном канале, которые отделены друг от друга 25 нс по времени. Это условие одинаково для сезонов наблюдения 2010–2011 и 2012–2013 гг. Триггерное условие для детектора СФЕРА-2 являлось комбинацией двух условий: требовалось, чтобы величина A_4 превосходила порог срабатывания триггера во временном окне 1 мкс в трех смежных каналах, образующих малый равносторонний треугольник на мозаике фотоумножителей («локальный» триггер $L3$), или же чтобы A_4 удовлетворяла тому же условию в пяти произвольных каналах («глобальный» триггер $G5$). В настоящей работе моделирование отклика триггера проведено для «гибридного» условия $L3/G5$ с использованием заранее рассчитанной базы откликов детектора отдельно для каждого полета и отдельно для диапазонов углов 0 – 20° и 20 – 40° [55, 91].

Значения порогов срабатывания каналов записывались и контролировались в течение всего времени наблюдения. Величина порога в каждом канале, как и значения интенсивности в модельных откликах, выражается в единицах кода, однако включает в себя высоту аппаратного пьедестала. Высота пьедестала определялась в процессе предварительной обработки экспериментальных данных и вычиталась из значения порога. Кроме того, в процессе моделирования учитывалось, что чувствительности каналов реального детектора различны и характеризуются относительными калибровочными коэффициентами, см. п. 4.4.3. Вся процедура моделирования проведена для «среднего», типичного измерительного канала. Измеренные значения порогов перед процедурой моделирования отклика триггера умножаются на значения соответствующих калибровочных коэффициентов.

Наконец, отметим, что энергии модельных ливней дискретны и составляют 10^{16} , $3 \cdot 10^{16}$ и 10^{17} эВ. Для оценки геометрического фактора при промежуточных энергиях E интенсивности модельных событий, соответствующие энергии E_0 , умножались на коэффициент E/E_0 , при этом минимальная «эффективная энергия» E составляла около $2 \cdot 10^{15}$ эВ, а максимальная — около 10^{18} эВ. Это возможно сделать, поскольку, как будет показано ниже, значение геометрического фактора практически постоянно в обла-

сти энергий выше 10^{17} эВ. Систематическая погрешность, возникающая в результате реализации такой процедуры расчета, будет также рассмотрена ниже.

5.2.2. *Расчет геометрического фактора для дискретных значений высоты.* Для восстановления спектра всех ядер ПКЛ была выбрана опорная площадь в виде круга с радиусом, равным радиусу поля зрения детектора плюс 100 м. Диапазон зенитных углов выбран от 0 до 40° . Такой выбор объясняется необходимостью включения в анализ максимально возможного количества событий, в том числе части «внешних», с осью за краем поля зрения детектора. В то же время погрешность оценки энергии ливней с осью, расположенной дальше чем 100 м за краем поля зрения, резко возрастает (см. п. 5.5), в связи с чем было решено исключить эти события из процедуры восстановления спектра.

Несколько примеров кривых зависимости эффективного геометрического фактора S от энергии приведены на рис. 22 для различных типов ядер. Видно, что ниже некоторой энергии, в данном случае ниже $(1,5-2,0) \cdot 10^{16}$ эВ, для типичных условий наблюдения величина S резко падает с уменьшением энергии и начинает существенно зависеть от заряда первичных ядер. Это обстоятельство является одной из основных трудностей при реконструкции спектра всех ядер ПКЛ в эксперименте СФЕРА.

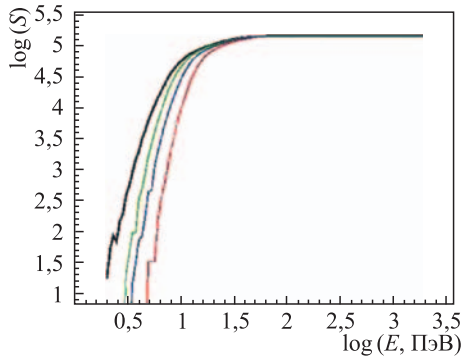


Рис. 22. Результат расчета геометрического фактора для диапазона зенитных углов $0-20^\circ$, высоты наблюдения 500 м, порогов третьего полета сезона наблюдения 2013 г. и различных типов первичных ядер: протонов, ядер гелия, азота и железа ($Z = 1, 2, 7, 26$ в порядке возрастания порога соответственно) [55]

Результаты расчета, подобного представленному на рис. 21, были получены только для нескольких высот H : 400, 500, 580, 700 и 900 м, вблизи которых установка СФЕРА-2 находилась основное время наблюдений. График высоты расположения детектора для событий, вызванных ЧС ШАЛ, приведен на рис. 23 для сезона наблюдений 2013 г. Значения геометрического фактора при промежуточных высотах были получены путем интерполяции. Пример интерполированной зависимости $S(H, \log(E))$ показан на рис. 24 для случая первичных протонов и диапазона зенитных углов $0-20^\circ$.

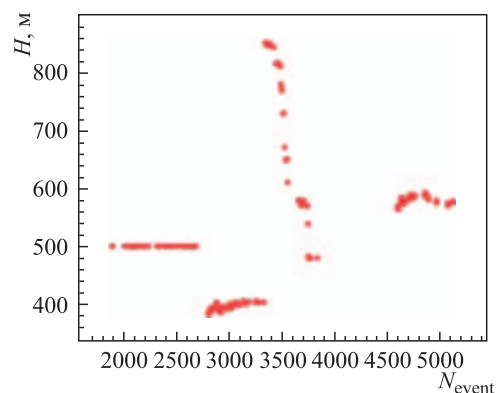


Рис. 23. Высоты для событий от ЧС ШАЛ, зарегистрированных в течение сезона наблюдений 2013 г.

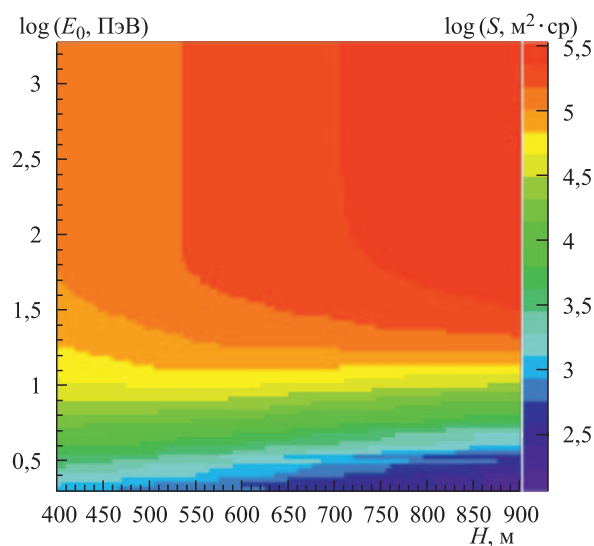


Рис. 24. Геометрический фактор в зависимости от высоты и первичной энергии (p , $0-20^\circ$)

5.3. Оценка точности расчета геометрического фактора. На точность оценки геометрического фактора влияют несколько моментов. Погрешность измерения высоты подъема детектора невелика, и ее влияние сводится в основном к небольшому изменению нормировки кривой геометрического фактора, соответствующей данной высоте. Неопределенности оценки значений порогов, которые определяются точностью восстановления значений

аппаратных пьедесталов, составляющей не более 0,5 единицы кода, и относительных калибровочных коэффициентов (менее 3%), также слабо влияют на результат расчета. Величина возникающей из-за этих факторов погрешности порядка 1%. При этих условиях основное влияние на величину геометрического фактора оказывает среднее значение порогов дискриминатора, форма распределения вокруг этого значения гораздо менее важна.

Некоторая систематическая неопределенность оценки геометрического фактора возникает в результате использования дискретных энергий модельных событий и интерполяции геометрического фактора на промежуточные высоты уровня наблюдения. Однако по результатам расчетов, в которых сравнивались геометрические факторы, вычисленные с использованием модельных откликов с различными энергиями первичных ядер и высотами наблюдений, было показано, что величина этой погрешности в области энергий выше 10^{16} эВ составляет около 1–2%. Малая величина описанного эффекта объясняется прежде всего медленным изменением характера развития ливня по мере изменения энергии первичного ядра.

В области сравнительно низких энергий, $E_0 < 10^{16}$ эВ, особенно для тяжелых ядер (азот или железо) и большой высоты наблюдения (более 700 м), величина данной погрешности может возрасти за счет того, что эффекты оцифровки сигнала различны при разных энергиях первичных ядер и не сводятся к простому умножению на константу. Как уже было показано выше (см. рис. 21), эффекты оцифровки важны в той области расстояний от оси, где значения ФПР составляют менее 3 ф.э. Впрочем, большинство значений порогов, выраженных в ф.э., составляют более 3 ф.э. Кроме того, энергии, при которых эффект оцифровки начинает влиять на выполнение триггерного условия для ФПР, подобных изображенной на рис. 21, составляют менее $3 \cdot 10^{15}$ эВ. Таким образом, влияние описанного эффекта на результат расчета геометрического фактора невелико.

Статистическая неопределенность расчета геометрического фактора, возникающая из-за конечного числа использованных событий, сравнительно мала и составляет не более 2% в области энергий выше 10^{16} эВ.

5.4. Восстановление ФПР экспериментальных событий. Энергия первичных ядер оценивается по ФПР экспериментальных событий. Восстановление ФПР производилось путем интегрирования зарегистрированного сигнала по времени. Пример исходного события после вычитания пьедесталов показан на рис. 25, а. На графике представлены осциллограммы для 109 измерительных каналов. По горизонтальной оси отложены номера каналов, по вертикальной — относительное время. Каждый бин соответствует одному измерению АЦП. Интенсивность закрашивания прямоугольника пропорциональна амплитуде импульса, черный цвет — максимальная амплитуда в событии.

На рисунке видно, что в таком представлении осциллограмм временные интервалы с максимальными амплитудами импульса в измерительных каналах

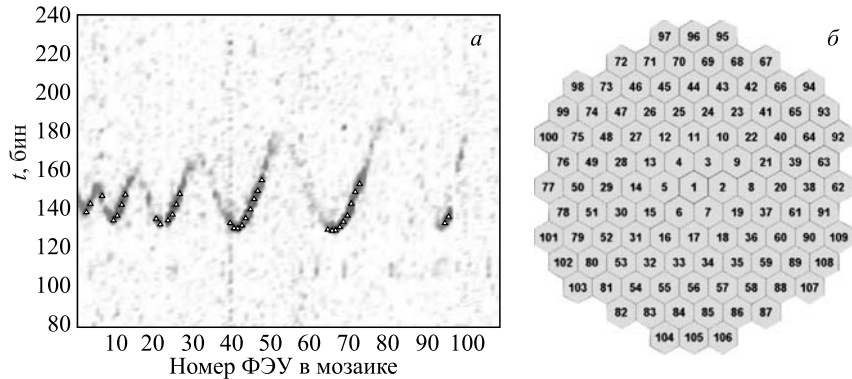


Рис. 25. *а)* Пример представления экспериментального события. По горизонтальной оси отложены номера измерительных каналов, по вертикальной — относительное время с шагом измерения АЦП 1 бин = 12,5 нс. Интенсивность закрашивания прямоугольника соответствует амплитуде импульса, черный цвет — максимальная амплитуда в событии. *б)* Расположение номеров каналов в мозаике ФЭУ

образуют кривую сложной синусоподобной формы. Данная картина возникает за счет взаимного расположения каналов в мозаике фотоприемника, приведенного на рис. 25, *б*. Фотокатоды мозаики ФЭУ расположены в гексагональной структуре и пронумерованы от центра по кольцам, так что центральный ФЭУ имеет номер 1, первое кольцо содержит ФЭУ с номерами 2–7 и т.д. Каждый последующий период кривой на рис. 25, *а* соответствует измерительным каналам фотоумножителей, расположенных в виде очередного кольца на поверхности мозаики.

Первый шаг процедуры восстановления ФПР — поиск фронта ливня. Соответствующие фронту временные бины в части каналов со сравнительно ярким сигналом обозначены на рис. 25, *а* треугольниками. Еще один пример яркого экспериментального события с вычтенными пьедесталами приведен на рис. 26. В этом случае бины с содержимым более 10 единиц кода выделены одним цветом для лучшей видимости фронта ливня. Поиск фронта может производиться различными методами, один из которых описан ниже.

Выражение для задержки (2) в приближении плоского фронта зависит от направления первичного ядра (θ_0, ϕ_0). Если значения (θ_0, ϕ_0) совпадают с истинными, то линия оцененного положения фронта проходит вблизи максимумов интенсивности, показанных на рис. 26, *а*. После вычитания задержки максимумы импульса в каждом канале совпадают (см. рис. 26, *б*). Просуммировав совмещенные по времени импульсы, показанные на рис. 26, можно получить узкий и высокий пик. Максимизация высоты этого пика по параметрам (θ_0, ϕ_0) и позволяет получить картину, изображенную на рис. 26, *б*.

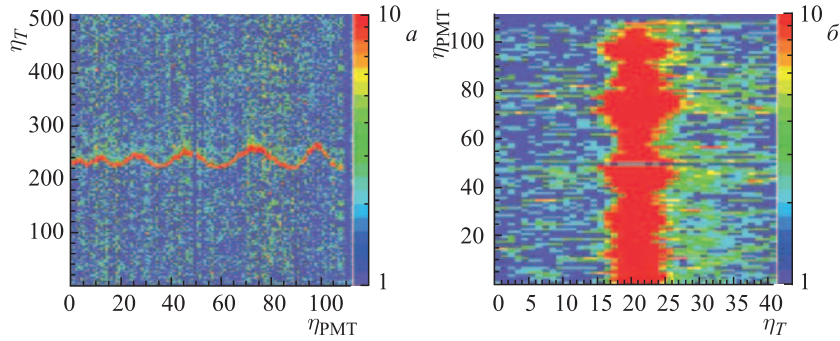


Рис. 26. *а)* Пример экспериментального события сезона наблюдений 2013 г. *б)* Фрагмент того же события после процедуры восстановления фронта ливня. В этом случае событие повернуто на 90° , а максимум импульса во всех каналах перенесен в область временного бина с номером 20

Интегрирование импульсов по времени назад и вперед от максимума, который во всех каналах на рис. 26, *б* расположен в области временного бина с номером 20, позволяет оценить ФПР экспериментального ливня.

Для представления ФПР в более симметричном виде, подобном изображенному на рис. 21 для случая модельных событий, необходимо восстановить положение оси ШАЛ (x_0, y_0). В модельных событиях (в отличие от экспериментальных) положение оси известно. Оценка координат оси также производилась с помощью вариационной методики путем минимизации функционала квадратичного отклонения экспериментальных ФПР от модельных. Два примера восстановленных ФПР приведены на рис. 27.

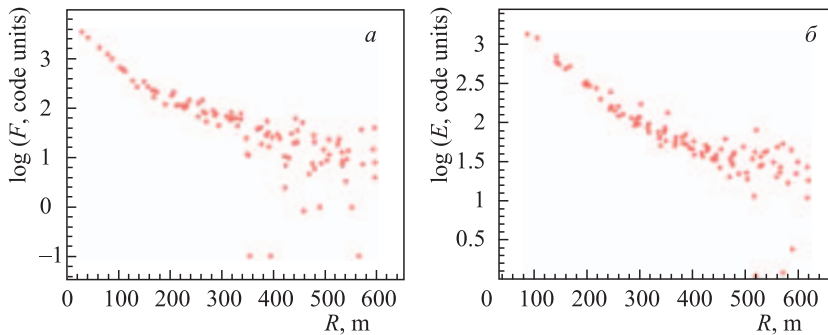


Рис. 27. Пример восстановленной ФПР по данным сезона наблюдений 2013 г.: *а)* для события с осью внутри поля зрения детектора СФЕРА-2; *б)* для внешнего события. Сигнал в каналах с нулевым значением приравнен к 0,1 единицы кода

5.5. Оценка энергии первичных ядер. Поскольку эффективный геометрический фактор вычисляется без использования информации о направлении первичных частиц ливней, зарегистрированных в эксперименте, или координат их осей, энергия первичного ядра, строго говоря, — единственный параметр ШАЛ, необходимый для реконструкции спектра всех ядер ПКЛ, если пренебречь зависимостью эффективного геометрического фактора от ядерного состава. Погрешности восстановления направления и положения оси ливня приводят к дополнительной неопределенности ФПР, влияют на результат оценки энергии и, следовательно, на результат реконструкции спектра всех ядер.

Для оценки энергии в настоящей работе был использован метод, в котором эта величина измеряется одновременно с реконструкцией положения оси ливня путем нормировки ФПР экспериментальных событий на модельные ФПР с известной энергией [94]. Зависимость относительной погрешности оценки энергии от отношения расстояния

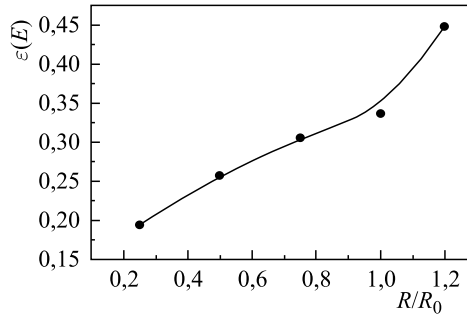


Рис. 28. Относительная погрешность оценки энергии в зависимости от отношения расстояния от оси ливня до центра поля зрения к радиусу поля зрения для случая энергии 30 ПэВ [89]

оси ливня до центра поля зрения к радиусу поля зрения, оцененная в результате моделирования, для случая энергии 30 ПэВ показана на рис. 28.

5.6. Процедура восстановления спектра всех ядер. Располагая моделью геометрического фактора и оценкой энергий зарегистрированных событий, можно произвести реконструкцию спектра всех ядер ПКЛ. В качестве материала для этого была использована выборка событий экспозиции 2011–2013 гг. — все «внутренние» события с восстановленными координатами оси ливня в пределах поля зрения, а также часть «внешних», в которых оценка расстояния от оси ливня до края поля зрения составляла не более 100 м. Для восстановления спектра ПКЛ проводилось моделирование распределения ливней по энергии и подбирались такая форма спектра, при которой модельное и экспериментальное распределения по энергии согласуются между собой.

В качестве первого приближения интересно качественно сравнить форму гистограммы экспериментального распределения и модельные гистограммы, построенные для разных типов первичных ядер и дифференциального энергетического спектра ПКЛ с показателем $\gamma = -3,0$ для условий сезона наблюдений 2013 г. (рис. 29). Экспериментальное распределение показано кружками со статистическими погрешностями; положения кружков соответствуют середине бинов. Модельные распределения имеют более узкий бин по энергии

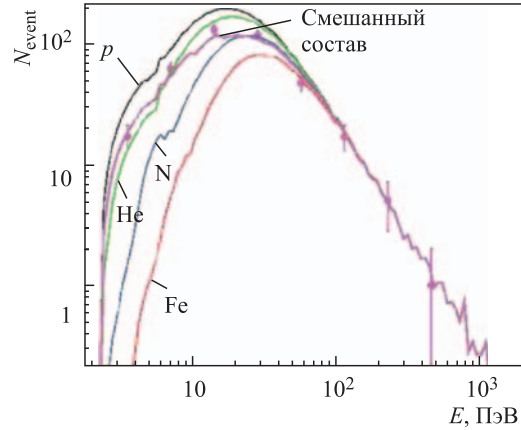


Рис. 29. Распределение экспериментальных событий по энергии (кружки с погрешностями) и модельные распределения для различных типов первичных ядер (кривые): протонов, ядер гелия, азота и железа (в порядке возрастания порога) для условий наблюдения 2013 г. Также показано модельное распределение для смешанного состава

и показаны кривыми для случая четырех типов первичных ядер: протонов, ядер гелия, азота и железа (в порядке возрастания порога). В области энергий ниже 30 ПэВ значение модельной гистограммы сильно зависит от типа первичного ядра: это отражение зависимости эффективного геометрического фактора от того же параметра (см. рис. 21).

При энергиях $E_0 > 50$ ПэВ погрешность гистограммы экспериментального распределения по энергии превышает различие значений геометрического фактора между двумя крайними случаями для первичных протонов и ядер железа; спектр всех ядер ПКЛ для сезона наблюдений 2013 г. при таких энергиях хорошо описывается степенной формой с показателем $\gamma = -3,0$. В области более низких энергий для восстановления формы спектра необходимо привлечь дополнительную экспериментальную информацию, позволяющую построить модель геометрического фактора для случая смешанного состава, которая не противоречит характеристикам зарегистрированных событий.

Зависимость геометрического фактора от состава ПКЛ практически полностью определяется различием формы ФПР для разных типов ядер в области расстояний от оси ливня менее 100 м, а именно значения интенсивности в центральной области ФПР определяют, вызовет ли ЧС от данного ливня срабатывание триггера (см. п. 5.2). В настоящей работе форма ФПР в центральной области описывается одним параметром наклона η , определенным как отношение сигнала в круге радиусом 60 м к сигналу в кольце с радиусами 60 и 130 м. Было показано, что подобный параметр весьма чувствителен к мас-

совому составу ПКЛ [52]. В задаче восстановления спектра всех ядер, однако, не требуется исследования ядерного состава как такового; вместо этого правильнее говорить о корректном описании распределения величины η с помощью выборки модельных событий. Действительно, результаты восстановления массового состава ПКЛ указанным способом зависят от модели ядро-ядерного взаимодействия и других факторов. Однако если при этом модельное распределение величины η совпадает с реальным, то указанные систематические неопределенности не влияют на результат измерения спектра всех ядер.

Модельный геометрический фактор, полученный с использованием информации о распределении величины η , показан на рис. 29 линией, соответствующей смешанному составу. Выборка значений η вычислялась по «внутренним» событиям, а также небольшой части «внешних», в которых расстояние от восстановленного положения оси ливня до края поля зрения составляло не более 30 м. Веса, с которыми геометрические факторы от разных типов ядер входили в геометрический фактор для смешанного состава, подобраны таким образом, что экспериментальное распределение величины η хорошо описывается модельным. Следующее приближение к спектру всех ядер, учитывающее отличие спектра от степенного с показателем $-3,0$, было получено после интегрирования этого последнего модельного распределения по бинам экспериментальной гистограммы и деления экспериментальной гистограммы на модельную. Результат процедуры восстановления спектра всех ядер ПКЛ представлен в п. 6.1.

5.7. Разделение групп ядер ПКЛ. Методика исследования ядерного состава ПКЛ в настоящей работе основана на использовании параметра наклона ФПР ЧС ШАЛ η , который позволяет выделять часть сравнительно легких ядер на фоне тяжелой компоненты ПКЛ [52]. Действительно, полное сечение взаимодействия легких ядер с азотом или кислородом воздуха меньше, чем для случая более тяжелых ядер, поэтому часть ливней, инициированных легкими ядрами, развивается глубже и имеет более высокие значения η . Параметр наклона позволяет построить критерии индивидуального разделения групп ядер ПКЛ. Кроме того, в отличие от параметра X_{\max} величина η может быть непосредственно измерена. В качестве представителей «легкой» компоненты в настоящей работе выступали модельные протоны, «тяжелой» — ядра железа. Классификация p/Fe проводилась для событий экспозиции 2012 г., имеющих восстановленные зенитные углы от 0 до 40°.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА СФЕРА-2

Основные результаты измерений энергетического спектра и оценки состава ПКЛ базируются на данных, полученных в экспедициях с 2011 по 2013 г. В этот же период проводились лабораторные исследования характеристик

чувствительности детектора установки СФЕРА-2 и электронной измерительной системы. На основе данных лабораторных исследований процедура восстановления характеристик ПКЛ продолжает уточняться и дорабатываться. Приведенные ниже результаты не являются окончательными.

6.1. Энергетический спектр. Спектр всех ядер ПКЛ, восстановленный по данным экспозиции 2011–2013 гг. эксперимента СФЕРА-2, изображен на рис. 30 звездочками. Также на рисунке приведены статистические и систематические погрешности измеренного спектра. Учтены несколько основных источников систематических погрешностей определения спектра:

- 1) миграция событий между энергетическими бинами (доминирует при энергиях выше 20 ПэВ);
- 2) статистическая и систематическая погрешности расчета геометрического фактора;
- 3) зависимость формы спектра от состава ПКЛ (доминирует при энергиях ниже 20 ПэВ);
- 4) дискретность энергии модельных событий;
- 5) неопределенность оценки зенитного угла ливней.

Двумя последними источниками погрешности можно пренебречь.

Для сравнения на рисунке показаны также результаты экспериментов Акепо, KASCADE-Grande, «Тунка-133» и «Якутск». Статистические погрешности спектра Акепо сравнимы с диаметром маркера; пунктирными линиями изображены систематические погрешности спектра KASCADE-Grande.

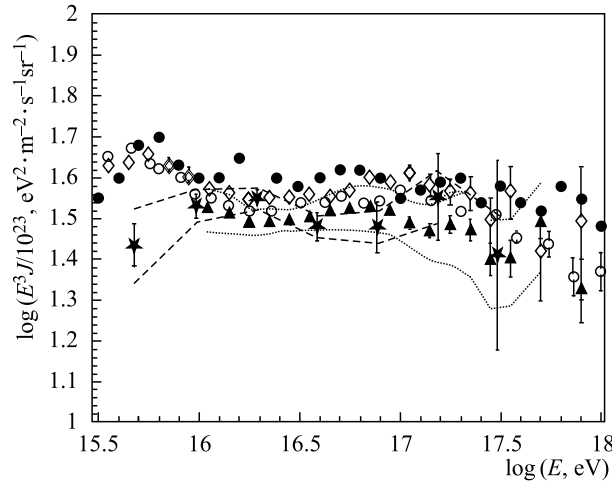


Рис. 30. Дифференциальный энергетический спектр по данным 2011–2013 гг.: звездочки — СФЕРА-2 (штриховые линии — систематические погрешности); треугольники — KASCADE-Grande (пунктирные линии — систематические погрешности); темные кружки — Акепо; ромбы — «Тунка-133»; светлые кружки — «Якутск»

6.2. Оценка состава ПКЛ. Зависимость доли f легких ядер в общей массе ПКЛ от десятичного логарифма энергии по данным эксперимента СФЕРА-2 представлена на рис. 31 кружками со статистическими погрешностями. Оценка систематических неопределенностей показана сплошными линиями. Значение f в двух первых бинах по энергии искажается пороговыми эффектами. Характерная величина дополнительной неопределенности, возникающей в этом случае, изображена на рисунке стрелками. По данным, представленным на рис. 31, была получена оценка усредненной по энергии доли легких ядер в составе ПКЛ с энергией 30–150 ПэВ, которая составляет $(21 \pm 11) \%$. В предположении, что тяжелая компонента представлена только ядрами железа, значение среднего логарифма атомного веса ПКЛ $\langle \ln A \rangle$ составит $\langle \ln A \rangle = 3,20 \pm 0,45$. Если тяжелыми ядрами являются ядра кремния, то $\langle \ln A \rangle = 2,65 \pm 0,37$, а в случае азота $\langle \ln A \rangle = 2,10 \pm 0,30$. Значения $\ln A$ от 2 до 3 в рассматриваемой области энергий не противоречат выводам работы [25], рис. 17.

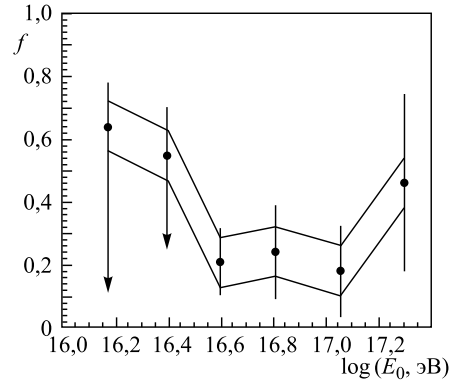


Рис. 31. Зависимость доли f легких ядер от $\log(E_0)$ по данным экспозиции 2012 г. эксперимента СФЕРА-2 (кружки) и статистические погрешности этой величины. Ломаными линиями показан характерный размер систематической погрешности оценки f . Стрелками изображена дополнительная неопределенность, возникающая за счет пороговых эффектов

В настоящее время проводится более детальное исследование систематических погрешностей, которые могут влиять на результаты, показанные на рис. 30 и 31.

7. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА СФЕРА

Достигнутые результаты эксперимента являются важным этапом в развитии методики регистрации отраженного ЧС ШАЛ. Несмотря на небольшую статистическую обеспеченность, результат хорошо согласуется с данными других установок. Хорошая методическая точность проведенных измерений открывает большие перспективы для разработки проектов новых экспериментов. Учитывая опыт эксплуатации установок СФЕРА-1 и СФЕРА-2, можно разработать установки, превосходящие по своим возможностям не только указанные аэростатные детекторы, но и многие наземные. Достоинства используемой методики и прогресс в области микроэлектроники

уже в настоящее время позволяет спроектировать компактный детектор отраженного ЧС ШАЛ с большой эффективной площадью регистрации, широким телесным углом обзора и высоким пространственным разрешением. Действительно, если сравнить наземную установку с эффективной площадью около 10 км^2 с 2500 детекторами, обслуживающей инфраструктурой и т. п. и компактный аэростатный детектор массой до 150 кг с аналогичными характеристиками, то становятся очевидными различия в объеме материальных и трудовых затрат для получения сравнимых научных результатов. Для установок с большой площадью регистрации затраты различаются в десятки и даже сотни раз.

7.1. Задачи новых экспериментов. Какие же возможные направления применения данной методики представляются наиболее перспективными в настоящее время? В спектре ПКЛ сверхвысоких энергий условно выделяют три области:

- 1) область сравнительно низких энергий ($10^{15} - 10^{17}$ эВ);
- 2) область «промежуточных» энергий ($10^{17} - 10^{19}$ эВ);
- 3) область предельно высоких энергий (выше 10^{19} эВ).

Источники космических лучей сверхвысоких энергий до сих пор неизвестны, однако большинство специалистов полагают, что подавляющая часть наблюдаемых ядер при энергии ниже 10^{17} эВ имеет галактическое происхождение, ядра с энергией выше 10^{19} эВ рождаются почти исключительно во внегалактических источниках, а диапазон энергий $10^{17} - 10^{19}$ эВ является областью перехода от галактических ко внегалактическим источникам. Экспериментальные работы 2005–2013 гг. по изучению состава ПКЛ сверхвысоких энергий можно условно разделить на три периода.

2005–2007 гг. Наибольший интерес вызывают результаты эксперимента KASCADE по исследованию состава ПКЛ в области энергий $10^{15} - 10^{17}$ эВ.

2008–2010 гг. «Центр тяжести» интереса специалистов смещается в область предельно высоких энергий (эксперименты HiRes, Auger).

2011–2013 гг. Появляется много работ в области промежуточных энергий, которые обсуждаются наиболее активно. Это результаты KASCADE-Grande, некоторые результаты экспериментов HiRes, Auger, Telescope Array.

Следует отметить, что ни в одной из упомянутых энергетических областей детальной информации о ядерном составе ПКЛ до сих пор не получено. Международная конференция по астрофизике частиц в Рио-де-Жанейро «ICRC-2013» дала начало новой тенденции: снова появляются работы, посвященные области сравнительно низких ($10^{15} - 10^{17}$ эВ) и сверхвысоких энергий (выше 10^{19} эВ). Большое внимание среди работ, представленных на ICRC-2013, вызвал доклад коллаборации KASCADE-Grande, посвященный разделению групп ядер в области энергий $3 \cdot (10^{16} - 10^{18})$ эВ [95].

Спектр «тяжелой» компоненты, согласно результатам KASCADE-Grande, имеет излом «колена» при энергии $8 \cdot 10^{16}$ эВ, в то время как спектр «легкой»

компоненты — излом «лодыжку» при энергии $1,2 \cdot 10^{17}$ эВ. Особенность в спектре «тяжелой» компоненты ожидалась во многих популярных вариантах модели галактических космических лучей. Результат же измерения формы спектра «легкой» компоненты стал весьма неожиданным. Все упомянутые результаты нуждаются в проверке независимыми методами.

В указанных областях энергий может быть эффективно применен описываемый в данном обзоре метод. Для использования всех преимуществ методики предлагается создать две независимые установки для изучения космических лучей в разных энергетических диапазонах: 10^{15} – 10^{18} эВ и 10^{17} – 10^{20} эВ. Для изучения диапазона 10^{15} – 10^{18} эВ разрабатывается похожая на установку СФЕРА-2 установка с более высокой чувствительностью и с лучшим пространственным разрешением. Рабочее название перспективной установки СФЕРА-НД (от англ. High Definition — высокая четкость). Для изучения области 10^{17} – 10^{20} эВ проектируется очень легкий (до 50 кг) и компактный ($\sim 50 \times 50 \times 80$ см) детектор, поднимаемый на высоту 25–40 км на свободном аэростате в Антарктиде.

7.2. Проект установки высокого разрешения СФЕРА-НД. Область энергий 10^{15} – 10^{18} эВ является переходной от галактических к внегалактическим космическим лучам. Более 50 лет назад в этой области было обнаружено изменение наклона спектра ПКЛ около $3 \cdot 10^{15}$ эВ. Но и до сих пор обнаруживаются все новые и новые особенности в спектре (см. п. 7.1). В связи с этим представляется интересным понять причину возникновения этих неоднородностей. Основной причиной скорее всего является изменение состава ПКЛ. Применяемые в настоящее время методы позволяют либо оценивать средний состав ПКЛ (см. п. 6.2), либо выделять «легкие» и «тяжелые» группы. В основном оценки делаются по данным восстановления глубины максимума развития ШАЛ с использованием методов моделирования процессов возникновения и развития каскада. Из-за больших методических погрешностей наземных установок выделить группы можно, только обработав большое количество экспериментальных данных. Рассмотренная в данном обзоре методика позволяет достичь более высокой точности измерений по сравнению с методиками наземных установок. Создание новой установки высокой четкости СФЕРА-НД призвано в полном объеме реализовать все возможности метода. Предполагается, что СФЕРА-НД будет иметь следующие характеристики:

- 1) чувствительная площадь входного окна диафрагмы оптической системы 1–1,5 м²;
- 2) количество элементов мозаики 2–2,5 тыс. фотодетекторов;
- 3) высота подъема до 4 км;
- 4) контроль плотности и прозрачности атмосферы;
- 5) лазерный контроль отражения от снега.

Установка СФЕРА-НД с указанными характеристиками позволит понизить энергетический порог регистрации до 3–5 ПэВ. При этом объем экспе-

риментальных данных возрастет в несколько десятков раз. Пространственное разрешение при регистрации ФПР ЧС ШАЛ составит от 15 до 60 м в зависимости от высоты подъема установки над снежной поверхностью.

При энергиях 10^{17} – 10^{18} эВ максимум развития каскадов ШАЛ находится на высотах порядка нескольких километров над поверхностью Земли. Уникальное расположение установки позволит непосредственно контролировать характеристики среды (плотность и прозрачность атмосферы), в которой развивается ШАЛ. Лазерный контроль отражения от снега позволит повысить точность измерения плотности ЧС ШАЛ.

7.3. Проект применения методики в Антарктиде. Изучение космических лучей предельно высоких энергий ($E_0 > 10^{19}$ эВ) является одной из наиболее интересных проблем современной астрофизики. В настоящее время в области 10^{18} – 10^{20} эВ работают несколько больших наземных экспериментальных установок [13–15, 20, 21], однако результаты их измерений недостаточно хорошо согласуются друг с другом из-за погрешностей используемой в этих экспериментах методики. В этой области энергий максимум развития ШАЛ находится вблизи уровня моря, изучать его глубину с помощью наземных установок трудно. Геометрия аэростатного эксперимента даст возможность определять его положение с большей точностью.

Предполагается, что установка «СФЕРА-Антарктида» будет состоять из системы плоских линз диаметром около 0,5 м с коррекцией сферической аберрации, фокусирующей свет ШАЛ на фотодетектор сферической формы диаметром 30–50 см. В качестве детектора предполагается использовать 1000 полупроводниковых детекторов с квантовой эффективностью в максимуме $\eta_{\max} = 0,4$. Среднее значение квантовой эффективности для диапазона длин волн 300–600 нм составляет $\eta = 0,27$. Полный угол обзора всей установки ~ 1 ср. При этом с высоты 25–30 км каждая ячейка детектора будет осматривать участок поверхности 1×1 км. Пороговая энергия регистрации флуоресцентного света ШАЛ составит $2 \cdot 10^{18}$ эВ, а для регистрации ЧС ШАЛ — $2 \cdot 10^{17}$ эВ. Ориентировочная масса установки 50 кг.

В течение 90-сут полета в условиях полярной ночи с высоты 25 км над Антарктидой одной установкой может быть зарегистрировано $\sim 1,2 \cdot 10^5$ ШАЛ с энергией выше 10^{18} эВ и около 1000 событий с энергией $\geq 10^{19}$ эВ. Возможность такого длительного полета обеспечивают уникальные ветровые условия в Антарктиде в зимний период: циркумполярное круговое движение воздуха в средней части Антарктиды и практически полное отсутствие ветра в приполярной области. В случае запуска группировки из нескольких десятков или сотни таких приборов статистическая обеспеченность может вырасти в 10–100 раз.

Методика измерения энергетического спектра и массового состава ПКЛ в области энергий 10^{18} – 10^{20} эВ, планируемая в эксперименте «СФЕРА-Антарктида», представляется наиболее адекватной поставленной задаче, так

как отраженный от снежной поверхности полный поток черенковского света слабо зависит от типа первичного ядра, а при регистрации формы каскадной кривой ШАЛ по флуоресцентному свету доля черенковского света ШАЛ чрезвычайно мала. Таким образом снимается характерная для наземных установок проблема разделения черенковского и флуоресцентного света благодаря разности времен прихода этих компонент ШАЛ на детектор.

Высокая точность определения зенитного угла прихода ШАЛ в эксперименте «СФЕРА-Антарктида» будет обусловлена регистрацией не только амплитуды, но и временной структуры импульсов, а также временных интервалов между импульсами черенковского и флуоресцентного света ШАЛ. Регистрация нескольких точек на каскадной кривой дает возможность определить глубину максимума развития ШАЛ и зенитный угол наклона оси ШАЛ. Эти данные позволяют анализировать массовый состав ПКЛ и могут быть использованы для увеличения точности восстановления энергетического спектра ПКЛ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре наиболее полно представлены экспериментальные и расчетные работы по развитию методики наблюдения отраженного черенковского света ШАЛ. Рассмотрены методы восстановления спектра и ядерного состава ПКЛ, в которых используются различные компоненты ШАЛ. Несмотря на большое количество работ по исследованию ПКЛ сверхвысоких энергий, проведенных в последние десятилетия, результаты измерения спектра, и особенно массового состава, являются противоречивыми. Это дает основание для разработки новых методов детектирования и анализа.

Рассматриваемая методика обладает рядом важных преимуществ. В частности, она дает возможность регистрировать ЧС ШАЛ непосредственно из приосевой области ливня, особенно чувствительной к ядерному составу ПКЛ. Кроме того, исследования одних и тех же областей спектра с различных высот позволяют лучше контролировать систематические погрешности. Оптические свойства снежной поверхности, выступающей в качестве экрана, весьма стабильны и достаточно хорошо известны.

Первые наблюдения отраженного ЧС ШАЛ, проведенные в 1980-х – начале 1990-х гг., не давали возможности восстановления деталей энергетического спектра и тем более исследования массового состава ПКЛ. В настоящее время самым совершенным детектором, использующим данный метод, является телескоп СФЕРА-2. В данной работе впервые детально описана аппаратура эксперимента и рассмотрена методика ее относительной и абсолютной калибровки. Поскольку детектор эксперимента СФЕРА является компактным прибором, проводится прямая калибровка чувствительности измерительных каналов в режиме реального времени, весьма важная для задачи

исследования массового состава ПКЛ, но до сих пор не реализованная ни в одном наземном эксперименте с ЧС ШАЛ.

В настоящей работе наиболее детально рассмотрено современное состояние методики моделирования отклика детектора и анализа данных в эксперименте СФЕРА. Использование выборки модельных ливней, рассчитанной путем полного прямого статистического моделирования, позволило корректно описывать флуктуации развития ШАЛ. Описаны характерные особенности модельных откликов детектора СФЕРА-2. Рассмотрена методика расчета эффективного геометрического фактора регистрации ливней. Показано, что основная трудность при восстановлении спектра всех ядер — зависимость эффективного геометрического фактора от ядерного состава — может быть успешно преодолена путем привлечения информации о форме ФПР ливней, зарегистрированных в эксперименте.

Представлены результаты анализа экспериментальных данных, полученных в ходе наблюдений в 2008–2013 гг. на озере Байкал: спектр всех ядер и оценка доли легких ядер в зависимости от энергии. В настоящее время проводится более детальное исследование систематических погрешностей этих результатов.

Предложены направления развития методики регистрации отраженного черенковского света ШАЛ. Большой вклад в изучение состава ПКЛ в области энергий 10^{15} – 10^{18} эВ может дать установка высокого разрешения СФЕРА-НД. Для исследований в области 10^{18} – 10^{20} эВ предлагается создание с использованием самой современной аппаратуры новой аэростатной установки небольшого размера и массы, способной в период полярной ночи в течение 1–3 мес. находиться на высоте 25–30 км над покрытой льдом и снегом поверхностью Антарктиды и регистрировать как флуоресцентный свет ШАЛ в атмосфере, так и полный поток отраженного от снежной поверхности черенковского света ШАЛ. Такая установка может стать уникальным инструментом для изучения небесной сферы Южного полушария Земли, которое закрыто для наблюдения с территории России.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 11-02-01475-а, 12-02-10007-к, 13-02-00470-а) и программы фундаментальных исследований Президиума Российской академии наук «Фундаментальные свойства материи и астрофизика». Расчет эффективного геометрического фактора регистрации ливней проведен с использованием вычислительного кластера НИИЯФ МГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л. Астрофизика космических лучей (история и общий обзор) // УФН. 1996. Т. 166, № 2. С. 169–183.
2. Moiseev A. A. Gamma-Ray Large Area Space Telescope: Mission Overview // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 588, No. 1–2. P. 41–47.

3. *Neronov A., Semikoz D. V., Taylor A. M.* Low-Energy Break in the Spectrum of Galactic Cosmic Rays // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 051105.
4. *Kachelrieß M., Ostapchenko S.* Deriving the Cosmic Ray Spectrum from Gamma-Ray Observations // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 86. P. 043004.
5. *Derbina V. A. et al. (RUNJOB Collab.).* Cosmic-Ray Spectra and Composition in the Energy Range of 10–1000 TeV per Particle Obtained by the RUNJOB Experiment // *Astrophys. J. Lett.* 2005. V. 628, No. 1. P. L41.
6. *Asakimori K. et al.* Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra: Results from the JACEE Experiment // *Astrophys. J.* 1998. V. 502, No. 1. P. 278.
7. *Кондратьев К. Я.* Альbedo и угловые характеристики отражения подстилающей поверхности и облаков. М.: Гидрометеиздат, 1981.
8. *Warren S. G.* Optical Properties of Snow // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1980. V. 20. P. 67–89.
9. *Kokhanovsky A. A.* Light Scattering Reviews 7: Radiative Transfer and Optical Properties of Atmosphere and Underlying Surface // *Light Scattering Reviews.* Springer, 2012. P. 151–187.
10. *Jelley J. V.* Čerenkov Radiation and Its Applications. Pergamon Press, 1958.
11. *Антонов В., Круглов О., Кузьмин В.* Приборы для измерения оптических параметров и характеристик светодиодов // *Полупровод. светотехника.* 2010. Т. 3. С. 26–31.
12. *Гуревич М. М.* Фотометрия (теория, методы и приборы). Л.: Энергоатомиздат, 1983.
13. *Unger M., Ahn E. J.* Inferences about the Mass Composition of Cosmic Rays from Data on the Depth of Maximum at the Auger Observatory // *Proc. of the 33th ICRC, Rio de Janeiro, July 2013.*
14. *Tsunetsada Yoshiki.* Telescope Array Composition Measurements // *Ibid.*
15. *Ivanov A.* The Yakutsk Array Experiment: Main Results and Future Directions // *EPL Web of Conf.* 2013. V. 53. P. 04003–04013.
16. *Knurenko S. P.* Cosmic Ray Spectrum in the Energy Range 1.0E15–1.0E18 eV and the Second Knee According to the Small Cherenkov Setup at the Yakutsk EAS Array // *Proc. of the 33rd ICRC, Rio de Janeiro, Brazil, July 2013.*
17. *Куликов Г. В., Христиансен Г. Б.* О спектре широких атмосферных ливней по числу частиц // *ЖЭТФ.* 1958. Т. 35, № 3(9). С. 635–640.
18. *Apel W. D. et al.* The Spectrum of High-Energy Cosmic Rays Measured with KASCADE-Grande // *Astropart. Phys.* 2012. V. 36, No. 1. P. 183–194.
19. *Takeda M. et al.* Energy Determination in the Akeno Giant Air Shower Array Experiment // *Astropart. Phys.* 2003. V. 19, No. 4. P. 447–462.
20. *Bergman D.* Telescope Array Measurements of the UHECR Energy Spectrum // *Proc. of the 33th ICRC, Rio de Janeiro, July 2013.*

21. *Schulz A.* The Measurement of the Energy Spectrum of Cosmic Rays above $3 \cdot 10^{17}$ eV with the Pierre Auger Observatory // Proc. of the 33th ICRC, Rio de Janeiro, July 2013.
22. *Abreu P. et al. (Pierre Auger Collab.).* Large-Scale Distribution of Arrival Directions of Cosmic Rays Detected above 10^{18} eV at the Pierre Auger Observatory // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2012. V. 203, No. 2. P. 34.
23. *Dova M. T. et al.* The Mass Composition of Cosmic Rays near 1018 eV as Deduced from Measurements Made at Volcano Ranch // *Astropart. Phys.* 2004. V. 21, No. 6. P. 597–607.
24. *Antoni T. et al.* KASCADE Measurements of Energy Spectra for Elemental Groups of Cosmic Rays: Results and Open Problems // *Astropart. Phys.* 2005. V. 24, No. 1–2. P. 1–25.
25. *Kampert K.-H., Unger M.* Measurements of the Cosmic Ray Composition with Air Shower Experiments // *Astropart. Phys.* 2012. V. 35, No. 10. P. 660–678.
26. *Abbasi R. U. et al.* A Study of the Composition of Ultra-High-Energy Cosmic Rays Using the High-Resolution Fly’s Eye // *Astrophys. J.* 2005. V. 622, No. 2. P. 910.
27. *Huege T.* The Renaissance of Radio Detection of Cosmic Rays // Proc. of the 33th ICRC, Rio de Janeiro, July 2013.
28. *Apel W. D. et al.* Experimental Evidence for the Sensitivity of the Air-Shower Radio Signal to the Longitudinal Shower Development // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 85. P. 071101.
29. *Gorham P. W. et al.* Observations of Microwave Continuum Emission from Air Shower Plasmas // *Phys. Rev. D.* 2008. V. 78. P. 032007.
30. *Yamamoto T.* Development of Microwave Telescopes for Detection of Molecular Bremsstrahlung Radiation from EAS of UHECR // Proc. of the 32nd ICRC, Beijing, 2011. V. 3. P. 227.
31. *Zaborov D.* An Analysis Approach to Acoustic Detection of Extensive Atmospheric Showers // *Mod. Phys. A.* 2006. V. 21, No. supp01. P. 87–91.
32. *Abbasi R. et al. (The IceCube Collab.).* Cosmic Ray Composition and Energy Spectrum from 1–30 PeV Using the 40-String Configuration of IceTop and IceCube // *Astropart. Phys.* 2013. V. 42. P. 15–32.
33. *Aartsen M. G. et al. (The IceCube Collab.).* Measurement of the Cosmic Ray Energy Spectrum with IceTop-73 // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 88. P. 042004.
34. *Tsunesada Yoshiki.* High Energy Cosmic Rays, Rapporteur Talk // Proc. of the 33th ICRC, Rio de Janeiro, July 2013.
35. *Garyaka A. P. et al.* An All-Particle Primary Energy Spectrum in the 3–200 PeV Energy Range // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2008. V. 35, No. 11. P. 115201.
36. *Nagano M. et al.* Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays above $10^{17.0}$ eV Determined from Extensive Air Shower Experiments at Akeno // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1992. V. 18, No. 2. P. 423.

37. *Amenomori M. 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, No. 2. P. 1165–1179.
38. *Apel W.D. et al.* Kneelike Structure in the Spectrum of the Heavy Component of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 107. P. 171104.
39. *Antokhonov B. V. et al.* Tunka-133: the New EAS Cherenkov Light Array for Cosmic Ray Study (10^{15} – 10^{18} eV) // *Proc. Sci. Texas.* 2010. V. 692. P. 98.
40. *Berezhnnev S. F. et al.* The Tunka-133 EAS Cherenkov Light Array: Status of 2011 // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2012. V. 692. P. 98–105.
41. *Fowler J. W. et al.* A Measurement of the Cosmic Ray Spectrum and Composition at the Knee // *Astropart. Phys.* 2001. V. 15, No. 1. P. 49–64.
42. *Chernov D. V. et al.* Primary Energy Spectrum and Mass Composition Determined with the Tunka EAS Cherenkov Array // *Mod. Phys. A.* 2005. V. 20, No. 29. P. 6799–6801.
43. *Tokuno H. et al.* The Cosmic Ray Primary Composition at the Knee Region from Lateral Distributions of Atmospheric Cherenkov Photons in Extensive Air Showers // *Astropart. Phys.* 2008. V. 29, No. 6. P. 453–460.
44. *Tsunetsada Yoshiki.* Cosmic Ray Observation at Mount Chacaltaya for beyond the Knee Region // *Proc. of the 30th ICRC, Mexico City, 2008.* V. 4. P. 127–130.
45. *Apel W.D. et al.* Ankle-Like Feature in the Energy Spectrum of Light Elements of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 87. P. 081101.
46. *Abu-Zayyad T. 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, No. 2. P. 686.
47. *Wibig T., Wolfendale A. W.* Ultra High Energy Cosmic Rays // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2007. V. 34, No. 9. P. 1891.
48. *Giacinti G. et al.* Cosmic Ray Anisotropy as Signature for the Transition from Galactic to Extragalactic Cosmic Rays // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2012. V. 2012, No. 07. P. 031.
49. *Abreu P. et al. (Pierre Auger Collab.).* Search for First Harmonic Modulation in the Right Ascension Distribution of Cosmic Rays Detected at the Pierre Auger Observatory // *Astropart. Phys.* 2011. V. 34, No. 8. P. 627–639.
50. *Chernov D. V. et al.* Optical and Data Acquisition System for the SPHERE-2 Detector // *Proc. of the 30th ICRC, Mexico City, 2008.* V. 5. P. 941–944.
51. *Анохина А. М. и др.* Метод регистрации спектра протонов ПКЛ в области энергий $> 10^{16}$ эВ // *Краткие сообщ. по физике ФИАН.* 2009. Т. 36, № 5. С. 32–38.
52. *Antonov R. A. et al.* A Method for Primary Proton Spectrum Measurement at $E_0 \geq 10$ PeV with SPHERE-2 Telescope // *Proc. of the 31st ICRC, Lodz, 2009.* V. 4.

53. Галкин В. И., Джатдоев Т. А. О чувствительности пространственно-углового распределения черенковского света широких атмосферных ливней к массовому составу первичных космических лучей с энергиями 10^{15} – 10^{16} эВ // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 2010. № 3. С. 37–43.
54. Галкин В. И., Джатдоев Т. А. Разделение групп ядер ПКЛ с энергиями 10^{15} – 10^{16} эВ с помощью пространственно-углового распределения черенковского света ШАЛ // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, № 3. С. 338–341.
55. Antonov R. A. *et al.* First Detailed Reconstruction of the Primary Cosmic Ray Energy Spectrum Using Reflected Cherenkov Light // Proc. of the 33rd ICRC. 2013.
56. Borisov A. S., Galkin V. I. Design of a Cherenkov Telescope for the Measurement of PCR Composition above 1 PeV // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V. 409, No. 1. P. 012089.
57. Чудаков А. Е. Возможный метод регистрации ШАЛ по черенковскому излучению, отраженному от заснеженной поверхности Земли // Экспериментальные методы исследования космических лучей сверхвысоких энергий: Материалы Всесоюз. симп., Якутск, 19–23 июня 1972 г. Якутск. фил. Сиб. отд. АН СССР, 1974. С. 69–74.
58. Castagnoli C., Navarra G., Morello C. Detection of EAS Cerenkov Light Reflected from Mountain Snow // 17th Intern. Cosmic Ray Conf. Paris, 1981. V. 6. P. 103.
59. Antonov R. A., Ivanenko I. P., Rubtsov V. I. Installation for Measuring to Primary Energy Spectrum of Cosmic Rays in the Energy Range above 10^{15} – 10^{16} eV // Proc. of the 14th ICRC. Munich, 1975. V. 9. P. 3360–3363.
60. Антонов Р. А., Иваненко И. П., Кузьмин В. А. Математическое моделирование экспериментальной установки для изучения первичного спектра космических лучей в области энергий 10^{15} – 10^{20} эВ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 11, № 50. С. 2217–2220.
61. Антонов Р. А. и др. Аэростатная установка для измерения энергетического спектра первичного космического излучения в области энергий от 10^{15} эВ до нескольких единиц 10^{20} эВ // Исследования на высотных аэростатах. Краткие сообщ. по физике. М.: ФИАН, 1989. С. 78–81.
62. Бараночников М. Приемники и детекторы излучений. Справочник. М.: ДМК Пресс, 2012.
63. Fomin Yu. A. *et al.* Energy Spectrum of Cosmic Rays at Energies of $5 \cdot 10^{15}$ – $5 \cdot 10^{17}$ eV // Proc. of the 22nd ICRC, Dublin, 1991. V. 2. P. 85.
64. Teshima M. Origin of Cosmic Rays above 10^{14} eV. Rapporteur // Proc. of the 23rd Intern. Cosmic Ray Conf., Calgary, 1993. V. 3. P. 257.
65. Вильданова Л. И., Дятлов П. А., Нестерова Н. М. Энергетический спектр первичного космического излучения и его особенности при энергиях выше 10^{18} эВ по данным о спектре ШАЛ по числу электронов на уровне Тянь-Шаня // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 12, № 58. С. 79.
66. Алимов Т. Изучение энергетического спектра первичного космического излучения в области энергии 10^{15} – 10^{16} эВ. Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Л.: Ленинградск. политехн. ин-т, 1985.

67. *Glushkov A. V. et al.* Cosmic Ray Spectra Measurements at the Yakutsk EAS Array // Proc. of the 19th ICRC, La Jolla, 1985. V. 2. P. 198.
68. *Dyakov M. N. et al.* Primary Energy Spectrum of Cosmic Rays with $E_0 \simeq 10^{16} - 10^{20}$ eV on Data of the Yakutsk Array // Proc. of the 22nd ICRC, Dublin, 1991. V. 2. P. 93.
69. *Lawrence M. A., Reid R. J. O., Watson A. A.* The Cosmic Ray Energy Spectrum above $4 \cdot 10^{17}$ eV as Measured by the Haverah Park Array // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1991. V. 17, No. 5. P. 733.
70. *Cassiday G. L. et al.* The Ultra High Energy Cosmic Ray Spectrum // Proc. of the 21st ICRC, Adelaide, Australia, Jan. 6–19, 1990. V. 3. P. 163.
71. *Bird D. J. et al.* The Fly's Eye Extremely High Energy Cosmic Ray Spectrum // Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, 1993. V. 2. P. 34.
72. *Антонов Р. А., Петрова Е. А., Федоров А. Н.* Измерение энергетического спектра первичного космического излучения в области энергий $> 10^{16}$ эВ методом регистрации отраженного от снежной поверхности черенковского света ШАЛ. Препринт НИИЯФ МГУ. 1995. №95-4/368. С. 1–41.
73. *Федоров А. Н.* Измерение энергетического спектра первичного космического излучения в области энергий $> 10^{16}$ эВ методом регистрации отраженного от снежной поверхности черенковского света ШАЛ. 01.04.16. М.: НИИЯФ МГУ, 1996.
74. *Антонов Р. А. и др.* Измерение энергетического спектра ПКЛ в области энергий 10–100 ПэВ с помощью аэростатной установки СФЕРА // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63, № 3. С. 520–524.
75. *Вейнберг И.* Каталог цветного стекла. М.: Машиностроение, 1967.
76. *Antonov R. A. et al.* Balloon-Borne Measurements of the CR Energy Spectrum in the Energy Range 10–100 PeV // Proc. of the 27th ICRC. Hamburg: Copernicus Gesellschaft, 2001. V. 1. P. 59–62.
77. *Петрова Е. А.* Методика измерения энергетического спектра первичного космического излучения в области энергий свыше 10^{16} эВ с помощью аэростатной установки СФЕРА. Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1998.
78. *Буднев Н. М. и др.* Энергетический спектр первичных космических лучей вокруг «колена» по данным черенковской установки «Тунка-25» // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66, № 11. С. 1563.
79. *Дьяконов М. Н. и др.* Функция пространственного распределения черенковского света широких атмосферных ливней при энергии от $7 \cdot 10^{15}$ до $3 \cdot 10^{19}$ эВ // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57, № 4. С. 86–90.
80. WaveJet 300A Oscilloscopes 100 MHz–500 MHz: Datasheet. WJADS-12feb13. Teledyne LeCroy, Executor. Teledyne LeCroy, 2012.
81. Hamamatsu Photonics. Photomultiplier Tubes and Related Products. Product Catalog. Japan, 2010. TPMZ0001E01.
82. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. Wissenschaftliche Berichte. FZKA 6019. Forschungszentrum Karlsruhe / Eds.: D. Heck et al. 1998.

83. *Калмыков Н. Н., Остапченко С. С.* Ядро-ядерное взаимодействие, фрагментация ядер и флуктуации широких атмосферных ливней // *ЯФ*. 1993. Т. 3. С. 105–119.
84. *Калмыков Н. Н., Остапченко С. С., Павлов А. И.* Модель КГС с учетом струй и ШАЛ // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1994. Т. 58, № 12. С. 21–25.
85. *Kalmykov N. N., Ostapchenko S. S., Pavlov A. I.* Quark-Gluon-String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 1997. V. 52, No. 3. P. 17–28.
86. *Ostapchenko S.* QGSJET-II: Towards Reliable Description of Very High Energy Hadronic Interactions // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 2006. V. 151, No. 1. P. 143–146.
87. *Ostapchenko S.* Nonlinear Screening Effects in High Energy Hadronic Interactions // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 74, No. 1.
88. GHEISHA Program. Technical Report PITHA 85-02. III Physikalisches Institut, RWTH Aachen Physikzentrum / Ed. H. C. Fesefeldt. 1985.
89. *Джатдыев Т. А.* Многомерные критерии для восстановления массового состава первичных космических лучей по характеристикам черенковского света ШАЛ. Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 2011.
90. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973.
91. *Antonov R. A. et al.* Results on the Primary CR Spectrum and Composition Reconstructed with the SPHERE-2 Detector // *J. Phys. CS.* 2013. V. 409, No. 1. P. 012088–012091.
92. *Agostinelli S. et al.* Geant4 — a Simulation Toolkit // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 506, No. 3. P. 250–303.
93. *Over S., Grunpert M.* Search for Anisotropy and Point Sources of Cosmic Rays with the KASCADE-Grande Experiment // *Proc. of the 30th ICRC, Mexico City, 2008.* V. 4. P. 223–226.
94. *Dedenko L. G. et al.* Energy Estimation of Inclined Air Showers with Help of Detector Responses // *Nucl. Phys. B.* 2004. V. 136. P. 12–17.
95. *Apel W. D. et al.* KASCADE-Grande Measurements of Energy Spectra for Elemental Groups of Cosmic Rays // *Astropart. Phys.* 2013. V. 47. P. 54–66.