

НОВЫЙ МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ ПРОФИЛЯ ЛИВНЕВОГО КАСКАДА НА ЯКУТСКОЙ УСТАНОВКЕ ШАЛ

В. М. Григорьев

Институт космофизических исследований и астрономии им. Ю. Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия

Представлен эмпирический подход к восстановлению каскадной кривой ШАЛ по данным черенковского трекового детектора. Предлагаемый метод, в отличие от традиционных, опирается в основном на экспериментально измеряемые параметры и на расчетные величины, которые слабо зависят от модели развития ливня.

The empirical approach to reconstruction of the EAS cascade curve by data of Cherenkov track detector is presented. The offered method, unlike traditional ones, is based on parameters measured experimentally and on calculated values which weakly depend on a model of shower development.

PACS: 13.85.Tr

ВВЕДЕНИЕ

Якутская комплексная установка ШАЛ [1], предназначенная для регистрации и исследования свойств космических лучей сверхвысоких энергий, начала функционировать в начале 1970-х гг. На ней исследуется энергетический спектр первичных частиц с энергиями от 10^{16} эВ до предельно высоких энергий $\sim 10^{20}$ эВ, измеряется анизотропия прихода частиц из различных участков небесной сферы, изучается состав первичного излучения.

Установка оснащена детекторами заряженных частиц, мюонов и черенковского излучения. 49 станций, участвующих в отборе ливневых событий, расположены в круге радиусом 2 км в углах равносторонних треугольников со стороной 500 м. В отдельной станции наблюдения установлено по два сцинтилляционных счетчика площадью 2 м^2 каждый и приемник черенковского излучения на основе фотоумножителя ФЭУ-49 (диаметр фотокатода — 15 см).

В центре установки в непрерывном режиме работает центральный регистратор, который осуществляет отбор ливней, накопление информации, управление и контроль за работой установки. Отбор ливневых событий производится при одновременном (в течение 40 мкс) срабатывании трех соседних станций, образующих треугольник. При выработке мастера установки осуществляется опрос всех станций и детекторов, подключенных к центральному регистратору. Для каждого зарегистрированного ливня определяются положение оси на плоскости установки, направление прихода и энергия первичной частицы, измеряемые по показаниям сцинтилляционных детекторов.

Ошибка определения координат оси составляет 25–35 м, а зенитный угол направления прихода находится с точностью около 5° .

Регистрация различных компонент широких атмосферных ливней и анализ их характеристик являются единственным средством изучения свойств как самих космических лучей, так и ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях. Особенность большинства исследований заключается в том, что вывод о свойствах первичных частиц и деталях каскадного развития ливня в атмосфере делается по картинам пространственного и временного распределений различных компонент широких атмосферных ливней, регистрируемых только в одной плоскости — на уровне регистрирующей установки. Однако основным параметром, позволяющим получить представление о моделях ядерных взаимодействий и массовом составе первичных частиц, является глубина максимума развития каскада вторичных частиц (X_{\max}), которую невозможно непосредственно измерить наземными детекторами заряженных частиц.

Традиционная методика установления глубины максимума продольного развития ШАЛ основана на применении результатов модельных расчетов:

1) По заданной модели сильных взаимодействий разыгрывается ансамбль искусственных ливней с разными фиксированными значениями первичной энергии E_0 , зенитных углов прихода θ и масс первичных частиц A ;

2) По результатам проведенных расчетов выбирается параметр ζ пространственного или временного распределения регистрируемой компоненты ливня, чувствительного к флуктуациям развития ливня, и для него устанавливается функциональная связь с расчетной глубиной максимума $X_{\max}(\zeta)$ при различных значениях E_0 , θ , A и расстояний R от оси ливня;

3) По экспериментально измеренному значению параметра ζ в индивидуальном ливне с использованием полученного семейства зависимостей $X_{\max}(\zeta)$ определяется величина глубины максимума продольного развития данного ливня.

Такой подход, хорошо отражая относительные изменения глубины максимума, не позволяет определить ее реальное значение — это связано с тем, что расчеты выполняются по выбранной модели сильных взаимодействий, которая предопределяет значение глубины максимума среднего каскада ($\langle X_{\max} \rangle$), получаемого при усреднении индивидуальных ливней от КЛ с фиксированным значением первичной энергии.

Более подробную информацию о развитии ливня в атмосфере, в сравнении с традиционным подходом, можно получить из анализа продольного профиля каскада вторичных заряженных частиц. Необходимые для воссоздания такого профиля измерения могут базироваться на регистрации оптических излучений (черенковского или флуоресцентного), продуцируемых ливнем на всем пути его развития. Черенковское излучение (ЧИ) генерируется высокоэнергетичными заряженными частицами, движущимися со скоростью, превышающей фазовую скорость света в воздухе. Оно достигает уровня наблюдения без существенного ослабления, поэтому представляет интерес как средство исследования продольного развития ливня. По разным оценкам, поглощение полного потока черенковского света не превышает 30 % при благоприятных оптических условиях атмосферы. Полный поток черенковских фотонов пропорционален энергии первичной частицы [2]. Регистрация плотности потока ЧИ в каждом пункте наблюдения производится черенковским детектором, измеряющим полную плотность потока фотонов, испускаемых ливнем в направлении детектора на всем пути его развития. Наблюдения ЧИ ведутся в ясные безлунные ночи.

В период с 1970 по 1986 г. наблюдения велись также детекторами временной развертки импульса черенковского излучения.

На якутской установке ШАЛ были разработаны два метода восстановления профиля электромагнитного каскада индивидуальных ливней: 1) по функции пространственного распределения черенковского излучения, измеренной в широком интервале расстояний (50–1000 м) от оси ливня [3]; 2) по форме временной развертки импульса ЧИ, зарегистрированного на больших расстояниях от оси ливня ($R \geq 300$ м) [4].

В работах [5–7] проанализированы возможности совместного рассмотрения результатов восстановления профилей продольного развития индивидуальных ливней обоими методами. Показано, что они взаимно дополняют друг друга и позволяют измерять такие параметры, как ширина каскадной кривой, глубина максимума развития ливня, величина отношения энергии первичной частицы к полному числу частиц на глубине максимума и пробег поглощения ливня.

В связи с прекращением эксперимента по регистрации временной структуры импульса черенковского излучения в 1986 г. это направление исследования продольного развития ШАЛ было свернуто.

Поиск нового способа регистрации ЧИ для получения дополнительных экспериментальных данных, отражающих продольное развитие ШАЛ, привел к разработке и созданию нового типа детектора, который дает возможность получить распределение плотности потока черенковских фотонов по отдельным интервалам высот над уровнем наблюдения (линейная развертка импульса ЧИ ШАЛ). Идея такого детектора, основанного на принципе работы камеры-обскуры, была выдвинута в 1994 г. [8]. В классической камере-обскуре, имеющей малое входное отверстие, световое изображение ливня выглядело бы в виде расплывчатого трека (излучающие частицы не сосредоточены в точке, а занимают определенный объем). Поэтому этот детектор условно назван трековым.

Для получения линейной развертки импульса черенковского излучения необходим комплекс фотоприемников, каждый из которых отслеживает определенный высотный участок атмосферы. Такой приемник должен иметь достаточно узкий угол обзора по вертикали и максимально широкий угол охвата по горизонтали. Наиболее простым решением этой задачи является конструкция камеры с узкой прямой и длинной щелью, перпендикулярно к которой расположена цепочка фотоумножителей. Линейную развертку импульса черенковского излучения можно получить при условии, что детектор находится на значительном расстоянии от его оси ($R \geq 200$ м).

КОНСТРУКЦИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА

Идея создания детектора линейной развертки черенковского импульса на якутской установке ШАЛ была реализована в рамках гранта РФФИ № 99-02-16022. В настоящее время проходит испытание черенковский трековый детектор с линейной щелевой апертурой. Он состоит из камеры, комплекса фотоприемников и блока регистрации (рис. 1). Камера — это светогерметичное неотапливаемое помещение с двумя параллельными друг другу узкими прямоугольными щелями, прорезанными на потолочной поверхности. Комплекс фотоприемников представляет собой цепочку фотоумножителей, расположенных на нижней плоскости камеры вдоль линии, соединяющей центры щелей, симметрично по отношению к щелям. Многоканальный блок регистрации расположен в отапливаемом помещении в непосредственной близости от фотоумножителей.

В таком детекторе углы обзора каждого ФЭУ зависят от места его расположения в цепочке, размеров щели и высоты ее расположения над плоскостью фотоприемников, диаметра светочувствительной поверхности фотокатода ФЭУ. В индивидуальном событии ШАЛ верхняя и нижняя высоты обозреваемого участка ливня определяются положением и направлением его оси. В каждом ливне «работает» только одна из щелей, идентификация которой не представляет сложности при известных параметрах оси ливня (см. рис. 1).

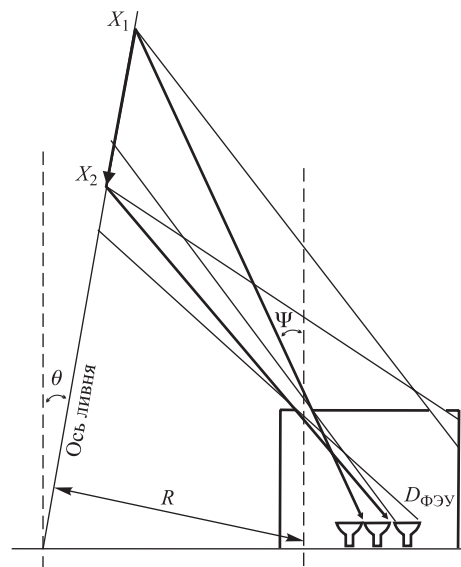


Рис. 1. Схематичное изображение черенковского трекового детектора и границ обозреваемого участка ливня в атмосфере. X_1 и X_2 — верхняя и нижняя границы участка соответственно; R — расстояние от оси ливня до детектора

Пересчет высоты на глубину атмосферы производится по формулам, аппроксимирующим реальную зависимость между этими величинами в период регистрации черенковского излучения.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ПРОДОЛЬНОГО РАЗВИТИЯ ШАЛ

Предлагаемый метод восстановления каскадной кривой ШАЛ по данным трекового детектора сводится к выполнению следующих операций:

- вычисление по отклику каждого сработавшего ФЭУ средней по участку удельной плотности потока черенковских фотонов, излученных ливнем в направлении детектора на единице пути, равной 1 г/см^2 ;
- локализация средней удельной плотности на глубине обозреваемого участка;
- трансформация средней удельной плотности потока ЧИ в число частиц.

ВЫЧИСЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ПО УЧАСТКУ УДЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ЧИ

Прохождение светового пятна по фотоумножителям цепочки подчиняется законам линейной оптики. Поэтому значения глубин верхней $X_1(i)$ и нижней $X_2(i)$ границ участка атмосферы, обозреваемого i -м ФЭУ трекового детектора в данном ливне ($i = 1, 2, \dots, n$,

где n — число ФЭУ в цепочке), определяются из чисто геометрических построений по положению и направлению оси ливня. В реальном событии координаты оси ливня, а также зенитный и азимутальный углы прихода первичной частицы определяются по данным установки ШАЛ.

Отклик i -го ФЭУ пропорционален сумме числа ливневых $Q_s(i, E_0)$ и фоновых фотонов, попавших через щель камеры на фотокатод со всего обозреваемого участка атмосферы толщиной $\Delta X(i) = X_2(i) - X_1(i)$. Уровень шумов ночного неба определяет энергетический порог регистрируемых событий. Узкая апертура ФЭУ и короткое время экспозиции, определяемое длительностью импульса, значительно снижают поток фоновых фотонов, и их вкладом в первом приближении можно пренебречь.

Следовательно, $P_i(E_0)$ — отклик i -го фотоумножителя, измеренный в единицах аналогово-цифрового преобразователя, — определяется выражением $P_i(E_0) = \alpha_i Q_s(i, E_0)$, где α_i — коэффициент пропорциональности (калибровочный коэффициент), определяемый для каждого ФЭУ в процессе их абсолютной калибровки. Число черенковских фотонов, попавших на i -й ФЭУ при прохождении ливнем участка атмосферы, обозреваемого через щель камеры, вычисляется по формуле

$$Q_s(i, E_0) = \frac{P_i(E_0)}{\alpha_i} = \int_{X_2(i)}^{X_1(i)} g_{tr}(E_0, \theta, X, R) \cos(\Psi(X)) S(X) K(X) dX, \quad (1)$$

где E_0 — энергия первичной частицы; g_{tr} — истинная удельная плотность потока черенковского излучения, генерируемого ливнем с зенитным углом прихода θ с глубины атмосферы X на единице пути в 1 г/см^2 в направлении детектора, расположенного на расстоянии R от оси ливня (R — расстояние от оси ливня до детектора, измеренное в плоскости ливневого диска); $S(X)$ — текущее значение засвечиваемой площади фотокатода; $\Psi(X)$ — угол, под которым «видна» щель с глубины X ; значение $\cos(\Psi(X))$ учитывает уменьшение ширины щели при движении ливня от верхней границы обозреваемого участка к нижней; $K(X)$ — коэффициент прозрачности атмосферы — доля света, достигающего уровня наблюдений с глубины X . Интегрирование ведется по границам участка. Учитывая незначительную толщину ($\leq 100 \text{ г/см}^2$) обозреваемого участка, формулу (1) с погрешностью не более нескольких процентов можно представить в виде

$$Q_s(i, E_0) = \cos(\Psi(X_a(i))) K(X_a(i)) \int_{X_2(i)}^{X_1(i)} g_{tr}(E_0, \theta, X, R) S(X) dX, \quad (1')$$

где $X_a(i)$ — глубина середины i -го участка атмосферы.

В рамках данной работы ослабление интенсивности излучения из-за релеевского и аэрозольного рассеяний не учитывается при вычислениях плотности потока черенковского излучения, то есть здесь и далее $K(X) = 1$. Поглощение света с различных глубин атмосферы предполагается учитывать по экспериментальным данным о прозрачности атмосферы на конечном этапе реализации алгоритма восстановления профиля продольного развития ливня.

Особенность регистрации излучения данным детектором состоит в том, что засвечиваемая площадь фотокатода ФЭУ $S(X)$ меняется в процессе измерения потока ЧИ. Для

вычисления истинной плотности светового потока по измеренному числу фотонов необходимо определить эффективную площадь фотокатода S_{eff} . В этих целях для каждого сработавшего ФЭУ в данном ливне определяются границы обзереваемого им участка атмосферы X_1 и X_2 (см. рис. 1). Затем вычисляется текущая площадь фотокатода, засвечиваемая потоком черенковского излучения через щель камеры при движении ливня от верхней границы участка к нижней. На рис. 2 эта зависимость, нормированная на полную площадь светочувствительной поверхности фотокатода (S_{pmt}), показана кривой. Эффективная площадь является средним значением засвечиваемой площади по всему участку, т. е.

$$S_{\text{eff}} = \frac{S_{\text{pmt}} S_{\text{cur}}}{\Delta X}, \quad (2)$$

где S_{cur} — площадь под кривой, $\text{г}/\text{см}^2$; ΔX — толщина обзереваемого участка атмосферы, $\text{г}/\text{см}^2$; S_{pmt} — площадь фотокатода, см^2 .

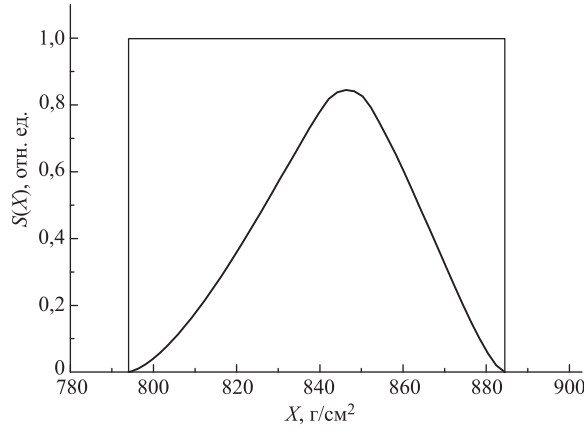


Рис. 2. Зависимость засвечиваемой площади фотокатода $S(X)$ от глубины атмосферы на обзереваемом участке. $d > w$ (d — диаметр флюороскопа; w — ширина щели)

Значение неискаженной плотности потока черенковских фотонов G_{exp} , излученной ливнем с данного участка атмосферы в направлении детектора, определяется по следующей зависимости:

$$G_{\text{exp}}(I, E_0, \theta, X, \Delta X, R) = \frac{Q_s(I, E_0)}{\cos(\Psi(X_a(i))) / S_{\text{eff}}}, \quad (3)$$

где S_{eff} — эффективная площадь фотокатода (зависит от соотношения диаметра фотокатода d и ширины щели w); $\Psi(X_a(i))$ — угол, под которым «видна» щель с середины обзереваемого участка.

Вычислив G_{exp} и толщину участка атмосферы ΔX , обзереваемого каждым ФЭУ, определяем среднюю по участку удельную плотность световых выходов ливня:

$$\langle g_{\text{exp}}(i, E_0, \theta, X, R) \rangle = \frac{G_{\text{exp}}(i, E_0, \theta, X, \Delta X, R)}{\Delta X(i)}. \quad (4)$$

ЛОКАЛИЗАЦИЯ УДЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ В ПРЕДЕЛАХ ОБОЗРЕВАЕМОГО УЧАСТКА

Согласно теореме о среднем, значение $\langle g_{\text{exp}}(I, E_0, \theta, X, R) \rangle = g_{\text{exp}}(E_0, \theta, X_a(i), R)$, т. е. соответствует экспериментально измеренной плотности фотонов, излученных ливнем с середины i -го участка $X_a(i)$ на единице пути в 1 г/см^2 в направлении детектора, расположенного на расстоянии R от оси ливня. Как показали результаты моделирования работы черенковского трекового детектора, это утверждение справедливо для участков толщиной $\leq 100 \text{ г/см}^2$. Если участок имеет гораздо большее значение ΔX , то локализация удельной плотности световых выходов ливня в пределах участка несколько усложняется и требует отдельного описания.

Временная структура отклика, измеренная комплексом быстродействующей аппаратуры, в принципе позволяет ввести дополнительное разбиение обозреваемого участка на более тонкие слои — чем тоньше обозреваемый участок, тем выше точность позиционирования средней плотности черенковского излучения на данном участке.

Таким образом, распределение откликов фотоумножителей в ливневом событии преобразуется в линейную развертку импульса черенковского излучения. В отличие от временной развертки импульса [9], линейная развертка позволяет локализовать в пространстве среднюю глубину X_a и толщину участка ΔX , вносящую вклад в отклик любого ФЭУ детектора. Ошибки определения трековым детектором угловых координат светящейся точки в пространстве обусловлены точностью фиксации геометрических параметров детектора; они измерены в методическом эксперименте [10].

ТРАНСФОРМАЦИЯ УДЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ЧИ В ЧИСЛО ЧАСТИЦ

Значения удельных плотностей черенковского излучения, измеренные по откликам всех сработавших ФЭУ трекового детектора в индивидуальном ливне, можно преобразовать в число частиц на средней глубине каждого обозреваемого участка при наличии предварительно вычисленных значений единичных плотностей световых выходов ливня $q(E_0, \theta, R, X)$. Расчетная величина $q(E_0, \theta, R, X)$ соответствует плотности потока черенковских фотонов, излученных ливнем с зенитным углом θ , с глубины X на пути в 1 г/см^2 на расстояние R от оси ливня, отнесенной к полному числу частиц $N_s(E_0, X)$ на той же глубине атмосферы X . Эти плотности определяются для различных значений зенитных углов прихода ливня, глубин атмосферы и расстояний от оси. Из определения следует, что

$$q(E_0, \theta, X, R) = \frac{g_{\text{calc}}(E_0, \theta, X, R)}{N_s(E_0, X)}, \quad (5)$$

где g_{calc} — расчетное значение удельной плотности черенковского излучения, генерируемого ливнем на глубине X на единице пути в 1 г/см^2 на расстояние R от оси; N_s — число частиц на глубине X .

Из равенства экспериментально измеренного и расчетного значений удельных плотностей световых выходов ливня получим, что число частиц на глубине X_a , для которой произведено измерение величины $g_{\text{exp}}(E_0, \theta, X_a, R)$, определяется простым отношением удельной и единичной плотностей световых выходов:

$$N_s(E_0, X_a(i)) = \frac{g_{\text{exp}}(E_0, \theta, X_a(i), R)}{q(E_0, \theta, X_a(i), R)}. \quad (6)$$

Число частиц с учетом коэффициента прозрачности вычисляется по формуле

$$N_s(E_0, X_a(i)) = \frac{g_{\text{exp}}(E_0, \theta, X_a(i), R)}{q(E_0, \theta, X_a(i), R)/K(X_a(i))}. \quad (7)$$

Определив число частиц на средних глубинах обозреваемых участков атмосферы по отклику каждого сработавшего ФЭУ в данном ливне, получим эмпирический профиль индивидуального каскада. Усреднение индивидуальных каскадов и подбор параметров аппроксимации среднего каскада позволяют получить, таким образом, экспериментально измеренное значение глубины максимума среднего каскада, энергия которого является средней по всем индивидуальным ливням.

Подобный эксперимент требует детальных сведений о зависимости давления воздуха от высоты над уровнем наблюдения и высотном ходе прозрачности атмосферы. Причем мониторинг прозрачности атмосферы необходимо вести на протяжении всего эксперимента. На установке ШАЛ имеется возможность измерения высотного хода коэффициента прозрачности нижних слоев атмосферы (< 20 км) лидаром (требуется незначительное дооснащение регистрирующего тракта), нацеленным в настоящее время на зондирование только средней атмосферы [11].

ТЕСТИРОВАНИЕ АЛГОРИТМА ВОССТАНОВЛЕНИЯ КАСКАДА

Изложенный метод восстановления продольного профиля ливня позволяет по данным черенковского трекового детектора получить экспериментально измеренные значения и числа частиц и соответствующих им глубин атмосферы. Для проверки соответствия профиля восстановленного каскада наблюдаемому было проведено моделирование работы трекового детектора по следующей схеме:

- 1) розыгрыш параметров ливня;
- 2) расчет откликов всех фотоумножителей в предположении $K(X) = 1$ и $\alpha_i = 1$ (формула (1));

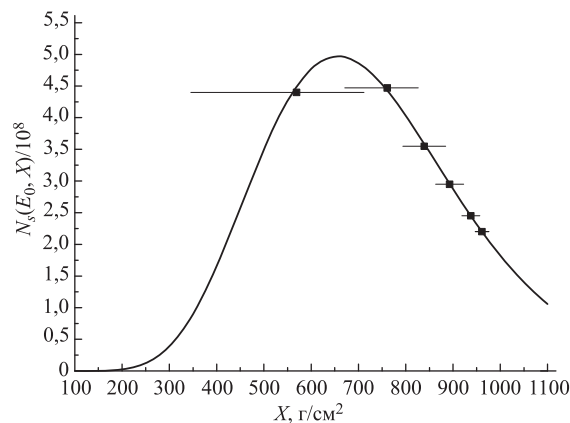


Рис. 3. Сравнение результатов вычислений по алгоритму восстановления числа частиц (квадраты) с модельным каскадом

3) вычисление числа частиц согласно процедуре, описанной в начале раздела (формулы (2)–(6)).

Параметры атмосферы и аппроксимации каскадной кривой в расчетах приняты согласно работе [13].

На рис. 3 показан результат восстановления числа частиц на соответствующих глубинах обзереваемых участков для одного искусственного ливня с параметрами: $E_0 = 6,45 \cdot 10^{17}$ эВ, $\theta = 23,8^\circ$, $R = 273$ м. Пределы участков указаны горизонтальными линиями.

Наблюдается хорошее совпадение восстановленных значений числа частиц с исходным модельным каскадом.

ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ РЕАЛИЗАЦИЮ МЕТОДА

Из вышеизложенного следует, что экспериментальный метод восстановления профиля развития ШАЛ основан на предположении, что возможно измерение следующих параметров:

1) верхней и нижней границ участков атмосферы, обзереваемых каждым фотоумножителем фотомозаики;

2) средней удельной плотности потока черенковского излучения индивидуальных ШАЛ с нескольких дискретных (ограниченных по толщине) участков атмосферы в широком интервале глубин;

3) коэффициентов прозрачности атмосферы.

Принимается также, что значения единичной плотности световыхода ливня являются величинами, мало зависящими от энергии и флуктуаций развития ШАЛ в исследуемых интервалах глубин атмосферы и расстояний от оси ливня.

ЕДИНИЧНАЯ ПЛОТНОСТЬ СВЕТОВОХОДА ЛИВНЯ

В предлагаемой методике лишь значения единичной плотности световыхода ливня не являются экспериментально измеряемыми величинами. Их получают путем сложных аналитических вычислений в рамках электромагнитной каскадной теории. Для условий якутской установки ШАЛ эти значения были получены в конце 1970-х гг. для упрощения расчетов функций пространственного распределения черенковского излучения [3].

Если пункты 1 и 2 основных предположений вполне очевидны и справедливы в приближении движущейся светящейся точки (считается, что все излучающие частицы сосредоточены в точке), то допущение о малой зависимости единичной плотности световыхода ливня от энергии и других упомянутых характеристик требует дополнительной проверки, основанной на результатах монте-карловских расчетов развития ШАЛ по программе CORSIKA¹ [12].

¹CORSIKA (Cosmic Ray Simulation for Cascade) — это подробная монте-карловская программа, предназначенная для изучения развития и свойств ШАЛ. Она была разработана для моделирования эксперимента КАСКАД в Карлсруэ (Германия). После детальной проверки ее стали применять во всем мире для расчетов ШАЛ. CORSIKA позволяет определить тип, энергию, положение, направление и время прибытия всех вторичных частиц, пересекающих выбранный уровень наблюдения.

Предполагается проведение серии модельных расчетов потока черенковского излучения ШАЛ по программе CORSIKA для вычисления значений единичных плотностей световыходов ливней. Их усредненные значения, полученные для заданных зенитных углов прихода первичных частиц, а также фиксированных глубин и расстояний от оси, будут представлены в виде таблицы. Дисперсии распределений этих значений в узловых точках определяют математическую точность вычисления числа частиц и будут учтены при моделировании эксперимента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная конструкция трекового детектора на базе камеры-обскуры более проста в изготовлении и эксплуатации, чем, например, зеркальный телескоп, применяемый в тех же целях. Однако при изготовлении такого детектора, как и любого оптического прибора, требуется особая тщательность и высокая точность измерения всех его параметров для минимизации погрешностей определения плотности потока излучения, вносимых самим детектором.

Если результаты тестирования показывают возможность применения изложенного алгоритма для восстановления числа частиц по данным трекового детектора, то предварительное моделирование эксперимента указало на необходимость значительного (на порядок) уменьшения экспериментальных ошибок определения параметров оси ливня для корректного восстановления каскада. Такое повышение точности возможно, если учитывать результаты модельных расчетов [13], при применении показаний нескольких детекторов формы импульса (ДФИ) черенковского излучения для локации оси. Ранее измерения длительности импульсов на уровне половины амплитуды использовались исключительно для определения X_m [4–7, 13]. По относительным задержкам импульсов от нескольких ДФИ можно вычислять углы прихода ливня значительно точнее, чем это дает основная установка.

Для первичных частиц с $E_0 > 10^{17}$ эВ в этих целях требуется создание системы как минимум из четырех синхронизированных ДФИ, три из которых размещаются в углах равностороннего треугольника с раздвижением 250 м от центра установки, а четвертый — в центре. Описание данного способа определения геометрических параметров ливня будет изложено в одной из следующих работ.

Автор глубоко благодарен Н. Н. Ефремову за помощь в графическом оформлении статьи и М. И. Правдину за консультации в процессе работы над статьей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артамонов В. П. и др. Современное состояние и перспективы якутской комплексной установки ШАЛ // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 38, № 12. С. 92–97.
2. Chudakov A. E. et al. Cherenkov Radiation of Extensive Air Showers // Nuovo Cim. 1958. V. 8, No. 2. P. 606.
3. Дьяконов М. Н. Связь некоторых параметров продольного развития ШАЛ с характеристиками их черенковского излучения // Космические лучи сверхвысоких энергий: Сб. науч. ст. Якутск, 1979. С. 113–120.

4. Григорьев В. М., Нечин Ю. А. Метод исследования ливневого каскада в атмосфере по измерениям формы импульсов черенковского излучения ШАЛ // Космические лучи с энергией выше 10^{17} эВ: Сб. науч. тр. Якутск, 1983. С. 48–54.
5. Григорьев В. М. и др. Восстановление каскадной кривой по данным синхронного измерения амплитудных и временных характеристик черенковского света ШАЛ методом обратной задачи // Проблемы ядерной физики и космических лучей: Сб. Харьков, 1989. Вып. 32. С. 28–30.
6. Doronina I. V. et al. Study of EAS Longitudinal Development with $E > 10^{17}$ eV on Cherenkov Light Amplitude and Temporal Characteristics // Proc. of the 20th ICRC, Moscow, 1987. V. 6. P. 1143.
7. Григорьев В. М. и др. Продольное развитие ШАЛ по амплитудно-временной структуре черенковского излучения ливней // Широкие атмосферные ливни с энергией выше 10^{17} эВ: Сб. М.; Якутск, 1987. С. 61–68.
8. Garipov G. K., Khrenov B. A. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1994. No. 20. P. 1981–1988.
9. Фомин Ю. Ф., Христиансен Г. Б. О форме импульса черенковского излучения широкого атмосферного ливня // ЯФ. 1971. Т. 14, вып. 3. С. 6426–6446.
10. Garipov G. K. et al. The Cherenkov Track Detector Consisting of the Yakutsk Complex EAS Array // Proc. of the 27th ICRC, Hamburg, Germany, 2001. V. 3. P. 885–887.
11. Зуев В. В., Ельников А. В., Бурлаков В. Д. Лазерное зондирование средней атмосферы. Томск: Раска, 2002. 352 с.
12. Knapp I., Heck D. Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 5.61). Karlsruhe, 1998. P. 67.
13. Ильина Н. П., Калмыков Н. Н., Просин В. В. Черенковское излучение и параметры ШАЛ // ЯФ. 1992. Вып. 10.

Получено 8 октября 2007 г.