

## ТЕСТИРОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛЕНИЙ ПОТОКА ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ШАЛ ПО ПРОГРАММЕ CORSIKA

*В. М. Григорьев, С. П. Кнуренко, М. И. Правдин,  
А. В. Сабуров, И. Е. Слепцов*

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

В статье приводятся результаты расчета пространственно-временных характеристик черенковского излучения частиц широких атмосферных ливней (ШАЛ), образованных космическими лучами сверхвысоких энергий (КЛСВЭ). Расчет выполнен с использованием пакета программ CORSIKA для искусственных событий ШАЛ, генерированных частицами КЛСВЭ — протонами и ядрами железа с энергией  $10^{15}$  и  $10^{16}$  эВ. Проводится сравнение результатов расчета с экспериментальными данными, полученными на якутской комплексной установке ШАЛ, и обсуждаются возможные причины их расхождения.

The article presents computational results for spatio-temporal characteristics of Cherenkov light emission from particles of extensive air showers (EAS) initiated by ultra-high energy cosmic rays (UHECR). These results were obtained by simulating EAS events with the CORSIKA software package. Events were initiated by UHECR particles — protons and iron nuclei with energies  $10^{15}$  and  $10^{16}$  eV. A comparison was carried out between computational results and experimental data obtained at the Yakutsk EAS array. Possible causes of the discrepancy between them are discussed.

PACS: 13.85.Tr

### ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи сверхвысоких энергий (условно  $E \geq 10^{15}$  эВ) представляют собой поток ядер различных элементов (а также, возможно, гамма-квантов и нейтрино), интенсивность ( $I$ ) которого чрезвычайно мала. Например, при  $E > 10^{16}$  эВ  $I \sim 1$  частица/м<sup>2</sup>/год, а если  $E > 10^{19}$ , то  $I \sim 1$  частица/км<sup>2</sup>/год. Регистрация столь редких частиц возможна благодаря явлению каскадного размножения вторичных частиц в атмосфере, возникающему при взаимодействии первичной частицы с ядром атома воздуха. Рост числа частиц продолжается до тех пор, пока средняя энергия вторичных частиц не достигнет критической величины, после чего их число начинает уменьшаться. Глубина атмосферы, на которой число частиц достигает максимального значения, называется глубиной максимума развития ливня ( $X_{\max}$ ), она зависит как от энергии и сорта первичной частицы, так и от характеристик сильных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

Направление первичной частицы определяет ось ливня. В результате процессов рассеяния вторичные частицы отклоняются от оси на значительные расстояния, поэтому

рой частиц, достигающих уровня наблюдения, имеет вид рыхлого диска диаметром до километра и более, в зависимости от энергии первичной частицы. Такой поток коррелированных во времени заряженных частиц (в основном электронов, позитронов, мюонов) и фотонов называют широким атмосферным ливнем (ШАЛ).

Практически одновременное прибытие ливневых частиц на уровень наблюдения определило метод регистрации ливневого события — совпадение сигналов от трех и более детекторов какой-либо из компонент ШАЛ (раздвинутых друг относительно друга на сотни и более метров, не лежащих на одной прямой), сработавших в течение заданных временных ворот (несколько микросекунд).

Якутская установка ШАЛ оснащена детекторами заряженных частиц, мюонов и черенковского излучения [1].

Основные задачи, решаемые на установке: исследование энергетического спектра космического излучения от  $10^{15}$  эВ до предельно высоких энергий  $\sim 10^{20}$  эВ, измерение анизотропии прихода частиц из различных участков небесной сферы и изучение состава первичного излучения.

Измерения энергии и состава космических лучей сверхвысоких энергий (КЛСВЭ) опираются на модельные расчеты развития ШАЛ. На основании таких расчетов устанавливаются связи различных параметров, измеряемых в эксперименте, с расчетными значениями энергии и глубины максимума. Исследование распределений  $X_{\max}$  в широком диапазоне  $E_0$  дает возможность получить сведения о массовом составе первичного космического излучения, являющегося существенным фактором в изучении механизмов происхождения и распространения КЛСВЭ.

В настоящее время для моделирования искусственных ливней широко применяется пакет CORSIKA — подробная монте-карловская программа [2], которая позволяет определить тип, энергию, координаты, направление и время прибытия всех вторичных частиц, пересекающих выбранный уровень наблюдения.

При всех достоинствах CORSIKA расчеты потока черенковского излучения (ЧИ) ШАЛ при энергиях первичных частиц  $10^{17}$  эВ и более требуют значительных затрат времени, что затрудняет розыгрыш сколь-нибудь значимого числа искусственных ливней. Поэтому все применяемые в работе зависимости были получены из модельных расчетов, выполненных для первичных энергий  $10^{15}$  и  $10^{16}$  эВ, в предположении, что они существенно не изменятся при увеличении энергии ливней на полтора-два порядка.

Поскольку различные зависимости, получаемые на базе расчетов ЧИ, выполненных в CORSIKA, массово применяются для вычисления глубины максимума развития ливня, а также для локации оси [3], проводимая в настоящей работе проверка соответствия результатов модельных расчетов реальным параметрам ШАЛ является актуальной задачей.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ И ПОТОКА ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ПРОГРАММЕ CORSIKA**

Для условий якутской установки ШАЛ по программе CORSIKA было проведено численное моделирование развития потоков черенковского излучения вертикальных и наклонных ( $\theta = 30^\circ$ ) широких атмосферных ливней, инициированных первичными ядрами железа Fe и протонами  $p$  с энергиями  $E_0$ , равными  $10^{15}$  и  $10^{16}$  эВ. В общей сложности

разыграно 300 событий — по 50 ливней для данного сорта и данной энергии первичной частицы. Из них 11 ливней были отбракованы (см. таблицу) из-за прерываний процесса счета.

$E_0$ , эВ	$p, \theta = 0^\circ$	Fe, $\theta = 0^\circ$	$p, \theta = 30^\circ$	Fe, $\theta = 30^\circ$
$10^{15}$	50	50	50	50
$10^{16}$	43	46	—	—

При инсталляции программы CORSIKA использовались:

1) модель кварк-глюонных струн QGSJET01c для моделирования адронных взаимодействий высокой энергии ( $E_h \geq 80$  ГэВ);

2) программа GHEISHA 2002d для моделирования низкоэнергетических адронных взаимодействий ( $E_h < 80$  ГэВ);

3) программа EGS4 для моделирования электронно-фотонных каскадов, позволяющая проследить траектории частиц и их взаимодействия.

Поток черенковского света (ЧС) вычислялся в диапазоне длин волн 300–700 нм. Граница со стороны длинных волн обусловлена особенностями применяемой нами версии программы. В дальнейшем поток ЧС пересчитывался к диапазону 300–800 нм для приведения к интервалу светочувствительности применяемых на установке фотоумножителей [4].

В процессе моделирования CORSIKA создает для каждого ливня черенковский файл, где записываются параметры всех фотонов, пересекающих поверхность детекторов, расположенных на уровне наблюдения. К таким параметрам относятся: высота генерации в атмосфере над уровнем моря, время пересечения детектора относительно момента первого взаимодействия первичной частицы с ядром атома воздуха и координаты ( $X, Y$ ) относительно центра заданной детекторной установки. Оси всех разыгрываемых ливней программа устанавливает в точке с координатами (0, 0). Установка состоит из двух расположенных вдоль одной оси координат детекторов длиной 810 м и шириной 4 м (для событий с  $E_0 = 10^{15}$  эВ) или 2 м (при  $E_0 = 10^{16}$  эВ). Центры обоих детекторов раздвинуты на 1000 м. Измерение плотностей производится на фиксированных расстояниях, которые являются центрами условных детекторов. Длина такого детектора выбирается равной ширине заданного в программе детектора. Размеры детекторов выбраны такими, чтобы статистическая ошибка вычисления числа фотонов на расстоянии 900 м от оси ливня была менее 1 %.

При обработке черенковских файлов было получено семейство временных распределений (ВР) плотности потока черенковского света (ПП ЧС) на фиксированных расстояниях в диапазоне 100–900 м от оси ливня и семейство индивидуальных функций распределения ПП ЧС по расстояниям от оси (общепринятое название: функция пространственного распределения — ФПР).

### СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА И ЭКСПЕРИМЕНТА

Ранее для вычисления ПП ЧС использовали численные методы решения уравнений, описывающих функцию пространственно-углового распределения (ФПУР) электронов ШАЛ [5–7].

В работе [8] был предложен метод выбора параметров ФПУР, основанный на сопоставлении расчетной зависимости показателя наклона ФПР в интервале 300–600 м от оси и

полуширины<sup>1</sup> импульса ЧС ШАЛ, измеренного на расстоянии 450 м от оси, аналогичной экспериментальной.

В настоящей работе проведено сравнение указанной экспериментальной зависимости с результатами новых расчетных данных, выполненных по программе CORSIKA.

Согласно [8] в каждом смоделированном событии вычислялся показатель наклона ФПР  $n = \lg [q(R_1)/q(R_2)] / \lg (R_2/R_1)$ , а также полуширина импульса  $t_{1/2}(R_3)$ , где  $R_1 = 300$  м,  $R_2 = 600$  м и  $R_3 = 450$  м от оси ливня, а  $q(R_1)$  и  $q(R_2)$  — плотности потока ЧС на соответствующих расстояниях.

В разыгранных ливнях общий диапазон флуктуаций глубин максимумов развития ШАЛ простирается от 400 до 900 г/см<sup>2</sup>, что позволяет обстоятельно проследить связь указанных параметров ПП ЧС ШАЛ с  $X_{\max}$ .

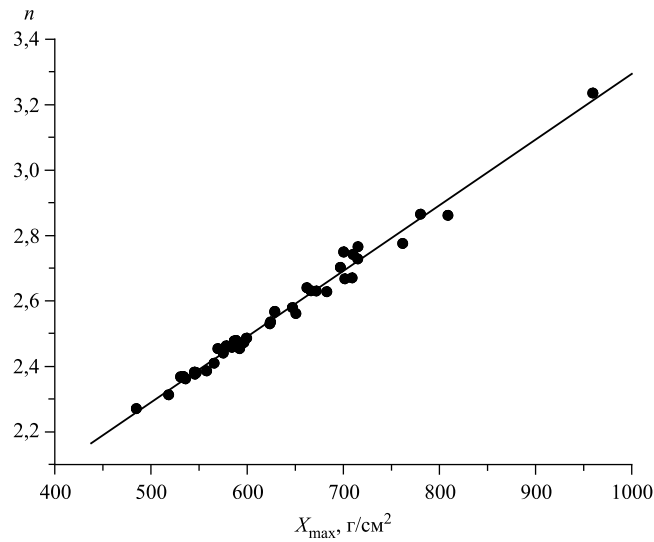


Рис. 1. Зависимость показателя наклона ФПР  $n$  от глубины максимума  $X_{\max}$ : • — расчет, протон,  $E_0 = 10^{16}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ ; линия — аппроксимация (1)

На рис. 1 приведена расчетная зависимость показателя наклона ФПР ЧС  $n$  от глубины максимума развития ливня  $X_{\max}$ , аппроксимируемая прямой:

$$n = (1,288 \pm 0,024) + (0,002 \pm 3,7 \cdot 10^{-5}) X_{\max}. \quad (1)$$

На рис. 2 показана расчетная зависимость  $\lg(t_{1/2}(R_3))$  от  $X_{\max}$ , аппроксимируемая прямой:

$$\lg(t_{1/2}(R_3)) = (1,243 \pm 0,015) + (8,44 \cdot 10^{-4} \pm 2,3 \cdot 10^{-5}) X_{\max}. \quad (2)$$

Из рис. 1 и 2 видно, что оба указанных параметра ПП ЧС находятся в линейной зависимости от глубины максимума развития ливня  $X_{\max}$ . Следовательно, они должны коррелировать между собой с коэффициентом корреляции, близким к единице.

<sup>1</sup>Длительность импульса на половине амплитуды.

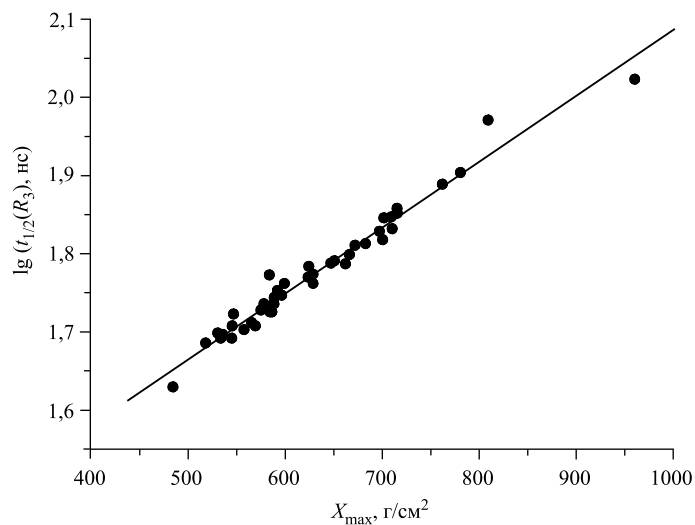


Рис. 2. Зависимость полуширины импульса  $t_{1/2}(R_3)$  от глубины максимума  $X_{\max}$ : ● — расчет, протон,  $E_0 = 10^{16}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ ; линия — аппроксимация (2)

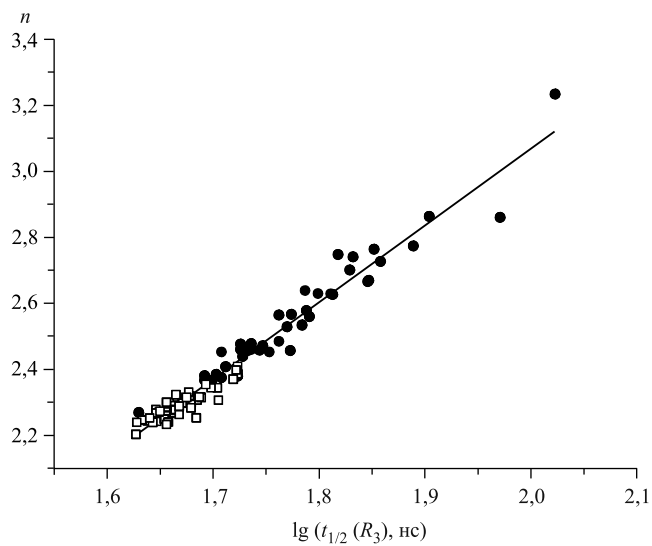


Рис. 3. Иллюстрация взаимосвязи параметров ЧИ:  $n$  и  $\lg(t_{1/2}(R_3))$ . ● — расчет, протон,  $E_0 = 10^{16}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ ; □ — расчет, ядро железа,  $E_0 = 10^{16}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ ; линия — аппроксимация (3)

На рис. 3 показана взаимосвязь параметров  $n$  и  $\lg(t_{1/2}(R_3))$  применительно к ливням, инициированным ядрами железа и протонами с энергией  $10^{16}$  эВ. Расчетные точки можно аппроксимировать прямой:

$$n = (-1,582 \pm 0,090) + (2,330 \pm 0,052) \lg(t_{1/2}(R_3)). \quad (3)$$

Коэффициент корреляции  $r = 0,979$ , что свидетельствует о высокой степени связи этих параметров между собой независимо от сорта первичных частиц.

В пакете CORSIKA содержится таблица «atmabs.dat», позволяющая учитывать в расчетах влияние рэлеевского рассеивания и аэрозольного поглощения в атмосфере на характеристики потока черенковских фотонов. Хотя таблица «atmabs.dat» описывает несколько иную по сравнению с принятой в окрестности Якутска модель атмосферы, было важно проверить степень искажений наклона ФПР и полуширины импульса за счет ослабления света в атмосфере. В этих целях были проведены расчеты ПП ЧС для одного и того же вертикального ливня ( $E_0 = 10^{15}$  эВ) с применением данной таблицы и без нее. Поглощение полного числа фотонов на уровне наблюдения составило 29,8%. При этом различие в наклонах ФПР в диапазоне расстояний 300–600 м от оси ливня оказалось менее 2%, а разность полуширин — 0,7 нс.

Установлено также, что корреляционная зависимость рассматриваемых параметров ЧИ ШАЛ практически не зависит от энергии и зенитного угла прихода первичных частиц при  $t_{1/2}(R_3) \geq 30$  нс (рис. 4). На этом рисунке расчетные данные для  $E_0 = 10^{15}$  эВ в целях наглядности приведены в виде облака точек, а для  $E_0 = 10^{16}$  эВ, чтобы не загромождать рисунок, — прямой из рис. 3.

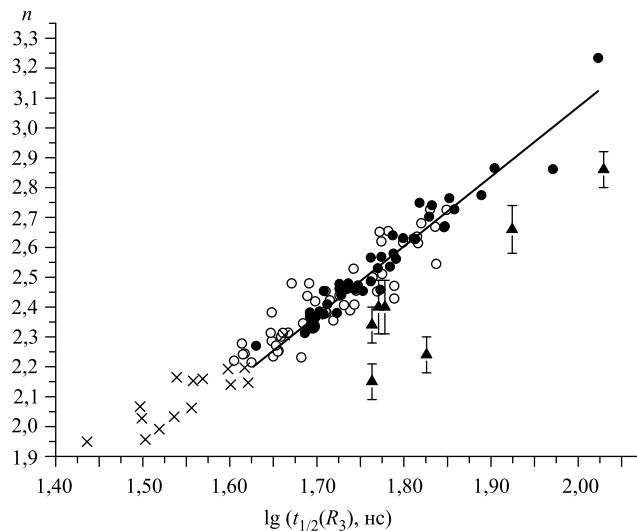


Рис. 4. Корреляционная зависимость:  $\circ$  — расчет, протон,  $E_0 = 10^{15}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ ;  $\bullet$  — расчет, протон,  $E_0 = 10^{16}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ ;  $\times$  — расчет, протон,  $E_0 = 10^{15}$  эВ,  $\theta = 30^\circ$ ; линия — аппроксимация (3);  $\blacktriangle$  — эксперимент [5]

На рис. 4 треугольниками обозначены экспериментальные данные из работы [8]. Эти данные соответствуют ливням с энергиями в диапазоне  $10^{17}$ – $10^{18}$  эВ, зенитными углами  $\cos \theta \geq 0,8$  и осями, расположенными не далее 500 м от центра установки. Локация осей проводилась по данным детекторов заряженной компоненты. Требовалось, чтобы эффективность регистрации ливней удовлетворяла условию  $\xi \geq 0,8$ , а отношение амплитуды импульса к уровню фона ночного неба в детекторе, находящемся в пределах 250–650 м от оси ливня, было бы  $\geq 10$ . Пересчет полуширины импульса, зарегистрированного на произвольном расстоянии указанного диапазона, к фиксированному расстоянию  $R_3$  производился согласно [9]. С применением указанных критериев было отобрано

45 событий<sup>1</sup>. Видно, что экспериментальные точки повторяют поведение расчетной зависимости, но расположены значительно ниже. Такое расхождение нельзя отнести к неточностям экспериментальных данных, так как ошибка измерений полуширины импульса составляла 2 нс [10], а крутизна ФПР в приведенных ливнях измерялась с точностью не хуже чем 0,13 [11]. Следует отметить, что регистрация формы импульсов ЧС проводилась детекторами на базе ФЭУ-110, а разрешающее время всего измерительного тракта составляло  $t_r = 23$  нс. Учет уширения полуширины импульса, обусловленный величиной  $t_r$ , производился по формуле

$$t_{1/2}^{\text{true}} = t_{1/2}^{\text{exp}} k_c \left( \frac{t_{1/2}^{\text{exp}}}{t_r} \right), \quad (4)$$

где  $t_{1/2}^{\text{exp}}$  — зарегистрированная полуширина импульса ЧС;  $k_c(t_{1/2}^{\text{exp}}/t_r)$  — поправочный коэффициент, зависящий от соотношения экспериментально измеренной полуширины и разрешающего времени;  $t_{1/2}^{\text{true}}$  — «истинная» полуширина импульса.

Зависимость величины  $k_c$  от полуширины импульса была получена вначале эмпирически, а затем и аналитически [12].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Имеющиеся в наличии экспериментальные данные, несмотря на малую статистику (всего 45 событий), позволяют сделать вывод, что в программе расчетов электромагнитной компоненты комплекта CORSIKA некоторые заложенные параметры требуют коррекции.

Однако для выяснения причин наблюдаемого разногласия, в первую очередь, необходимо провести новую серию измерений ВР ЧИ на базе современной широкополосной регистрирующей аппаратуры.

Работа выполнена при поддержке Роснауки (госконтракт № 16.518.11.7075) и РФФИ (грант № 11-02-12193 (офи-м)).

## 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. Knapp J., Heck D. Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 6.900). Forschungszentrum Karlsruhe GmbH. Karlsruhe, 1998.
3. Prosin V. V. et al. The Cosmic Ray Mass Composition in the Energy Range  $10^{15}$ – $10^{16}$  eV Measured with Tunka Array: Results and Perspectives // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2009. V. 190. P. 247–252.
4. Дьяконов М. Н. и др. Космические лучи сверхвысокой энергии. Новосибирск: Наука, 1991. 252 с.

---

<sup>1</sup>Увеличение данной статистики невозможно в связи с прекращением на установке в 1986 г. работ по регистрации ВР ЧС.

5. Chudakov A. E. *et al.* Cherenkov Radiation of Extensive Air Showers // Nuovo Cim. 1958. V. 8, No. 2. P. 606.
6. Беляев А. А. и др. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М.: Наука, 1980.
7. Ильина Н. Л., Калмыков Н. Н., Просин В. В. Черенковское излучение и параметры ШАЛ // ЯФ. 1992. Т. 55, вып. 10. С. 2756–2767.
8. Doronina I. A. *et al.* Study of EAS Longitudinal Development with  $E_0 > 10^{17}$  eV on Cerenkov Light Amplitude and Temporal Characteristics // Proc. of the 20th ICRC, Moscow, 1987. No. 6. P. 114.
9. Kalmykov N. N. *et al.* The Study of the Shape of Cerenkov Pulses from EAS // Proc. of the 14th ICRC, V. 8, Munchen, 1975. P. 3034–3039.
10. Просин В. В. Энергетический спектр и массовый состав космических лучей в диапазоне энергий  $10^{15}$ – $10^{17}$  эВ по данным установок для регистрации черенковского света от широких атмосферных ливней. Дис. . . д-ра физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ Моск. гос. ун-та, 2006. 186 с.
11. Дьяконов М. Н. и др. Изучение ядерного взаимодействия и состава первичного излучения с  $E_0 > 10^{17}$  эВ по характеристикам продольного развития ШАЛ // Широкие атмосферные ливни с энергией выше  $10^{17}$  эВ: Сб. ст. Якутск: ЯФ СО АН СССР, 1987. С. 29–56.
12. Григорьев В. М. и др. Продольное развитие ШАЛ по амплитудно-временной структуре черенковского излучения ливней // Там же. С. 61–68.

Получено 20 ноября 2011 г.