

УДК 537.591.15

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦЫ, ГЕНЕРИРУЮЩЕЙ ШИРОКИЙ АТМОСФЕРНЫЙ ЛИВЕНЬ, И ОЦЕНКА ЕЕ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ФУНКЦИЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА

А.А. Ал-Рубайе, О.А. Гресс, К.С. Лохтин, Ю.В. Парфенов, С.И. Синеговский

IDENTIFICATION OF THE COSMIC RAY PARTICLE GENERATING THE EXTENSIVE AIR SHOWER AND ESTIMATION OF ITS ENERGY WITH THE LATERAL DISTRIBUTION FUNCTION OF CHERENKOV LIGHT

A.A. Al-Rubaiee, O.A. Gress, K.S. Lokhtin, Yu.V. Parfenov, S.I. Sinegovsky

С помощью кода CORSIKA выполнен расчет функций пространственного распределения (ФПР) черенковского света от широких атмосферных ливней (ШАЛ) для параметров установки Тунка-25 и построены функции, аппроксимирующие ФПР для ливней от протонов и ядер железа первичного космического излучения. Сравнение рассчитанных ФПР черенковского света с измеренными на установке Тунка-25 продемонстрировало возможности идентификации частицы, инициирующей ливень, и определения ее энергии в окрестности излома спектра космических лучей.

The simulation of the lateral distribution function (LDF) of Cherenkov light in extended air shower is performed with the CORSIKA code for the Tunka-25 array parameters and the LDF approximations are obtained for primary proton and iron nuclei showers. The comparison of the calculated Cherenkov light LDF with that measured with the Tunka-25 array has shown an opportunity of primary particle identification and definition of its energy around the cosmic ray spectrum knee.

Введение

Изучение энергетического спектра и зарядового состава первичных космических лучей (КЛ) в интервале энергий 10^{15} – 10^{16} эВ представляет особый интерес в связи с обнаруженным и до сих не объясненным изменением показателя спектра КЛ при энергиях $\sim 3 \cdot 10^{15}$ эВ (излом или «колени») [1–3]. Основным методом исследования КЛ высоких энергий является детектирование широких атмосферных ливней (ШАЛ), а одно из важных направлений этого метода – регистрация и исследование черенковского излучения частиц ливня [4, 5].

Необходимым инструментом для расчета ШАЛ, обработки и анализа экспериментальных данных (направления оси ливня, определение энергии и типа первичной частицы по характеристикам черенковского излучения вторичных заряженных частиц) являются коды численного моделирования, основанные на методе Монте-Карло. Для оценки энергии частицы КЛ, генерирующей ШАЛ, используют плотность черенковского излучения вторичных частиц $Q(E_0, R)$. В настоящей работе с помощью кода CORSIKA [6, 7], выполнен расчет ФПР черенковского света для ливней от протонов и ядер железа в интервале энергий 10^{13} – 10^{16} эВ для нескольких зенитных углов. Расчет сделан для условий и параметров установки Тунка-25 [4, 5], с измерениями которой и проведено сравнение расчета.

Черенковское излучение от ШАЛ

Черенковский свет, излучаемый релятивистскими заряженными частицами (главным образом, электронами, позитронами и мюонами) в развивающемся ШАЛ, несет информацию о частице (протоне, ядре), инициировавшей каскад. Количество черенковских фотонов с длинами волн в интервале (λ_1, λ_2) , излучаемых электроном на единице пути, можно получить из формулы Тамма-Черенкова, считая показатель преломления не зависящим от длины волн:

$$\begin{aligned} dN_\gamma / dx &= 2\pi\alpha[(1/\lambda_1) - (1/\lambda_2)]\sin^2\theta_r, \\ \sin^2\theta &= 2\varepsilon_0 \exp(-h/h_0)(1 - E_{\min}^2/E^2), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 \approx 3 \cdot 10^{-4}$, $\alpha = 1/137$. Для $E \gg E_{\min}$ имеем $\sin\theta_r \sim \theta_r \sim \sqrt{2\varepsilon_0}$, и в интервале длин волн 400–700 нм получим: $dN_\gamma/dx \approx 0.3 \text{ см}^{-1}$. Если длину пробега измерять в радиационных единицах t_0 (t -единицах), то $dN_\gamma/dt = x_0(dN_\gamma/dx)$. Здесь x_0 – пробег электрона вблизи уровня моря, отвечающий t -единице:

$$x_0 = \frac{dx}{dt} = \frac{t_0}{\rho} \approx 3.08 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot (\text{рад. ед.})^{-1}, \quad (2)$$

где для электрона $t_0 \approx 37 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, $\rho \approx 1.2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ – плотность атмосферы на уровне моря. Пренебрегая поглощением черенковского излучения, полное число черенковских фотонов, излученных электронами, можно записать в виде:

$$N_\gamma(E_0) = \int_0^{t_d} dt \frac{dN_\gamma(t)}{dt} \int_{E_{\min}(t)}^{E_0} dE N_e(E_0, E, t). \quad (3)$$

Здесь $N_e(E_0, E, t)$ – число электронов с энергией E на глубине t в атмосфере; E_0 – энергия первичной частицы (ливня); $E_{\min}(t)$ – пороговая энергия электронов на глубине t ; t_d – глубина уровня детектора. Спектр $N_e(E_0, E, t)$ рассчитывается в каскадной теории электронно-фотонных ливней [8]. Интеграл по энергии в (3) можно представить [1, 3] в виде

$$\delta N_e(E_0, t) = \int_{E_{\min}(t)}^{E_0} dE N_e(E_0, E, t) = \eta(t) N_e(E_0, t), \quad (4)$$

где $\eta(t)$ – доля электронов с энергией выше пороговой. Подставляя (4) в (3) и используя теорему о среднем, находим

$$N_\gamma(E_0) = \eta(t_m) x_0(t_m) \frac{dN_\gamma(t_m)}{dx} \int_0^{t_d} dt N_e(E_0, t). \quad (5)$$

Из (1) следует, что $dN_\gamma/dx \sim \sin^2 \theta \gamma \sim 2\varepsilon(h) \sim \exp(-h/h_0)$, а из (2) видим, что $x_0 \sim \exp(-h/h_0)$ для $\rho = \rho_0 \sim \exp(-h/h_0)$, поэтому $dN_\gamma/dt = x_0 dN_\gamma/dx \approx \text{const}$, и эта величина может быть вычислена для уровня моря:

$$dN_\gamma/dt = x_0 \frac{dN_\gamma}{dx} \approx 9.2 \cdot 10^3 (\text{пад. ед.})^{-1}. \quad (6)$$

Для равновесного спектра электронов $\eta(t) = 0/4$, где медианная глубина t_m близка к максимуму развития ливня: $t_m = 500 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Тогда из (5) получим

$$N_\gamma(E_0) \approx 3.7 \cdot 10^3 \int_0^{t_d} dt N_e(E_0, t). \quad (7)$$

Интеграл в (7) пропорционален первичной энергии E_0 [1, 3]:

$$\int_0^{t_d} dt N_e(E_0, t) = E_0 / \beta_t, \quad (8)$$

где β_t – так называемая критическая энергия, которую определяют как энергию, равную ионизационным потерям частицы на t -единице: $\beta_t = \beta_{ion} t_0$. Развитие электронно-фотонного ливня в атмосфере возможно при $E > \beta_t$. Для электрона $\beta_{ion} \approx 2.2 \text{ МэВ} \cdot (\text{г} \cdot \text{см}^{-2})^{-1}$ и $\beta_t = 81.4 \text{ МэВ}$. Подставляя соотношение (8) в (7) и учитывая, что электронно-фотонная часть ШАЛ уносит в среднем 82 % энергии первичной частицы [3], найдем

$$N_\gamma(E_0) \approx 3.7 \cdot 10^3 \frac{E_0}{\beta_t} \approx 4.5 \cdot 10^{10} \frac{E_0}{10^{15} \text{ эВ}}. \quad (9)$$

Таким образом, полное число черенковских фотонов в ливне прямо пропорционально энергии первичной частицы, причем коэффициент в соотношении (9) практически не зависит от модели [3]. Экспериментально эту величину трудно измерить, поэтому при обработке экспериментальных данных используют плотность черенковского излучения – число фотонов на единицу площади детектора на расстоянии R от оси ливня:

$$Q(E_0, R) = \Delta N_\gamma(E_0, R) / \Delta S. \quad (10)$$

Для ФПР $Q(E_0, R)$ в работе [9] была предложена параметризация, с помощью которой можно представить результаты численного моделирования ФПР черенковского излучения заряженных частиц, рождающихся при развитии ШАЛ, генерируемого в атмосфере Земли частицей КЛ с энергией E_0 :

$$Q(E_0, R) = \frac{C \sigma \exp \left[a - \left(R/b + (R-r_0)/b + (R/b)^2 + (R-r_0)^2/b^2 \right) \right]}{b \left[(R/b)^2 + (R-r_0)^2/b^2 + R\sigma/b \right]} \text{ м}^{-2}, \quad (11)$$

Значения параметров a, b, σ, r_0 , зависящие от типа первичной частицы p, Fe (протон, железо) и зенитного угла (см. таблицу в работе [10]), были найдены методом наименьших квадратов из подгонки функции (11) к значениям ФПР, рассчитанным с помощью CORSIKA на плоскости (E_0, R) . Функция (11), представляющая аппроксимацию моделированной ФПР черенковского света на расстояниях 10–400 м от оси ливня в интервале энергий первичной частицы (p, Fe) 10^{13} – 10^{16}

эВ, также использовалась для описания данных эксперимента ТУНКА-25 [4].

Сравнение расчета ФПР с измерениями на установке ТУНКА-25

Широкоугольная установка ТУНКА-25 [4, 5], предназначенная для исследования спектра и состава ПКЛ вблизи излома, состоит из 25 детекторов черенковского света. Установка расположена на высоте 680 м над уровнем моря и занимает площадь $340 \times 340 \text{ м}^2$, расстояние между детекторами составляет 85 м. Основными измеряемыми характеристиками ШАЛ являются зенитный и азимутальный углы, определяющие направление ливня, координаты оси ливня в плоскости детектора, плотность черенковского излучения (ФПР).

На рис. 1, 2 показаны результаты расчета по формуле (11) (сплошные кривые – вертикаль, штриховые – зенитный угол 20°) и представлен фит данных эксперимента ТУНКА-25 [4] (символы). Расчеты, выполненные для ШАЛ от первичных протонов (p -ливни) с энергией 10^{15} эВ (рис. 1) и от ядер железа (Fe -ливни) с энергией $E_0 = 10^{16}$ эВ (рис. 2), хорошо согласуются с измерениями для расстояний 20–150 м от оси ливней.

Рисунки 3 и 4 иллюстрируют в рамках изложенной методики возможности реконструкции типа первичной частицы, породившей ШАЛ – заметное отличие вертикальных и наклонных ($\theta = 20^\circ$) ливней, индуцированных протонами (сплошные линии), от ливней, вызванных ядрами железа (штриховые линии) с энергиями $5 \cdot 10^{15}$ и 10^{16} эВ. Отличие рассчитанных ФПР от измеренных на установке Тунка-25 на интервале 20–100 м составляет $\sim 5\%$ при $E_0 = 10^{15}$ эВ для вертикальной оси ливня (от протона и железа) и не более 25 % на расстоянии 100–150 м при $E_0 = 10^{16}$ эВ. Для наклонных ливней ($\theta = 20^\circ$) точность изменяется в пределах 10–15 % для энергий ливня 10^{15} – 10^{16} эВ. Величины вычисленных для $R = 100$ м в интервале энергий 10^{15} – 10^{16} эВ отношений $Q^p/Q^{Fe} |_{\theta=0^\circ} \approx 1.2 \div 1.4$ и $Q^p/Q^{Fe} |_{\theta=20^\circ} \approx 1.3 \div 1.5$ указывают на потенциальную возможность изложенного здесь подхода различать ШАЛ, инициированный протоном, от ливня, рожденного ядром железа.

Заключение

Выполненный расчет ФПР черенковского излучения от широких атмосферных ливней, генерируемых первичными протонами и ядрами железа в энер-

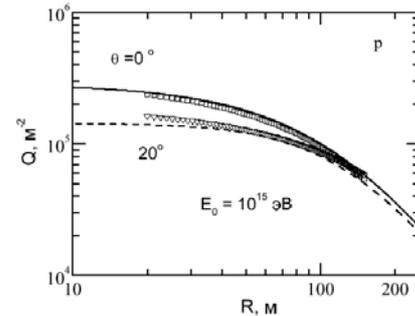


Рис. 1. Рассчитанная ФПР и данные измерений на установке Тунка-25 (символы) для ливней от первичного протона: $\theta = 0^\circ$ (сплошная линия), $\theta = 20^\circ$ (штриховая линия).

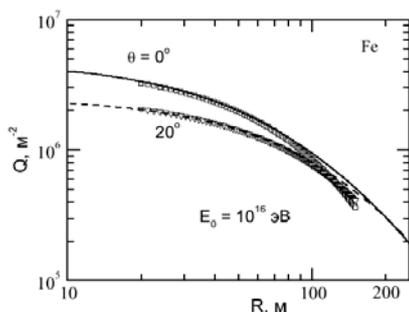


Рис. 2. Сравнение расчета ФПР и измерений на установке Тунка-25 (символы) для ливней от ядер железа, $\theta = 0^\circ$ (сплошные линии), $\theta = 20^\circ$ (штриховые линии).

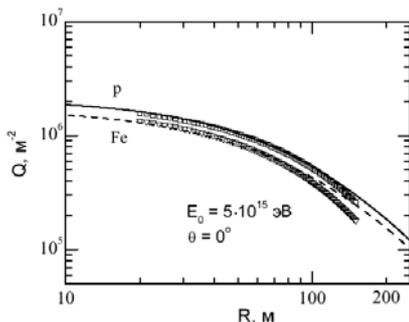


Рис. 3. Расчет ФПР (кривые) и измерения на установке Тунка-25 для $\theta = 0^\circ$ и $E_0 = 5 \cdot 10^{15}$ эВ.

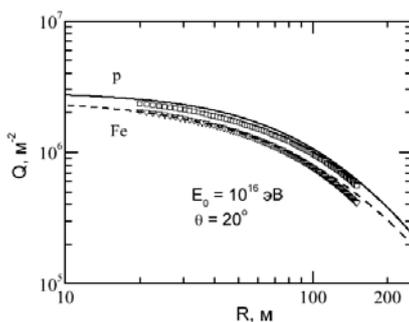


Рис. 4. Расчет ФПР (кривые) и измерения на установке Тунка-25 для $\theta = 20^\circ$ и $E_0 = 10^{16}$ эВ.

гетическом интервале 10^{13} – 10^{16} эВ, хорошо согласуется с данными, полученными на установке Тунка-25. На основе результатов моделирования по методу Монте-Карло (CORSIKA) построены наборы аппроксимирующих функций для различных первичных частиц и различных зенитных углов. Точность расчета при всех энергиях ($E_0 = 10^{15}$ – 10^{16} эВ) не хуже ~25 % на интервале 50–150 м для вертикальных и наклонных ливней. Вычисленные для $R = 100$ м в интервале энергий 10^{15} – 10^{16} эВ отношения $Q^p/Q^{Fe}|_{\theta=0^\circ} \approx 1.2 \div 1.4$, $Q^p/Q^{Fe}|_{\theta=20^\circ} \approx 1.3 \div 1.5$ указывают на потенциальную возможность изложенного здесь подхода различать ШАЛ, инициированный протоном, от ливня, рожденного ядром железа.

Таким образом, сравнение рассчитанных ФПР черенковского света и измеренных на установке Тунка-25 демонстрирует возможность идентификации частицы, инициирующей ливень, и определения ее энергии в окрестности излома спектра космических лучей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Фомин Ю.А. Космическое излучение сверхвысокой энергии. М.: Атомиздат, 1975. 256 с.
2. Фомин Ю.А., Христиансен Г.Б. Проблемы физики космических лучей / Под ред. А.Е. Чудакова и др. М.: Наука, 1987. С. 242–250.
3. Калмыков Н.Н. Космические лучи сверхвысоких энергий. Цикл лекций по проблемам физики космических лучей высоких и сверхвысоких энергий / Ч. I: Под ред. М.И. Панасюка и др. М.: МГУ, 2001. С. 5–52.
4. Budnev N., Chernov D., Galkin V. et al. Tunka EAS Cherenkov array – status 2001 // Proc. 27 ICRC, Hamburg, 7–15 Aug, 2001. P. 581–584.
5. Буднев Н.М., Васильев Р.В. Вишневецкий Р. и др. Энергетический спектр и массовый состав первичных космических лучей по данным черенковской установки ШАЛ Тунка // Труды 28-й Всероссийской конференции по космическим лучам, Москва, МИФИ, 7–11 июня, 2004. С. 1206–1209.
6. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. // CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Report FZKA 6019. Forschungszentrum Karlsruhe. 1998. 90 p.
7. Knapp J., Heck D., Sciutto S.J. et al. Extensive air shower simulations at the highest energies // Astropart. Phys. 2003. V. 19. P. 77–99.
8. Беляев А.А., Иваненко И.П., Каневский Б.Л. и др. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М.: Наука, 1980. 306 с.
9. Alexandrov L., Mavrodiev S., Mishev A. Estimation of the primary cosmic radiation characteristics // Proc. 27 ICRC, Hamburg, 7–15 Aug, 2001. P. 257–260.
10. Ал-Рубайе А.А., Гресс О.А., Лохтин К.С. и др. Параметризация функции пространственного распределения черенковского света от широкого атмосферного ливня // Труды VIII Конференции молодых ученых «Астрофизика и физика околоземного космического пространства», БШФФ 2005. Изд-во ИСЗФ СО РАН, Иркутск, 2005 (в печати).