

*А.И. Гончаров, А.В. Пляшешников, Т.Л. Серебрякова*  
**Особенности поведения радиальных  
 распределений и среднеквадратичных радиусов  
 фотонов в атмосферных ливнях, образованных  
 фотонами сверхвысоких энергий**

**Введение.** В астрофизике все еще остается нерешенным вопрос о происхождении и природе космических лучей сверхвысоких энергий (КЛСВЭ) [1–3]. Существует множество моделей происхождения и эволюции таких частиц: традиционный ускорительный подход («снизу-вверх») – радиогалактики, активные ядра галактик, галактические кластеры, так же как и скоротечные явления в виде блазаров и вспышек  $\gamma$ -лучей [1]; эволюционные модели («сверху-вниз») – распад супермассивных реликтовых частиц (X-частиц) сверхвысокой энергии [2], топологические дефекты [3]. Каждый из таких сценариев предсказывает присутствие некоторой доли  $\gamma$ -лучей сверхвысоких энергий в общем потоке КЛСВЭ. Их поток и соотношение со сверхэнергетичными протонами  $\gamma/p$  сильно зависят от конкретной модели происхождения и дальнейшего распространения в межгалактическом пространстве. Поэтому очень важно при регистрации космических лучей таких энергий с помощью средств установок (например, Auger [4]) распознавать  $\gamma$ -кванты среди остальных частиц сверхвысоких энергий. Измеренное  $\gamma/p$  отношение позволит сделать выбор в пользу одного из сценариев: «снизу-вверх» или «сверху-вниз», а также сформулировать ограничения на распределение источников КЛСВЭ в рамках традиционных ускорительных моделей. Разделение ливней, образованных  $\gamma$ -квантом и заряженными частицами, возможно в развитии электромагнитного и адронного каскадов [5].

**Процессы взаимодействия.** Существенное влияние на развитие электромагнитного ливня от гамма-кванта сверхвысокой энергии оказывают два эффекта: ЛПМ-эффект (эффект Ландау-Померанчука-Мигдала) и ГМП-эффект (взаимодействие фотонов сверхвысокой энергии электронов с геомагнитным полем). С одной стороны, в области энергий  $E \geq 10^{17}$  эВ в атмосфере начинает действовать ЛПМ-эффект, который ведет к уменьшению множественности вторичных частиц и менее интенсивному развитию ливня, что может привести к более узкому пространственному распределению частиц. С другой стороны, еще до попадания в атмосферу фотон с энергией  $E \geq 3 \cdot 10^{19}$  эВ может породить электронно-фотонный ливень в магнитном поле Земли. Фотон указанной энер-

гии рождает электрон-позитронную пару в геомагнитном поле, в свою очередь электроны и позитроны испытывают магнитотормозное (синхротронное) излучение. Таким образом, в геомагнитном поле возникает «луч» вторичных фотонов с малой угловой расходимостью и энергетическим спектром в пределах  $10^{15} \div 10^{19}$  эВ. Фотоны такого луча инициируют электромагнитные каскады в атмосфере. Вследствие того, что почти вся энергия ( $\geq 99\%$ ) первичного фотона перераспределяется между фотонами луча, суперпозиция таких ливней вызывает в атмосфере развитие единого ливня с энергией, близкой к энергии первичной частицы. Из-за относительно низких энергий фотонов луча влияние ЛПМ-эффекта оказывается гораздо слабее, чем в «чистом» виде. Поэтому важно детальное рассмотрение ливней с учетом и без учета этих эффектов для дальнейшего выяснения их влияния на характеристики ливня.

При проведении расчетов мы учитывали также все традиционные процессы взаимодействия электронов и фотонов с веществом при энергиях  $E \geq 10^4$  эВ: образование электрон-позитронных пар, комптоновское рассеяние и фотоэффект для фотонов; тормозное излучение, ионизационные потери и кулоновское рассеяние для электронов и позитронов.

**Техника вычислений.** Для расчета развития электромагнитного ливня в атмосфере и магнитосфере используется техника численного решения сопряженных каскадных уравнений [6].

Система сопряженных каскадных уравнений в малоугловом приближении имеет следующий вид:

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{t} \frac{\partial}{\partial \vartheta} + \sigma_e(E) \right] N_e(t, \vartheta, E) = \int_{E_{th}}^E W_{ee}(E, E') N_e(t, \vartheta, E') dE' + \int_{E_{th}}^E W_{e\gamma}(E, E') N_\gamma(t, \vartheta, E') dE' - \int_0^{2\pi} \int_0^\infty W_s(E, \Theta) [N_e(t, \vartheta, E) - N_e(t, \vartheta', E)] \vartheta' d\vartheta', \tag{1}$$

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\vartheta}{t} \frac{\partial}{\partial \vartheta} + \sigma_\gamma(E) \right] N_\gamma(t, \vartheta, E) = \\ & = \int_{E_{th}}^E W_{\gamma e}(E, E') N_e(t, \vartheta, E') dE' + \\ & + \int_{E_{th}}^E W_{\gamma \gamma}(E, E') N_\gamma(t, \vartheta, E') dE'. \end{aligned} \quad (2)$$

Чтобы упростить каскадные уравнения (1), (2) выполняем преобразование Фурье-Бесселя относительно переменной  $\theta$  ( $\theta \approx r/t$ ):

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_e(E) + A(E, q) \right] N_e(t, q, E) = \\ & = \int_{E_{th}}^E W_{ee}(E, E') N_e(t, q, E') dE' + \\ & + \int_{E_{th}}^E W_{e\gamma}(E, E') N_\gamma(t, q, E') dE, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \sigma_\gamma(E) \right] N_\gamma(t, q, E) = \\ & = \int_{E_{th}}^E W_{\gamma e}(E, E') N_e(t, q, E') dE' + \\ & + \int_{E_{th}}^E W_{\gamma \gamma}(E, E') N_\gamma(t, q, E') dE', \end{aligned} \quad (4)$$

$$A(E, q) = 2\pi \int_0^\infty W_s(E, \vartheta) [1 - J_0(q\vartheta)] \vartheta d\vartheta.$$

Для численного решения системы уравнений (3), (4) задаются последовательность энергий  $E_0 = E_{th}, E_1, \dots, E_k, \dots$  и последовательность глубин  $t = t_0, t_1, \dots, t_j, \dots$ . На каждом отрезке  $[E_{i-1}, E_i]$  сопряженные функции  $N_e(t, q, E)$ ,  $N_\gamma(t, q, E)$  аппроксимируются интерполяционными полиномами Лагранжа. Для каждого интервала  $(t_{j-1}, t_j)$  находится решение уравнений (3), (4), считая  $N_{k,j-1}$  граничными условиями. Эта процедура выполняется для набора значений параметра преобразования  $q$ . После этого применяется обратное преобразование Фурье-Бесселя:

$$N_\alpha(t, \vartheta, E) = \frac{1}{2\pi t^2} \int_0^\infty N_\alpha(t, q, E) J_0(tq\vartheta) q dq,$$

$$\alpha = e, \gamma.$$

Обратное преобразование является неустойчивой задачей. Чтобы улучшить точность та-

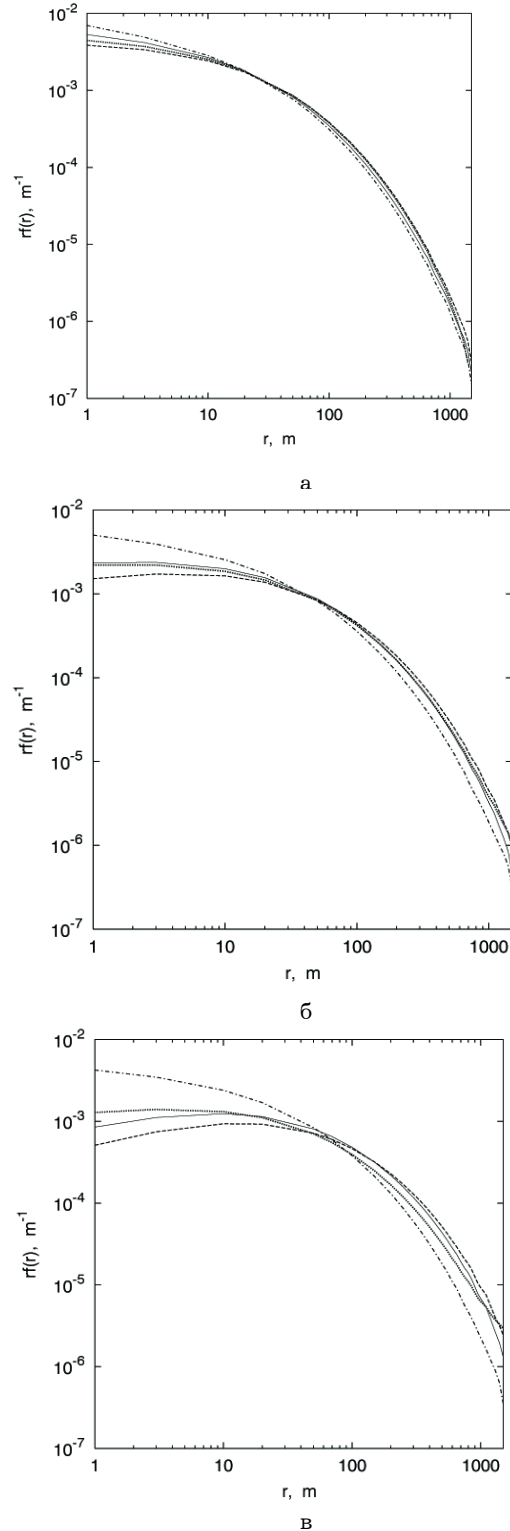


Рис. 1. Нормированные ФПР полного числа фотонов в наклонных атмосферных ливнях: а)  $\theta=0^\circ$ , б)  $\theta=45^\circ$ , в)  $\theta=60^\circ$ , образованных фотоном энергии  $E\gamma=10^{21}$  эВ с различными предположениями о включении ЛПМ- и ГМП-эффектов: — без эффектов; - - - ЛПМ-эффект; - · - ГМП-эффект; · · · - ЛПМ- и ГМП-эффекты

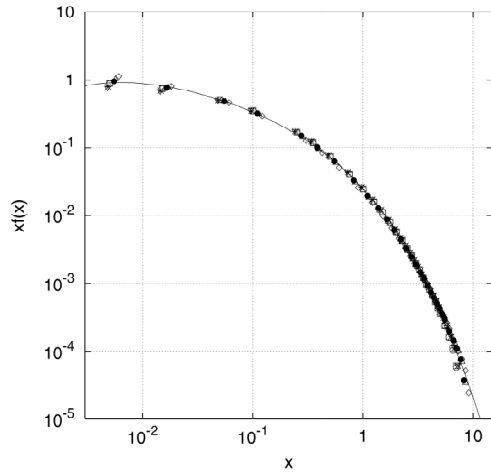


Рис. 2. Инвариантные ФПР полного числа фотонов в атмосферных ливнях, образованных первичными фотонами с вертикальным наклоном:

- -  $E\gamma = 10^{21}$  эВ ЛПМ + ГМП;
- + -  $E\gamma = 10^{21}$  эВ ГМП;
- ◇ -  $E\gamma = 10^{21}$  эВ ЛПМ;
- $E\gamma = 3 \cdot 10^{21}$  эВ ЛПМ + ГМП;
- \* -  $E\gamma = 10^{22}$  эВ ГМП;
- ∇ -  $E\gamma = 10^{19}$  эВ без эффектов;
- -  $E\gamma = 10^{20}$  эВ ЛПМ;
- -  $E\gamma = 10^{21}$  эВ без эффектов;

сплошная линия - аппроксимация инвариантных ФПР (5)

кого преобразования, используется регуляризационный подход [7]. Это позволяет сгладить функцию пространственного распределения (ФПР) и при этом не потерять полезной информации.

**Анализ результатов.** Нами были выполнены расчеты электромагнитных каскадов в реальной изотермической атмосфере [8]. Исследовались такие ливневые характеристики, как ФПР фотонов и их среднеквадратичные радиусы, в области энергий  $E = 10^{18} \div 10^{22}$  эВ с учетом ЛПМ- и ГМП-эффектов. Продольное распределение интенсивности геомагнитного поля соответствует южному размещению Оже-обсерватории (Мендоза, Аргентина). Уровень наблюдения соответствует уровню моря ( $1031 \text{ г/см}^2$ ), пороговые энергии -  $E_{th} = 0,1 \div 50 \text{ МэВ}$ , направления прихода ливней - ( $\theta = 0^\circ \div 60^\circ$ ).

На рисунке 1а представлено влияние описанных выше ЛПМ- и ГМП-эффектов на форму радиального распределения фотонов в вертикальном ливне. Как можно видеть, форма ФПР с учетом обоих эффектов незначительно, но отличается от ФПР, полученной в традиционном подходе Бете-Гайтлера. Учет ЛПМ- и ГМП-эффектов ведет к уширению ливня

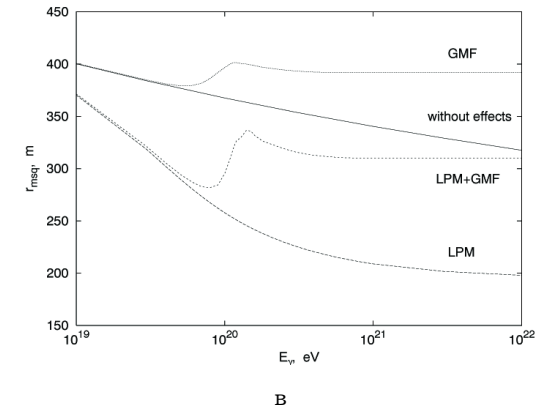
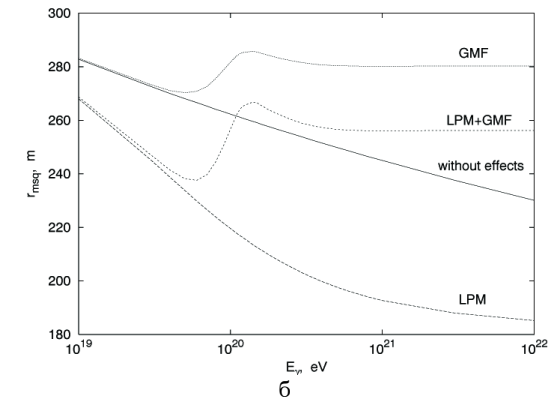
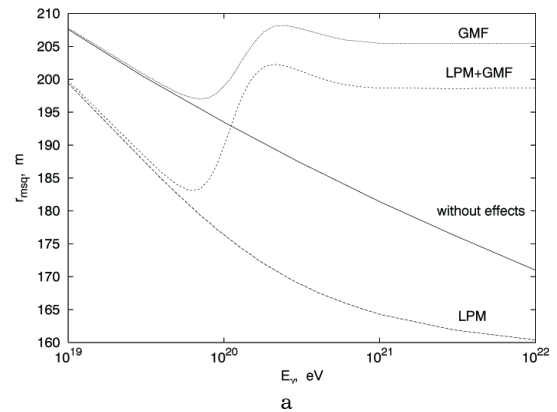


Рис. 3. Зависимость среднеквадратичных радиусов полного числа электронов в наклонных атмосферных ливнях: а)  $\theta = 0^\circ$ , б)  $\theta = 45^\circ$ , в)  $\theta = 60^\circ$  от энергии первичного фотона при различных предположениях о включении ЛПМ- и ГМП-эффектов

на уровне моря, например, при  $E\gamma = 10^{21}$  эВ ФПР (ЛПМ + ГМП и без эффектов) отличаются до 18%, а разница между среднеквадратичными радиусами фотонов составляет 9%. При той же первичной энергии ливня разница между среднеквадратичными радиусами электронов - 15% [9].

В зависимости от угла наклона ливня меняется степень влияния ЛПМ- и ГМП-эффектов на развитие атмосферных ливней (рис. 1 а, б, с). Проверка на масштабное преобразование

## Особенности поведения радиальных распределений...

ФПР фотонов в вертикальных атмосферных ливнях показала наличие у этих функций скейлингового свойства:

$$\begin{aligned}xf(x, E, s) &\approx xf(x); \quad x = r/r_{\text{msq}}, \\xf(x, E, s) &= r_{\text{msq}} \text{ rf}(r, E, s),\end{aligned}$$

описанного в работе [10]. Форма инвариантных кривых ФПР фотонов отличается от той, что была получена для электронов [5, 11]. Аппроксимация инвариантной части ФПР фотонов имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}xf(x) &= \exp(-3,69 - 1,79 \ln x - 0,399 \ln^2 x - \\&- 0,0594 \ln^3 x - 0,00447 \ln^4 x).\end{aligned}\quad (5)$$

С увеличением угла наклона ливня растет расстояние, проходимое каскадными частицами до фиксированного уровня наблюдения, следовательно, увеличивается возраст ливня на этом уровне, а вместе с ним и пространственная структура. На рисунке 3а, б, в можно проследить динамику поведения среднеквадратичных радиусов фотонов с учетом

рассматриваемых эффектов и без них с изменением угла наклона. Помимо некоторого изменения формы кривых с ростом угла  $\theta$ , среднеквадратичные радиусы при одновременном включении ЛПМ- и ГМП-эффектов смещаются вниз относительно среднеквадратичных радиусов, полученных без учета эффектов. При  $\theta = 60^\circ$  кривая (ЛПМ + ГМП) оказывается полностью ниже среднеквадратичных радиусов (без эффектов). При одновременном учете ЛПМ- и ГМП-эффектов значения среднеквадратичных радиусов в области первичных энергий  $E_\gamma \geq 10^{21}$  эВ образуют плато, которого нет при расчетах в традиционном подходе.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что поведение ФПР фотонов и их среднеквадратичных радиусов качественно совпадает с поведением этих же характеристик электронов [12] при различных предположениях об учете ЛПМ- и ГМП-эффектов, но имеет количественные различия.

## Литература

1. Rachen J.P., Byermann P.L. *Astrophys. J.* 272, 161, 1993.
2. Berezhinsky V., Kachelriess M., Vilenkin A. *Phys. Rev. Lett.* 79, 4302, 1997.
3. Bhattacharjee P., Hill C.T., Schramm D.N. *Phys. Rev. Lett.* 69, 567, 1992.
4. Pierre Auger project design report. The Auger Collaboration, 31 october 1995.
5. Plyasheshnikov A.V., Aharonian F.A. Characteristics of air showers produced by extremely high energy ( $\gamma$ -rays, arxiv: astro-ph / 0107592. 31 July 2001.
6. Лагутин А.А., Пляшешников А.В., Учайкин В.В. Метод сопряженных уравнений в каскадной теории. *Физ.* №3375-79. Томск, 1979.
7. Гончаров А.И. Пространственные характеристики электронно-фотонных ливней в атмосфере Земли. Д 063.80.06. Томск, 1991.
8. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М., 1973.
9. Гончаров А.И., Лагутин А.А., Мисаки А. Электронно-фотонные ливни энергии  $10^{19}$ - $10^{21}$  эВ в магнитосфере и атмосфере Земли // *Известия АГУ.* 1998. №1.
10. Lagutin A.A., Plyasheshnikov A.V., Melentjeva V.V., Misaki A., Raikin R.I. Lateral distribution of electrons in air showers // *Известия АГУ.* 1998. №1.
11. Stanev T., Vankov H.P. *Phys. Rev. D*, 55, 1365, 1997.
12. Серебрякова Т.Л., Гончаров А.И., Пляшешников А.В. Свойства радиальных распределений электронов в атмосферных ливнях, образованных гамма-квантами сверхвысоких энергий // *Физика, радиофизика – новое поколение в науке.* Барнаул, 2002. Вып. 3.