

А. И. Гончаров, Н. Г. Никитенко

Метод расчета радиального распределения излучения Вавилова — Черенкова в электронно-фотонном ливне от первичного фотона с учетом ослабления на аэрозоле

Описан метод расчета пространственного распределения черенковского излучения в электронно-фотонных ливнях и приведены некоторые численные результаты.

1. Введение

При развитии электронно-фотонного ливня (ЭФЛ) в атмосфере возникает излучение Вавилова — Черенкова, которое, наряду с другими компонентами ливня, регистрируется детекторами экспериментальных ШАЛ-установок. Черенковское излучение при прохождении через атмосферу подвержено ослаблению в результате рэлеевского рассеяния, рассеяния и поглощения аэрозолями.

В работе [1] приведены методы и результаты расчетов функции пространственных распределений (ФПР) черенковского света в ливнях от первичного фотона в атмосфере. Эти расчеты были проведены без учета ослабления черенковского излучения.

При обработке результатов регистрации широких атмосферных ливней на Якутской комплексной ШАЛ-установке практикуется внесение поправок на ослабление черенковского света [2], [3]. Необходимые для вычисления поправок коэффициенты пропускания атмосферы $T(z)$ с высоты z до уровня наблюдения найдены в [3] путем сравнения результатов регистрации черенковского света при разной прозрачности атмосферы, определяемой по визуальным наблюдениям звездного неба и измеряемой в баллах.

В данной работе излагается метод расчета ФПР черенковского света в ливнях с учетом его ослабления в атмосфере и приводятся некоторые численные примеры. Мы ограничились расчетами для электронно-фотонных ливней и в дальнейшем предполагаем обобщить этот метод на ливни от первичных адронов.

2. Система уравнений

Радиальное распределение черенковского излучения вычисляется методом численного решения системы сопряженных каскадных уравнений в приближении малых углов, который был разра-

ботан в [4], [5]. При этом используются коэффициенты пропускания атмосферы, рассчитываемые по программе LOWTRAN 7 [6].

Кроме приближения малых углов, при записи каскадных уравнений были сделаны также следующие допущения: черенковские фотоны излучаются по направлению движения электронов и при любом взаимодействии выбывают из пучка; не учитывается уменьшение энергии электронов в результате черенковского излучения; не различаются электроны и позитроны и не учитывается их отклонение магнитным полем; атмосфера считается изотермической. Учитывались следующие процессы: ионизация атомов электронами, тормозное излучение, кулоновское рассеяние; образования пар гамма-фотонами, комптоновское рассеяние.

Пусть ось OZ системы координат направлена вертикально вверх; экспериментальная установка расположена в плоскости $z = 0$. Первичная частица типа p (электрон, гамма-фотон или черенковский фотон) появляется на оси OZ на высоте z с начальной энергией E и скоростью, направленной вертикально вниз. Обозначим $\Phi_p(\rho, z, E)$ проинтегрированную по времени плотность потока черенковских фотонов на уровне установки на расстоянии ρ от оси с энергиями из некоторого заданного (например, оптического) диапазона $[E_n, E_b]$.

Система сопряженных интегро-дифференциальных уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial z} + \sigma_e(z, E) \right] \Phi_e(\rho, z, E) = \\ = \int_{E_c}^E \Sigma_{ee}(z, E, E') \Phi_e(\rho, z, E') dE' + \\ + \int_{E_c}^E \Sigma_{e\gamma}(z, E, E') \Phi_e(\rho, z, E') dE' + \end{aligned}$$

$$+ \int_{2\pi} \Sigma_s(z, E, \vartheta) \Phi_e(|\vec{\rho} - z\vec{\vartheta}|, z, E) d\vec{\vartheta} + \int_{E_n}^{E_B} \Sigma_{e\text{-чер}}(z, E, E') \Phi_{\text{чер}}(\rho, z, E') dE'; \quad (1)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \sigma_\gamma(z, E) \right] \Phi_\gamma(\rho, z, E) = \int_{E_c}^E \Sigma_{\gamma e}(z, E, E') \Phi_e(\rho, z, E') dE' + \int_{E_c}^E \int_{2\pi} \Sigma_{\gamma\gamma}(z, E, E', \vartheta) \times \Phi_\gamma(|\vec{\rho} - z\vec{\vartheta}|, z, E') d\vec{\vartheta} dE'; \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \sigma_{\text{чер}}(z, E) \right] \Phi_{\text{чер}}(\rho, z, E) = \delta(z) \delta(\vec{\rho}) D(E), \quad (3)$$

где E_c — пороговая энергия для излучения электроном черенковских фотонов на высоте z ; $D(E)$ — функция чувствительности детектора к черенковскому фотону энергии E . В данном случае $D(E) = 1$ при энергиях E , лежащих в диапазоне $[E_n, E_B]$ и $D(E) = 0$ за пределами этого диапазона.

Рассмотрим дифференциальное сечение излучения черенковского света электроном, движущимся со скоростью $v_e > c/n$ [7]:

$$\Sigma_{e\text{-чер}}(z, E, E') = \frac{1}{r_1 m_e c^2} \frac{(\beta n)^2 - 1}{(\beta n)^2}, \quad (4)$$

где $r_1 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см, $m_e c^2 = 0,511$ МэВ, $\beta = v_e/c$; $n = n(z, E')$ — показатель преломления воздуха. С изменением энергии черенковских фотонов E' в оптическом диапазоне сечение меняется незначительно (на 5%) [8], и мы пренебрегаем зависимостью n от E' (заменяем E' на $E^* = (E_n + E_B)/2$).

В дальнейшем будем измерять высоту t в радиационных единицах.

Сделаем преобразование Фурье уравнений (1) — (3):

$$\tilde{f}(q) = \int \exp(-i\vec{q}\vec{\rho}) f(\rho) d\vec{\rho}.$$

Решение $\tilde{\Phi}_{\text{чер}}(t, E) = D(E)T(t, E)$ преобразованного уравнения (3) не зависит от q . Здесь $T(t, E)$ — коэффициент пропускания атмосферы по вертикали от высоты t до уровня установки.

После подстановки $\tilde{\Phi}_{\text{чер}}(t, E)$ в преобразованное уравнение (1) получим систему

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \sigma_e(E) \right] \tilde{\Phi}_e(q, t, E) = \int_{E_c}^E \Sigma_{ee}(E, E') \tilde{\Phi}_e(q, t, E') dE' + \int_{E_c}^E \Sigma_{e\gamma}(E, E') \tilde{\Phi}_e(q, t, E') dE' + \tilde{\Sigma}_s(E, qz(t)) \tilde{\Phi}_e(q, t, E) + \Sigma_{e\text{-чер}}(t, E, E^*) T(t) (E_B - E_n), \quad (5)$$

где $T(t)$ — коэффициент пропускания, усредненный по диапазону $[E_n, E_B]$;

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \sigma_\gamma(E) \right] \tilde{\Phi}_\gamma(q, t, E) = \int_{E_c}^E \Sigma_{\gamma e}(E, E') \tilde{\Phi}_e(q, t, E') dE' + \int_{E_c}^E \Sigma_{\gamma\gamma}(E, E', qz(t)) \tilde{\Phi}_\gamma(q, t, E') dE'. \quad (6)$$

Полученную систему интегро-дифференциальных уравнений можно свести к системе линейных дифференциальных по высоте t уравнений. Для этого весь энергетический диапазон $[(E_c)_{\min}, E]$ разбивается на отрезки, на которых искомые функции представляются в виде интерполяционных полиномов Лагранжа.

Система дифференциальных уравнений с зависящими от t коэффициентами для искоемых функций в узлах интерполяции по энергии решается методом последовательных приближений.

Коэффициенты пропускания $T(z)$ мы предполагаем рассчитывать по программе LOWTRAN 7 [6]. Для проверки полноты набора моделей атмосфер, заложенных в эту программу, мы провели сравнение рассчитанных функций $T(z)$ с приведенными в работе [3] найденными экспериментально (точнее, путем решения обратной задачи на основе косвенных измерений) коэффициентами пропускания $T_3(z)$ атмосферы над Якутской ШАЛ-установкой при метеорологических состояниях (прозрачностях) атмосферы в 3, 4 и 5 баллов. Оказалось, что для зимней субарктической безоблачной атмосферы и аэрозоля сельского типа при отсутствии аэрозоля вулканического происхождения можно получить согласие функций $T(z)$ с функциями $T_3(z)$ с

точностью до приведенных в [3] погрешностей величин $T_3(z)$ путем подбора метеорологической дальности видимости V — входного параметра, влияющего на концентрацию аэрозоля в пограничном слое (0–2 км). Было получено, что прозрачности 5 баллов можно поставить в соответствие $V = 22$ км, 4 балла — $V = 15$ км, 3 балла — $V = 10$ км. Пример сравнения $T(z)$, $T_3(z)$ приведен на рис. 1.

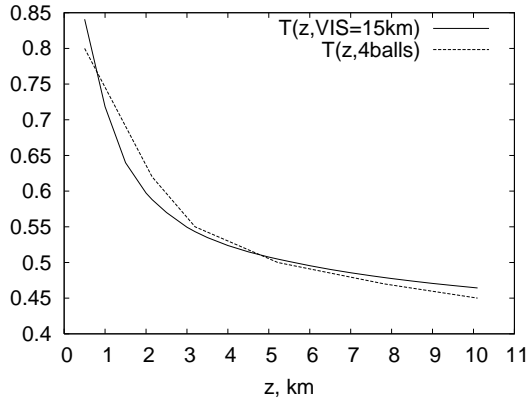


Рис. 1. Коэффициенты пропускания для атмосферы 4 балла и для параметра видимости $V=15$ км

После решения системы уравнений (5), (6) для получения ФПР черенковского излучения выполняется численное обратное преобразование Фурье, которое, в силу азимутальной симметрии, сводится к одномерному преобразованию Фурье-Бесселя.

3. Результаты расчетов

Были проведены расчеты проинтегрированной по времени плотности потока черенковских фотонов из диапазона длин волн [0,3, 0,8] мкм в вертикальных ливнях от первичных электронов и гамма-фотонов начальных энергий вплоть до 10^{18} эВ, появившихся на разных высотах над уровнем наблюдения, в случае трех значений метеорологической дальности видимости: $V=22$, 15 и 10 км. На рис. 2, 3, 4 приведены отношения плотностей черенковских фотонов в ливнях от первичного гамма-фотона энергии 10^{18} эВ, появившегося на границе атмосферы, вычисленных при разных V . На этих же рисунках приведены экспериментальные данные [3] для отношения плотностей черенковских фотонов в ливнях от первичных протонов энергии 10^{18} эВ.

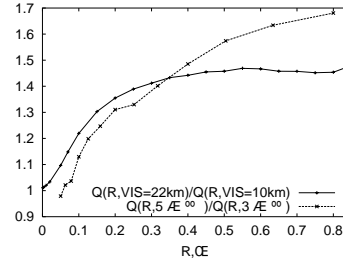


Рис. 2. Отношение плотности потока черенковских фотонов в ливне от первичного гамма-фотона при видимости V 22 и 10 км (наш расчет); отношение плотности потока черенковских фотонов в ливне от первичного протона для прозрачности 5 и 3 балла (экспериментальные данные [2])

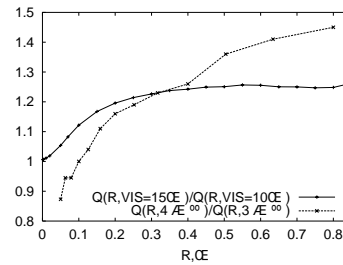


Рис. 3. Отношение плотности потока черенковских фотонов в ливне от первичного гамма-фотона при видимости V 15 и 10 км (наш расчет); отношение плотности потока черенковских фотонов в ливне от первичного протона для прозрачности 4 и 3 балла (экспериментальные данные [2])

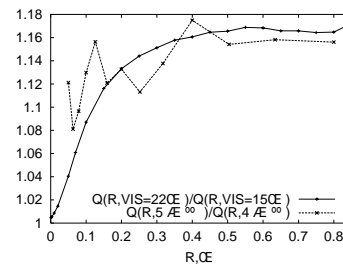


Рис. 4. Отношение плотности потока черенковских фотонов в ливне от первичного гамма-фотона при видимости V 22 и 15 км (наш расчет); отношение плотности потока черенковских фотонов в ливне от первичного протона для прозрачности 5 и 4 балла (экспериментальные данные [2])

Список литературы

1. *А. А. Беляев, И. П. Иваненко, Б. Л. Каневский и др.* Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. — М.: «Наука», 1980. — 308 с.
2. *Дьяконов М.Н., С.П. Кнуренко, Колосов В.А., Слепцов И.Е.* Определение прозрачности нижних слоев атмосферы по ослаблению черенковского света широких атмосферных ливней. — Оптика атмосферы, 4, №8, 1991, с. 868 — 873.
3. *Дьяконов М.Н., С.П. Кнуренко, Колосов В.А., Слепцов И.Е.* Восстановление вертикального профиля среднего коэффициента пропускания атмосферы по данным оптических наблюдений космических лучей. — Оптика атмосферы и океана, 12, №4, 1999, с. 329 — 333.
4. *Plyasheshnikov A. V., Lagutin A. A., Uchaikin V. V.* The numerical method of radial distribution of electromagnetic cascade particles calculation//Proc. of 16-th Int. Cosmic Ray Conf., 1979. — V. 7. — P. 13 — 17.
5. *Plyasheshnikov A. V., Lagutin A. A., Uchaikin V. V.* The numerical method of solution of one-dimensional cascade theory adjoined equations //Proc. of 16-th Int. Cosmic Ray Conf., 1979. — V. 7. — P. 1 — 6.
6. *F. X. Kneizys, E.P.Shettle, L.W.Abrew et al.* Users Guide to LOWTRAN 7./Scientific report of Air Force Geophysics Laboratory AFGL-TR-88-0177. — Hanscom, 1988. — 146 p.
7. *Хаякава С.* Физика космических лучей. Часть I. Ядерно-физический аспект. — М.: "Мир", 1973, 704 с.
8. *Физические величины: Справочник.* Под ред. И. С. Григорьева и Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. — 1232 с.