

АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

Пространственно-временная структура импульсов в детекторах черенковского света от широких атмосферных ливнейД. А. Подгрудков¹, Л. Г. Деденко¹, Т. М. Роганова², Г. Ф. Фёдорова²*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, ¹физический факультет, кафедра общей физики; ²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.**E-mail: ^apygocomp@gmail.com*

Статья поступила 06.10.2009, подписана в печать 01.12.2009

В рамках модели QGSJET-II проведены расчеты импульсов черенковского света от широких атмосферных ливней в детекторах черенковского света Якутской установки. Показано, что расчетная ширина импульса черенковского света от вертикального ливня от протона с энергией 10^{18} – 10^{20} эВ возрастает от 50 нс на расстоянии 200 м от оси ливня до 700 нс на расстоянии 1 км.

Ключевые слова: излучение Вавилова–Черенкова, ШАЛ.

УДК: 524.1. PACS: 96.50.sd.

Введение

Одним из основных вопросов в экспериментах по изучению широких атмосферных ливней (ШАЛ) является проблема калибровки оценки энергии. На Якутской установке для калибровки сцинтилляционных детекторов используется черенковский свет [1]. Наши вычисления показали, что для того же потока черенковского света регистрируемый сигнал должен быть значительно выше, нежели измеряется в эксперименте [2].

Это расхождение может иметь несколько объяснений. Во-первых, модель взаимодействий адронов при высоких энергиях не совсем корректно или не полностью описывает реально протекающие процессы. Ясность в этот вопрос должны будут внести данные ЛНС. Во-вторых, возможно отличие реального химсостава первичного космического излучения от теоретического; все наши вычисления проводились в предположении легкого первичного химсостава при высоких энергиях. Все последние эксперименты указывают на то, что первичные частицы — протоны [3]. Также возможно расхождение в определении полного сигнала как в сцинтилляционных детекторах, так и в детекторах черенковского света.

Любой массив детекторов сталкивается с проблемой полной регистрации сигнала. Каждый детектор, сработав (в детектор попадает частица, скорость счета превышает некоторый уровень, приходит сигнал с другого детектора и т. д.), собирает сигнал в течение некоторого времени, так называемых временных ворот. Временные ворота должны быть достаточно широкими, чтобы пропустить по возможности все частицы. С другой стороны, поскольку всегда присутствует фон от космических лучей низкой энергии или локальных источников (радиоактивность, световое загрязнение атмосферы и т. д.), временные ворота не должны быть слишком широкими, чтобы отношение сигнал/шум было все же достаточно высоким. Таким образом, временные ворота должны быть примерно равны толщине диска соответствующей компоненты ливня. На многих установках

(«Haverah Park», «Volcano Ranch», Якутск) временные ворота выбраны порядка 2 мкс.

В работе [4] А. Уотсон предположил, что быстрый рост крутизны функции пространственного распределения сигналов, получаемой в эксперименте на Якутской установке, объясняется слишком узкими временными воротами, что приводит к недооценке числа частиц и переоценке энергии. Также им указано, что в экспериментах на установке «Haverah Park» были зафиксированы сигналы с шириной более 2.2 мкс.

В нашей предыдущей работе [5] мы рассматривали вопрос о форме и ширине импульса сигналов в сцинтилляционном детекторе. Было показано, что на больших расстояниях от оси ливня (более 1 км) ширина импульса превышает 2 мкс и измеряется только часть сигнала. Однако разница между теорией и экспериментом больше, чем можно объяснить только неполным измерением сигналов. Таким образом, необходим дополнительный анализ. В настоящей статье обсуждается другой вопрос — ширина и форма импульса черенковского света.

1. Метод расчета

Так же как и в предыдущей работе [5], для расчетов использовался пакет программ CORSIKA 6.500 [6] с моделями QGSJET-II [7-11] для взаимодействия адронов при высоких энергиях и Gheisha-2002d [12] при низких энергиях. Параметры атмосферы, уровня наблюдения и магнитного поля были выставлены в соответствии с условиями на Якутской установке. Время отсчитывалось от момента прихода на уровень наблюдения лидирующей частицы. Все вычисления проводились в рамках многоуровневой гибридной схемы [13], т. е. была рассчитана база импульсов черенковского света от ливней от гамма-квантов, электронов и мюонов низкой энергии (примеры импульсов из базы данных приведены на рис. 1), и с помощью полученных ранее функций источника были рассчитаны импульсы черенковского света от ливней высокой энергии.

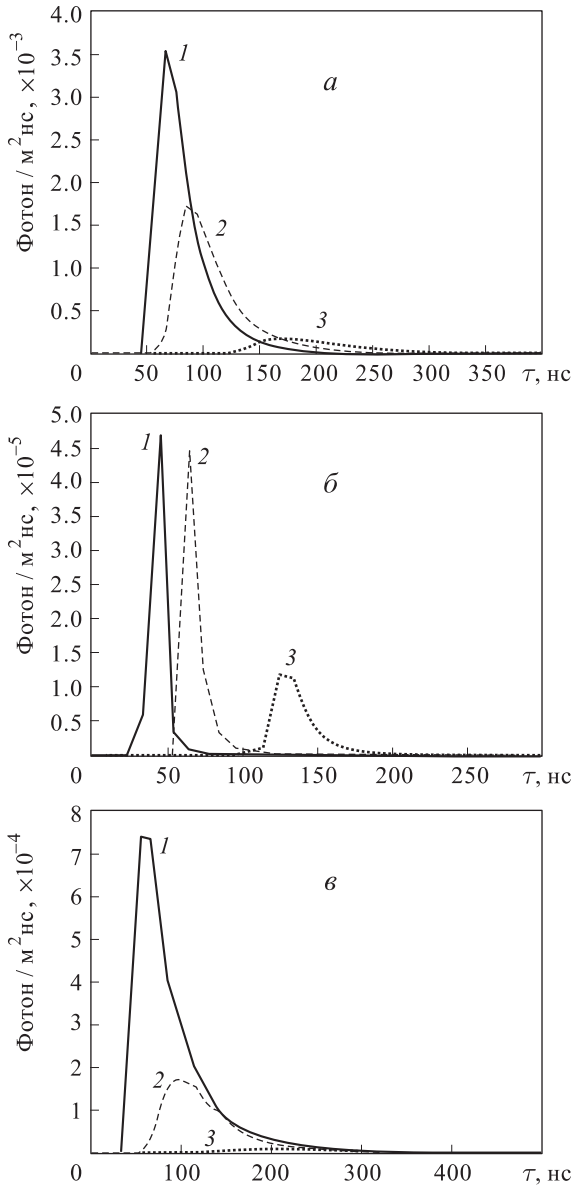


Рис. 1. Импульсы черенковского света на расстоянии 400 м от оси ливней от первичного гамма-кванта с энергией 10 ГэВ (а), электрона с энергией 316 МэВ (б) и мюона с энергией 10 ГэВ (в), развивавшихся с различных стартовых глубин (сплошные кривые — 350 г/см², штриховые — 550 г/см², пунктирные — 750 г/см²)

Функция источника определяет число частиц (гамма-квантов, электронов и мюонов) с энергией в интервале $[E; E+dE]$, родившихся в интервале глубин $[x; x+dx]$. При этом функцию источника можно получить как аналитически в некотором приближении, решая транспортные уравнения для частиц высоких энергий, так и численно, в результате моделирования ШАЛ. База данных импульсов черенковского света $S_{e,\gamma,\mu}(\tau, r, E, x)$ определяет поток черенковского света в момент времени τ на расстоянии r от оси ливня от электрона, гамма-кванта и мюона с энергией E , развивающегося с глубины x . Имея аналитическую функцию источника частиц низкой энергии и базу данных импульсов черенковского света, можно рассчитать импульсы черенковского света от ливня высокой

энергии по формуле

$$\Phi(r, \tau) = \int_0^{x_0} dx \int_{E_{\min}}^{E_{\text{thr}}} (S_e(E, x)C_e(\tau, r, E, x) + S_\gamma(E, x)C_\gamma(\tau, r, E, x) + S_\mu(E, x)C_\mu(\tau, r, E, x)) dE. \quad (1)$$

Здесь E_{thr} — некоторая выбранная максимальная энергия частиц в базе данных; E_{\min} — нижний порог по энергии частиц в базе данных (для черенковского света это естественный порог в 21 МэВ для электронов и гамма-квантов и 4 ГэВ для мюонов); $S_{e,\gamma,\mu}(E, x)$ — функции источника электронов, гамма-квантов и мюонов. Однако если функция источника получена численно в виде таблицы, содержащей данные — энергию E_i , глубину рождения x_i и вес ω_i , родившихся в ливне частиц низкой энергии, то интеграл (1) переходит в сумму

$$\Phi(r, \tau) = \sum_{i=1}^{N_e} \omega_i C_e(\tau, r, E_i, x_i) + \sum_{j=1}^{N_\gamma} \omega_j C_\gamma(\tau, r, E_j, x_j) + \sum_{k=1}^{N_\mu} \omega_k C_\mu(\tau, r, E_k, x_k),$$

где N_e , N_γ , N_μ — полное число электронов, гамма-квантов и мюонов в ливне. На основе проведенных вычислений для ливней от вертикальных протонов были получены результаты, приведенные ниже.

2. Результаты

На рис. 2 приведено отношение сигнала, собранного за время τ , к полному сигналу для разных расстояний от оси ливня. Из рисунка видно, что на расстоянии 100 м от оси ливня полная ширина импульса не превышает 50 нс, на 400 м — 200 нс, на 600 м — 400 нс, на 1000 м — 1 мкс. Таким образом, ширина временных ворот выбрана достаточно большой, чтобы собрать весь черенковский свет от ШАЛ.

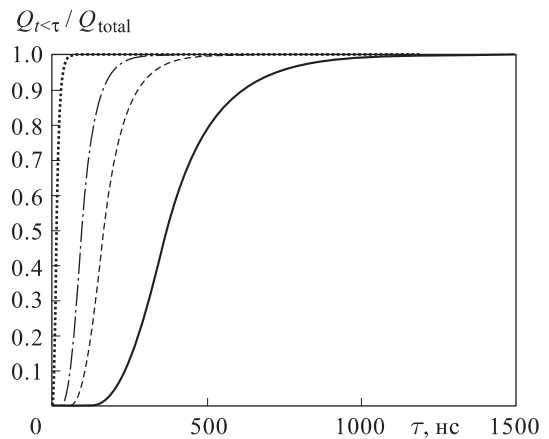


Рис. 2. Доля черенковского света, собранная за время τ на разных расстояниях от оси ливня (пунктирная кривая — 100 м, штрихпунктирная — 400 м, штриховая — 600 м, сплошная — 1000 м)

Также мы рассмотрели форму переднего и заднего фронтов черенковской компоненты ШАЛ (рис. 3). В качестве переднего фронта выбирался момент сбора 5% от полного сигнала, задним фронтом считался момент сбора 95% полного сигнала. Передний и задний фронты лучше всего аппроксимируются степенной функцией $\sigma = aR^b$ (где $a_f = 1.63 \cdot 10^{-3}$ и $b_f = 1.71$ для переднего фронта и $a_b = 3.95 \cdot 10^{-2}$ и $b_b = 1.43$ для заднего фронта), нежели сферическим фронтом.

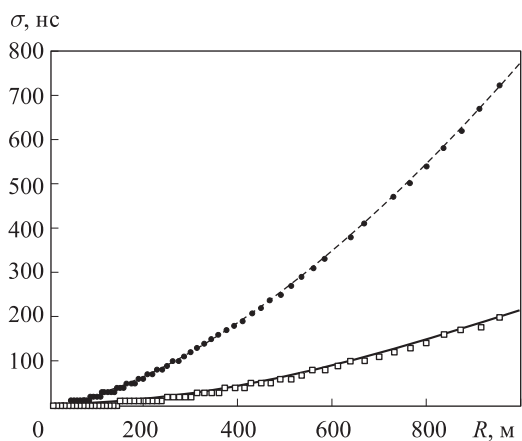


Рис. 3. Передний (квадраты) и задний (точки) фронты черенковской компоненты ШАЛ и их аппроксимации (см. текст)

3. Выводы

Ширина импульса черенковского света не превосходит 1 мкс на расстояниях 1000 м от оси ливня. Таким образом, на Якутской установке ширина временных ворот (2 мкс) позволяет собрать все черенковские фотоны.

The time-space structure of pulses in Cherenkov light detectors

D. A. Podgrudkov¹, L. G. Dedenko¹, T. M. Roganova², G. F. Fedorova²

¹Department of General Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
E-mail: ^apyrocomp@gmail.com.

Here the results of calculations of pulses in Cherenkov light detectors for the Yakutsk array are presented. Our calculations in framework of QGSJET-II model show that the width of time pulses increases from nearly 50 ns at a distance of 100 m from the shower axis up to 700 ns at 1000 m.

Keywords: Vavilov–Cherenkov light, EAS.

PACS: 96.50.sd.

Received 6 November 2009.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2010).

Сведения об авторах

1. Подгрудков Дмитрий Аркадьевич — аспирант; тел.: (495) 939-24-37, e-mail: pyrocomp@gmail.com.
2. Деденко Леонид Григорьевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, ст. научн. сотр.; тел.: (495) 939-24-37, e-mail: ddn@dec1.sinp.msu.ru.
3. Роганова Татьяна Михайловна — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. лаб.; тел.: (495) 939-24-37, e-mail: rgn@dec1.sinp.msu.ru.
4. Фёдорова Галина Фёдоровна — канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотр.; тел.: (495) 939-24-37, e-mail: fdr@dec1.sinp.msu.ru.

Более того, временные ворота для черенковского света могут быть сужены.

Передний и задний фронты черенковской компоненты ШАЛ хорошо аппроксимируются степенной функцией $\sigma = aR^b$ с $a_f = 1.63 \cdot 10^{-3}$ и $b_f = 1.71$ для переднего фронта и $a_b = 3.95 \cdot 10^{-2}$ и $b_b = 1.43$ для заднего фронта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 07-02-01212) и ВНШ Г.Т. Зацепина (грант 959.2008.2).

Список литературы

1. Egorova V.P., Glushkov A.V., Ivanov A.A. et al. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2004. **136**. P. 3.
2. Knurenko S.P. // arXiv: astro-ph/0611871v2.
3. Dedenko L.G., Podgrudkov D.A., Roganova T.M. et al. // arXiv: astro-ph/0703015v1.
4. Watson A.A. // Proc. 28th ICRC. Tsukuba, Japan. 2003. **1**. P. 373.
5. Dedenko L.G., Podgrudkov D.A., Roganova T.M., Fedorova G.F. // arXiv: astro-ph/0811.0722v1.
6. Heck D. et al. Report FZKA 6019. 1998. Forschungszentrum Karlsruhe. http://www-ik.fzk.de/corsika/physics_description/corsika_phys.html.
7. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S. // Phys. At. Nucl. 1993. **56**, N 3. P. 346.
8. Калмыков Н.Н., Остапченко С.С., Павлов А.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. **58**. № 12. С. 21.
9. Калмыков Н.Н., Остапченко С.С., Павлов А.И. // Бюлл. РАН. Физика. 1994. **58**. С. 1966.
10. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1997. **52**. P. 17.
11. Ostapchenko S.S. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2006. N 151. P. 143.
12. Fesefeldt H. // Report PITNA-85/02. 1985. RWTH Aachen.
13. Dedenko L.G., Fedorova G.F., Fedunin E.Yu. et al. // Proc. 28th ICRC. Tsukuba, 2003. **2**. P. 643.