

УДК 537.591

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ШАЛ (ЭКСПЕРИМЕНТ ГОРИЗОНТ)

Р. У. Бейсембаев, Е. В. Кошелькова, В. П. Павлюченко

Разработан пакет программ для моделирования методом Монте-Карло процессов генерации, прохождения через атмосферу и регистрации приемной аппаратурой вспышки черенковского излучения от горизонтальных ШАЛ.

Введение. Эксперимент ГОРИЗОНТ [1] предназначен для исследования частиц космического излучения предельно высоких энергий ($\geq 1 \text{ EэВ}$) путем регистрации черенковского излучения от генерированных ими широких атмосферных ливней (ШАЛ), пришедших под углами, превышающими 60° от вертикали (условно называемых горизонтальными).

Черенковские измерения ливней таких энергий, близких к вертикали, сложны из-за большой глубины максимума развития ШАЛ в атмосфере, поэтому черенковский свет несет информацию только о части каскадной кривой. Вторая трудность связана с приземными слоями атмосферы, дающими основной плохо контролируемый вклад в поглощение черенковского света из-за большого количества в них естественных и техногенных аэрозолей.

В эксперименте ГОРИЗОНТ проблема аэрозолей снимается его расположением на высокогорном плато Ассы-Тургень (2500 м над уровнем моря, хороший астроклимат), где находится астрофизическая обсерватория НАН Республики Казахстан, ведущая систематические наблюдения за состоянием атмосферы [2]. Исследование ливней, идущих под большими углами от вертикали, увеличивает эквивалентную толщину слоя воздуха в 5–20 раз, что дает возможность ливню полностью развиться и затухнуть до уровня наблюдения. Такая установка может регистрировать калориметрическим способом всю каскадную кривую в атмосфере, и практически модельно независимо [3] дать надежную оценку первичной энергии. Кроме того, максимум развития наклонных ШАЛ находится

на расстояниях 30–100 км, что позволяет конусу черенковского света на уровне наблюдения захватывать большие площади и при сравнительно небольших размерах установки обеспечить большую светосилу, растущую с ростом энергии. Увеличенная толщина воздуха между ливнем и установкой поглощает черенковский свет, но поскольку интенсивность последнего пропорциональна первичной энергии, то порог регистрации будет достаточно высок, что и требуется для установки, нацеленной на предельно высокие энергии.

Моделирование. Программа моделирования предназначена для количественной оценки предположений, оптимизации установки и метода обработки реальных событий.

Частица, влетевшая под углом ψ к горизонту, пройдет $P_\psi(H)$ количество вещества, когда окажется на высоте H : $P_\psi(H) = \int_H^\infty \rho(H) dH / \cos \theta$, где ρ – плотность воздуха. Для углов $\psi > 0,1$ (в радианах) $P_\psi(H) = P(H)_v / \sin \psi$ с хорошей точностью. При углах $\psi < 0,1$ требуется учитывать сферичность Земли (см. табл. 1).

Т а б л и ц а 1

Отношение толщины атмосферы P_ψ под углом ψ к толщине непертикали P_v для уровня наблюдения 2,5 км

ψ , рад	0	0,01	0,02	0,05	0,1
P_ψ/P_v	22	21,3	19,8	14,3	9,6

Зависимость давления P от высоты по вертикали получена аппроксимацией [4] табличных значений для "стандартной атмосферы" из [5].

В таблице 2 приведены средние коэффициенты прозрачности η атмосферы по вертикали для плато Ассы–Тургень для разных длин волн [2]. Там же приведены значения коэффициентов квантового выхода κ фотоэлектронов на один фотон для мультищелочного фотокатода ($SbKNaCs$), используемого в частности в ФЭУ-49. Коэффициенты нормированы на максимальное значение κ_{max} .

Т а б л и ц а 2

Коэффициенты прозрачности η и квантового выхода κ в зависимости от длины волны λ

λ , нм	325	375	425	475	525	575	625	675	725	775
η	0,45	0,69	0,81	0,84	0,86	0,89	0,91	0,93	0,96	0,98
κ/κ_{max}	0,91	1,0	0,95	0,79	0,60	0,45	0,32	0,20	0,12	0,06

Коэффициенты прозрачности и квантового выхода использовались для вычисления интегрального коэффициента $K(\psi)$ перехода от числа излученных ливнем фотонов к числу фотоэлектронов на установке с учетом спектра черенковского света, прозрачности атмосферы под заданным углом и характеристик ФЭУ.

$$K(\psi) = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2} \sum_i \frac{\kappa(\lambda_i)\eta(\lambda_i)^{f(\psi)}I(\lambda_i)}{2}.$$

Здесь $\kappa(\lambda_i)$ и $\eta(\lambda_i)$ – коэффициенты из таблицы 2, $\lambda_1 = 325$ нм, $\lambda_2 = 775$ нм, $I(\lambda_i)$ – вероятность испускания черенковского света с соответствующей длиной волны, $f(\psi) = P_\psi/P_v$ из таблицы 1 либо $1/\sin \psi$. Результаты приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

Значения $K(\psi)$ для высоты 2,5 км

ψ (рад)	0	0,02	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$K(\psi)$	0,0185	0,0234	0,0914	0,208	0,299	0,369	0,413

Полученная зависимость аппроксимировалась законом $\text{tg}(\psi)^{g(H)}$, где $g(H) = 1,26(P(L) - P(H))/P(L)$, $P(L)$ и $P(H)$ – давление воздуха соответственно на уровне наблюдения и высоте H .

Фон. Фоновая яркость ночного неба для плато Ассы–Тургень дается в [2] визуальной звездной величиной с одной квадратной секунды неба $m_v = 21^m34$. Согласно [6] еще $1/3$ от этого в фоновое свечение дают добавку зодикальный свет и прямой и рассеянный свет звезд, тогда получим $m_v = 21^m34 - \lg(4/3)/0,4 = 21^m03$.

Эта величина занижена по сравнению с общепринятой в астрономии (22^m18) (возможно из-за хорошего астроклимата на высокогорном плато), поэтому в расчетах яркость была увеличена до 22^m0 . Зная яркость, можно вычислить число фоновых фотонов $N_{0-\infty}$ во всем диапазоне длин волн. Оно равно $7,1 \cdot 10^{12}$ фотонов/м²стер.с.

Величина фона растет с приближением к горизонту [2] в 1,5 раза при $\psi = 30^\circ$ и в 2,9 – при 5° , но с уменьшением угла растет и поглощение света в атмосфере. Произведение этих сомножителей имеет максимум в рабочей для ГОРИЗОНТА области. Интегральный по диапазону длин волн 325–775 нм фон ночного неба $B(\psi)$, пересчитанный на число фотоэлектронов с использованием данных таблицы 1, на уровне наблюдения Ассы–Тургень (2,5 км) приведен в таблице 4.

Т а б л и ц а 4

Интегральный фон ночного неба, $10^{11} \text{ м}^{-2} \text{ стер}^{-1} \text{ с}^{-1}$

$\psi, \text{ рад}$	0	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$B(\psi)$	2,3	5,2	8,1	13,7	15,4	14,5	12,1

Для угла обзора одного канала по вертикали $\Delta\psi$ и по горизонтали $\Delta\varphi$, ширины временного бина (интервала $\Delta\tau$) и площади сбора света S вычислялось число фоновых фотоэлектронов N_f (при расчетах параметры варьировались):

$$N_f = S\Delta\tau\Delta\varphi\Delta\psi < B >$$

флуктуации суммарного числа фотоэлектронов от фона и полезного сигнала разыгрывались по Пуассону в каждом бине.

Полезный сигнал. Черенковское излучение ШАЛ рассчитывалось согласно [4]. Число фотонов, излучаемых электроном энергии E на единице длины пути, в диапазоне длин волн от λ_1 до λ_2 равно:

$$dN_{ph}/dz = 2\pi e^2(\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1})[1 - n^{-2}(1 - \alpha^2/E^2)^{-1}]/\hbar c,$$

где $n = 1 + \epsilon$ – показатель преломления, его зависимость от высоты взята в виде $\epsilon = \rho\epsilon_0/\rho_0$ (где $\epsilon_0 = 2,9 \cdot 10^{-4}$), а $\rho_0 = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ (плотность воздуха) – значения для уровня моря. Излучают только электроны с энергией, превышающей пороговую, их число определялось из энергетического распределения, взятого в виде $E^{-(2-s)}$, где s – возраст ливня. Угловое распределение черенковского излучения описывается функцией вида [4]:

$$f(s, \theta) = \beta^s \exp(-\theta\beta)/2\pi\Gamma(s)\theta^{2-s}; \quad \beta = [s(s+1)/\theta^{-2}]^{1/2}.$$

Гамма-функция $\Gamma(s)$ вводится для нормировки, θ – угол между осью ШАЛ и направлением на детектор.

Продольное развитие ШАЛ описывалось функциями разного вида для проверки чувствительности сигнала к изменениям формы ШАЛ.

Вся глубина развития ШАЛ в атмосфере разбивалась на шаги, на каждом вычислялось число электронов в ливне, число испущенных ими черенковских фотонов и соответствующее число фотоэлектронов в точке расположения детектора (если данная точка ШАЛ находилась в его поле зрения) с учетом угла θ и ослабления света на пути до детектора.

По времени запаздывания сигнала (в положительную или отрицательную сторону) на каждом шагу (относительно сигнала от максимума ливня), для каждого детектора вычислялся номер временного бина, в который попадал сигнал. Задержки сигналов от максимума ШАЛ в разных детекторах относительно друг друга вычислялись отдельно из чисто технических соображений, поскольку они были велики по сравнению с шириной сигналов в отдельных детекторах и требовали громоздких массивов данных.

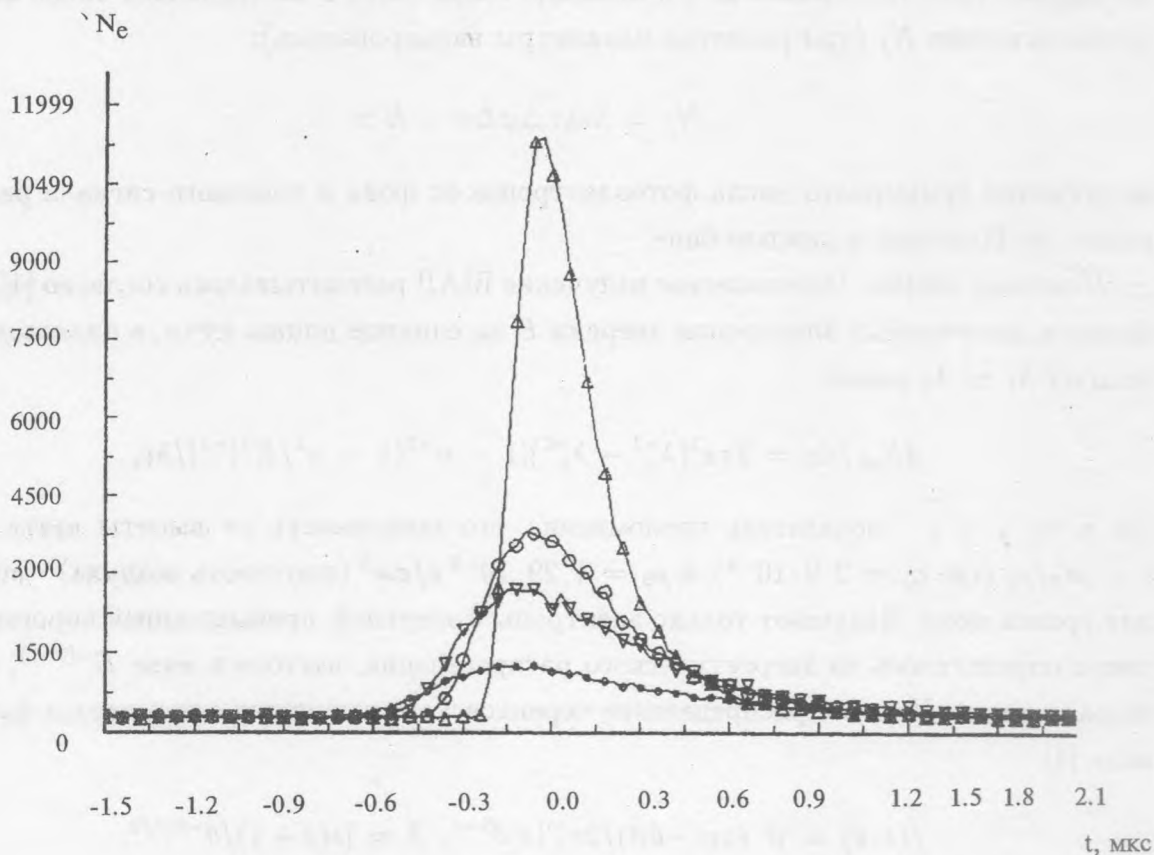


Рис. 1. Рассчитанная форма сигналов (в числе фотоэлектронов N_e) для четырех детекторов от ШАЛ с энергией 10 ЭэВ, пришедшего под углом 10° от горизонта на расстоянии 5 км от центра установки. Задержки T – в микросекундах, R – расстояния в километрах: $R = 6.7$, $T = 5.73$ (\circ), $R = 3.8$, $T = 4.38$ (Δ), $R = 5.5$, $T = 9.59$ (∇), $R = 5.0$, $T = 0$ (\square).

Сигналы (в числе фотоэлектронов) в одном бине суммировались, затем к ним добавлялся фон. После розыгрыша флуктуаций получался окончательный вид амплитудно-временного сигнала, имитирующего отклик экспериментальной установки на заданный

ШАЛ.

Для работы установки достаточно иметь 4 разнесенных синхронизированных регистрирующих пункта (минимальная конфигурация), что позволяет определить для каждого ливня прицельный параметр, направление прихода ливня и первичную энергию. Пункты регистрации расположены в вершинах и центре равностороннего треугольника. Расстояние от центра до вершин (база) – 3 км. Увеличение числа пунктов увеличивает надежность работы установки и достоверность получаемых данных о ливне за счет возможности контролировать показания одних пунктов показаниями других.

На рис. 1 приведен пример разыгранного отклика установки ГОРИЗОНТ в минимальной конфигурации на ливень с первичной энергией 10 $E_{эВ}$ с глубиной максимума в атмосфере 800 $г/см^2$. Максимум находится на расстоянии 48 км от центра установки и на 12 км выше ее. Площадь сбора света одного канала 2 $м^2$, углы обзора 12° по вертикали и 20° по горизонтали (обзор по горизонтали всей установки равен 360°), ширина временного бина 30 $нс$, квантовый выход в максимуме фотокатода – 0,1. Фон для этих условий составляет около 300 фотоэлектронов в каждом бине. Задержки сигналов T для максимума ливня вычислены относительно центрального детектора.

На рис. 2 приведен пример такого же ливня на расстоянии 7 км от центра такой же установки, после вычитания среднего фона в каждом бине. Видно, что с ростом расстояния увеличились величины задержек T и ширины импульсов примерно пропорционально расстояниям.

Форма сигналов достаточно симметрична относительно максимума. Для описываемого случая форма продольного развития ШАЛ задавалась симметричной гауссовой кривой относительно максимума в линейной шкале высот по вертикали с $\sigma = 2$ км для проверки зависимости формы сигнала от формы ШАЛ, поэтому начало каскада находится на расстоянии примерно 80 км от установки, а конец каскада – в 15 километрах. Коэффициенты прозрачности воздуха на пути до установки равны: от начала каскада 0,3, от максимума 0,35, от хвоста 0,49.

Передний фронт сигнала круче заднего из-за уменьшения показателя преломления с ростом высоты. С уменьшением расстояния между детектором и осью ШАЛ ширина сигнала уменьшается, а передний фронт все более укрупняется, пока не начнется "инвертирование": свет с самого начала ливня начнет попадать не в первые бины сигнала, и при уменьшении расстояния до нуля передний фронт сигнала будет описывать хвост ШАЛ и наоборот. Помочь выявить такие (маловероятные) события может еще один детектор сверх минимальной конфигурации.

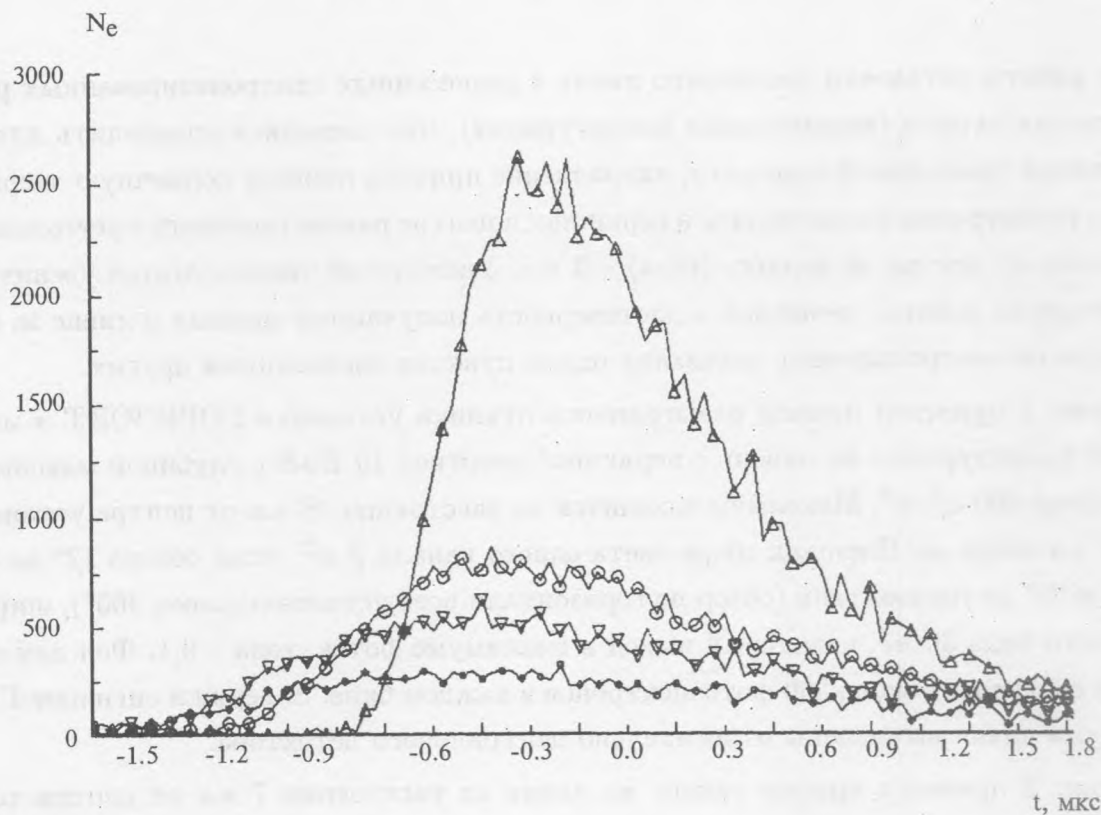


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для ливня на расстоянии 7 км после вычитания среднего фона: $R = 8.6, T = 6.07$ (o), $R = 5.6, T = 3.92$ (Δ), $R = 7.5, T = 9.31$ (∇), $R = 7.0, T = 0$ (o).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-05918).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Христиансен Г. Б. и др., Изв. АН СССР, сер. физ., **53**, N 2, 286 (1989).
- [2] Омаров Т. Б. и др., Астроклимат высокогорного плато Ассы-Тургень, Алма-Ата, Наука, 1982.
- [3] Фомин Ю. А., Христиансен Г. Б., Проблемы физики космических лучей, М., Наука, с. 242, 1987.
- [4] Беляев А. А., Иваненко И. П. и др., Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М., Наука, 1980.
- [5] Таблицы физических величин. Справочник, М., Атомиздат, 1976.

- [6] З у е в В. Е., К а б а н о в М. В., Перенос оптических сигналов в земной атмосфере, М., Советское радио, 1977.

Поступила в редакцию 12 января 1995 г.