

Академик Д. В. СКОБЕЛЬЦЫН

## О ПРЕДЕЛЬНО ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Наблюдениями Г. Т. Зацепина и В. В. Миллера (1) на высоте 3860 м над уровнем моря, проведенными по предложению автора в 1946 г., было установлено, что совпадения, вызываемые в счетчиках Г.-М. атмосферными ливнями, можно наблюдать при раздвижении этих счетчиков на расстояния  $D$  (вплоть до 1000 м), существенно больше тех, которые являлись пределом в аналогичных наблюдениях других экспериментаторов\*.

Возможность объяснения результатов этих наблюдений, исходя из предположения, что мы здесь имеем дело с необычно большими, но нормальными по своей структуре ливнями Ожэ с энергией до  $10^{18}$  и даже  $10^{19}$  эв (покрывающими площади с радиусом 500—1000 м), представлялась маловероятной a priori.

В 1947 г. автором (2) было высказано предположение о том, что здесь мы сталкиваемся с такими, принципиально новыми особенностями явления (связанными или с самим механизмом возникновения атмосферных ливней или же с механизмом их развития), которые не укладываются в обычную схему нормальных каскадных ливней. Напротив, Коккони (4) на основании проведенных им расчетов пришел к заключению, что наблюдения Зацепина и Миллера могут быть приведены в согласие с обычной картиной ливней Ожэ, если только допустить, что частицы с энергией порядка  $10^{17}$ — $10^{18}$  эв представлены в первичном спектре с интенсивностями, существенно превышающими значения, получаемые путем экстраполяции спектра Милликена. Расчет Коккони содержит некоторые ошибки (5) и основан отчасти на неправильных допущениях. Вместе с тем упрощенный расчет, выполненный автором в 1947 г. (2), также не представляется удовлетворительным\*\*.

Не входя сейчас в обсуждение ряда позднейших экспериментов, результаты которых находятся в прямом противоречии со вторым предположением (Коккони), остановимся в настоящей заметке на сравнении вычисленных абсолютных значений  $C_4$  (числа четверных совпадений в час) с данными, полученными на опыте из наблюдений Зацепина с сотр. Здесь мы (так же как и Коккони) будем основываться на кривой Мольера (6) для функции  $\rho(r)$  (где  $\rho(r)$  — плотность потока частиц на расстоянии  $r$  от оси ливня), экстраполируя эту функцию для значений  $r \gg R$  в соответствии с законом

$$\rho(r) \sim \frac{1}{r^4}. \quad (1)$$

\* Таким пределом являлось значение  $D = 300$  м (крайняя, мало надежная точка кривой Ожэ (3)).

\*\* Поскольку условие  $\rho s < 1$ , которое требуется для такого расчета, не выполняется (как ошибочно предполагал автор).

Плотность  $\rho(r)$  может быть вычислена по кривой Мольера, если эту кривую „нормировать“, исходя из требования  $\int_0^{\infty} 2\pi\rho(r)r dr = N$ ,

где  $N$  — полное число частиц в ливне, определяемое по известным формулам каскадной теории, если задана первичная энергия  $E$  частицы, генерирующей ливень.

Положив

$$\rho(r_1) = N\sigma / k2\pi r_1^2, \quad (2)$$

где  $r_1$  — определенный параметр, введенный Мольером, и  $\sigma$  — площадь поперечного сечения счетчика, путем численного интегрирования по кривой Мольера находим:

$$k = 1,7^*. \quad (3)$$

Значение  $C_4$  может быть выражено в виде следующего пятикратного интеграла:

$$\begin{aligned} C_4 &= \iiint \iiint F(E) \sin \theta f[\rho_0(D, E, \sigma) x_1] f[\rho_0(D, E, \sigma) x_2] ds d\alpha d\theta \frac{dE}{E} = \\ &= \iiint F(E) \sin \theta S[\rho_0(D, E, \sigma) D] d\theta d\alpha \frac{dE}{E} = \\ &= \int P_0(\theta, D_0, t_0) 2\pi \sin \theta d\theta = \int P_E(E, D_0, t_0) \frac{dE}{E}. \end{aligned} \quad (4)$$

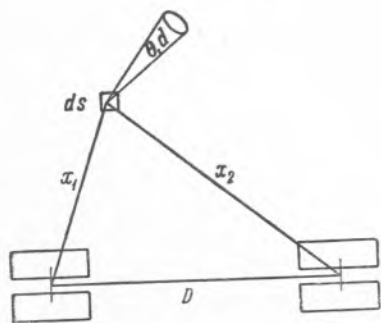


Рис. 1

Смысл входящих в (4) величин поясняет рис. 1, схематически изображающий проекцию расположения счетчиков на плоскость, перпендикулярную к оси ливня;  $ds$  — элемент поверхности в этой плоскости, определяющий, вместе с углами  $\theta, \alpha$ , положение оси ливня ( $\theta$  — угол, составляемый направлением оси ливня с направлением на зенит, и  $\alpha$  — соответствующий азимут);  $D_0 = D_0 \varphi(\theta, \alpha)$  (где  $\varphi(\theta, \alpha) = \sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha}$ );  $D_0$  есть расстояние между двумя группами счетчиков (рис. 1) и  $D$  — проекция

этого расстояния на плоскость, перпендикулярную к направлению  $(\theta, \alpha)$  оси ливня;  $f$  — функция, определяющая вероятность совпадения в одной из пар регистрирующих счетчиков при прохождении ливня, заданного указанными выше параметрами;  $f = [1 - e^{-\rho(x)}]^2$ , где  $\rho(x)$  есть плотность потока частиц в ливне, рассчитанная в предположении, что площадь сечения счетчика принята за единицу.

Введенный нами в выражение (4) параметр  $\rho_0(D, E, \sigma)$  (где  $\sigma = \sigma_0 \cos \theta$ )\*\* есть величина плотности  $\rho$  при  $x = D/2$  (т. е., например, число частиц, проходящих через поперечное сечение счетчика в ливне, ось которого проходит через центр расположения).  $F(E)$  — число частиц на единичный интервал в первичном, генерирующем ливни спектре.  $\rho(x)$  определяется, согласно (1), (2) и (3), причем  $N$  есть

\* Заметим, что если бы кривую Мольера аппроксимировать зависимостью: 1) вида  $\rho(r) \sim e^{-r/r_1} / r_1$  и 2) вида  $\rho(r) \sim 1/r$  при  $r < r_1$  и  $\rho(r) \sim 1/r^k$  при  $r > r_1$ , то в первом случае мы имели бы  $k = e$  и во втором случае  $k = 1,5$ . Второе из указанных приближений представляется достаточно удовлетворительным.

\*\* В наблюдениях, о которых идет речь, в качестве регистрирующих систем использовались группы из нескольких соединенных параллельно уложенных рядом цилиндрических счетчиков. Каждую такую группу можно трактовать как один плоскостенный счетчик.

функция  $N(E, t_0, \theta) = N\left(E, \frac{t_0}{\cos \theta}\right)$  ( $t_0$  — глубина места наблюдения относительно границы атмосферы).

Выполнение трудоемкого численного интегрирования существенно облегчается благодаря тому, что при  $D \gg r_1$  (практически при  $D > 5r_1$ ) оказывается достаточным получить вычислением кривую, определяющую  $S(\rho_0, D)$  (см. (2)) как функцию параметра  $\rho_0$  для одного определенного значения  $D_1$ . Для любого другого  $D$  кривая  $S$  получается простым умножением первой кривой на  $(D/D_1)^2$ , как это следует из соображений, которые развиты в заметке (4). Те же соображения приводят к заключению, что если функция  $\rho(r)$  может быть представлена зависимостью  $\rho(r) \sim r^{-n}$  (что с достаточным приближением соответствует кривой Мольера), то зависимость выражения (4) от величины  $r_1$  оказывается следующей:

$$C_4 \sim r_1^{\gamma(n-2)} \text{ при } F(E) \sim 1/E^\gamma. \quad (5)$$

Результаты выполненных вычислений при  $F(E) = A/E^{1,8}$  представлены кривыми рис. 2, 3 и в табл. 1. Рис. 2 дает кривую, соответствующую функции  $P_\theta$  (см. (4)), и рис. 3 — функцию  $P_E$ . По оси орди-

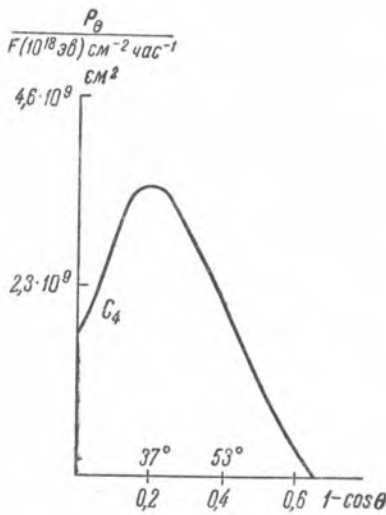


Рис. 2

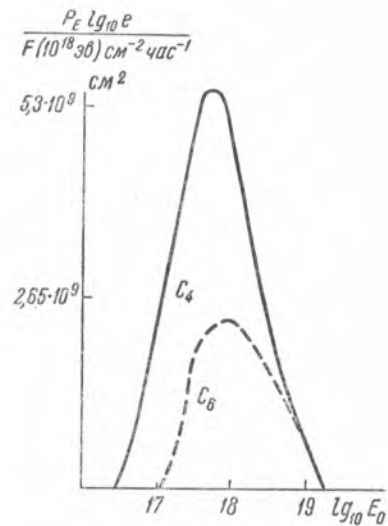


Рис. 3

нат отложены абсолютные значения, вычисленные для регистрирующего устройства, применявшегося Г. Т. Зацепиным (1) ( $\sigma_0 = 1840 \text{ см}^2$ ). Пунктиром на рис. 3 показана кривая шестикратных совпадений (по три счетчика в каждой группе).  $C_4/C_6 = 2,6$ .

Значение  $r_1$ , согласно данным Мольера, пересчитанным для высоты 3860 м, оказывается равным  $r_1 = 100$  м. В своих вычислениях, однако, Мольер пользовался такими устаревшими значениями основных констант (критической энергии и длины  $t$  единицы), которые существенно расходятся с общепринятыми в настоящее время значениями этих величин. Выбирая численное значение введенного им параметра  $r_1$ , следует учесть позднейшие, более тщательные вычисления „ширины“ ливня. Пользуясь результатом С. З. Беленького (8) ( $R = \sqrt{r^2} = 110$  м для высоты 3860 м над уровнем моря), путем численного интегрирования по кривой Мольера (в пределах до  $r = 10 r_1$ \*) получаем  $R = 1,36 r_1$ ;

\* Такой выбор пределов соответствует вычислениям Беленького.

$r_1 = 80$  м. Выполняя вычисления, мы полагали полную толщину атмосферы равной  $t = 30$  и  $t_0 = 18,5$ .

Для вычисления абсолютного значения  $C_4$  функцию  $F(E)$  (спектр Милликэна) нормируем так, чтобы значение  $C_4$ , при расстоянии между счетчиками  $D = 100$  м, совпало с полученным на опыте.

Выполненные нами, в соответствии с кривой Мольера и с (2) — (3), вычисления показали, что налицо замечательное совпадение константы  $A$ , удовлетворяющей этому условию, с константой  $A_0$  спектра Милликэна, определенной из измерений геомагнитного эффекта и абсолютной интенсивности космических лучей:  $A = 1,5 A_0 = 1,8 \cdot 10^{20}$  см<sup>-2</sup> в час.

Результат сравнения значений  $C_4$ , наблюдаемых при расстоянии  $D = 1000$  м и вычисленных с константой  $A$  для этого же расстояния, дает табл. 1.  $C_{\text{выч}}$  определяется непосредственно площадью кривых рис. 2 или рис. 3.  $C_{4 \text{ эксп.}} = 0,15$  в час.

Т а б л и ц а 1

$R = \sqrt{\frac{1}{r_1^2}}$	133 м(*)	110 м(*)	95 м(*)
$r_1$	100 м	80 м	70 м
$\frac{C_{\text{эксп}}}{C_{\text{выч}}}$	26	60	94

Кривая, аналогичная приведенной на рис. 3, но рассчитанная для  $D = 100$  м, показывает, что эффективная энергия в этом последнем случае ( $D = 100$  м) близка к  $10^{15}$  эв, тогда как при  $D = 1000$  м эта энергия порядка  $10^{18}$  эв.

Если бы расхождение в тридцать или больше раз, которое показывают числа таблицы, по-

пытаться компенсировать, изменив соответственно ход кривой спектрального распределения (функции  $F(E)$ ) при  $E > 10^{15}$  эв, то пришлось бы допустить, что показатель  $\gamma$  в интервале  $E$  от  $10^{15}$  до  $10^{18}$  эв имеет значение  $\gamma = 1,3$  или ниже. Такое предположение отпадает, поскольку тщательное исследование зависимости числа совпадений в системе шести счетчиков от величины площади их поперечного сечения, выполненное на высоте 3860 м, показало<sup>(10)</sup>, что для указанного интервала спектра  $\gamma$  не может быть меньше 1,8.

Весьма резко выраженную зависимость результата сравнения от принятой при расчете величины  $R$  (или  $r_1$ ) не следует упускать из виду. Однако значение  $R$ , соответствующее первой графе табл. 1, можно рассматривать как верхний предел таких значений  $R$ , которые еще могут быть сколько-нибудь согласованы с данными о ходе корреляционной кривой ( $C = \Phi(D)$ ) при малых  $D$  ( $< 100$  м).

Таким образом, налицо расхождение между „теорией“ и экспериментом в десятки раз: вычисляя путем последовательного применения лавинной теории число совпадений, вызываемых ливнями Ожэ (при  $D = 1000$  м), мы получаем эффект, не превышающий нескольких процентов того, что в действительности наблюдается на опыте.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило  
12 V 1949

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Г. Т. Зацепин и В. В. Миллер, ЖЭТФ, 17, 939 (1947). <sup>2</sup> D. V. Skobel'tzyn, G. T. Zatsepin and V. V. Miller, Phys. Rev., 71, 315 (1947). <sup>3</sup> P. Auger, R. Maze et R. Robley, C. R., 208, 1641 (1939). <sup>4</sup> G. Cossioni, Phys. Rev., 72, 350 (1947). <sup>5</sup> Р. Т. Зацепин, Научно-реферат. сборник ГИИЛ, в. 3, реф. № 30 (1948); S. P. Singer, Phys. Rev., 74, 844 (1948). <sup>6</sup> G. Moliere, Kosmische Strahlung, Vorträge, Berlin, 1943, S. 24. <sup>7</sup> L. Euges, Phys. Rev., 74, 1801 (1948). <sup>8</sup> С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, 1948, стр. 198. <sup>9</sup> J. Rorberg and L. Nordheim, Phys. Rev., 75, 444 (1949). <sup>10</sup> В. П. Захаров и Л. Х. Эйдуc, ДАН, 65, 477 (1949). <sup>11</sup> Д. В. Скобелев, ДАН, 67, № 2 (1949).