

Академик Д. В. СКОБЕЛЬЦЫН

### О ХОДЕ „КОРРЕЛЯЦИОННОЙ КРИВОЙ“ ЛИВНЕЙ ОЖЭ ПРИ БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ

В предыдущей заметке <sup>(1)</sup> нами был затронут вопрос об интерпретации наблюдений Г. Т. Зацепина с сотр. <sup>(2)</sup> по регистрации совпадений в двух группах счетчиков при очень больших расстояниях (до 1000 м) между ними.

Если бы эти совпадения вызывались нормальными ливнями Ожэ, распределенными по энергиям в соответствии со спектром Милликэна, то установка в таких условиях регистрировала бы ливни с энергией порядка  $10^{18}$  эв (см. <sup>(1)</sup>, рис. 2). Если учесть „эффективную площадь“ порядка квадратного километра, определяющую вероятность регистрации установкой соответствующих первичных, генерирующих эти ливни, частиц и определить отсюда (по числу наблюдаемых совпадений) поток таких частиц, то число их оказывается превышающим в десятки раз то, что дает расчет, исходя из экстраполированного спектра Милликэна.

В той мере, в какой можно полагаться на теоретический расчет, основанный на данных лавинной теории, отсюда следует сделать тот вывод, что явление не соответствует обычной картине каскадных ливней.

Расчет, на котором основан этот вывод, однако, в достаточной степени сложен, в силу чего различные неточности каскадной теории могут существенным образом повлиять на его результат.

В особенности сильное влияние, как нами было показано, может оказать неопределенность в оценке радиуса  $R$  ливня.

Здесь мы покажем, что можно освободиться от произвола, связанного с выбором определенного численного значения  $R$ , и провести сравнение данных расчета и опыта так, чтобы результат этого сравнения не зависел от каких-либо сложных расчетов лавинной теории и опирался бы лишь на весьма общие и бесспорные положения этой теории.

К таким результатам можно прийти, если вместо сравнения абсолютных значений  $C(D)$  ( $C$  — число совпадений в единицу времени,  $D$  — расстояние между регистрирующими счетчиками) рассматривать ход „корреляционной“ кривой  $C(D)$  при  $D \gg R$ .

Как мы сейчас покажем, можно установить весьма простое соответствие между кривой  $C(D)$  при  $D \gg R$  и распределением плотности  $\rho(r)$  в ливне на больших расстояниях  $r$  от его оси.

Мы будем исходить из следующего выражения для  $C$  (см. <sup>(1)</sup>, формула (2)):

$$C = \iiint \iiint F(E) f[\rho_0(D, E, \sigma), x_1] f[\rho_0(D, E, \sigma), x_2] ds \sin \theta d\theta dx \frac{dE}{E} = \\ = \iiint F(E) S[\rho_0(D, E, \sigma), D] \sin \theta d\theta dx \frac{dE}{E}, \quad (1)$$

придерживаясь обозначений, принятых в <sup>(1)</sup>.

Кривая Мольера для  $\rho(r)$  (рис. 1), на которой основывался расчет  $C$ , может быть в среднем с достаточно хорошим приближением представлена зависимостью  $\rho(r) \sim 1/r^4$ . Для большой общности положим  $\rho(r) \sim 1/r^n$ .

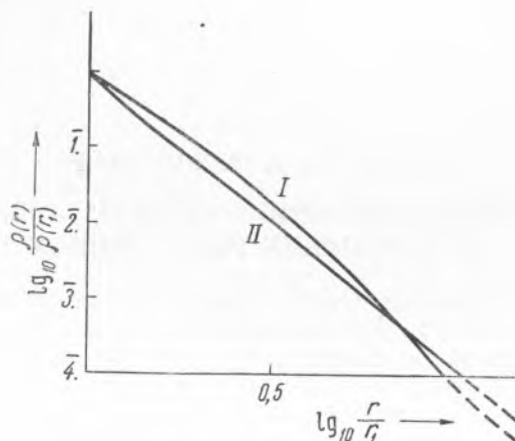


Рис. 1. Распределение плотности  $\rho(r)$  в ливне  
Ожэ. I — кривая Мольера, II —  $\rho(r) \sim 1/r^4$

В соответствии с этим, учитывая условия нормировки, имеем (см. (1)):

$$\rho_0 = \frac{N\sigma r_1^{n-2}}{2\pi k D^n}.$$

Функция  $S$  (см. (1)) может быть представлена в следующем виде:

$$S = \iint f\left(\rho_0 \frac{D^n}{x_1^n}\right) f\left(\rho_0 \frac{D^n}{x_2^n}\right) ds. \quad (2)$$

Напишем выражение для  $C$ , условившись расстояние  $D$  принять за единицу длины. Вследствие этого условия выражение  $S$  оказывается функцией только  $\rho_0$ , не зависящей явно от  $D$ :

$$S = \psi(\rho_0). \quad (3)$$

В соответствии с тем же условием мы должны положить:

$$F(E) = \frac{AD^2}{E^\gamma} = \frac{AD_0^2 \varphi^2(\theta, \alpha)}{E^\gamma}, \quad (4)$$

где  $A$  есть константа спектрального распределения, рассчитанная, например, на  $1 \text{ см}^2$ .

Для выполнения интегрирования произведем замену переменных: вместо переменной  $E$  введем переменную  $\rho_0$ .

Имеем (1):

$$N = B(\theta, \alpha) E = \frac{2\pi k D^n}{\sigma r_1^{n-2}} \rho_0 = \frac{2\pi k D_0^n \varphi^n(\theta, \alpha)}{r_1^{n-2} \sigma_0 \cos \theta}. \quad (5)$$

Отсюда

$$E = k\Phi(\theta, \alpha) D_0^n \rho_0, \quad (6)$$

где  $k$  — некоторая постоянная.

Далее:

$$\frac{dE}{E} = \frac{d\rho_0}{\rho_0}, \quad (7)$$

и (1) переписывается так:

$$\begin{aligned} C &= \iiint \frac{A}{k^\gamma} \frac{\varphi^2(\theta, \alpha)}{\Phi^\gamma(\theta, \alpha)} \frac{D_0^2}{D_0^{n\gamma}} \frac{\psi(\rho_0)}{\rho_0^\gamma} \frac{d\rho_0}{\rho_0} d\alpha d\theta = \\ &= \frac{1}{D_0^{n\gamma-2}} \iint (\theta, \alpha) d\theta d\alpha \int \frac{\psi(\rho_0) d\rho_0}{\rho_0^{\gamma+1}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Символом  $(\theta, \alpha)$  обозначена некоторая функция углов  $\theta$  и  $\alpha$ , не содержащая ни  $D_0$ , ни  $\rho_0$ .

Что касается интеграла

$$\int \frac{\psi(\rho_0) d\rho_0}{\rho_0^{\gamma+1}}, \quad (9)$$

то, как легко убедиться, подинтегральное выражение при  $\gamma = 1,8$  отлично от нуля лишь в достаточно узких пределах значений  $\rho$  (совместимых с условием (6) — (7)). То же самое будет иметь место и при других значениях  $\gamma$ , если только исключить крайние, заведомо не отвечающие действительности, случаи весьма быстрого ( $\gamma \gg 1$ ) или, наоборот, очень медленного ( $\gamma \ll 1$ ) спада функции  $F(E)$  к большим энергиям\*. Учитывая сказанное, заведомо допустимо полагать интеграл (9) взятым в пределах от 0 до  $\infty$ .

В таком случае мы получаем следующий результат:

$$C = \frac{1}{D_0^{n\gamma-2}} \iint (\theta, \alpha) d\theta d\alpha \int_0^\infty \frac{\psi(\rho_0)}{\rho_0^{\gamma+1}} d\rho_0 \sim \frac{1}{D_0^{n\gamma-2}}. \quad (10)$$

Если иметь в виду совпадения, наблюдаемые при расстояниях  $D_0$  в среднем порядка 1000 м, то интервал эффективных значений  $r$  оказывается достаточно узким (200—800 м). Кривая Мольера в этом интервале может быть приближенно представлена как зависимостью вида  $\rho \sim 1/r^4$ , так и экспоненциальной зависимостью вида  $e^{-R/r}/r$ . Можно предполагать, что, если кривая Мольера не дает точного описания распределения плотности  $\rho(r)$  в каскадном ливне, то степенная зависимость с тем или иным показателем  $n$  все же пригодна для представления этого распределения в области  $r > R$  для целей рассматриваемого здесь вывода. При переходе от  $r \gg R$  к  $r < R$  (или  $r < r_1$ ) характер пространственного распределения резко меняется. Предлагаемый здесь способ расчета применим лишь в том случае, если значения  $r$ , близкие к  $R$  (или к  $r_1$ ) и меньшие  $R$ , практически не влияют на результат. Легко убедиться, что это имеет место (и притом для любых направлений оси ливня), если  $D_0 > 5r_1 \cong 500$  м.

Если проследить за приведенным выше выводом, то можно убедиться, что, кроме основных предположений:  $\rho \sim 1/r^n$  и  $F(E) \sim 1/E^\gamma$ , вывод этот существенным образом зависит лишь от одного еще дополнительного допущения о пропорциональности (вблизи максимума лавины) полного числа частиц  $N$  в ливне полной энергии  $E$  этого ливня. Это соотношение, вытекающее из основ лавинной теории (для рассматриваемых значений  $E$  и  $t$ ), представляется вполне бесспорным.

\* А также, например, случай очень малых, практически неприменимых  $\sigma$ .

Зависимость распределения по углам от законов каскадного размножения, выбора  $t$ -единиц и т. п., не может оказать влияния на результат, так как от углового распределения интенсивностей этот результат не зависит.

Подстановка в (10) значений  $n = 4$  и  $\gamma = 1,8$  дает:

$$C \sim D_0^{-5,2}.$$

Экспериментальная же кривая, полученная Г. Т. Зацепиным с сотр., приводит к зависимости:

$$C_4 \sim D_0^{-2,7}$$

(вплоть до  $D_0 \cong 5r_1 \geq 10 r_1$ ), что соответствовало бы

$$\rho \sim \frac{1}{r^{2,6}}.$$

Таким образом, насколько можно судить по полученным уже экспериментальным данным, налицо весьма резкое расхождение между экспериментом и „теорией“ не только в отношении абсолютных значений числа совпадений за единицу времени, но и в отношении хода корреляционной кривой в области  $D \gg R$ .

Основываясь на обширном экспериментальном материале по изучению атмосферных ливней, полученном за последние годы, Г. Т. Зацепин приходит к заключению, что существенную роль в процессе каскадного размножения, приводящего к образованию широких атмосферных ливней, играют ядерные процессы, связанные с генерацией взрывных („особых“) ливней смешанного состава, включающего как „легкие“ частицы высоких энергий, так и „ядерно-активные“, а также и проникающие частицы.

Из общих соображений, а также и из полученных уже экспериментальных данных<sup>(3)</sup> следует, что влияние „ядерной“ компоненты и вызываемых ею искажений картины каскадного процесса окажется особенно значительным, или даже преобладающим, на периферии ливня. Возможно, что аномалия ширины ливня и объясняется влиянием ядерных процессов, которые в пределах внешней, периферической зоны ливня являются доминирующим, определяющим законы каскадного размножения, фактором.

На данной стадии не следует, однако, упускать из виду и другую возможность. Обнаруженные аномалии могут быть связаны не столько с законами развития ливня, сколько с особенностями механизма его зарождения в верхних слоях стратосферы. Нельзя заранее исключить предположение о возможности существования „генетически связанных“ широких ливней со стволами, разошедшимися на значительное расстояние при почти параллельном направлении их осей. В таком случае не исключена возможность того, что рассматриваемые нами совпадения в двух группах счетчиков, при больших расстояниях между ними, вызываются не одним гигантским ливнем, покрывающим площадь порядка квадратного километра, а двумя различными, но „коррелированными“ ливнями, каждый из которых покрывает существенно меньшую площадь<sup>(4)</sup>.

Вопрос о том, какое из двух указанных объяснений отвечает действительности, может быть решен путем прямых экспериментов.

Поступило  
12 V 1949

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> Д. В. Скобельцын, ДАН, 67, №1 (1949). <sup>2</sup> Г. Т. Зацепин и В. В. Миллер, ЖЭТФ, 17, 939 (1947). <sup>3</sup> Д. М. Алексеева, Г. Т. Зацепин и И. Г. Морозов, ДАН, 63, 375 (1948). <sup>4</sup> Д. В. Скобельцын, Г. Т. Зацепин и В. В. Миллер, Phys. Rev., 71, 315 (1947).