Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXXIII, № 6

ФИЗИКА

Академик Д. В. СКОБЕЛЬЦЫН и Г. Т. ЗАЦЕПИН

О СТРУКТУРЕ АНОМАЛЬНО ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В 1947 г. нами были опубликованы результаты наблюдений, устанавливающие существование аномально широких атмосферных ливней ([1]).

Совпадения в системе счетчиков, регистрирующей такие ливни на высоте 3860 м, могли быть наблюдаемы при расстоянии D между счетчиками вплоть до 1000 м. Многократно повторенные эксперименты полностью подтвердили с хорошей статистической точностью полученные тогда данные о числе такого рода ливней, наблюдаемых за единицу времени. Основываясь на соображениях, развитых ранее ([2]), следует считать установленным, что мы имеем здесь дело с принципиально новым явлением, которое не укладывается в рамки классической каскадной теории ливней.

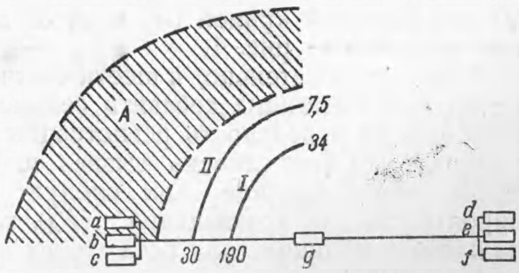

Рис. 1

Эти наши результаты, однако, были неправильно интерпретированы некоторыми зарубежными авторами ([3]), которые делают прямо противоположный вывод о том, что наши наблюдения дают якобы новое подтверждение каскадной теории ливней (в области необычно высокой энергии порядка $10^{17}-10^{18}$ эв).

В связи с отмеченным положением вещей и ввиду большого принципиального значения затронутого вопроса в данной заметке мы даем обоснование метода, позволяющего непосредственно решить вопрос о том, могут ли быть согласованы с каскадной теорией данные о структуре указанных ливней. Эксперименты, основанные на этом методе, описаны в следующей заметке ([5]).

Идея метода основана на следующей особенности описанной нами ранее „широкой" регистрирующей системы: ось ливня практически всегда проходит в пределах достаточно ограниченной центральной области на относительно небольшом расстоянии от центра расположения.

На рис. 1 показаны кривые, ограничивающие в плоскости поперечного сечения ливня указанную область вероятных положений оси ливня, рассчитанную для определенным образом выбранной плотности ливня. Плотность эта, близкая к плотности, преобладающей в спектре ливней, выбираемых данной экспериментальной системой, такова, что при центральном прохождении оси ливня число частиц ρ_0, рассчитанное на эффективное сечение одного из шести счетчиков, составляющих эту систему, равно 1,5. При $D = 1000$ м указанная на рис. 1 единица длины равна длине радиуса ливня $R = 100$ м.

Если рассматривать ливни, направленные наклонно (при том же значении определенной как указано выше плотности ρ_0), картина будет такой же, если условимся расстояния выражать в долях эффективного расстояния $D' = D \cos\theta$ (θ — угол наклона оси ливня относительно вертикального направления и D' — проекция D на плоскость, перпендикулярную к оси ливня). При уменьшении расстояния D' линейные размеры области C сокращаются пропорционально D', если только при этом они остаются бо́льшими R (2).

Показанные на рис. 1 кривые (I и II) определяют положения оси ливня, удовлетворяющие следующему условию: вероятность регистрации ливня (при указанном ρ_0) равна $p_1 = 0{,}1\, p_0$ и $p_2 = 0{,}01\, p_0$ для точек I и II кривых, соответственно, если p_0 есть вероятность регистрации такого же ливня при центральном положении его оси.

Вероятность того, что ось зарегистрированного ливня проходит в пределах области, ограниченной внутренней кривой (I), равна $P_1 \simeq 0{,}9$. Для области же, ограниченной внешней кривой, эта вероятность P_2 практически равна единице ($P_2 > 0{,}99$).

Если вычислить плотность ρ_c (рассчитанную на площадь эффективного сечения счетчика σ) в центре расположения, в случае прохождения оси ливня через одну из точек кривых I и II (при $\rho_0 = 1{,}5$), то оказывается, что ρ_c имеет значения в пределах примерно от 7,5 до 30 для внешней кривой (II) и от 33 до 190 для внутренней кривой (I), как показано на рис. 1.

Если, следовательно, к шести счетчикам (a, b, c, d, e, f) данной регистрирующей системы добавить седьмой, помещенный в центре расположения, то вероятность регистрации им ливня (с заданной ρ_0) при условии, что этот ливень вызвал шестикратное совпадение, практически равна единице. Как следует из приведенных выше чисел, вероятность „антисовпадения" (P_A), т. е. вероятность просчета центральным счетчиком, для всех точек внутри кривой II существенно меньше 0,0005.

Интегрирование по всей плоскости в соответствии с законом $\rho \sim 1/r^4$ * дает для вероятности P_A антисовпадения $(a + b + c + d + e + f - g)$ весьма малую величину:

$$\frac{P_A}{P} = \frac{\int e^{-\rho(x, y)}\, p(x, y)\, ds}{\int p\, ds} \simeq 2 \cdot 10^{-3},$$

($\rho(x, y)$ есть плотность в центре расположения ливня, ось которого проходит через точку (x, y)).

Эти антисовпадения имеют место за счет случаев прохождения оси ливня практически в пределах заштрихованной зоны A, ограниченной двумя пунктирными кривыми (рис. 1).

Относительная вероятность антисовпадения, рассчитанная с учетом спектра плотностей (в соответствии со спектром энергии $f(E) \sim 1/E^{1,8}$ и $\rho \sim 1/r^4$), была рассчитана путем численного интегрирования. Выполнение такого интегрирования дает:

$$\frac{\overline{\overline{P}}_A}{\overline{\overline{P}}} = \frac{\int \nu_A(E) \frac{dE}{E}}{\int \nu_c(E) \frac{dE}{E}} = \frac{\int f(E) \frac{dE}{E} \int e^{-\rho(x, y, E)}\, p(x, y, E)\, ds}{\int f(E) \frac{dE}{E} \int p(x, y, E)\, ds} \simeq 4 \cdot 10^{-3}. \qquad (1)$$

---

* При $r > 8R$; при $r < R$ зависимость $\rho(r)$ предполагалась в соответствии с кривой Мольера (2).

На рис. 2 приведены кривые значений $\nu_A(E)(I)$ и $\nu_c(E)(II)$, рассчитанные в предположении $\sigma = 0{,}8$ м² *.

Как легко убедиться, полученное значение P_A, вычисленное для вертикально направленных ливней, в действительности не зависит от наклона оси ливня (см. соображения, развитые в ([2]), и замечание, сделанное выше). Во всяком случае, это справедливо в тех пределах изменения угла θ, в каких средний радиус заштрихованной зоны A (рис. 1) остается бо́льшим R, что при $D = 1000$ м имеет место вплоть до наибольших, существенных еще, значений угла θ.

Таким образом, если бы картина явления соответствовала классической теории (см. рис. 1), вероятность антисовпадений (при наблюдении их с помощью добавочного — седьмого счетчика антисовпадений, расположенного в центре) практически должна была бы равняться нулю. В действительности эксперименты, подробно описанные в заметке ([5]), показали, что в указанных условиях наблюдается около 40% случаев антисовпадений, т. е. в 100 раз больше числа таких случаев, ожидаемого по расчету. Кроме того, согласно указанным выше соображениям, процент антисовпадений (при $\rho \sim 1/r^4$) не должен был бы зависеть от расстояния D между крайними счетчиками, тогда как на опыте относительное число антисовпадений возрастает с увеличением D (ср. результаты ([5]) с ([4]).

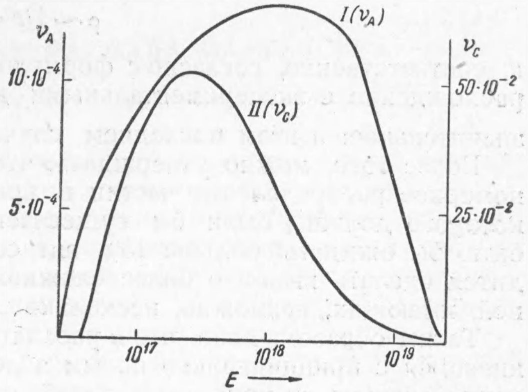

Рис. 2

Отсюда должен быть сделан вывод, что закон $\rho \sim 1/r^4$ не дает описания, в сколь-нибудь отдаленном даже приближении, структуры рассматриваемых сверхгигантских ливней. Вывод этот основан на весьма непосредственной экспериментальной проверке.

Противоречие с экспериментом не может быть устранено за счет изменения предположений о виде энергетического спектра первичного излучения. Отношение P_A/P находится в довольно сложной, немонотонной зависимости от плотности ливня, возрастая при переходе как к весьма малым, так и к очень большим плотностям (см. рис. 2). В случае первичной энергии, превышающей на 2 порядка среднюю энергию, соответствующую кривой II рис. 2, т. е. при $E > 10^{19}$ эв, это отношение становится порядка 0,02. Однако, как легко убедиться, при любой сколь угодно большой плотности, оно остается меньше некоторого предельного значения ** порядка 3%. Противоречие с экспериментом нельзя, следовательно, устранить, предположив (при $\rho \sim 1/r^4$) более медленное, чем в соответствии с $f \sim 1/E^{1,8}$, спадание интенсивности в первичном спектре (что требовалось бы для того, чтобы согласовать абсолютное число совпадений, наблюдаемых за единицу времени, с расчетным значением этого числа).

Можно отметить, что, с другой стороны, расчет, основанный на законе

---

* Ординаты кривых в указанном на рис. 2 масштабе при $E = 10^{17}$ эв дают абсолютное значение вероятности P и P_A совпадений и антисовпадений. Иначе говоря, $f(E)$ нормирована так, что $f(10^{17}) = 1$.

** Определяемого выражением: $\left[\int\limits_0^\infty (1 - e^{-1/r^4})^6 e^{-1/r^4} r\,dr\right] : \left[\int\limits_0^\infty (1 - e^{-1/r^4})^6 r\,dr\right]$.

$$\rho \sim 1/r^{2,6}, \tag{а}$$

который следовал бы из экспериментальных данных о зависимости $C(D)$ — числа совпадений от расстояния (см. формулу (2)), приводит все еще к существенному расхождению с опытными данными: согласно такому расчету $\overline{\overline{P}}_A/\overline{\overline{P}})_{выч} = 0{,}07$.

Как показано в ([2]), три зависимости: $C(D)$, $\rho(r)$ и $f(E)$ взаимосвязаны, и притом весьма простым соотношением, в случае $\rho \sim 1/r^n$, $f \sim 1/E^\gamma$. Соотношение это дает:

$$C(D) \sim 1/D^k, \quad \text{где } k = n\gamma - 2. \tag{2}$$

Даже в случае крайнего предположения * о том, что

$$\rho \sim 1/r^{2,2} \tag{б}$$

и, соответственно, согласно с формулой (2), $f(E) \sim 1/E^{2,1}$, остается еще расхождение с экспериментальными данными, хотя и не столь уже значительное: в этом последнем случае ** $(\overline{\overline{P}}_A/\overline{\overline{P}})_{выч} = 0{,}10$ ***.

Более того, можно утверждать, что даже если предположить равномерное распределение частиц в пределах границ ливня (размеры которого должны были бы существенно превышать 1000 м), нельзя было бы ожидать больше 15% антисовпадений. Повидимому, приходится сделать вывод о более сложном строении рассматриваемых ливней, имеющих, возможно, несколько „уплотнений".

Таким образом, ясно, что в рассматриваемых наблюдениях мы сталкиваемся с принципиально новым явлением, природа которого существенно отлична от природы явлений, описываемых обычной каскадной теорией. Можно надеяться, что развитие экспериментов, изложенных в заметке ([5]), позволит получить более определенные данные о структуре и природе изучаемых нами аномально широких ливней.

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

Поступило
21 VI 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Д. В. Скобельцын, Г. Т. Зацепин и В. В. Миллер, Phys. Rev., **71**, 315 (1947); Г. Т. Зацепин и В. В. Миллер, ЖЭТФ, **17**, 939 (1947). [2] Д. В. Скобельцын, ДАН, **67**, 45 (1949); **67**, 255 (1949). [3] G. Cocconi, Phys. Rev., **72**, 350 (1948). [4] Д. И. Алексеев, Г. Т. Зацепин и И. Г. Морозов, ДАН, **61**, № 3 (1947). [5] Г. Т. Зацепин, И. Л. Розенталь, В. П. Захарова, Н. Г. Хребет и Г. В. Христиансен, ДАН, **73**, № 6 (1950).

---

* При $\rho(r) \sim 1/r^2$ число частиц в ливне $\left(\int\limits_0^\infty \rho(r)\, 2\pi r\, dr\right)$ становится логарифмически расходящимся. Вместе с тем зависимость $f(E) \sim 1/E^{2,1}$ едва ли может быть согласована с другими экспериментальными данными.

** Расчеты $(\overline{\overline{P}}_A/\overline{\overline{P}})_{выч}$ для двух последних случаев были выполнены Ю. В. Анищенко, Д. М. Парфановичем и Н. Г. Хребетом.

*** Следует отметить, что допущение таких предположений возможно лишь при условии радикального изменения тех представлений, которые приняты в обычной каскадной теории ливней. Это становится ясным, если выполнить следующий простой расчет: предполагая „нормальным" распределение частиц согласно закону

$$\rho \sim 1/r \text{ при } r < R \text{ и } \rho \sim 1/r^4 \text{ при } r > R \tag{в}$$

и полагая, что „аномальные" частицы, ответственные за отступление от этого закона (предположения (а) и (б)), распределены вне радиуса $r = R$, определить число таких аномальных частиц. Это число оказывается или примерно равным (в случае предположения (а)) числу „нормальных" каскадных (т. е. соответствующих распределению (в) частиц), или же в 3 раза превышающим последнее число (в случае предположения (б)). Если бы предположить, что „аномальными" частицами являются мезоны, имеющие пробеги порядка многих t-единиц, то отсюда следовало бы, что энергия такого гигантского ливня была бы сосредоточена преимущественно в мезонной его компоненте.