

Г. Т. ЗАЦЕПИН, И. Л. РОЗЕНТАЛЬ, С. А. СЛАВАТИНСКИЙ,
Г. Б. ХРИСТИАНСЕН и Л. А. ШУВАЕВ

СПЕКТР ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКОВ ПРОНИКАЮЩИХ ЧАСТИЦ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

(Представлено академиком Д. В. Скобелевым 22 VII 1949)

Как было установлено ранее ⁽¹⁾, проникающие частицы, наблюдаемые в широких атмосферных ливнях, в основном входят в состав ливня в воздухе, а не генерируются электронно-фотонной компонентой в свинце, окружающем экспериментальную установку.

Для выяснения характера процессов, в которых возникают проникающие частицы, нами был определен спектр плотностей проникающих частиц, входящих в широкие атмосферные ливни. Для этого был применен обычный метод вариации площади счетчиков, включенных в схему совпадений, а также метод изменения кратности совпадений.

Установка состояла из трех групп счетчиков, окруженных свинцом, размещенных в горизонтальной плоскости на расстоянии 1,5 м друг от друга.

Регистрировались тройные совпадения. Толщина свинца сверху составляла от 22 до 32 см, с боков 14 см, снизу 6 см. Этим обеспечивалась регистрация лишь проникающих частиц, так как при изменении толщины свинца сверху в указанных пределах число совпадений в пределах статистических ошибок (10%) не изменялось. Измерения были выполнены для трех площадей счетчиков (700, 1840, 3960 см²), причем для площади в 3960 см² одновременно с тройными совпадениями измерялись четверные (дополнительно помещалась четвертая группа счетчиков, экранированных свинцом). Число случайных совпадений для наибольшей площади счетчиков не превышало 7% и в результатах измерений учтено в виде поправки.

Как следует из рис. 1, рост числа регистрируемых ливней из проникающих частиц с увеличением площади σ счетчиков в исследованном интервале площадей хорошо изображается степенной функцией

$$C(\sigma) = \text{const } \sigma^x \quad \text{при } x = 1,47 \pm 0,07.$$

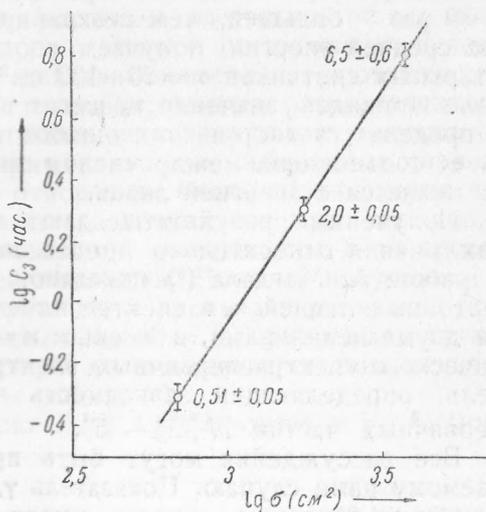


Рис. 1

Как известно, такая зависимость получается при спектре плотностей потоков частиц, определяемом функцией $N(>\rho) = C\rho^{-x}$. Действительно, число совпадений, регистрируемое установкой в этом случае, должно выражаться:

$$C_n(\sigma) = \int_0^{\infty} \rho^{-x-1} (1 - e^{-\rho\sigma})^n d\rho \sim \sigma^x \int_0^{\infty} (1 - e^{-x}) x^{-x-1} dx = B_n(x) \sigma^x. \quad (1)$$

Отношение четверных совпадений к тройным, полученное на опыте $C_4/C_3 = 0,57 \pm 0,07$, дает дополнительную возможность определения x . При степенном виде спектра плотностей величина $C_4/C_3 = B_4(x)/B_3(x)$ просто вычисляется и является функцией x . Значение C_4/C_3 , полученное экспериментально, соответствует $x = 1,60 \pm 0,15$, что удовлетворительно согласуется со значением x , полученным методом вариации площадей.

Для определения изменения доли проникающих частиц при изменении энергии ливня следует сравнить спектр плотностей проникающих частиц со спектром плотностей электронов, полученным на той же высоте в широком интервале плотностей (от 3 до 10 000 част./м²). Согласно этим данным, спектр плотностей не представляется точно степенным законом, а лишь аппроксимируется им в достаточно малых интервалах плотностей. Поэтому для сравнения значения x необходимо выбрать электронные ливни той же средней энергии, которые отбирались установкой, применявшейся нами.

Вследствие медленного изменения x_0 с плотностью (при изменении ρ в 10^4 раз x_0 изменяется лишь на 25%) соответствие ливней, регистрируемых двумя различными способами, достаточно выбрать приближенно. Принимая, что при площади экранированных счетчиков в 30 раз * большей, чем неэкранированных, мы отбираем ливни той же средней энергии, получаем соответствующий интервал площадей открытых счетчиков $\sigma = 25-130$ см². Из работ (5,6) в данном интервале площадей значение x_0 имеет величину $1,53 \pm 0,04$, совпадающую в пределах статистических ошибок с величиной x_n , полученной нами, т. е. соотношение между числом проникающих частиц и электронами не меняется с энергией ливня.

Полученные результаты дают возможность сделать некоторые заключения относительно процессов генерации проникающих частиц. В работе А. Мигдала (8) показано, что для каскадных электронно-фотонных ливней x_0 в спектре плотностей потоков частиц определяется двумя величинами, а именно: $x = \gamma/s$, где γ — показатель энергетического спектра первичных электронов $F(E_0) \sim E^{-\gamma}$, а s — показатель, определяющий зависимость числа частиц в ливне от энергии первичных частиц $N(E_0) \sim E_0^s$.

Все рассуждения могут быть применены без изменения к разбираемому нами случаю. Показатель γ , согласно совокупности экспериментов по широкому ливням, имеет величину 1,6—1,8. Полученный нами результат показывает, что число проникающих частиц на высоте 3860 м в исследованном интервале энергий ливней (10^{16} эв) определяется зависимостью $N(E_0) \sim E_0^s$, где $s = 1,05 - 1,2$.

Так как ливни, наблюдаемые нами, находятся за максимумом (9), то отсюда следует, что в максимуме ливня s имеет величину, близкую к 1. Результаты согласуются с „ядерно-каскадной“ картиной (7) развития атмосферного ливня. Согласно этой картине, первичный

* Это число несколько меньше (в 2—3 раза), чем то, которое следует из работ ряда авторов (3-4), и выбрано таковым с учетом более широкого пространственного распределения проникающих частиц (1). Вариация в 2—3 раза величины этого числа для дальнейших выводов не существенна.

протон при ядерном столкновении передает большую часть энергии большому числу ядерно-активных частиц, которые размножаются каскадным путем, и лишь меньшую часть — электронно-фотонной компоненте. Предполагая, что лишь ядерно-активные частицы порождают проникающие, мы получаем, что в максимуме ливня число проникающих примерно пропорционально E_0 .

Действительно, пусть доля энергии, перешедшая к ядерно-неактивным частицам, есть ϵ , число ядерно-активных частиц, образованных в первом акте, есть n , причем каждая из этих частиц получила энергию, равную $\frac{E_0(1-\epsilon)}{n}$. Пусть, далее, $N_m(E_0) \sim E_0^k$ есть функция, определяющая число проникающих частиц в максимуме ливня. Тогда $N(E_0) = nN\left(\frac{E_0(1-\epsilon)}{n}\right)$. Отсюда получаем:

$$k = \frac{\ln n}{\ln n - \ln(1-\epsilon)} \approx 1 - \frac{\epsilon}{\ln n},$$

т. е. пропорциональность числа проникающих частиц первичной энергии при сделанных предположениях получается, если основная энергия протона передается ядерно-активным частицам. Данное заключение может быть несправедливым лишь в том случае, если электронно-фотонная компонента высокой энергии также рождает проникающие частицы с достаточно большим эффективным сечением.

Следует отметить, что в работе Коккони ⁽⁴⁾ с сотрудниками получен экспериментальный результат, близкий, но все же несколько отличающийся от нашего. Согласно их данным, доля проникающих частиц убывает с ростом плотности ливня как $\rho^{-0,13}$.

Однако вывод, полученный этими авторами, справедлив в том случае, если пространственное распределение электронов и проникающих частиц одинаково или если эффективное расстояние от оси ливня до регистрирующей установки не зависит от плотности потока частиц, избираемой установкой. В действительности же проникающие частицы обладают более широким пространственным распределением, чем электроны, среднее же расстояние регистрируемых участков от оси ливня убывает при возрастании плотности отбираемых ливней. При предположении постоянства отношения числа проникающих частиц к числу электронов в ливнях различной энергии наложение этих двух факторов должно приводить к уменьшению доли проникающих частиц в ливнях большей плотности. Поэтому полученное в работе ⁽⁴⁾ уменьшение в $2 \pm 0,3$ раза доли проникающих частиц при увеличении плотности регистрируемых ливней в 500 раз может явиться следствием описанного эффекта, а не изменения состава ливня с энергией, как это полагают авторы работы ⁽⁴⁾.

В заключение авторы благодарят Д. В. Скобельцына и Н. А. Добротина за дискуссию результатов.

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

Поступило
19 VII 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Д. М. Алексеев, Г. Т. Зацепин и И. Г. Морозов, ДАН, 63, 375 (1948). ² Г. Т. Зацепин, С. А. Кучай и И. Л. Розенталь, ДАН, 61, 47 (1948). ³ В. Choudhouri, Nature, 161, 680 (1948). ⁴ G. Cocconi, V. Cocconi-Tongiorgi and K. Greisen, Phys. Rev., 75, 1063 (1949). ⁵ В. П. Захарова и Л. Х. Эйлуз, ДАН, 65, 477 (1949). ⁶ G. Cocconi and V. Tongiorgi-Cocconi, Phys. Rev., 75, 1058 (1949). ⁷ Г. Т. Зацепин, ДАН, 67, № 6 (1949). ⁸ А. Мигдал, ЖЭТФ, 15, 313 (1945). ⁹ Г. Т. Зацепин, И. Л. Розенталь и С. А. Славатинский, ДАН, 69, № 4 (1949).