

ПОИСК ТЯЖЕЛОЙ ЧАСТИЦЫ В АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

А. И. Анохин, Г. Л. Башинджагян, Л. И. Бельзер
А. И. Демьянов, В. С. Мурзин, Л. П. Сарычева, Н. Б. Синев

Изучение формы ядерно-каскадных лавин в ионизационном калориметре и замеченные особенности в их поведении привели нас к мысли о возможной генерации тяжелой нестабильной частицы при взаимодействии адронов высокой энергии с атомными ядрами.

Мы предприняли поиск такой частицы (будем называть ее T -частица – тяжелая) в условиях нашего эксперимента, который проводится на высокогорной станции Арагац на высоте 3260 м над уровнем моря. Подробное описание установки можно найти в работах [1,2].

Геометрический фактор ионизационного калориметра, состоящего из 16 рядов ионизационных камер прослоенных железом и 6 рядов попарно прослоенных свинцом, равняется $2800 \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}$. Система регистрации позволяет проводить амплитудный анализ с 266 детекторов ионизации. Размер каждой ионизационной камеры равен 10 см, что дает возможность проследить ствол лавины в калориметре, а большое число слоев детекторов – представить динамику развития каскада по глубине. Энергия E_0 упавшей на калориметр частицы, определяется по суммарной ионизации, выделившейся в калориметре.

Мы предположили, что масса T -частицы $M_T > 10 \text{ Гэв}$, что она не стабильная и имеет пробег взаимодействия с ядрами атомов с передачей заметной энергии π^0 -мезонам значительно больший, чем соответствующий пробег для протонов. Если такая частица генерируется при взаимодействии с ядрами железа в ионизационном калориметре, то картина ядерного каскада будет иметь вид кривых с двумя максимумами. Однако, такого же типа ядерные каскады могут возникать и в тех случаях, когда падающий на установку нуклон или пион в первом взаимодействии только часть своей энергии передает вторичным частицам. Различие между этими двумя случаями можно уловить, если изучить поведение расстояния ℓ между началами первого и второго каскадов в зависимости от энергии вторичной частицы – E_2 , где E_2 определяется как суммарная энергия всех последующих каскадов.

В случае рождения T -частицы величина ℓ будет соответствовать ее беспрепятственному пробегу. Во втором случае $\ell = \lambda_{\text{вз}}/n$, где $\lambda_{\text{вз}}$ – пробег взаимодействия адрона с ядрами железа, не зависящий от E_2 , а n – число вторичных адронов с энергией $> 0,2E_0$.

Из 2000 событий с энергией $> 100 \text{ Гэв}$ для анализа было отобрано около 200 взаимодействий, удовлетворяющих следующим условиям:

1. Начало ядерного каскада лежит в пределах ионизационного калориметра.

2. Ядерный каскад имеет, по крайней мере, два различимых максимума.

3. Энергия $E_2 > 0,5E_0$ и, кроме того, $E_2 \geq 10\gamma_C$ Гэв, где γ_C – Лоренц-фактор С-системы для NN-столкновения.

При этом можно было уверенно различить максимумы, если расстояние между точками генерации было более двух рядов.

Отобранные ливни были сгруппированы в три группы по энергии E_2 :

I группа – $E_2 < 170$ Гэв, 108 событий и $\bar{E}_2 = 110$ Гэв; II группа – $170 < E_2 < 300$ Гэв, 44 события с $\bar{E}_2 = 220$ Гэв; III группа – $E_2 > 300$ Гэв, 22 события и $\bar{E}_2 = 460$ Гэв.

Измеренные пробеги ℓ_i усреднялись по группам

$$\bar{\ell} = \sum k_i \ell_i / \sum k_i, \text{ где } k_i = (E_{0i} / 100 \text{ Гэв})^{\gamma-1}.$$

Нормировочный множитель k_i был введен для того, чтобы ликвидировать дискриминацию событий по энергиям (γ – показатель энергетического спектра ядерно-активных частиц: $\gamma - 1 = 1,75$). При вычислении $\bar{\ell}$ учитывались конечные размеры калориметра и реальные размеры ядерного каскада в калориметре.

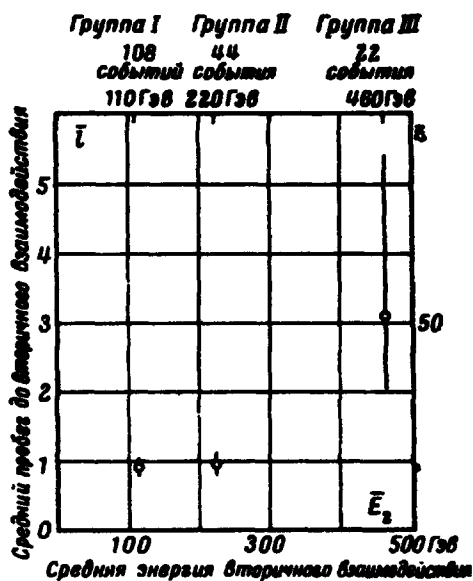


Рис. 1. Зависимость $\bar{\ell}$ от \bar{E}_2

На рис. 1 показана зависимость среднего значения $\bar{\ell}$ от энергии E_2 для трех групп событий. Обращает на себя внимание возрастание $\bar{\ell}$ с E_2 .

Если Т-частица рождается в ядерном взаимодействии и уносит энергию E_2 , то ее массу можно оценить, предположив, что вблизи порога рождения она двигается в С-системе с небольшой скоростью и имеет Лоренц-фактор γ_C . Тогда $M_T = E_2 / \gamma_C$.

На рис. 2 приводятся распределения событий по величинам E_2 / γ_C для указанных выше трех групп. Если распределение для I группы имеет более или менее плавный характер, то в распределениях для II и III групп появляются нерегулярности в области $E_2 / \gamma_C > 20$ Гэв для группы II и в области $E_2 / \gamma_C > 25$ Гэв для группы III. Можно

предположить, что за их появление ответственна T -частица и оценить ее массу. Из рис. 2 следует, что $M_T \lesssim 22 \text{ Гэв} / c^2$. Если смещение нерегулярности в распределении E_2 / γ_C связано с движением частицы в S -системе, то после учета этого движения ее масса становится равной $18 \pm 4 \text{ Гэв} / c^2$ (рис. 3).

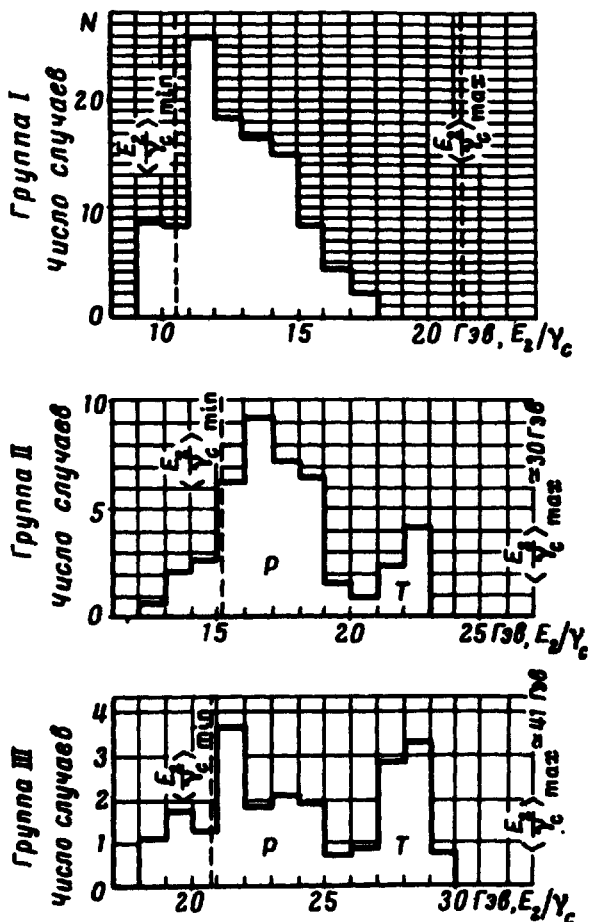


Рис. 2. Распределение событий по величине E_2 / γ_C : $(E_2 / \gamma_C)_{min}$ и $(E_2 / \gamma_C)_{max}$ — пределы, обусловленные выборкой событий

Дальнейший анализ показал, что весь рост ℓ обусловлен событиями, образующими нерегулярности в распределении по E_2 / γ_C . В остальных случаях существенного роста ℓ не наблюдается. По величине ℓ для T -частиц можно определить их время жизни:

$$\tau_T = 4 \cdot 10^{-11} \text{ сек.}$$

По частоте появления T -частиц мы оценили сечение их образования при энергии в интервале $400 - 800 \text{ Гэв}$: $\sigma_T \sim 15 \text{ мбк}$. Оно составляет 2% от неупругого сечения взаимодействия нуклонов с ядрами железа. Мы проводили исследование вблизи порога рождения T -частиц и поэтому, можно ожидать, что с увеличением энергии сечение их возникновения будет быстро расти и их число окажется достаточным для объяснения целого ряда эффектов, наблюдаемых в настоящее время в космических лучах. Мы имеем ввиду экспериментальные факты, которые не находят себе объяснения в рамках общепринятых представлений, как

например, изменение наклона в первичном спектре космических протонов, зарегистрированное на спутниках "Протон" [3] и в спектрах ядерно-активных частиц в глубине атмосферы [4], изменение коэффициента неупругости $k_{\pi,0}$ с ростом энергии первичной частицы [5] и ряд других. Все эти эффекты были получены в измерениях с установками калориметрического типа, имеющих различную толщину и легко могут быть поняты, если справедливо наше предположение о генерации тяжелой нестабильной частицы.

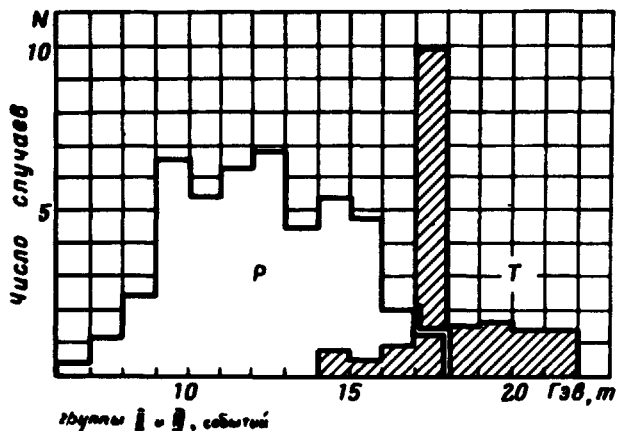


Рис. 3. Распределение по массам, после учета движения T -частицы в S -системе

Аналогичные соображения по поводу объяснения некоторых из отмеченных выше эффектов высказаны в работе [6].

Мы продолжаем методический анализ нашего результата на основе большего статистического материала. Хотя мы не видим пока других возможностей объяснения наблюдаемых эффектов, кроме гипотезы о существовании новой частицы, однако фундаментальность этих выводов заставляет нас с осторожностью отнестись к изложенной интерпретации, которая может оказаться не единственной.

Институт ядерной физики
Московского

государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
11 ноября 1971 г.

Литература

- [1] А.И.Аношин, Г.Л.Башинджагян и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 2054, 1971.
- [2] А.И.Аношин, Г.Л.Башинджагян и др. Proc. XII Int. Conf. on Cosmic Rays, v. 6, 1971.
- [3] Н.Л.Григоров и др. Космические исследования, 5, 383, 395, 420, 1967.
- [4] С.И.Никольский, В.И.Яковлев. Труды Вsesоюзн. конф. по космическим лучам, Ташкент, часть I, вып. 2, 114, 1968.
- [5] Р.А.Нам, С.И.Никольский, В.П.Павлюченко, В.И.Яковлев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 2059, 1971.
- [6] L.Kaufman, T.R.Mongan. Phys. Rev. 'D', 1, 988, 1970.