

УДК 539.121

В. Я. ШЕСТОПЕРОВ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ K_{π^0} ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НУКЛОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ~5 ТэВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

В ряде работ сотрудничества Москва — Ереван — Краков методом контролируемых ядерных фотоэмульсий [1] изучались семейства γ -квантов высокой энергии, генерированные в тонкой мишени из углерода. Мишень находилась на расстоянии 1,5 м над ионизационным калориметром площадью 10 м² (для некоторых измерений в качестве поглотителя использовался комбинированный фильтр из углерода и свинца). В верхней части калориметра находилась эмульсионная камера, с помощью которой измерялась энергия γ -квантов, родившихся в мишени, и их суммарная энергия ΣE_γ . Ионизационный калориметр измерял энергию E_a , оставшуюся у адронов после взаимодействия.

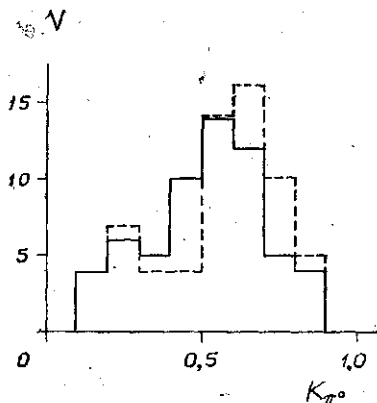


Рис. 1. Распределение событий с $\Sigma E_\gamma \geq 2$ ТэВ по величине K_{π^0} . Пунктир — первичные данные. Сплошная линия — они же после введения поправок на ошибки измерений

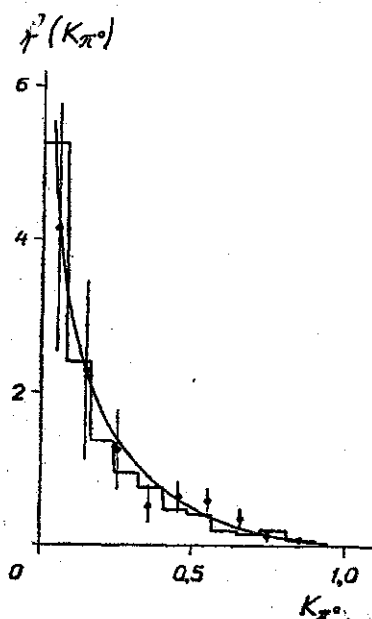


Рис. 2. Распределение величины K_{π^0} во взаимодействиях нуклонов с $\langle E \rangle \approx 5$ ТэВ с ядрами углерода. Сплошная линия проведена по экспериментальным данным (точки), гистограмма — расчет [5]

Для каждого случая можно было определить энергию первичного адрона $E_0 = \Sigma E_\gamma + E_a$ и долю энергии, переданную при взаимодействии π^0 -мезонам, $K_{\pi^0} = \Sigma E_\gamma / E_0$. Схемы установок, методы измерения энергии и возникающие при этом ошибки приведены в [1].

Отбирались семейства γ -квантов, созданные адронами, идущими в ограниченном ливневом сопровождении. Проведенный анализ показал, что при этом в большинстве случаев мы имеем дело с нуклонами [1,

2]. Отдельные части полного экспериментального материала опубликованы в [1, 3, 4]. В настоящей работе мы объединили эти данные. Увеличение статистического материала позволило корректно учесть влияние на полученные результаты ошибок измерений и отбора событий по величине ΣE_γ при степенном спектре генерирующих частиц.

Анализ полных экспериментальных данных показал, что в области $\Sigma E_\gamma \geq 2$ ТэВ интегральный энергетический спектр семейств описывается степенным законом с показателем $\gamma-1=2,0$. Кроме того, мы исключили из рассмотрения семейства с $n_\gamma \leq 2$, так как распределение высот их зарождения показывает, что большинство из них связано с взаимодействиями адронов в воздухе над установкой. В последующем анализе мы использовали 60 событий с $\Sigma E_\gamma \geq 2$ ТэВ и $n_\gamma \geq 3$. Средняя энергия адронов в этих случаях $\langle E_0 \rangle \approx 5$ ТэВ. Экспериментальное распределение величины K_{π^0} для указанных событий приведено на рис. 1. На этом же рисунке показано распределение, полученное после введения поправок на ошибки измерений величин ΣE_γ и E_a при спектре с показателем $\gamma-1=2,0$. Из рисунка следует, что при отборе событий по величине ΣE_γ (по суммарной энергии электромагнитного каскада) $\langle K_{\pi^0} \rangle_k = 0,52 \pm 0,03$.

Перейдем к истинному распределению $f(K_{\pi^0})$, которое не зависит от способа отбора событий по величине ΣE_γ . Можно показать, что связь между распределением, приведенным на рис. 1 (назовем его $\phi(K_{\pi^0})$), и $f(K_{\pi^0})$ при степенном спектре генерирующих частиц определяется соотношением

$$\phi(K_{\pi^0}) dK_{\pi^0} = CK_{\pi^0}^{\gamma-1} f(K_{\pi^0}) dK_{\pi^0} = CK_{\pi^0}^2 f(K_{\pi^0}) dK_{\pi^0}, \quad (1)$$

где C — нормировочный коэффициент. Отсюда

$$f(K_{\pi^0}) = C^{-1} \phi(K_{\pi^0}) / K_{\pi^0}^2.$$

Для определения величины C мы оценили $W(K_{\pi^0} \geq 0,5)$ — вероятность взаимодействий с $K_{\pi^0} \geq 0,5$. Метод оценки основан на сравнении частоты регистрации семейств заданной энергии от взаимодействий с $K_{\pi^0} \geq 0,5$ с частотой падения на установку генерирующих частиц такой же энергии [1]. По полным данным $W(K_{\pi^0} \geq 0,5) = 11,5 \pm 1,5\%$ и коэффициент C определяется из условия

$$\int_{0,5}^{1,0} f(K_{\pi^0}) dK_{\pi^0} = C^{-1} \int_{0,5}^{1,0} K_{\pi^0}^{-2} \phi(K_{\pi^0}) dK_{\pi^0} = 0,115 \pm 0,015. \quad (2)$$

При вычислениях по формулам (1) и (2) значения $\phi(K_{\pi^0})$ и $f(K_{\pi^0})$ относились к серединам соответствующих интервалов шириной $\Delta K_{\pi^0} = 0,1$. При $K_{\pi^0} = 0,05$ значение $f(K_{\pi^0})$ определялось из условия нормировки распределения $f(K_{\pi^0})$ на единицу.

Полученное распределение $f(K_{\pi^0})$ представлено на рис. 2. Среднее значение $\langle K_{\pi^0} \rangle = 0,20 \pm 0,03$. По нашим оценкам в среднем около 10% от величины K_{π^0} следует отнести за счет γ -квантов от вторичных взаимодействий. С учетом этого $\langle K_{\pi^0} \rangle = 0,18 \pm 0,03$, что согласуется с экспериментальными данными, полученными на ускорителях при энергиях свыше 100 ГэВ для pp -взаимодействий.

На рис. 2 приведено также ожидаемое распределение $f(K_{\pi^0})$, полученное в работе [5] на основе ускорительных данных о pp -взаимодействиях при $E \geq 100$ ГэВ. В основу расчета заложены инклюзивные сечения генерации γ -квантов и π^0 -мезонов по переменной x и распределение множественности рождающихся частиц в соответствии с

KNO-скейлингом. Как видно из рисунка, полученное нами распределение удовлетворительно согласуется с ускорительными данными. Некоторое превышение экспериментальных данных над расчетными в области больших значений K_{π^0} мы связываем с корреляциями π^0 -мезонов в области фрагментации [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григоров Н. Л., Рапопорт И. Д., Шестоперов В. Я. Частицы высоких энергий в космических лучах. М., 1973, с. 150—177.
2. Митоян С. В. Канд. дис. М., 1978.
3. Бабаян Х. П. Докт. дис. Тбилиси, 1974.
4. Babayan Ch. P., Briker S. I., Grigorev N. L. et al. Nuclear interactions of very-high energy with large energy transfer into neutral pions.—Nuovo Cim., 1968, **54A**, p. 26—36.
5. Федорова Г. Ф. Канд. дис. М., 1977.
6. Григоров Н. Л., Шестоперов В. Я. Основные характеристики генерации γ -квантов нуклонами со средней энергией 5 ТэВ и многочастичные корреляции в области фрагментации.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, **44**, с. 512—513.

Поступила в редакцию
09.06.80