

О ПОГЛОЩЕНИИ УСРЕДНЕННЫХ АДРОННЫХ КАСКАДОВ
В ИОНИЗАЦИОННОМ КАЛОРИМЕТРЕ

В. П. Павлюченко

УДК 539.1.07

Проведено феноменологическое рассмотрение усредненных каскадных кривых. Показано, что их поглощение зависит не только от коэффициента α необратимого выбывания энергии из каскадной адронной компоненты, но и от относительной скорости его изменения α'/α .

Ионизационный калориметр или спектрометр полного поглощения, впервые описанный в /1/, в настоящее время является наиболее точным прибором для измерения полной энергии E_0 высокоэнергетичных адронов. Он представляет собой блок плотного вещества, прослоенный рядами детекторов ионизации. Адрон высокой энергии, попадая в плотное вещество, тратит всю свою энергию в серии последовательных взаимодействий, через генерацию вторичных частиц, на ионизацию атомов среды. Детекторы измеряют распределение ионизации вдоль траектории первичной частицы — так называемую каскадную кривую. Зная полное число пар ионов, т.е. площадь под каскадной кривой, и энергию, затраченную на образование одной пары, легко вычислить E_0 .

Теоретическое рассмотрение /2/ предсказывает экспоненциальную форму усредненных кривых с пробегом для поглощения $L < \lambda/K_{\nu} \approx 3\lambda$. Здесь λ — пробег для неупругого взаимодействия пионов, а K_{ν} — доля энергии, передаваемая ими в каждом взаимодействии в π^0 -мезоны.

Однако при экспериментальном изучении каскадных кривых в калориметре со свинцовым поглотителем Тянь-Шаньской установки ШАМ получен пробег $L/\lambda \approx 5$ при энергиях 100 ТэВ /3/, измеренный из-за конечных размеров калориметра на участке кривой дли-

ной 3λ. Целью настоящей работы является попытка объяснить большую величину L.

Для описания усредненной каскадной кривой можно использовать средние характеристики элементарного акта /2/. Будем считать, что все первичные адроны взаимодействуют первый раз на глубине $z = 0$. В этой точке адрон затрачивает часть энергии на расщепление ядра-мишени и на генерацию вторичных адронов, в основном π -мезонов, которые наряду с сохранившейся первичной частицей в дальнейшем тоже будут взаимодействовать с ядрами, перераспределяя свою энергию по этой же схеме и генерируя адроны третьего, четвертого и т.д. поколений. Лишь π^0 -мезоны, которые распадаются практически в точке своего рождения на два γ -кванта, давая начало электронно-фотонным каскадам, и продукты ядерных расщеплений в каждом взаимодействии необратимо уносят из адронной компоненты долю энергии

$$\mathcal{E} = K_{\gamma} + K_d. \quad (1)$$

С другой стороны, именно регистрируемая часть S выбывающей энергии, уходящая на генерацию электронно-фотонных каскадов и сильноионизирующих частиц, формирует каскадную кривую, поскольку непосредственные ионизационные потери адронной компоненты малы.

Если на глубине z взять достаточно малое приращение dz , то убыль энергии из адронной компоненты $-dE$ будет пропорциональна величине E и коэффициенту \mathcal{E} т.е.

$$-dE = \mathcal{E} E dz = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_x} S dz. \quad (2)$$

Коэффициент \mathcal{E}_x учитывает относительную эффективность регистрации выбывающей по разным каналам энергии. Например, для черенковских детекторов, нечувствительных к сильноионизирующим частицам, $\mathcal{E}_x = K_{\gamma}$, для медных ионизационных камер и свинцового поглотителя $\mathcal{E}_x = \mathcal{E}$, а для тех же камер и железного поглотителя $\mathcal{E}_x = K_{\gamma} + K_d/2$. Чтобы коэффициенты \mathcal{E} и \mathcal{E}_x представляли долю энергии в расчете на одно взаимодействие, будем измерять глубину z единицах λ , тогда пробег для поглощения L тоже получим в единицах λ . Адронная компонента состоит из частиц раз-

ных типов, которые могут иметь разные z_i и λ_i , поэтому их следует привести к одному пробегу для взаимодействия λ :

$$z = \frac{\sum_i E_i z_i / \lambda_i}{\sum_i E_i} \lambda. \quad (3)$$

Здесь E_i — энергия i -той компоненты, а $\sum_i E_i = E$ — энергия всей адронной компоненты на глубине z .

Средняя энергия $\langle E_d \rangle \approx 1$ ГэВ, уходящая в каждом взаимодействии на ядерные расщепления, практически не зависит от типа и энергии налетающей частицы /2/, поэтому можно записать

$$z = K_y + \langle E_d \rangle / \langle E_a \rangle, \quad (4)$$

где $\langle E_a \rangle$ — средняя энергия адронов на глубине z , монотонно убывающая с ростом z из-за постоянной диссипации энергии. Слагаемое $K_y \approx 0,3$ при $z \gg \lambda$ из-за преобладающей роли пионов в каскаде, но z монотонно растет с глубиной вплоть до $z = 1$ за счет K_d . Из уравнения (2) получим

$$\frac{dE}{E} = -z dz, \quad E(z) = E_0 \exp \left[- \int_0^z z(z) dz \right]. \quad (5)$$

Задавая $z(z)$ (точная зависимость может быть получена только из модельных предположений), можно численным интегрированием вычислить каскадную кривую

$$J(z) = \int_0^z [P(K_y E(y), z-y) + R(K_d E(y), z-y)] E(y) dy. \quad (6)$$

Здесь $P(E, t)$ — средняя ионизация, выделенная электронно-фотонным каскадом энергии E на глубине t , а $R(E, t)$ — то же самое для сильноионизирующих частиц.

Оценку формы каскадной кривой можно провести проще. Функция $P(E, t)$ в плотном веществе имеет максимум на глубине $\leq \lambda$ и круто спадает после него, а $R(E, t)$ вообще близка к δ -функ-

ции. Поэтому каскадная кривая, начиная с глубины $\sim \lambda$, после того как завершится "переходной" процесс, будет подобна кривой $S(z)$.

Продифференцируем $S(z)$ по z и подставим вместо E и E'' их выражения из (2), тогда $S' = \alpha_T E'' + \alpha_T' E = (-\alpha + \alpha_T' / \alpha_T) S$ и отсюда

$$\frac{dS}{S} = - \left(\alpha - \frac{\alpha_T'}{\alpha_T} \right) dz. \quad (7)$$

Следовательно, зависимость S и J от z будет описываться экспонентной с пробегом для поглощения

$$L = \left(\alpha - \frac{\alpha_T'}{\alpha_T} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Велико ли влияние члена α_T' / α_T ? Пусть при $\alpha_T = \alpha$ на участке кривой длиной λ величина α увеличивается на 10%, так что $\bar{\alpha} = 0,3$. Тогда $\alpha_T' / \alpha_T = 0,1$ и $L = 5$ вместо 3,3 без учета этого члена.

Таблица I.

Оценка L по формулам (6) - верхний ряд и (8) - нижний ряд при условии $\alpha_T = \alpha$. Значения α даны для начала исследуемого участка кривой длиной λ , а $\alpha + \Delta\alpha$ - для конца участка.

$\Delta\alpha$ \ α	0,24	0,28	0,32	0,36	0,40	0,44	0,48	0,52
0,02	5,81 5,88	4,39 4,52	3,66 3,71	3,13 3,17				
0,04	9,62 9,42	5,92 5,99	4,44 4,50	3,55 3,64	3,08 3,08	2,65 2,68	2,35 2,38	2,12 2,15

В табл. I приведена оценка L по формулам 6 и 8; вычисления велась для $z > \lambda$ от начала каскада на участке длиной λ ; рост α предполагался полностью за счет сильноионизирующих частиц. Оценки хорошо согласуются. В табл. 2 показаны данные, вычисленные по формуле 8 для участка кривой длиной 3λ при условии $\alpha_T = \alpha$, как в эксперименте /3/.

Таблица 2.

То же, что в табл. I, расчет по формуле (8) для участка длиной 3λ .

$\frac{z}{\Delta z}$	0,16	0,18	0,20	0,22	0,24	0,26	0,28	0,30	0,33	0,35	0,38
0,02	7,6	6,4	5,5	4,9	4,4	4,0	3,7	3,4	3,1	2,9	2,7
0,04	9,5	7,5	6,3	5,4	4,8	4,3	3,9	3,5	3,1	3,0	2,7
0,06	12,4	8,9	7,1	5,9	5,1	4,5	4,1	3,7	3,2	3,1	2,8
0,08	16,8	10,8	8,1	6,5	5,5	4,8	4,3	3,8	3,3	3,2	2,8
0,10	25,1	13,3	9,3	7,2	6,0	5,1	4,5	4,0	3,4	3,2	2,9
0,12	45,2	16,9	10,7	8,0	6,4	5,4	4,7	4,2	3,5	3,3	2,9
0,14	171	22,5	12,5	8,8	6,9	5,7	4,9	4,3	3,6	3,4	3,0

Рост z в основном за счет регистрации сильноионизирующих частиц приводит к увеличению L в каскадной кривой по сравнению с $1/z$ для $E(z)$ вплоть до точки z_1 , в которой достигается $z_x^* = 0$. Глубина z_1 определяется типом calorиметра и средней энергией адронов в каскаде, она увеличивается с ростом E_0 . На участке кривой $z < z_1$ пробег для поглощения L может существенно превышать 3λ , причем превышение максимально в случае $z_x = z$ (медные ионизационные камеры в свинце) и минимально при $z_x = K_V$ (черенковские детекторы).

Поступила в редакцию
24 апреля 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Д. Григоров, В. С. Мурзин, И. Д. Рапопорт, ЖЭТФ, 34, 56 (1958).
2. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева, Космические лучи и их взаимодействие, М., 1968 г.
3. Р. А. Нам, С. И. Никольский и др., Препринт ФИАН № 104, М., 1977 г.