

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПРЯМЫХ МЮОНОВ В ПЛОТНОМ ВЕЩЕСТВЕ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

И.М. Дремин, Ю.Н. Вавилов, Д.Т. Мадигожин

Методом Монте-Карло промоделированы каскады вызванных адронами ШАЛ с энергией более 2 ТэВ в свинцовом калориметре ТШВНС ФИАН. Моделировалось рождение пар мюонов в каскаде через генерацию очарованных частиц. Получены оценки сечения чарморозждения при энергиях более 2 ТэВ.

В экспериментальной работе /1/ выполнено измерение потока мюонных пар, генерируемых в свинцовом калориметре адронами широкого атмосферного ливня (ШАЛ), с помощью подземного мюонного детектора. В настоящей работе дается интерпретация данных этого эксперимента на основе серии расчетов по методу Монте-Карло, в которых учитываются условия проведения экспериментов в космических лучах и используются различные предположения об энергетической зависимости сечения чарморозждения.

Для моделирования электронно-ядерного каскада (ЭЯК) в слоистой среде свинцового калориметра использовалась та же модель калориметра и акта взаимодействия, что и в работе /2/. Порог розыгрыша ядерного каскада был равным 40 ГэВ (сечение генерации очарованных частиц при этой энергии очень мало). Ввиду малости доли полулептонного распада очарованных частиц (бренчинга) не учитывались потери энергии, вызванные рождением нейтрино. Поскольку эффективный порог регистрации мюонов установкой был довольно высок (10 ГэВ), не учитывалось также рождение тривиальных мюонов (возникающих в распаде К- и π -мезонов). Для распространения мюонов применялось приближение непрерывных потерь. Расчет велся в одномерном приближении.

Таблица 1

Исходные данные и результаты расчетов

№ варианта	$\eta = \sigma_{cc}^{\pi A} / \sigma_{inel}^{\pi A}$ при энергиях, ТэВ					Число разыгранных каскадов	\bar{n}	\bar{n}_2
	0,5	1	2	10	100			
1	0	0,012	0,05	0,185	0,45	17686	0,043	0,0066
2	0,005	0,025	0,06	0,425	0,48	26751	0,078	0,0127
3	0,005	0,055	0,105	0,22	0,39	20412	0,070	0,0101
4	0,035	0,065	0,105	0,23	0,46	19965	0,078	0,0120
5	0,001	0,015	0,04	0,18	0,24	29438	0,053	0,0076
6	0	0,01	0,05	0,24	0,30	19816	0,063	0,0064
7	0,015	0,03	0,05	0,17	0,30	19565	0,069	0,0074
8	0,007	0,02	0,04	0,16	0,29	19650	0,048	0,0043
9	0,007	0,02	0,04	0,12	0,14	19632	0,043	0,0043
10	0,007	0,02	0,04	0,15	0,49	19459	0,063	0,0061

Поскольку в эксперименте отбирались пары мюонов, рожденных в каскаде, инициированном адронами ШАЛ с энерговыделением в свинцовом калориметре не менее 2 ТэВ, было принято, что первичными частицами для ЯЭК в калориметре являются пионы с энергиями, распределенными по степенному спектру /3/ с интегральным показателем $\gamma = 1,4$ и с энергетическим порогом 2 ТэВ. Для всех D_c -мезонов принят брэнчинг Br распада $D_c \rightarrow \mu\nu X$, равный 14% /4/. Ход сечения чарморозждения с энергией мы варьировали так, чтобы при энергиях ниже $\sqrt{s} = 60$ ГэВ сечения оставались в пределах, допускаемых современными ускорительными данными. Исходные данные расчета приведены в табл. 1.

Распределение мюонов по уносимой ими доле энергии очарованного D_c -мезона получено из формул работы /5/ интегрированием по углам и характеризуется средней долей энергии $\langle E_\mu/E_{D_c} \rangle \approx 0,2$.

Модель генерации пионом пары $D_c\bar{D}_c$ включает как лидирующую компоненту (50% инклюзивного сечения описывается зависимостью $d\sigma/dx \sim (1-x)$), так и мягкую ($d\sigma/dx \sim (1-4x)\Theta(0,25-x)$) и не противоречит экспериментальным данным о форме спектра D_c -мезонов при $E_0 = 360$ ГэВ /6/.

Результаты расчетов приведены в табл. 1 и на рисунках. Величина, которую можно сравнивать с данными эксперимента /1/, есть число событий с количеством прямых мюонов не меньше двух, приходящихся на один адрон с энергией более 2 ТэВ из состава ШАЛ, попавший в свинцовый калориметр. Экспериментальное значение этой величины $\bar{n}_2 = 0,02 \pm 0,01 \pm 0,005$. Тестовые расчеты показали, что она зависит главным образом от брэнчинга полуплеитонного распада и энергетической зависимости величины $\eta = \sigma_{cc}^{\pi A} / \sigma_{inel}^{\pi A}$. Из элементарных соображений ясно, что $\bar{n}_2 \sim Br^2$. Что же касается зависимости от η , то можно заключить, что \bar{n}_2 наиболее чувствительно к значению η в области энергий 2–5 ТэВ (ср., напр., варианты 3, 4 и 5–10), менее чувствительно в области 10 ТэВ (вариант 2 показывает, что, приняв чрезвычайно резкий рост сечения в области энергий > 2 ТэВ, все же можно скомпенсировать недостаток сечения в области 2 ТэВ), и очень мало чувствительно в области 100 ТэВ (см. варианты 8–10). Чувствительность \bar{n}_2 к сечению чарморозждения при энергиях ниже 2 ТэВ также невелика (ср./6/ и /7/).

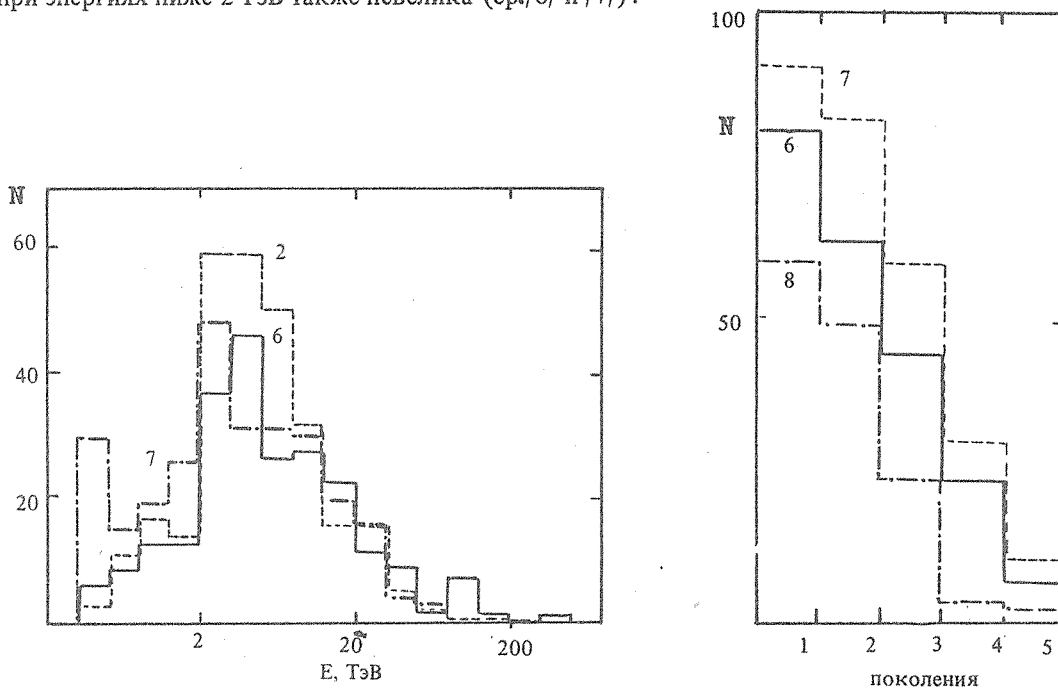


Рис. 1. Распределения по энергиям пионов, во взаимодействиях которых с ядром вещества были рождены через генерацию очарованных частиц зарегистрированные прямые мюоны. Цифры обозначают номер варианта. Вариант 2 – для всех прямых мюонов при $x > 0,1$, варианты 6 и 7 – для мюонов из мюонных групп.

Рис. 2. Распределения пионов – ближайших предков прямых мюонов из зарегистрированных мюонных групп по поколениям. Цифры обозначают номер варианта.

Объяснение следует из рис. 1, где нанесены рассчитанные распределения по энергиям пионов — родителей очарованных мезонов, мюоны от распадов которых были зарегистрированы мюонным детектором. Благодаря отбору адронов из ШАЛ с энергией более 2 ТэВ это распределение имеет максимум в области 2–5 ТэВ. То есть прямые мюоны в основном генерируются в актах взаимодействия с ядром пионов этих энергий, что и объясняет чувствительность результата к сечению чарморозждения при энергиях 2–5 ТэВ. На рис. 2 нанесено распределение пионов — предков мюонов по поколениям для тех случаев, когда было зарегистрировано более одного мюона из каскада. Доля прямых мюонов, возникающих в первом акте взаимодействия в каскаде, составляет $\sim 0,4$ от общего их числа. Используя это число, можно получить простую приближительную связь между \bar{n}_2 и средним числом мюонов \bar{n} . Обозначив вероятность генерации очарованной пары в первом акте взаимодействия через A , а во всех последующих через B , можно в первом порядке по B записать: $\bar{n} = 2B\Gamma(A + B)$, $\bar{n}_2 = B\Gamma^2(A + 4B^2 + 4AB + B)$, откуда следует $\bar{n}_2/B\Gamma^2 = \bar{n}/2B\Gamma + (A/B + 1)^{-1}(\bar{n}/B\Gamma)^2$, где $A/B \approx 0,7$. Отсюда можно заключить, что экспериментальный результат $1/$ при $B\Gamma = 0,14$ соответствует $\bar{n} = 0,13$. Тогда сечение генерации мюонов в первом акте в предположении линейной зависимости сечения чарморозждения от атомного номера дается выражением

$$\sigma_{\pi p}^{\mu} = 0,4\bar{n}\sigma_{\pi p}^{\text{inel}} A^{-1/3}.$$

Отсюда, положив $\sigma_{\pi p}^{\text{inel}} = 30$ мбн /7/ и учтя $B\Gamma$, получим оценку сечения чарморозждения в первом акте взаимодействия $\sigma_{\pi p}^D = 2 \pm 0,7$ мбн при энергии пиона порядка 10 ТэВ.

Однако наиболее определенную информацию эксперимент несет об области энергий 2–5 ТэВ, и из табл. 1 следует, что сечение чарморозждения при этих энергиях в πp -взаимодействии должно быть порядка 1 мбн на нуклон в предположении линейной зависимости от атомного номера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Базаров Е. В. и др. ВАНТ, сер. ТФЭ, вып. 4(25), 44 (1985).
2. Дремин И. М., Мадигожин Д. Т., Яковлев В. И. Изв. АН СССР, сер. физ., 50, 2116 (1986).
3. Ромахин В. А., Нестерова Н. М. Труды ФИАН, 109, 77 (1979).
4. Aguilar — Venitez M. et al. Phys. Lett., 170B, 1 (1986).
5. Балаян Г. Л., Оганесян А. Г., Ходжаамирян А. Ю. ВАНТ, сер. ТФЭ, вып. 5(17), 42 (1983).
6. Агюлар — Бенитез М. и др. Препринт ИФВЭ № 57, 1986.
7. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Физика адронных процессов. М., Энергоатомиздат, 1986.

Поступила в редакцию 10 февраля 1988 г.