

РОЛЬ ЯДЕРНОГО КАСКАДА В ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О ГЕНЕРАЦИИ ПАР ПРЯМЫХ МЮОНОВ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Е. В. Базаров, Ю. Н. Вавилов, Л. Г. Целенко, И. М. Железных

УДК 539.126.33

Выполнены расчеты каскадов, вызванных нуклонами с энергиями $1 - 50$ Тэв в свинце, при различных предположениях о доле прямых мюонов (от общего числа пионов в актах взаимодействий адронов в сверхскоростной области энергий) и экспериментального значения этой доли при ускорительных энергиях. Результаты сопоставляются с экспериментальными данными.

В последнее время исследованиям прямых лептонов ^{*)} уделяется большое внимание в экспериментах на ускорителях. Представляет также значительный интерес исследование прямого рождения лептонов и в космических лучах при энергиях адронов, превышающих максимальные энергии на ускорителях.

В работе /1/, выполненной на подземной трековой установке Тянь-Шаньской станции ФИАН, был применен метод регистрации прямой генерации мюонов, состоящий в поиске мюонных пар и групп, имеющих вершину в плотном веществе, расположенном над подземными искровыми камерами. В работах /1,2/ было получено указание на сильный рост сечения генерации мюонных пар адронами в сверхскоростной области энергий.

Можно предположить, что избыток мюонных пар, зарегистрированных в /1,2/, связан с ролью ядерно-каскадного процесса в плотном

^{*)} Термин прямые мюоны (или вообще прямые лептоны) подразумевает мюоны (лептоны), рождающиеся в сильных взаимодействиях либо непосредственно за время порядка ядерного, либо при распаде промежуточных частиц с временем жизни τ_0 значительно меньшим, чем τ_0 пионов и каонов.

веществе над установкой. В связи с тем, что точность нахождения вершин мюонных пар, зарегистрированных в искровых камерах, не позволяла в каждом отдельном случае регистрации строго утверждать, что оба мюона пары возникли в одном акте взаимодействия, следует учитывать возможность регистрации в опыте /1,2/ двух мюонов, возникающих в одной ядерной лавине за счет прямого рождения одиночных или парных мюонов в разных актах сильного взаимодействия адронов.)

Для расчета каскада в калориметре со слоями поглотителя из свинца общей толщиной 830 г/см^2 были приняты следующие предположения. Каскад вызывается нуклонами. Множественности n_B энергетические спектры $w(E_0, E)$ вторичных частиц и значения отношения R числа прямых мюонов к числу пионов описываются формулами, представленными в таблице I. Коэффициенты неупругости и пробеги для взаимодействия равны соответственно 0,5 и 192 г/см^2 для взаимодействий нуклон-ядро свинца /3/ и 1 и 210 г/см^2 для взаимодействий пион-ядро свинца /5/. Энергетические спектры вторичных пионов и прямых мюонов приняты в форме СКР /4/.

Зависимость множественности от атомного веса A ядра-мишени принималась в двух вариантах. В варианте I (см. таблицу I) она зависела от A одинаковым образом для частиц переднего и заднего конусов. В варианте II множественность частиц переднего конуса для соударений нуклон-ядро и пион-ядро принимались такой же, как и в нуклон-нуклонных, а весь ее рост приписывался заднему конусу /5/. Ясно, что в этом варианте энергетический спектр частиц в переднем конусе получается более жестким, чем в варианте I.

Как известно, в работах, выполненных на ускорителях, доля прямых мюонов R при значениях поперечных импульсов $\geq 1 \text{ Гэв/с}$ составляет $\approx 10^{-4}$ в интервале начальных энергий адронов от десятков Гэв до $\approx 1,5 \text{ Тэв}$ /6/. В связи с этим в вариантах расчета Ia и Pa принималось, что $R = 10^{-4}$. В вариантах Ib и Pb предполагался рост доли прямых мюонов в сверхускорительной области: принималось, что $R = 10^{-4}$ при $E_0 < 2 \text{ Тэв}$ и $R = 10^{-3}$ при $E_0 > 2 \text{ Тэв}$.

Во всех вариантах расчета пороговая энергия адронов для генерации прямых мюонов принималась равной 20 Гэв , что соответствует кинетической энергии в системе центра инерции двух сталкивающихся нуклонов, равной 4 Гэв (приблизительно масса пары чармированных частиц).

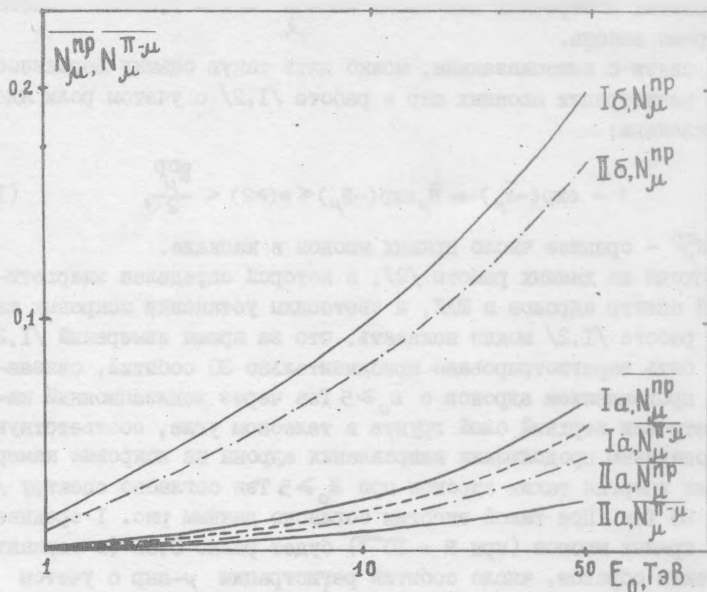
Пороговая энергия мюонов на уровне генерации в свинце назем-

Таблица I

Вариант расчетов		n_s	W	R
I	a	$n_s = A^{0,19}(2,91gE_0 + 0,03\sqrt{E_0})$ (E_0 в ГэВ) (см. /10/)	$W(E_0, E) = (n_s/T)e^{-E/T}$	$R = 10^{-4}$ при всех E_0 выше порога рождения прямых мюонов $R = \mu_{\text{пр}}/\mu$ - доля прямых мюонов от числа пионов в акте взаимодействия адронов.
	б	$n_s = A^{0,19}(2,91gE_0 + 0,03\sqrt{E_0})$	$W(E_0, E) = (n_s/T)e^{-E/T}$	$R = 10^{-4}$ при $E_0 \leq 2$ ТэВ $R = 10^{-3}$ при $E_0 > 2$ ТэВ
II	a	$n_s^{\text{II}} = 0,5(2,91gE_0 + 0,03\sqrt{E_0})$ $n_s^{\text{З}} = 2n_s^{\text{II}}A^{0,19} - n_s^{\text{II}} = 2(A^{0,19} - 1)n_s^{\text{II}}$ (см. /5/)	$W(E_0, E) = (n_s^{\text{II}}/T)e^{-E/T} + (n_s^{\text{З}}/\Gamma)e^{-E/\Gamma}$	$R = 10^{-4}$ при всех E_0
	б	$n_s^{\text{II}} = 0,5(2,91gE_0 + 0,03\sqrt{E_0})$ $n_s^{\text{З}} = 2(A^{0,19} - 1)n_s^{\text{II}}$	$W(E_0, E) = (n_s^{\text{II}}/T)e^{-E/T} + (n_s^{\text{З}}/\Gamma)e^{-E/\Gamma}$	$R = 10^{-4}$ при $E_0 \leq 2$ ТэВ $R = 10^{-3}$ при $E_0 > 2$ ТэВ

В таблице I n_s^{II} и $n_s^{\text{З}}$ - множественности заряженных частиц переднего и заднего конусов, T и Γ - средние энергии частиц переднего и заднего конусов.

ного ионизационного калориметра принималась равной 10 Гэв. Мюоны с меньшей энергией существенно рассеиваются в железе, расположенном между искровыми камерами, и не включаются в обработку.



Р и с. I. Зависимость среднего числа прямых и тривиальных мюонов от начальной энергии нуклона, вызывающего ядерный каскад в свинце. Обозначения вариантов расчетов см. в таблице I

Результаты расчета числа прямых и тривиальных мюонов, полученные путем численного решения кинетических уравнений ядерно-каскадного процесса методом /7/, для различных вариантов в функции начальной энергии нуклона показаны на рис. I.

Если мюоны, регистрируемые искровыми камерами в работе /1, 2/, возникли в разных актах взаимодействий, то можно принять, что вероятность появления двух или большего числа мюонов в одной ядерной лавине $w(\geq 2)$ будет подчиняться закону Пуассона. Тогда будем иметь: $w(\geq 2) = 1 - \exp(-\bar{N}_{\mu}) - \bar{N}_{\mu} \exp(-\bar{N}_{\mu})$. Здесь \bar{N}_{μ} - среднее число прямых и тривиальных мюонов в каскаде.

Согласно некоторым данным /8/, значительная часть прямых мюонов рождается в виде пар (для μ -пар с эффективными массами ≤ 1 Гэв). Ситуация с долей прямых мюонов, рождающихся парами, при больших поперечных импульсах мюонов $\geq 1 - 1,5$ Гэв в настоящее время неясна.

В связи с вышесказанным, можно дать такую оценку вероятности w регистрации мюонных пар в работе /1,2/ с учетом роли ядерного каскада:

$$1 - \exp(-\bar{N}_\mu) - \bar{N}_\mu \exp(-\bar{N}_\mu) \leq w(\geq 2) < \frac{\bar{N}_\mu^{ПП}}{2}, \quad (I)$$

где $\bar{N}_\mu^{ПП}$ - среднее число прямых мюонов в каскаде.

Исходя из данных работы /9/, в которой определен энергетический спектр адронов в ШАД, и светосилы установки искровых камер в работе /1,2/ можно показать, что за время измерений /1,2/ могло быть зарегистрировано приблизительно 30 событий, связанных с прохождением адронов с $E_0 \geq 5$ Тэв через ионизационный калориметр или верхний слой грунта в телесном угле, соответствующем попаданию продолжения направления адрона на искровые камеры. Средняя энергия таких адронов при $E_0 \geq 5$ Тэв согласно спектру /9/ будет 20 Тэв. При такой энергии согласно данным рис. 1 среднее число прямых мюонов (при $R = 10^{-4}$) будет равно 0,03 (в варианте Ia).

Таким образом, число событий регистрации μ -пар с учетом каскадного размножения при $R = 10^{-4}$ в соответствии с вышесказанным не будет превышать $30 \times 0,03/2 \approx 0,5$. В то время в /1,2/ выделено около 15 нетривиальных μ -пар. Предположение о возрастании R до 10^{-3} , начиная с энергий адронов 2 Тэв, все еще недостаточно для объяснения наблюдаемого числа пар (ожидаемое число пар в этом случае не будет превышать $30 \times 0,14/2 \approx 2$; см. вариант расчета Ib, рис. 1).

Отметим, что одиночное (непарное) рождение прямых мюонов в актах взаимодействия не позволяет объяснить экспериментальные данные из-за малой вероятности регистрации одновременно двух мюонов в ядерной лавине (см. левую часть неравенства (I)).

Итак, на основании проведенных расчетов ядерных каскадов в свинце можно сделать вывод, что полученный в работе /1,2/ результат (резкое увеличение сечения генерации мюонных пар в соударениях адронов в области энергий выше ≈ 5 Тэв) сохраняется

и с учетом роли ядерного каскада. Для объяснения экспериментальных данных требуется возрастание доли прямых мюонов μ , генерируемых парами, до значений $\approx 10^{-2}$ в указанной области энергий адронов.

Поступила в редакцию
24 октября 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. E. V. Bazarov, R. U. Beisembaev, S. P. Beschapov, Yu. N. Vavilov, L. I. Vildanova, 15th International Cosmic Ray Conference, vol. 6, 179 (1977).
2. Е. В. Базаров, Р. У. Бейсембаев, С. П. Бешапов, Ю. Н. Вавилов, Л. И. Вильданова, Труды ФИАН, том 109 (в печати).
3. В. П. Павлюченко, Диссертация, ФИАН, 1977 г.
4. G. Cocconi et al., VRL6-Report VCID-1444 (1960).
5. Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, Ф. М. Сергеев, УФН, 121, 3 (1977).
6. B. A. Dolgoshein, Proceeding of the International Conference on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics. Publ. off. "Nauca", Moscow, vol. 1, 281 (1978).
7. Л. Г. Деденко, Диссертация, ФИАН, 1968 г.
8. P. K. Adair, Proceeding International Conference on Production of Particles and New Quantum Numbers, Madison, Wisconsin, (1976).
9. В. А. Ромахин, Диссертация, ФИАН, 1977 г.
10. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева, Космические лучи и их взаимодействия, Атомиздат, Москва, 1968 г.