

О ПОИСКЕ ПРЯМОЙ ГЕНЕРАЦИИ МЮОНОВ

А. Д. Ерлыкин

Поиски прямой генерации мюонов в течение последних лет велись почти исключительно путем исследования так называемых пучков мюонов. До настоящего времени эти исследования не привели к положительному результату /1, 2, 3, 4/. Во многом трудности поиска мезонных пучков, возникающих в процессе прямой генерации, связаны с интенсивным фоном мюонов распадного происхождения. Флюктуации пространственного распределения таких мюонов приводят к появлению тривиальных групп мюонов, имитирующих пучки.

Исследования углового распределения и энергетического спектра мюонов указали на возможность существования процесса прямой генерации мюонов с энергией $E_{\mu} \approx 10^{12}$ эв /5, 6, 7/. Были предложены теоретически и механизмы образования мюонов непосредственно при столкновениях частиц высокой энергии /5, 8/. Основываясь на одном из этих механизмов, названном флюктуационной генерацией, /8/ рассмотрим проблему поиска пучков мюонов, возникающих в этом процессе.

Для простоты предположим, как и в работе /8/, что мюоны рождаются в актах столкновения нуклонов высокой энергии. Кинетическое уравнение для потока таких мюонов $\mu(E, x)$ можно записать:

$$\frac{\partial \mu}{\partial x}(E, x, \theta) = \frac{I}{\lambda_p} \int_E^{\infty} N(E_0, x, \theta) n_{\mu}(E_0, E) dE_0, \quad (1)$$

где $N(E_0, x, \theta)$ - энергетический спектр нуклонов на глубине x , $n_\mu(E_0, E)$ - спектр генерации мюонов, а λ_p - пробег для взаимодействия нуклонов в атмосфере. Распадом мюонов можно в этом рассмотрении пренебречь, так как предполагается, что флюктуационная генерация начинает играть роль при высоких энергиях, когда столкновения нуклонов описываются гидродинамической или мультипериферической моделью файерболов /8/. Если принять, что $N(E_0, x, \theta) = N E_0^{-(1+I)} x \exp(-x/L \cos \theta)$, где L - пробег для поглощения нуклонов в атмосфере, а $n_\mu(E_0, E)$ - однородная функция, т.е. $n_\mu(E_0, E) = n_\mu f(v_\mu)$, где $v_\mu = E/E_0$, то уравнение (1) имеет простое решение

$$\mu(E, x, \theta) = N(E_0, 0) \langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle [1 - \exp(-x/L \cos \theta)] L / \lambda_p. \quad (2)$$

Здесь $N(E_0, 0)$ - энергетический спектр первичных протонов на границе атмосферы, а

$$\langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle = \int_0^1 n_\mu v_\mu^\delta f(v_\mu) dv_\mu. \quad (3)$$

Вместе с мюонами, возникающими в процессе распада пионов или каонов /9, 10/, мюоны флюктуационной генерации образуют энергетический спектр

$$\mu(E, x, \theta) = \mu_{\text{расп}} + \mu_{\text{прям}} = N(E_0, 0) \times \\ \times \langle n_\pi v_\pi^\delta \rangle \left[\frac{E_{\text{кр}}^1}{E_\mu \cos \theta + E_{\text{кр}}} + \frac{L}{\lambda_p} \frac{\langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle}{\langle n_\pi v_\pi^\delta \rangle} \right] [1 - \exp(-x/L \cos \theta)] \quad (4)$$

Сравнивая выражение (4) со спектром мюонов типа

$$\mu(E, x, 0) = C E_\mu^{-\delta} \left[\frac{E_{\text{кр}}^1}{E_\mu \cos \theta + E_{\text{кр}}} + R \right], \quad (5)$$

предложенного авторами /5/ для объяснения экспериментальных данных по угловому распределению высокоэнергичных мюонов, можно видеть, что

$$R = L/\lambda_p \langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle / \langle n_\pi v_\pi^\delta \rangle. \quad (6)$$

Так как из многочисленных экспериментальных данных следует, что $\langle n_\pi v_\pi^\delta \rangle \approx 0,08 / 10^7$, то принимая $R = 0,02 / 5$, а L и λ_p соответственно 110 г/см^2 и 90 г/см^2 , получим

$$\langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle = (90/110) 0,08 \cdot 0,02 = 0,0013. \quad (7)$$

Полученная для $\langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle$ величина позволяет дать оценку константе A , определяющей сечение флюктуационной генерации /8/. Согласно /8/, для гидродинамической модели

$$n_\mu = 6,4Ae^4 n_\pi^{4/3} (1 + 0,21 \ln n_\pi - 1/n_\pi^{1/3}), \quad (8)$$

где $e^2 = 1/137$; для мультипериферической фэйрбольной модели

$$n_\mu = 22Ae^4 n_\pi, \quad (9)$$

а энергия рожденных мюонов примерно такая же, как и у пионов. Так как для $E_0 = 10^{12}$ эв $n_\pi = 15$, то A для этих моделей получается равным $17 + 20^*$.

Оценим распределение по расстояниям между мезонами пучка, сделав простейшие предположения о постоянстве перпендикулярного импульса мюонов, рожденных

ж) Эта оценка основывается на предположении, что все пионы рождаются тоже в процессе флюктуационной генерации. Так как это не подтверждается экспериментом, и только часть рождающихся пионов можно отнести за счет флюктуационной генерации, то чтобы обеспечить $\langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle = 0,013$, надо иметь $A > 20$.

в процессе флюктуационной генерации, и о стандартной изотермической атмосфере. Высотный ход интенсивности генерации пучков повторяет высотный ход нуклонной компоненты

$$\partial\mu = \partial x/\lambda_p \exp(-x/L) N(E_0, 0) \langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle. \quad (10)$$

Используя предположения $x = x_0 \exp(-h/H)$, где $x_0 = 1030$ г/см² - глубина атмосферы, h - высота над уровнем моря, а $H = 6,46$ км и $r = hP_1 c/E_\mu$, можно преобразовать выражение (10)

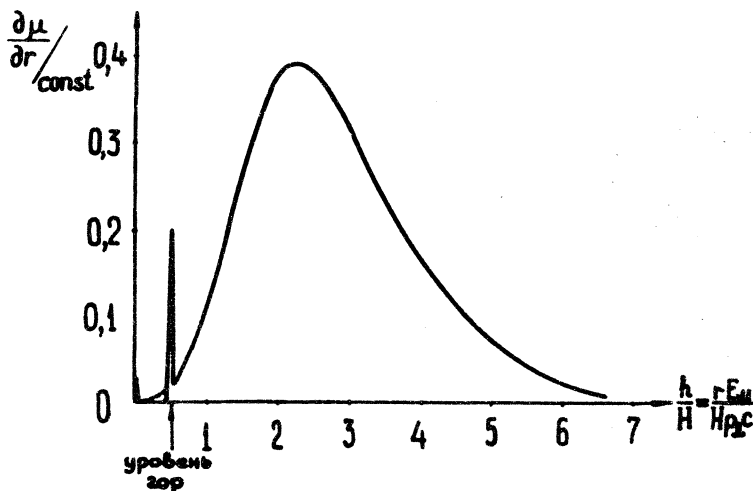
$$\partial\mu = N(E_0) \langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle \exp\left[-\frac{x_0}{L_0} \exp\left(-\frac{rE_\mu}{Hr_1 c}\right) + \frac{rE_\mu}{Hr_1 c}\right] \frac{x_0}{\lambda_p} \frac{E_\mu}{r_1 c} \frac{\partial r}{H}. \quad (11)$$

Максимум этой функции расположен в точке $h/H = 2,23$ (рис. 1), что для $r_1 = 0,3$ Бэв/с /8/ и $E = 10^3$ Бэв соответствует наивероятным значениям $r = 3 \div 6$ м ($h/H = 1,5 \div 3$).

Такие большие поперечные размеры подавляющего большинства пучков затрудняют их выделение из фона тривиальных групп мюонов. Однако в случае справедливости теории флюктуационной генерации среди всех пучков, наблюдение которых возможно с помощью установок, помещенных на небольшую глубину под землю, должен быть выделенный класс с расстоянием между мюонами порядка нескольких мм, возникших от взаимодействия нуклонов с атомами грунта. Нуклоны, "выжившие" до уровня наблюдения, поглощаются слоем грунта толщиной всего ~ 1 м, и пучки, образующиеся в этих взаимодействиях, должны обладать очень узким распределением по расстояниям между мюонами. Этот класс пучков и дает пик в области малых r (рис. 1). Площадь под этим пиком, определяющая интенсивность таких пучков, мала. Она зависит от интенсивности падающих на грунт нуклонов и составляет

$$\mu(E, x, 0) = N(E_0, 0) \exp(-x/L \cos \theta) (L/\lambda_p) \langle n_\mu v_\mu^\delta \rangle, \quad (12)$$

что для вертикального потока пучков с $E \gg 10^{12}$ эв на уровне моря дает $(4 + 7) \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-2} \text{ час}^{-1} \text{ стер}^{-1}$ и для уровня гор (700 г/см^2) - $(0,9 - 1,4) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-2} \text{ час}^{-1} \text{ стер}^{-1}$.



Р и с. 1. Высотный ход интенсивности генерации пучков мюонов. Площадь под пиками на уровне гор и моря характеризует интенсивность пучков, генерированных в грунте.

Эта интенсивность очень низка, и это объясняет отрицательные результаты поиска таких пучков с помощью трековых детекторов, расположенных на уровне моря [1, 3, 4]. Тем не менее, поиски именно этих узких пучков наиболее интересны и их обнаружение явилось бы свидетельством в пользу существования прямой генерации мюонов. Во-первых, узкие пучки, образованные во взаимодействиях одиночных нуклонов или нуклонов с малым ливневым сопровождением, должны сопровождаться меньшим фоном распадных мюонов, нежели

пучки в составе широких атмосферных ливней. Во-вторых, вероятность образования узкого пучка за счет тривиальных флюктуаций плотности потока мюонов значительно меньше, чем вероятность подобной имитации для пучков с расстоянием между мюонами порядка нескольких десятков см и более. Приведенные оценки показывают, что в трековом детекторе с площадью $\sim 4 \text{ м}^2$ можно ожидать на уровне гор появления нескольких узких пучков за 100 часов работы.

Предложенный способ поиска прямой генерации мюонов опирается на теорию флюктуационной генерации только в выборе величины параметра $p_1 \sim \mu\text{с}$ и в том, что эта теория предполагает действительно прямую генерацию, без участия промежуточных частиц. Если $p_1 < \mu\text{с}$, мюоны будут группироваться в еще более узкие пучки. Это предъявит повышенные требования к разрешающей способности детекторов, но облегчит поиск нетривиальных пучков, генерированных в воздухе. Наоборот, при $p_1 > \mu\text{с}$ выделение пучков из воздуха будет затруднено наличием сравнительно большого фона тривиальных групп, вызванных флюктуациями пространственного распределения мюонов широких атмосферных ливней, но зато облегчен поиск пучков мюонов из грунта. Если же генерация мюонов в новом процессе идет через короткоживущие частицы, то чтобы эти частицы распадались и в грунте, их время жизни должно быть по крайней мере меньше $\sim 10\text{-}12 \text{ сек}$ ($M_x \sim 5 \text{ Бэв}$).

Фоном для процесса прямой генерации мюонов в грунте является процесс образования мюонных пар мюонами космических лучей /11/. В этом процессе генерируются мюонные пары сравнительно малых энергий — порядка Бэв, и за счет многократного рассеяния они расходятся на расстояния до нескольких десятков см. Однако, как показали исследования /4/, распределение по расстояниям для этих пар в области десятков см близко к равномерному, поэтому вероятность двум мюонам оказаться на расстоянии нескольких мм друг от

друга остается значительной. В связи с этим установки для детектирования узких пучков желательнее делать не только с высоким пространственным разрешением, но и со способностью оценивать энергию мюонов. Таковыми детекторами могли бы быть многослойные искровые камеры, в которых энергию мюона можно было бы оценить по многократному рассеянию, или светосильные магнитные спектрометры.

Автор искренне благодарен Е. Л. Фейнбергу и Ю. С. Вернову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
8 января 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Хренов. Диссертация, ФИАН, 1962 г.
2. S. Higashi, T. Kitamura, Y. Mishima, S. Miyamoto, T. Oshio, K. Watase. J. Phys. Soc. Japan, 17, Suppl A111, 209 (1962).
3. Ю. Н. Вавилов, Г. И. Пугачева, В. М. Федоров. ЖЭТФ, 44, 487 (1963).
4. М. Ф. Бибилашвили, Т. Т. Барнавели, Н. А. Мурадова, И. В. Халдеева. Труды Всесоюзной конференции по физике космических лучей, Москва, 1970 г. (в печати).
5. H. E. Bergeson, J. W. Keuffel, M. O. Larson, G. W. Mason, J. L. Osborn. Phys. Rev. Lett., 21, 1089 (1968).
6. А. Д. Ерлыкин, А. К. Куличенко, С. И. Никольский. Ядерная физика, 10, 592 (1969).
7. С. Н. Вернов, Ю. А. Нечин, Б. А. Хренов, Г. Б. Христиансен. Труды семинара "Физика нейтрино и нейтринная астрофизика", Москва, 1968 г. часть 3, 264 (1969).
8. Е. Л. Фейнберг. Труды семинара "Физика нейтрино и нейтринная астрофизика", Москва, 1968 г. часть 3, 307 (1969).