

Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 10, стр. 654 – 657

20 ноября 1973 г.

## ВЛИЯНИЕ ВЕТВЛЕНИЙ НА КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ЗАРЯЖЕННЫМИ И НЕЙТРАЛЬНЫМИ ПИОНАМИ

E. M. Левин, M. Г. Рыскин

Показано, что наблюдаемая на опыте корреляция между числом заряженных и нейтральных пионов, а также скейлинг Коба, Нильсена, Ольсена могут объясняться вкладом ветвлений.

В экспериментах, выполненных в Серпухове, Батавии и ЦЕРН'е было обнаружено, что среднее число  $\pi^0$ -мезонов  $\langle n^0(n^-) \rangle$  зависит от числа  $\pi$ -мезонов  $n$ , образующихся в данном событии [1]. Причем, с ростом энергии величина корреляции растет и при  $\sqrt{s} = 53 \text{ Гэв}$   $\langle n^0(n^-) \rangle \approx 0,8 n^-$ . Такое поведение  $\langle n^0(n^-) \rangle$  может объясняться вкладом ветвлений, т. е. процессов, в которых испускается не одна, а несколько мультипериферических "лестниц" (рис. 1). Легче всего это увидеть на примере диаграмм рис. 1, *a*.

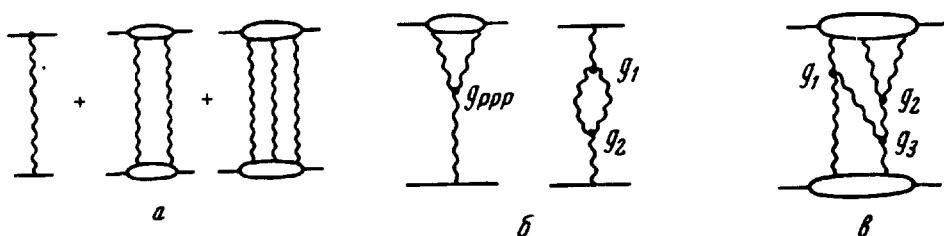


Рис. 1

Пусть в каждой лесенке испускание мезонов происходит независимо (по Пуассону) и среднее число генерируемых в одной лестнице пионов  $N = \langle n_1^- \rangle = \langle n_1^+ \rangle = \langle n_1^0 \rangle$  – велико. Тогда в сечении образования  $\pi^+$   $\pi^-$ -мезонов  $\sigma_{\pi\pi}$  будут наблюдаться пики [2], при  $n^- = qN$ , ( $q = 1, 2, 3, \dots$ ), которые соответствуют процессам с испусканием одной, двух, трех... лестниц (рис. 2, *a*). Поскольку ширина распределения

Пуассона пропорциональна  $\sqrt{\langle n \rangle}$ , а расстояние между максимумами  $N$ , то пики практически не перекрываются (при сверх высоких энергиях, когда  $N$  – велико).

С другой стороны, среднее число  $n^0$ , рожденных  $q$ -лестницами, равно  $qN$ . Поэтому изображенная на рис. 2 функция  $\langle n^0(n^-) \rangle$ , будет иметь ступеньки в областях  $n^- \approx qN$ ,  $\langle n^0 \rangle \approx qN \approx n^-$ .

В промежутках между максимумами  $\sigma_{n^-}$  основной вклад дают усиленные графики [2, 3] рис. 1, б, в (пунктир на рис. 2, а, б). Если трехмеронная вершина  $g_{PPP} \rightarrow 0$ , при  $t \rightarrow 0$ , то вероятность таких процессов в  $\ln^m(s)$  ( $m \geq 1$ ;  $s$  – квадрат полной энергии в с.ц.и.) меньше вклада неусиленных ветвлений (рис. 1, а), но зато среднее число генерируемых пиона может теперь быть любым, а не только кратным  $N$ .

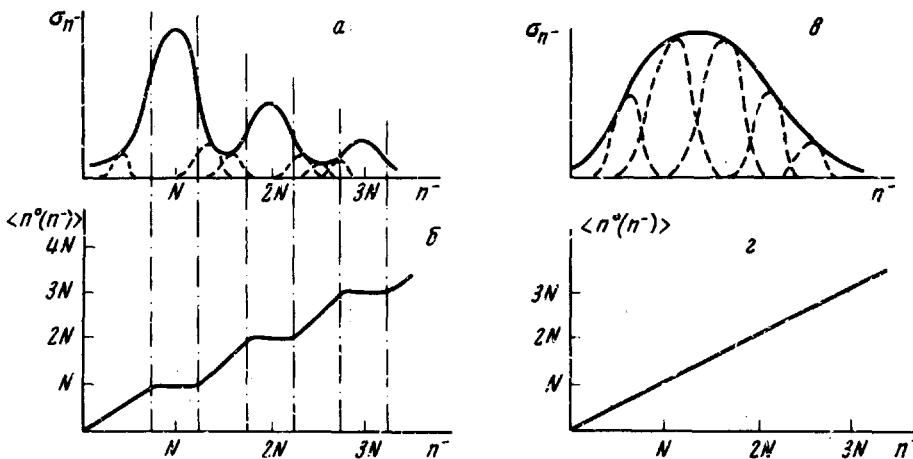


Рис. 2

Среднее число  $n$ -мезонов, испущенных в диаграммах 1, б, в пропорционально суммарной "длине" реджеонов и зависит от положения вершин  $g_1$ ,  $g_2$ , ... в пространстве быстрот. А так как по быстротам  $\eta_i$  вершин  $g_i$  производится интегрирование, то всегда найдется процесс, для которого  $n^- = \langle n \rangle$ , а, следовательно и  $\langle n^0 \rangle = \langle n \rangle = n^-$ , и именно этот процесс и будет давать основной вклад в  $\sigma_{n^-}$  (если только  $n^-$  не попадает в интервалы  $qN \pm \sqrt{2qN}$ ). В результате получаем кривую рис. 2, б.

Может оказаться (например, в случае, когда вершина  $g_{PPP}$  не за-нуляется при  $t \rightarrow 0$ ), что усиленные графики существенны при любых  $n^-$ , включая  $n^- \approx qN$ . В этом случае ступеньки на рис. 2, б. сглаживаются и функция  $\langle n^0(n^-) \rangle$  становится просто прямой линией  $\langle n^0(n^-) \rangle = n^-$  (см. рис. 2, в, 1). То же самое будет происходить и при современных энергиях, когда  $N$  – невелико, и пики неусиленных ветвлений сильно перекрываются.

Теперь докажем, что усиленные графики действительно приводят к 100%-ной корреляции  $\langle n^0(n^-) \rangle = n^-$ . Пусть вероятность процесса, в котором испускается в среднем  $\langle n \rangle = yN$   $n^-$ -мезонов, задается, при фиксированной начальной энергии  $s$ , функцией  $f(y)$ , а распределение по множественности в каждом процессе подчиняется закону Пуассона.

Тогда топологическое сечение

$$\sigma_{n^-} = \sigma_{\text{tot}} \int f(y) e^{-yN} (yN)^{n^-} \frac{dy}{(n^-)!}, \quad (1)$$

а среднее число  $n^0$  —

$$\langle n^0(n^-) \rangle = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{\sigma_{n^-}} \int yN f(y) e^{-yN} (yN)^{n^-} \frac{dy}{(n^-)!}. \quad (2)$$

Если функция  $f(y)$  меняется достаточно медленно, то интегралы (1), (2) можно взять методом перевала, заменив  $(yN)^{n^-} \exp(-yN)$  на  $(n^-/e)^{n^-} \exp(-(y - y_0)^2 N^2 / 2n^-)$ , и, считая, что  $f(y)$  и  $yf(y)$  почти не меняются в существенной области интегрирования

$$|y - y_0| < \sqrt{2n^-}/N; \quad (y_0 = n^-/N), \text{ т. е. } f'(y)/f(y) \ll N/\sqrt{2n^-}. \quad (3)$$

Выполнив интегрирование, получим:

$$\sigma_{n^-} = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{N} f(y_0) = \frac{n^-}{N} \quad (4)$$

и

$$\langle n^0(n^-) \rangle = y_0 N = n^-. \quad (5)$$

Условие (3), при котором справедливы формулы (4), (5), означает, что изменением  $f(y)$  в пределах ширины пуассоновского пика ( $\Delta \langle n \rangle = \sqrt{2} \langle n \rangle$ ) можно пренебречь. Для усиленных графиков это условие выполняется с большим запасом, так как естественный масштаб производной [3]  $f'(y)/f(y) \approx 1 \ll N/\sqrt{2n^-}$  ( $N \ll \ln s$ ). Итак, мы показали, что учет ветвлений приводит к единичной корреляции  $\langle n^0 \rangle = n^-$  (5). Причем, так как вследствие изотопической инвариантности в любом графике  $\langle n^0 \rangle = \langle n^- \rangle$ , то этот вывод справедлив и в случае, когда в отдельной лестнице существуют свои зарядовые корреляции между  $n^0$ - и  $n^-$ -мезонами (лишь бы распределение  $\sigma_{n^-}$  для отдельного графика было достаточно узким (с шириной порядка  $\sqrt{\langle n \rangle}$ ), чтобы можно было воспользоваться методом перевала). Вернемся к выражению (4). Здесь  $f(y)$  является, в общем случае, функцией двух аргументов —  $y$ , и начальной энергии —  $s$ , точнее —  $(\alpha' \ln s + R^2)$  [2, 3], где  $R^2$  — радиус в формфакторах вершин  $g_i$ . Но, поскольку  $\alpha'$  вакуумного полюса мало, то при современных энергиях зависимость  $f(y, \ln s)$  от  $\ln s$  можно пренебречь ( $\alpha' \ln s \ll R^2$ ). В то же время зависимость  $f(y)$  от  $y$  сохраняется, так как при различных значениях  $y = n^-/N$  разные графики (рис. 1) дают вклад в  $f(y)$ . Например: диаграммы 1, б описывают процессы с образованием от 0 до  $2N$   $n^-$ -мезонов, а диаграмма 1, в — процессы с испусканием от 0 до  $4N$   $n^-$ -мезонов. Таким образом, в области достижимых энергий формула (4) позволяет объяснить [4] наблюдаемый на опыте скейлинг Коба, Нильсена, Ольсена [5], согласно которому отношение  $N\sigma_{n^-}/\sigma_{\text{tot}} = f(n^-/N)$  не зависит от энергии  $s$ . Кроме того, из выражений (1), (2) сразу следует соотношение между  $\sigma_{n^-}$  и  $\langle n^0 \rangle$ :

$$\langle n^0(n^-) \rangle = (n^- + 1) \sigma_{n^-+1} / \sigma_{n^-}. \quad (6)$$

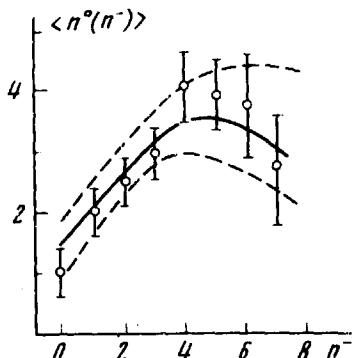


Рис. 3. Зависимость среднего числа  $\pi^0$ -мезонов от числа  $\pi^-$ -мезонов в  $pp$ -столкновениях при  $205 \text{ Гэв/с}$  [6]. Сплошная кривая — расчет по формуле (6), с использованием экспериментальных значений  $\sigma_{n^-}$  [7]. Пунктиром показан коридор ошибок

Хотя соотношение (6), строго говоря, справедливо только если распределение по числу частиц в каждой лестнице подчиняется закону Пуассона, оно, как видно из рис. 3, неплохо согласуется с опытом.

Мы благодарим В.Н.Грибова за обсуждение результатов работы.

Ленинградский  
институт ядерной физики  
им. Б.П.Константина  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
15 октября 1973 г.

### Литература

- [1] M.Jacob. Report at the XVI Int. Conf. on High-Energy Physics, Batavia IEE, September 1972; TH-1570-CERN, October, 1972.
- [2] B.A.Абрамовский, О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 15, 559, 1972;  
B.A.Абрамовский, В.Н.Грибов, О.В.Канчели. ЯФ, 18, 595, 1973.
- [3] V.N.Gribov, I.Ya Pomeranchuk, K.A.Ter-Martirosyan. Phys. Lett., 9, 269, 1964; Phys. Lett., 12, 153, 1964.
- [4] Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц (ч.1) стр. 177, 1973.
- [5] Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen. Nucl. Phys., B40, 317, 1972; P.Slatery. Phys. Rev. Lett., 29, 1624, 1972.
- [6] G. Charlton et al. Phys. Rev. Lett., 29, 1759, 1972.
- [7] G.Charlton et al,Phys. Rev. Lett., 29, 515, 1972.