УДК 539.12

Д.В. Кленицкий, ассистент

КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

The multiplicity distribution in the limited cells of the phase space is investigated in the cluster models. It is found that the cluster models reveal the self-similar behaviour of the normalized factorial moments in dependence on the average number of clusters.

Изучение множественного рождения частиц в течение многих лет является одной из главных тем исследований в физике высоких энергий. Основой экспериментального изучения свойств различных процессов взаимодействия частиц является измерение импульсных характеристик большинства частиц или, по возможности, всех, участвующих в процессе. Распределение вторичных частиц по импульсам, полученное в результате обработки и анализа наблюдаемых событий, является одним из основных методов проверки различных теоретических моделей динамики взаимодействия. Для выяснения динамики процессов множественного рождения частиц первостепенную роль играет изучение распределения неупругих событий по числу рождающихся в них частиц или, как говорят, распределения по множественности.

Одной из наиболее полезных общих концепций в физике высоких энергий является представление об адронных кластерах [1]. Под кластерами понимаются различные компактные структуры, состоящие из двух или большего числа частиц (к таким частицам относятся не только протоны и нейтроны, но и мезоны, а также и другие элементарные частицы), которые могут возникать в результате взаимодействия частиц. Согласно кластерной концепции, рождение частиц происходит в два этапа: сначала рождаются нестабильные группы частиц (кластеры), а затем они независимо распадаются на конечные (вторичные) частицы.

В квантовой теории доказывается, что число квантовых состояний свободной частицы в элементе объема ее фазового пространства $d^3 pdV$ определяется соотношением

$$dN = \frac{d^3 pdV}{(2\pi)^3}, \quad (1)$$

где, как это принято в физике высоких энергий, используется система единиц, в которой постоянная Планка $\hbar$ и скорость света c считаются безразмерными величинами, равными единице: $\hbar = c = 1$. Вероятность образования квантовой частицы пропорциональна числу квантовых состояний, в которых она может находиться. Вероятность образования в результате взаимодействия n вторичных частиц пропорциональна произведению их фазовых объемов, деленному на $(2\pi)^{3n}$. На опыте вторичные частицы наблюдаются на далеких расстояниях от области их взаимодействия. Они являются практически свободными, и их координатные волновые функции являются плоскими волнами, отвечающими состояниям частиц с определенными импульсами. Как следствие, в выражение для вероятности процесса входят лишь произведения элементов объема импульсных пространств вторичных частиц. Это произведение совместно с четырехмерной δ-функцией, отражающей законы сохранения энергии и импульса, а также δ-функций, учитывающих связь между энергией и импульсом вторичных частиц, принято называть элементом релятивистски инвариантного фазового объема вторичных частиц. Для кластера, распадающегося на n частиц, n-частичный фазовый объем имеет вид

$$d\Omega_n(p) = \delta^4(p - \sum_{i=1}^{n} p_i)\prod_{i=1}^{n} \delta(p_i^2 - m_i^2)d^4 p_i, \quad (2)$$

где p 4-импульс кластера ($p = (E, \bar{p})$; E – энергия кластера), p_i и m_i – 4-импульсы и массы вторичных частиц.

Вероятность, что кластер распадется на n частиц, определяется соотношением

$$R_n = \int W(p) \cdot \rho(p, p_1, p_2, ..., p_n) d\Omega(p) d^4 p \,, \tag{3}$$

где $\rho(p, p_1, p_2, ..., p_n)$ – плотность вероятности кластеру, имеющему 4-импульс p, распасться на n вторичных частиц с импульсами $p_1, p_2, ..., p_n$, и $W(p)$ вероятность, что кластер имеет 4-импульс p. Вид функций $\rho(p_1, p_2, ..., p_n)$ и $W(p)$ задается динамикой процесса.

Предполагая, что процесс испускания частиц из кластеров происходит независимо друг от друга, полное распределение по множественности вторичных частиц является результатом суперпозиции распределений по множественности, возникающих от индивидуальных кластеров, и может быть записано в следующем виде:

$$P_n = \sum_N P_N \sum_{\{n_i\}} \delta_K (n - \sum_{i=1}^{N} n_i) \prod_{i=1}^{N} R_{n_i} \,, \tag{4}$$

где P_N – распределение для числа кластеров (вероятность, что в процессе образуется N кластеров); δ_K – символ Кронекера (суммирование ведется по таким совокупностям $\{n_i\}$, которые удовлетворяют условию $\sum_{i=1}^{N} n_i = n$).

В последние годы большое внимание уделялось изучению распределений по множественности не только в полном фазовом пространстве, но и в ограниченных его областях [2]. Фазовый объем, доступный согласно законам сохранения в реакциях множественного рождения, заполняется вторичными частицами весьма неравномерно. На эксперименте наблюдают большие флуктуации множественности в различных областях фазового пространства. Это было бы неудивительно, если бы флуктуации были вызваны только лишь статистическими причинами, связанными с конечностью числа частиц, рожденных в столкновении. Если же эти флуктуации не могут быть объяснены таким способом, то это свидетельствует о неких динамических механизмах, обуславливающих специфические особенности флуктуаций.

Целью данной работы является расчет распределений по множественности в ограниченных ячейках фазового пространства и изучение флуктуаций множественности в кластерных моделях. Для того чтобы найти распределение по множественности для ограниченной ячейки фазового пространства от ансамбля кластеров, мы должны вычислить распределение по множественности в этой ячейке от одного кластера, а затем просуммировать вклады от различных кластеров [3]. Мы рассматриваем упрощенную версию модели, пренебрегая рождением барионов и странных частиц, так что вторичными частицами, которые могут быть рождены, являются только пионы. Результат вычисления распределения по множественности, используя (3), (4), в предположении, что распределение для числа кластеров является пуассоновским, имеет следующий вид:

$$P_l = \frac{1}{l!} \frac{d^l Q(\lambda)}{d\lambda^l}\bigg|_{\lambda=1} ; \tag{5}$$

$Q(\lambda)$ – производящая функция для распределения P_l ($Q(\lambda) = \sum_{l=0}^{\infty} P_l \lambda^l$)

$$Q(\lambda) = \exp[\bar{N}_\Delta (Q_2(q_2\lambda + 1 - q_2) - 1)], \tag{6}$$

где $Q_2(\lambda)$ – производящая функция для распределения $R_n(l)$ вероятности, что кластер распадется на n частиц, l из которых будет находиться в рассматриваемой ячейке, $Q_2(\lambda)=\sum_{l=0}^{\infty}\lambda^l\sum_{n=l}^{\infty}R_n(l)$; $\bar{N}_\Delta$ – среднее число кластеров, которые могут дать вклад в выделенную ячейку фазового пространства; q_2 – вероятность, что вторичная частица (пион) будет находиться в рассматриваемой ячейке фазового пространства, является функцией размера ячейки.

Распределение по множественности (5) представляет собой конечную сумму слагаемых для каждого значения l и определяется видом производящей функции $Q_2(\lambda)$, а также зависимостью параметров $\bar{N}_\Delta$, q_2 модели от размеров рассматриваемой ячейки фазового пространства. Наблюдаемые флуктуации зависят от свойств полученной функции распределения. Используя (5), были вычислены нормированные факториальные моменты распределения:

$$F_q = q!\sum_{n=1}^{q}\frac{C_n^{(q)}}{\bar{N}_\Delta^{q-n}},\; C_n^{(q)} = \sum_{\{n_l\}}\prod_{l=1}^{q}\frac{1}{n_l!}\left[\frac{F_{2l}}{l!}\right]^{n_l}, \tag{7}$$

где q – порядок моментов, а суммирование ведется по всем совокупностям $\{n_l\}$, которые удовлетворяют условиям $\sum_{l=1}^{q} l n_l = q$, $\sum_{l=1}^{q} n_l = n$.

В пределе больших энергий столкновения нормированные факториальные моменты принимают следующий вид:

$$F_q \approx \frac{F_{2q}}{\bar{N}_\Delta^{q-1}}. \tag{8}$$

Таким образом, в этом случае имеет место самоподобное поведение нормированных факториальных моментов в зависимости от среднего числа кластеров $\bar{N}_\Delta$. Как следствие такого поведения, должны наблюдаться большие флуктуации множественности в распределении частиц по фазовому пространству [2].

Заметим, что рождение и последующий распад кластеров могут быть прямо исследованы при изучении флуктуаций множественности вторичных частиц. Независимый анализ показывает, что рождение кластеров может удваивать флуктуации множественности [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин И.М., Фейнберг Е.Л. // ФЭЧАЯ, 1979. Т. 10. Вып. 5. С. 996 – 1037.
2. Bialas A., Peschanski R. // Nucl.Phys., 1988. V. B308, No. 4. P. 703 – 731.
3. Кленицкий Д.В., Кувшинов В.И. // ЯФ, 1996. Т. 59, № 1. С. 138 – 143.
4. Mrowczynsky St., Shuryak E. // arXiv: nucl-th/0208052.V. 2, 2003.