Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 5, стр. 314 – 317 *5 марта 1974 г.*

О БЛИЗКИХ КОРРЕЛЯЦИЯХ В РЕДЖЕВСКОЙ МОДЕЛИ

И.Д.Манджавидзе

В работе, исходя из условия унитарности и законов сохранения аддитивных квантовых чисел, получены уравнения для сечений многочастичных инклюзивных процессов. В рамках теории комплексных моментов показано, что в приближении независимого рождения частиц восстанавливается нарушенная симметрия обменного вырождения. Степень нарушения определяется величиной померанчуковского вклада.

При описании дифференциальных сечений $f_m^{(x)}(p_0, p_1, \ldots, p_{m+1})$ m-частичных инклюзивных процессов при малых m, или при $\bar{\eta} = (\xi/m) >> 1$, $\xi = \ln \frac{s}{s_0} >> 1$, ограничиваются главными вкладами реджевской модели [1]. Однако, корректность такого приближения существенно падает при $\bar{\eta} \sim 1$ из-за необходимости корректного учета близких корреляций в пространстве "рапидити" η.

Цель работы – обратить внимание на ограничения на вершинные функции, описывающие коррелированное рождение частиц при $\bar{\eta} \sim 1$, которые можно получить исходя из условия унитарности и законов сохранения аддитивных квантовых чисел. С этой целью мы воспользуемся хорошо известным соотношением [1]:

$$\sum_{n=0}^{\infty} z^n \sigma_n^{(x)}(\xi) = \sum_{m=0}^{\infty} (1-z)^m (-1)^m t_m^{(x)}(\xi) \equiv T^{(x)}(\xi; 1-z), \qquad (1)$$

где $\sigma_n^{(x)}$ – топологические сечения и

$$m!\, t_m^{(x)}(\xi) = \int \prod_{i=1}^{m} \frac{d^3 p_i}{2(2\pi)^3 \epsilon_i} f_m^{(x)} .$$

Из (1) и положительности $\sigma_n^{(x)}$ (т. е. условия унитарности) следует, что $T^{(x)}(\xi; 1-z)$ должна быть аналитической функцией z:

$$\sigma_0^{(x)}(\xi \leqslant T^{(x)}(\xi; 1-z) \leqslant \sigma(\xi), \qquad z \in [0,1], \tag{2}$$

$$\sigma(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n^{(x)}(\xi).$$

По определению, которое следует из (1), $\sigma_n^{(x)}$ описывает сечение рождения n частиц сорта x и произвольного числа частиц других сортов. Ниже под сортом частиц мы будем понимать некоторую, необязательно полную, совокупность внутренних квантовых чисел, которая позволяет отделить данный сорт частиц от остальных. Это обобщение понятия сорта частиц допустимо, поскольку (1) остается неизменным независимо от сорта частиц детектируемых в данном инклюзивном эксперименте. Соответственно, $\sigma_0^{(x)}$ описывает сечения без рождения частиц данного сорта. Тогда, поскольку $\sigma_0^{(x)} < \sigma$ с уменьшением z, при $z \in [0,1]$, $T^{(x)}(1-z)$ должна убывать. Это означает, учитывая положительность $t_m^{(x)}$, что в сумме по m в (1) должно иметь место пересокращение между различными членами в силу знакопеременности суммы. В уравнениях, полученных ниже, отражено именно это требование. В терминах реджевской модели это сокращение приводит к тому, что положение особенностей в комплексной j-плоскости сдвигается влево.

Имея (1) и (2) получить искомые уравнения нетрудно. Пусть для определенности x обозначает все состояния характеризующиеся барионным зарядом $B = +1$. Тогда, если начальное состояние, скажем, двухнуклонное, то в силу сохранения барионного заряда $\sigma_0^{(x)} = 0$ и как следует из (1):

$$\lim_{z \to 0} T^{(B)}(\xi; 1-z) = 0. \tag{3}$$

Причем, в силу (2) этот предел должен существовать.

Естественно, что изменяя начальные состояния можно получить уравнения, дополняющие (3).

Следуя общепринятой идеологии (смотрите, например, в [2]), корреляции на больших расстояниях описываются реджевскими точками ветвления, в то время как на малых – полюсными вкладами, включая дочерними. Тогда естественно, что вклады близких корреляций и дальних в $f_m^{(x)}$ должны удовлетворять (3) по отдельности. Ниже будут рассмотрены только полюсные вклады $P(\xi, 1-z)$ в $T(\xi, 1-z)$.

Если пренебречь возможными вкладами экзотических состояний с $B \geqslant 2$ [3], $\sigma_n^{(x)}$ должны описываться формулой Пуассона и тогда $P^{(B)}$ можно представить в виде суммы вкладов реджевских траекторий a_i;

$$P^{(B)}(\xi, 1-z) = \sum_i (g_i^{(B)})^2 \Theta_i \, e^{-\left[1-a_i+(1-z)\Theta_i \Psi_i^{(B)}\right]\xi}, \tag{4}$$

где Θ_i – сигнатурный множитель i-й траектории, $g_i^{(B)}$ – обычная вершина связи i-го реджиона с барионом. Константы $\Psi_i^{(x)}$ определяют сколько раз, в среднем, встречаются частицы сорта x при разрезании i-го реджиона.

Посмотрим к каким условиям на константы мы придем в такой модели некоррелированного рождения частиц. Нетрудно видеть, что (3) будет удовлетворяться, если:

$$a_i - \Theta_i \Psi_i^{(B)} = a_j - \Theta_j \Psi_j^{(B)} , \tag{5}$$

$$\Theta_i (g_i^{(B)})^2 = - \Theta_j (g_j^{(B)})^2, \tag{6}$$

где в обоих уравнениях i и j принимают одинаковые значения.

Рассмотрим сначала (6). Если померанчуковская особенность – полюс, то его вклад необходимо учитывать в (4). Это, в свою очередь, приводит к требованию нарушения симметрии обменного вырождения. Действительно, если вклад померона не учитывать в (4), то (6) – обычные условия, являющиеся следствием обменного вырождения. Таким образом, как следует из (6) вклад полюса Померанчука определяет степень нарушения симметрии обменного вырождения.

Кроме условия $\sigma^{(B)} = 0$ при данном начальном состоянии имеется дополнительное: $\sigma_1^{(B)} = 0$. Это приводит, что нетрудно видеть, к уравнению:

$$\lim_{z \to 0} \left[\partial P^{(B)}(\xi\,;\,1 - z)/\partial z\right] = 0. \tag{7}$$

Отсюда, и используя (4), мы получим

$$\Theta_i \Psi_i^{(B)} = \Theta_j \Psi_j^{(B)} . \tag{8}$$

И, сравнивая с (5), видим

$$a_i = a_j , \tag{6}$$

что справедливо только для обменно вырожденных траекторий. Факт, что симметрия обменного вырождения восстанавливается исходя из s-канального условия унитарности и закона сохранения квантового числа, нам кажется интересным.

Таким образом, присутствие померанчуковского полюса приводит к нарушению обменного вырождения, что означает необходимость учета близких корреляций, независимо от квантовых чисел частиц, корреляции которых изучаются. Степень коррелированности несомненно зависит от квантовых чисел, однако можно утверждать, что такие величины как топологические сечения $\sigma_n^{(x)}$, не могут описываться формулой Пуассона, если померанчуковская особенность – полюс. Подробно этот вопрос будет рассмотрен в другом месте. Здесь же, не приводя доказательств, отметим, что для согласованного решения уравнений (3) и (7) необходимо учитывать "фоновые" вклады от дальних корреляций (точнее, регулярные вклады реджевских ветвлений).

Я благодарю О.В.Канчели за интересные обсуждения результатов работы.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
26 декабря 1973г.

Литература

[1] A.H.Mueller. Phys. Rev., D2, 2963, 1970.

[2] В.А.Абрамовский, В.Н.Грибов, О.В.Канчели. ЯФ, 18, 595, 1973.

[3] J.R.Freeman, C.Quigg. Препринт, TH-1701-CERN.