

КОРРЕЛЯЦИИ ВО МНОЖЕСТВЕННОМ РОЖДЕНИИ НА ЯДРАХ

Н.Н.Николаев

Показано, что вторичные взаимодействия рожденных частиц внутри ядра приводят к отрицательным вкладам в ближние корреляции по быстротам. Предсказывается изменение знака корреляции между быстрыми частицами и фрагментами ядра-мишени при переходе от центральной части спектра к фрагментации налетающей частицы. Экспериментальное изучение корреляций в рождении на ядрах позволило бы сделать достаточно надежный выбор между различными моделями множественного рождения.

1. Цель данной работы обратить внимание на ряд специфических возможностей изучения природы двухчастичных корреляций, возникающих при исследовании множественного рождения на ядрах. Основное утверждение состоит в том, что корреляции в рождении на ядрах должны быть меньше, чем в рождении на нуклонах. Коррелятор $R_2(\gamma_1, \gamma_2)$,

$$R_2(\gamma_1, \gamma_2) = \sigma_{in} \left(\frac{d^2 \sigma}{d\gamma_1 d\gamma_2} \bigg/ \frac{d\sigma}{d\gamma_1} \frac{d\sigma}{d\gamma_2} \right) - 1$$

может стать вообще отрицательным при достаточно тяжелом ядре-мишени (в рождении на протонах $R_2(\gamma_1, \gamma_2)$ положителен в центральной области). Заметим, что на первый взгляд более естественным казался бы рост коррелятора с ростом атомного номера ядра: чем больше частиц в первом поколении каскада, тем их больше рождается в последующих взаимодействиях, число которых растет с ростом атомного номера ядра. Предсказываемое уменьшение $R_2(\gamma_1, \gamma_2)$ с ростом размеров ядра связано с конечностью энергии частиц, участвующих во внутриядерных взаимодействиях. Если пренебречь эффектами конечности энергии, то согласно оценкам [1] коррелятор, напротив, рос бы логарифмически с ростом атомного номера ядра.

Мы исходим ниже из мультипериферической модели адрон-ядерных взаимодействий, предложенной Канчели [2] и развитой далее в работах [3, 4] (см. также обзор [5]). Модель хорошо объясняет имеющиеся данные по взаимодействиям с ядрами. Обнаружение предсказываемое

мых эффектов в корреляциях было бы дополнительным веским аргументом в пользу этой модели.

2. Как показал Канчели [2], в мультипериферической модели в инклюзивные спектры на ядрах главный вклад дают реджеонные диаграммы типа "веера" (рис. 1). Если бы на реджеоны на этой диаграмме приходились достаточно большие энергии, в части спектра $y < y^c$, где рождение частиц является многолестничным, возникли бы большие положительные дальние корреляции. Действительно, при многолестничном рождении

$$R_2(y_1, y_2) = \langle j^2 \rangle / \langle j \rangle^2 - 1 + R_2^o(y_1, y_2) / \langle j \rangle, \quad (1)$$

где $\langle j \rangle$ — среднее число лесенок, а $R_2^o(y_1, y_2)$ — коррелятор внутри одной лесенки [1, 6, 7]. Однако проведенный в [3–5] анализ показывает, что в действительности на реджеоны ниже точки деления приходится совсем небольшая энергия $\lesssim 3 - 10 \text{ Гэв}$. В силу этого существенны эффекты, связанные с сохранением энергии, и формула (1) практически неприменима.

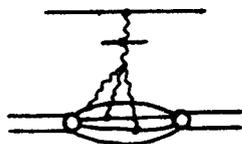


Рис. 1

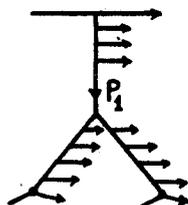


Рис. 2

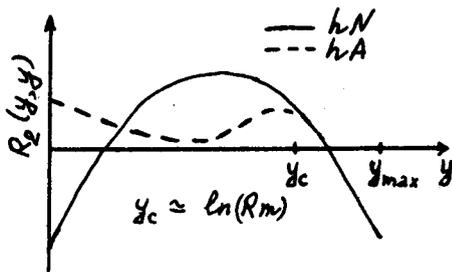


Рис. 3

Рассмотрим структуру конечного состояния в случае взаимодействия с двумя нуклонами, см. рис. 2. Пусть импульс p_1 фиксирован. Тогда рождение частиц с импульсами $k < p_1$ есть двухлестничное рождение частиц при начальном импульсе p_1 и "быстроте" $y^* = \ln(p_1/\mu)^{1/2}$. В этом процессе рождение пары частиц с $e^{y_1} + e^{y_2} \geq e^{y^*}$ невозможно в силу сохранения энергии. При таких быстротах $R_2(y_1, y_2) = -1$. Коррелятор остается отрицательным в довольно широкой области быстрот $y^* - y_1, y^* - y_2 \lesssim 1$. Если отойти достаточно далеко от края спектра, то

1) Обсуждаемые эффекты должны проявляться наиболее четко в распределениях именно по величине лабораторного импульса или энергии, а не в распределениях по быстроте $y = \ln(\epsilon + p_z/\epsilon - p_z)$.

аналог члена $\langle j^2 \rangle / \langle j \rangle^2 - 1$ в формуле (1) приводит к положительной корреляции. Однако несколько дополнительных перераспределений могут привести к компенсации этого положительного вклада в корреляцию.

В реальной ситуации следует произвести усреднение по быстротам y^* . Численные оценки показывают, что коррелятор на ядре меньше коррелятора на нуклоне практически везде, за вычетом небольшой области быстрот $y \lesssim 1$, где на ядре коррелятор должен быть больше, чем на нуклоне. Ожидаемая зависимость $R_2(y, y)$ от атомного номера ядра приведена на рис. 3. Аналогичное уменьшение коррелятора можно наблюдать и при фиксированном ядре, выделяя взаимодействия с большим числом перераспределений. Для этого надо отбирать события с разным числом нуклонов отдачи (протонов) n_p . Зависимость коррелятора от n_p должна быть подобной зависимости от $A^{1/3}$. Эта возможность контролировать структуру конечного состояния по числу протонов отдачи делает изучение корреляций в рождении на ядрах существенно интереснее, чем в рождении на нуклонах.

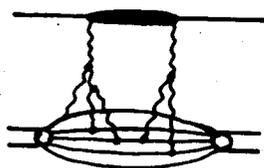


Рис. 4

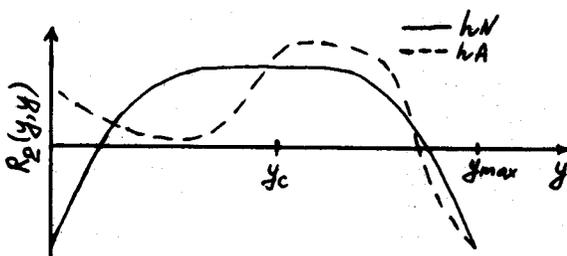


Рис. 5

3. Выше мы не учитывали возможные многопомеронные диаграммы эйконоального типа (рис. 4). Относительный вклад таких диаграмм растет с ростом $A^{1/3}$ [8] и они дают положительный вклад в коррелятор (член $\langle j^2 \rangle / \langle j \rangle^2 - 1$ в формуле (1)). При достаточно высокой энергии, $E \gtrsim (50 - 100)A^{1/3}$ Гэв, эйконоальные диаграммы привели бы к зависимости коррелятора $R_2(y, y)$ от y вида изображенной на рис. 5. При более низких энергиях эйконоальные диаграммы приводят к $R_2^A(y, y) < R_2^N(y, y)$ и в области фрагментации частицы.

Эйконоальные диаграммы важны в корреляциях между быстрыми частицами и продуктами фрагментации ядра. В отсутствие эйконоальных диаграмм коррелятор числа быстрых частиц и числа фрагментов ядра равнялся бы нулю [9]. С ростом числа лесенок эйконоального типа плотность частиц в области фрагментации частицы уменьшается в силу сохранения энергии. С другой стороны число продуктов развала ядра растет с ростом числа лесенок. Во взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии возбуждение ядра характеризуется так называемым числом "серых" и "черных" следов в звезде N_h . В параметризации $d\sigma/dy =$

$= a(y) + b(y)N_h$ наклон $b(y)$ будет положителен в центральной области $y_{max} - y \gtrsim 1$ и отрицателен в области фрагментации налетающей частицы $y_{max} - y \lesssim 1$.

Вклад эйконольных диаграмм можно уменьшить, если отбирать события, в которых имеется достаточно быстрая лидирующая частица с импульсом $k \gtrsim p/2$. В таких событиях все изменения корреляций с ростом числа нуклонов отдачи или с ростом размеров ядра будут обусловлены полностью эффектами вторичных взаимодействий внутри ядра.

4. Экспериментальная информация о корреляциях во множественном рождении на ядрах крайне бедна. В работе [10] получены указания на изменение знака $b(y)$ при $y \rightarrow y_{max}$, причем эффект связан с фрагментацией падающей частицы. В работе [11] наблюдалось уменьшение ближних корреляций с ростом N_h во взаимодействиях в эмульсии. Однако точности невелики, так как в экспериментах с фотоэмульсиями возможности набора статистики резко ограничены.

5. В заключение отметим, что изучение корреляций позволило бы отвергнуть модели типа гидродинамической или модели трубки. В этих моделях переход к ядру приводит только к увеличению эффективной начальной энергии: $E \rightarrow EA^{1/3}$ (см., например, [12]). Поэтому корреляторы на ядрах и нуклонах должны быть подобны друг другу.

В ряде работ обсуждается эйконольная модель, в которой считается, что вторичные взаимодействия внутри ядра испытывает только лидирующая частица, а все вновь рожденные частицы внутри ядра не взаимодействуют. В эйконольной модели тоже корреляции на ядре должны быть меньше, чем на нуклоне, но только в области фрагментации налетающей частицы. В центральной же области коррелятор на ядре должен быть больше, чем на нуклоне.

Эта возможность выбора между разными моделями множественного рождения делает изучение корреляций в рождении на ядрах интересной и важной задачей.

Более детальные расчеты зависимостей корреляций от атомного номера ядра и от числа протонов отдачи будут опубликованы в последующей работе автора.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 августа 1976 г.

Литература

- [1] Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. Препринт ЛИЯФ, Гатчина, 1975.
- [2] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 469, 1973.
- [3] N.N.Nikolaev. Report at the International Seminar on High Energy Physics (Multiple Production), June 1975, Dubna; Preprint L.D.Landau ITP-18, 1975.
- [4] Г.В.Давиденко, Н.Н.Николаев. ЯФ, 24, № 4, 1976.
- [5] Н.Н.Николаев. Труды XI школы по физике элементарных частиц и атомного ядра, ЛИЯФ, Гатчина, т. 2, 1976.

- [6] А.Б.Кайдалов. Труды II школы физики ИТЭФ, М., Атомиздат, 1975.
- [7] Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. ЯФ, 21, 396, 1975.
- [8] N.N.Nikolaev. Phys. Lett., 60B, 363, 1976.
- [9] N.N.Nikolaev, V.I.Zakharov. Review Talk at the International Seminar "Quarks and Partons", June 1974, Moscow; Preprint, Landau Institute, Chernogolovka, 1975.
- [10] J.Babecki et al. Phys. Lett., 52B, 247, 1973.
- [11] G.Baroni et al. Nucl. Phys., 103B, 213, 1976.
- [12] А.З.Паташинский. ЯФ, 22, 198, 1975; G.Berlad, A.Dar, G.Eilam. Phys. Rev., D13, 161, 1976.
-