

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ В АДРОН-АДРОННЫХ НЕУПРУГИХ РЕАКЦИЯХ И НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЯДРОМ

А.З.Паташинский

В рамках партонных представлений получена связь инклюзивных сечений при неупругом взаимодействии с ядрами для быстрых адронов с сечениями на адронах.

Быстрый адрон, как показывают исследования последних лет, может быть представлен как система взаимодействующих степеней свободы квантовых полей с масштабами λ в интервале $\mu^{-1} > \lambda > p^{-1}$. Здесь μ – масса пиона, p – импульс адрона, $\hbar = c = 1$. В партонных моделях [1,2] принимается, что соответствующие степени свободы есть частицы с определенным импульсом и массой – партоны. Мы не будем использовать конкретных свойств степеней свободы, и охарактеризуем их лишь масштабом λ , сохраняя термины партонной модели. Используются два предположения: 1) флуктуации возбуждения партонов имеют каскадный характер – возбуждение от наименьшего масштаба p^{-1} до заданного проходит через этапы последовательного укрупнения масштабов; 2) при соударении адронов в основном происходит изменение возбуждения наибольшего масштаба.

При этом, однако, происходит нарушение когерентности партонной системы – в партонном заполнении возникает "дырка". В процессе прихода системы в равновесие ("собираение" флуктуации [2], перераспределение возбуждения) происходит излучение частиц со спектром

$$dn_i = f_i(k, E) \frac{dk_{\parallel} dk_{\perp}^2}{\epsilon_i(k)}; \quad (1)$$

Здесь индекс i отличает сорт частиц, k — их импульс, $\epsilon(k)$ — энергию, E — энергию налетающей частицы в лаб. системе. Спектр (1) соответствует распаду "дырки" на реальные частицы. В ц-системе двух сталкивающихся адронов спектр рожденных частиц соответствует распаду двух "дырок".

Рассмотрим теперь соударение быстрого адрона с ядром, содержащим A нуклонов (см. также [3]). Взаимодействие налетающего адрона происходит с $\nu(A) = \text{const } A^{1/3}$ нуклонами ядра, проходящими на трубку с диаметром $\sim \mu^{-1}$ (размер партона) вдоль траектории движения адрона. Для выяснения партонной крупномасштабной структуры ядра перейдем в систему, где налетающий адрон покоится. Система из $\nu(A)$ нуклонов, из-за лоренцовского сжатия в продольном направлении в $\gamma = E/m$ раз, за счет каскадного процесса порождает систему крупномасштабных партонов. Характерная особенность каскадного процесса состоит в том, что за достаточно большое число ступеней "забываются" детали начального состояния. Естественно ожидать поэтому, что крупномасштабное партонное состояние будет таким же, какое возникло бы из одного адрона с энергией νE всей трубки, так как в каскадном процессе передачи возбуждения от такого адрона могло бы возникнуть состояние из ν "протонов". Имеется, конечно, различие в барионном заряде и т. д., но, как кажется, оно не является в данном случае существенным. После соударения крупномасштабных партонов образуется при этом "дырка" такая же как при соударении (в системе покоя одного адрона) покоящего адрона и адрона с энергией νE . Для спектра рожденных частиц получаем в новой ц-системе $\left(E \approx \frac{s}{2m}\right)$

$$f_{Ah}(k, E) = f_{hh}(k, \nu E) \quad (2)$$

и для множественности $n(E)$

$$n_{Ah}(E) = n_{hh}(\nu E). \quad (3)$$

Лабораторная энергия E эффективно увеличивается в ν раз! В простых партонных моделях $n_{hh} \approx c \ln E$. В этом случае

$$n_{Ah} \approx n_{hh} + \frac{c}{3} \ln A. \quad (4)$$

Однако можно представить себе и более общий случай $n_{hh}(E) \sim E^\alpha$. Тогда

$$n_{Ah}(E) = \text{const } A^{\alpha/3} n_{hh}(E). \quad (5)$$

Экспериментальные данные, возможно, свидетельствуют в пользу $\alpha = 1/3$. Отметим еще некоторые следствия изложенных представлений: а) события, связанные со столкновениями партонов, масштаб которых $\lambda \gg \gg \mu^{-1} A^{1/3}$, обладают тем же свойством по соответствию, что и

(2) – (3) – их сечения имеют и вид (в новой α -системе!)

$$\sigma_{Ah}(E) = k\sigma_{hh}(\nu E); \quad k = \frac{\sigma_{tot Ah}}{\sigma_{tot hh}} \sim A\nu^{-1}. \quad (6)$$

б) При энергии $E \gg a\mu^2$ произойдет "коллективизация" крупномасштабных партонов различных ядер, находящихся на расстоянии a друг от друга. Та же граница определяет начало эффекта для данного ядра при $a \sim \mu^{-1} A^{1/3}$.

в) Для глубоконеупругих лептонных процессов сходный эффект появится в сечении и множественности процессов рассеяния коллективизированных партонов на виртуальном γ -кванте.

г) Если предположить, что универсальность спектра распада "дырки" имеет место и в области импульсов близких к импульсу фиктивной частицы, изображающей $\nu(A)$ адронов трубки, то естественно объясняется кумулятивный эффект [4] – рождение частиц в направлении движения ускоренного ядра с энергией, большей энергии одного нуклона ядра.

Я благодарю Э.П. Шуряка за сообщение экспериментальных данных и их обсуждение.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
12 апреля 1974 г.

Литература

- [1] Р.Р.Фейнман. Photon-Hadron Interaction, Benjamin inc., 1972.
- [2] В.Н.Грибов. Материалы VIII зимней школы ЛИЯФ, ч. II, Ленинград 1973.
- [3] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465, 1973.
- [4] А.М.Балдин, С.Б.Герасимов, Н.Гиорджеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Иванова, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Радонаков, В.Н.Рамжин, В.С.Ставинский, М.И.Яцута. ЯФ, 18, 79, 1973.