

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ АДРОНОВ С ЯДРАМИ

О. В. Канчели

Рассмотрена картина неупругих процессов, сопровождающих взаимодействие быстрого адрона с ядром, в предположении что взаимодействие двух адронов описывается обменом помероном и при этом асимптотические полные сечения постоянны.

1. Физическую картину взаимодействия можно легко понять, если исходить из партонных представлений [1, 2] о пространственной структуре волновой функции быстрого адрона с энергией E : в среднем, его стационарное состояние представляет из себя совокупность частиц (партонов) с энергетическим спектром $d\epsilon/\epsilon$, [$m < \epsilon < E$] и ограниченными поперечными импульсами; при этом частицы с энергиями $\sim \epsilon$ распределены в диске радиуса $\sim \sqrt{2\alpha' \ln(E/\epsilon)}$ и толщины $\sim 1/\epsilon$. Когда такая "гребенка" партонов налетает на покоящийся адрон, то с ним может взаимодействовать только медленная частица из гребенки; после взаимодействия, приводящего к разрушению когерентности в системе, остальные частицы из гребенки также становятся свободными (за времена $\sim \epsilon \mu^{-2}$) с сохранением формы спектра $d\epsilon/\epsilon$; полное сечение этого процесса σ определяется взаимодействием медленных частиц и поэтому $\sigma \approx \mu^{-2}$ (μ - масса мезона).

Применим эти представления к ядру, состоящему из A нуклонов (радиус ядра R , средние расстояния между нуклонами $r \sim 1/\mu$, m - масса нуклона). Взаимодействие адрона с ядром удобно рассматривать в системе координат, где ядро имеет энергию AE , а адрон покоится. Каким будет партонное состояние ядра в такой системе? Сделаем сначала E относительно небольшой, а затем начнем ее увеличивать. Из-за лоренц-сокращения, при увеличении E ядро постепенно уплощается - средние продольные расстояния между нуклонами уменьшаются $\approx (r/\sqrt{3})(m/E)$, а средние поперечные расстояния остаются теми же.

Каждый из нуклонов ядра сопровождается гребенкой партонов. Как взаимодействуют эти гребенки? Рассмотрим два нуклона, которые в системе покоя ядра находятся на расстоянии $[x_z, x_1]$ друг от друга. Очевидно, что их партонные облака пространственно разделены, если выполнено хотя бы одно из условий

$$x_1^2 > 8\alpha' \ln(E/m), \quad (m/E) x_z > 1/\mu. \quad (1)$$

При $x_1^2 \sim 8\alpha' \ln(E/m)$ области, в которых находятся медленные партонны, начнут поперечно перекрываться, а при $x_z \sim E/m\mu$ начнется их продольное перекрывание. Когда же два партонных облака начинают пространственно перекрываться, появляется вероятность слияния гребенок друг с другом, и при дальнейшем увеличении E система будет развиваться как одна партонная гребенка; вероятность такого слияния стремиться к единице с ростом E (см. [3]).

Увеличим энергию от $E \sim m$ до $E \gg Rm\mu$. При этом гребенки нуклонов, находящиеся в трубках с сечением $\approx \sigma$ начнут сливаться¹⁾, так

что при $E \sim Rm\mu$ они объединятся в группы, в среднем, по $\nu \approx \bar{A} \cdot \frac{\sigma}{\sigma_{in}(A)} \sim A^{1/2}$

штук, где $\sigma_{in}(A)$ — полное неупругое сечение на ядре ($\sigma_{in}(A) \approx \pi R^2 b$, $b \lesssim 1$ для больших A). При $E \gg Rm\mu$ область, в которой находятся медленные концы гребенок стабилизируется: это диск радиуса R и толщины $\sim 1/\mu$; при дальнейшем увеличении энергии эта область почти не меняется — происходит лишь постепенное уменьшение числа медленных партонов из-за роста реджевских радиусов и соответственно большего числа слившихся гребенок. Покоящийся адрон, на который налетает ядро, "видит" именно этот диск из медленных партонов. Поэтому полное сечение $\sigma_{in}(A, \xi)$ монотонно уменьшается:

$$\sigma_{in}(A, \xi) \sim \pi R^2 b \left[1 + \frac{2\pi\alpha'\xi}{\sigma} \right]^{-1}, \quad \xi = \ln(E/m) \quad (2)$$

Когда при $E \gg Rm\mu$ происходит столкновение медленного партона с адроном, в конечном состоянии рождаются частицы из $\sim \nu$ перцепленных гребенок. Поэтому полный спектр на ядре по форме близок к спектру в случае взаимодействия двух нуклонов с энергией E , но при этом плотность рожденных частиц в ν раз больше. Отсюда следует выражение для инклюзивного сечения на ядре и средней множественности:

$$F(A, p) = \nu \frac{\sigma_{in}(A)}{\sigma} f(p) = Af(p), \quad F(A, p) \equiv \epsilon \left(\frac{\partial^3 \sigma}{\partial p^3} \right)_A; \quad (3a)$$

$$n(A) \approx \nu \bar{n} = A \frac{\sigma}{\sigma_{in}(A)} \bar{n}, \quad (3b)$$

где $f(p) \equiv \epsilon(\partial^3 \sigma / \partial p^3)$ и \bar{n} — инклюзивное сечение и средняя множественность в столкновении нуклона с адроном при энергии E . Конечно, (3a) перестает быть верным в нижней части спектра, так как столкновение адрона произошло с ~ 1 партоном, где $F(A, p)$ должно приближаться к спектру на одном нуклоне:

$$F(A, p) \approx \frac{\sigma_{in}(A)}{\sigma} f(p). \quad (4)$$

При дальнейшем увеличении $E \gg Rm\mu$ соотношения (3a) и (4) остаются справедливыми вблизи краев спектра. В быстрой части спектра плотность рожденных частиц возрастает $\approx \nu [1 + (2\alpha'\xi/r^2)]$ — что поряд-

¹⁾ Понимается при малых E партоновая картина весьма условна. Помимо этого, партоновая гребенка, вероятно, пространственно уширяется вблизи медленного конца ($1/\mu$, а не $1/m$) из-за взаимодействия с вакуумными флуктуациями. Это также может приводить к некоторому "запаздыванию" в слиянии гребенок, и к продольной стабилизации медленных партонов ядра при $E \sim 2Rm^2$, а не при $E \sim 2Rm\mu$.

ка среднего числа перецепившихся гребенок, но уменьшение σ_{in} компенсирует этот эффект и поэтому (3а) имеет место. Ближе к нижнему краю спектра $F(A, \rho)$ имеет вид (4), так как при $E \gg Rm\mu$ мишень сталкивается лишь с концом одной из гребенок. Переходная же часть спектра, в которой происходит слияние гребенок, удлиняется. Величина $n(A, \xi)$ возрастает как

$$n(A, \xi) \approx \gamma \left[\frac{2\pi\alpha'\xi}{\sigma} \ln \xi + \nu \left(1 + \frac{2\pi\alpha'\xi}{\sigma} \right) \ln R\mu \right], \quad E \gg Rm\mu, \quad (5)$$

где $\gamma \sim 1$ и зависит от вероятности зацепления партонных гребенок (γ связана с величинами "внутренних" померонных вершин [3]).

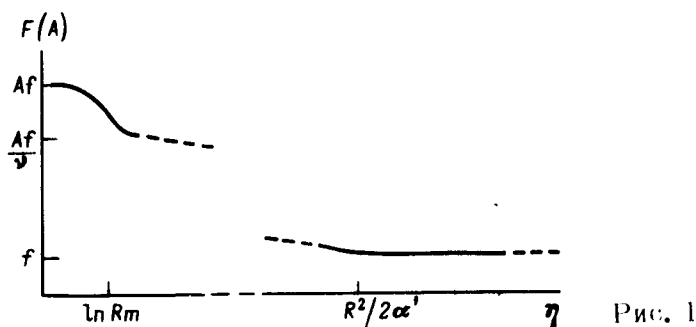


Рис. 1

Наконец, о представляющей чисто теоретический интерес области $2\alpha'\xi \sim R^2$, когда реджевский радиус сравнивается с радиусом ядра и продолжает дальше расти [4, 1, 3]. Мы видим, что при этом в диске остается лишь порядка одной медленной частицы, так как почти все A гребенок перецепились и $\sigma_{tot}(A, \xi)$ становится порядка нуклон-нуклонного сечения. Наконец при $\alpha'\xi \gg R^2$ у быстрого ядра лишь одна медленная гребенка; в этом случае ядро с точки зрения мишени ничем, в принципе, не отличается от быстрого нуклона, и поэтому [3] полное сечение $\sigma_{tot}(A, \xi) = \sigma$, а множественность

$$n(A, \xi) = \sigma(\xi - \Delta) + \sigma\Delta \ln \Delta + \sigma A \ln R\mu, \quad \Delta = \gamma_1 \frac{R^2}{2\alpha'}, \quad \gamma_1 \sim 1, \quad \sigma = \bar{n}/\xi, \quad (6)$$

где последние два члена соответствуют продуктам "фрагментации" ядра (без нуклонов от развала ядра).

Поведение $F(A, \xi, \eta, \rho)$ схематически изображено на рис. 1 (в системе координат где покоится ядро) в зависимости от rapidity $\eta = \ln(E/m$ наблюдаемой частицы.

2. Опишем кратко, как более точно обосновывается рассмотренная картина²⁾. В схеме реджионных диаграмм инклюзивное сечение получается из суммы вкладов всех диаграмм для амплитуды (3 → 3). Основным для нас является то обстоятельство, что померонные ветвления не да-

²⁾ Более подробное изложение будет опубликовано в другом месте.

ют вклада в $f(p)$, (см. [5]). Поэтому, при больших E немалыми будут лишь вклады диаграмм рис. 2, в которых вершина расщепления померонов Γ_ℓ расположена ниже вершины $\psi(p_1)$, описывающей испускание наблюдаемой частицы (аналогичные поправки к g уже учтены). При малых $\eta < \ln Rm$ и произвольных ξ существенна лишь диаграмма рис.2 с $\ell = 1$ (без померонных петель); отсюда следует выражение (3 а) При больших η , когда немалы также вклады с $\ell > 1$, в $F(A)$ появляется дополнительная зависимость от η (но не от ξ и p_1):

$$F(A, \xi, \eta, p_1) = \phi(\eta, A) f(\xi, \eta, p_1), \quad (7)$$

где $\phi(\eta) = A$ при $\eta \lesssim \ln Rm$, $\phi(\eta) \sim R^2/2\alpha'\eta$ при $\ln Rm \ll 2\alpha'\eta \ll R^2$, так что при $\eta \sim \xi$ имеет место (4). Далее, поскольку рапидиты θ на померонах (см. рис.2) не превышают $R^2/2\alpha'$ (так как вершины Γ_ℓ начинают зануляться [3]), спектр при $\eta > (R^2/2\alpha')$ переходит в спектр на одной частице ($\phi \rightarrow 1$). Еще раз подчеркнем, что зависимость $F(A)$ от η универсальная – кривая на рис.1 не зависит от ξ .

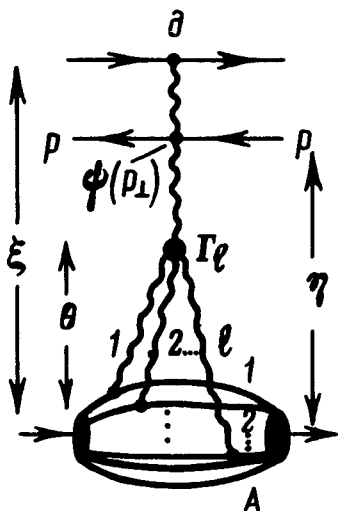


Рис.2

Аналогично могут быть получены высшие инклюзивные сечения. Например, аналогом (3 а) для двухчастичного сечения при $\epsilon_1, \epsilon_2 < \ln Rm$ будет:

$$F_2(A, p_1, p_2) \approx \sigma_{in}^{-1}(A) f(p_1) f(p_2) \left[A + \frac{A(A-1)}{2} \frac{\sigma}{\sigma_{in}(A)} c \right], c \sim 1+2 \quad (8)$$

Следует отметить, что получающиеся на таком пути выражения для $F(A)$, $F_2(A)$, ... применимы для всех ядер, а не только при больших A .

3. Неупругие взаимодействия ядра $[A_1, R_1, EA_1]$ с ядром $[A_2, R_2, mA_2]$ можно рассмотреть аналогично. При небольших $E \lesssim R_i m^2$ (когда $\sigma_{in}(A_1, A_2) \approx \pi b(R_1 + R_2)^2$) для $[\epsilon(\partial^3 \sigma / \partial p^3)]_{A_1, A_2} \equiv F(A_1, A_2)$ существуют диаграммы с $\ell = 1$; поэтому

$$F(A_1, A_2; p) = A_1 A_2 f(p); \quad n(A_1 A_2 \xi) \approx \frac{A_1 A_2 \sigma}{\sigma_{in}(A_1, A_2)} \bar{n}. \quad (9)$$

При увеличении энергии в центральной части спектра начнет появляться углубление, и плотность рожденных частиц будет стремиться к "одногребенчатой". Для произвольных же η и ξ получим:

$$F(A_1, A_2; p) = \phi(\xi - \eta, A_1) \phi(\eta, A_2) f(p), \quad (10)$$

где $\phi(\eta, A)$ та же функция, что и в (7).

4. В заключение два замечания. Предположим, что спектры частиц, рожденных на ядрах, действительно такого типа, как предложено выше. Тогда из детальных данных о поведении этих спектров при $\epsilon \gg Rm\mu$ (в лаб. системе ядра) можно извлечь информацию о характере зацепления партонных гребенок [3]. Отметим также, что в нашей картине самым важным обстоятельством является то, что существенные в адронных взаимодействиях продольные расстояния растут как $E m^{-2}$ — именно из-за этого в ядре не развиваются обычные каскады и быстрая часть спектра не перестраивается.

Автор признателен В.Н.Грибову за многочисленные обсуждения и советы, а также В.А.Абрамовскому, Э.В.Гедалину, И.Д.Манджavidзе, С.Г.Матияну и К.А.Тер-Мартirosяну за интерес к работе.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
13 августа 1973 г.

Литература

- [1] В.Н.Грибов, ЯФ, 9, 640, 1969.
- [2] R. P. Feynman. Photon-Hadron Interactions, W. A. Benjamin, 1972.
- [3] В.Н.Грибов, ЯФ, 17, 603, 1973.
- [4] M. Gell-Mann, B. M. Udgaonkar. Phys. Rev. Lett., 8, 346, 1962.
- [5] В.А.Абрамовский, В.Н.Грибов, О.В.Канчели, ЯФ, 18, 595, 1973; см. также материалы XVI Междунар. конф. по физике высоких энергий, 1, стр. 389.