

## О СТРУКТУРЕ КОНЕЧНОГО АДРОННОГО СОСТОЯНИЯ В ГЛУБОКО НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ

Л.В.Грибов<sup>1</sup>, Ю.Л.Докшицер, С.И.Троян, В.А.Хозе

Обсуждается КХД структура конечного адронного состояния в глубоко неупругом рассеянии. Особое внимание уделяется физике хромодинамической когерентности.

Как хорошо известно, исследование глубоко неупругого лептон-адронного рассеяния (ГНР) сыграло определяющую роль в становлении КХД как современной теории сильных взаимодействий, см., например, <sup>1</sup>. В последние годы, однако, интерес к КХД физике ГНР заметно уменьшился. В частности, до недавнего времени отсутствовал последовательный теоретический анализ структуры конечных состояний <sup>1)</sup> и, в особенности, понимание роли эффектов хромодинамической когерентности. В то же время внимание к этому вопросу со стороны эксперимента растет, в особенности в связи с новыми возможностями, которые открывают коллайдеры следующего поколения (HERA, LHC, SSC).

В настоящей работе резюмируются результаты КХД анализа распределений конечных частиц в ГНР. Подчеркнута роль когерентных явлений в эволюции партонной системы в пространственно-подобной области импульсов (подробное изложение, см. в <sup>4</sup>, см. также <sup>5</sup>).

В основе  $eN$  ГНР лежит поглощение виртуального фотона кварком-партоном из полевой шубы нуклона, партонная волновая функция которого контролируется пертурбативной КХД и может быть описана в терминах распадов исходной одетой частицы (например, валентного кварка) на кварки  $q$  и глюоны  $g$  с последовательно растущими  $k_{\perp}$  (виртуальностями).

Процесс ГНР с передачей импульса  $-q^2 \gg \Lambda^2$  и фиксированным значением беркенновской переменной  $x$  отбирает такие партонные флуктуации, где присутствует кварк-партон  $k$  с долей импульса  $x = k/p$  ( $p$  – импульс мишени) на соответствующем уровне виртуальности  $k_{\perp}^2 \lesssim -q^2$ . Доля таких конфигураций и задает сечение процесса – структурные функции ГНР.

Структура конечного состояния определяется двумя явлениями: развалом приготовленной задолго до момента взаимодействия партонной флуктуации, когерентность которой разрушена "изъятием" виртуального  $q$  (фрагментация мишени), и эволюцией выбитого кварка (фрагментация тока).

Наиболее естественна для описания процесса ГНР брейтовская система отсчета ( $q_0 = 0, 2\mathbf{x}p = -q$ ), где продукты фрагментации мишени и тока четко разделяются кинематически.

С точки зрения переноса цвета процесс выглядит как разлет цветных  $3$  и  $\bar{3}$  состояний (выбитый  $q$  и "возбужденный" нуклон как целое). Во фрагментации тока тормозные процессы, сопровождающие вылет  $q$ , приводят к формированию струи, тождественной  $q$ -струе в  $e^+e^-$ -аннигиляции при энергии  $w = \sqrt{-q^2}$ . В частности, в энергетическом спектре продуктов возникает "горбатое" плато, связанное с когерентностью мягкого глюонного излучения, например <sup>6</sup>.

<sup>1)</sup> Некоторые аспекты проблемы обсуждались в работах <sup>2, 3</sup>.

Картина значительно сложнее в области фрагментации мишени. Ее внутренняя цветовая структура наиболее ярко проявляется при  $x \ll 1$ , где ГНР определяется многоступенчатыми лестницами типа рис. 1, и источниками морских кварков являются тормозные пары близких по быстротам  $q$  и  $\bar{q}$  в октетном цветном состоянии (глюонный обмен в  $t$ -канале). Важно подчеркнуть, что в основе вероятностной картины излучения, сопровождающего развитие пространственно-подобной флуктуации, лежит угловая упорядоченность, как и в случае времени-подобного каскада <sup>4, 5</sup>. Здесь форма результирующего распределения частиц  $h$  по энергии  $\omega$ , связанного с каскадными процессами размножения партонов, оказывается существенно отличной от фрагментации тока. Полный ответ для этого распределения дается суммой трех вкладов I, II, III. Два из них относятся к области  $\omega \leq q$ . Первый связан с верхней кварковой ячейкой на рис. 1 и идентичен спектру в области фрагментации тока:

$$\left( \frac{d\sigma^h}{\sigma dy} \right)_I = \frac{C_F}{N_c} \left[ \frac{\omega}{q} \bar{D}_g^h \left( \frac{\omega}{q}, \ln \frac{q}{\Lambda} \right) \right], \quad y = \ln \frac{\omega}{\Lambda} \quad (1)$$

Структурная функция фрагментации  $\bar{D}$  тождественна аннигиляционной.

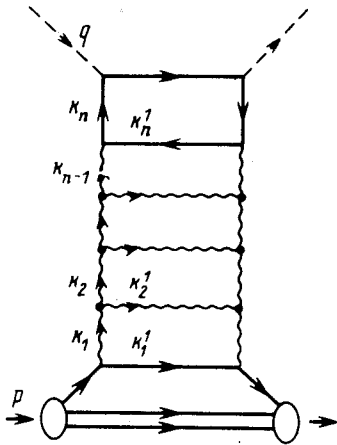


Рис. 1. Пример лестничной диаграммы для сечения ГНР при малых  $x$

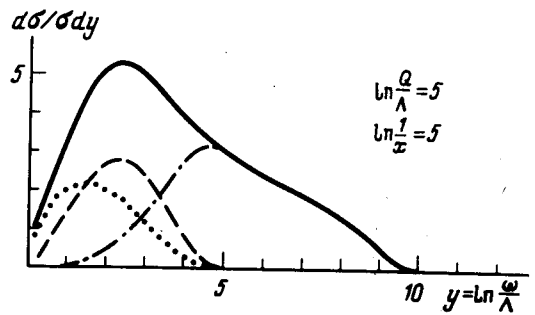


Рис. 2. Вклады в энергетический спектр частиц в области фрагментации мишени при  $\ln(q/\Lambda) = 5$ ,  $\ln(1/x) = 5$ : I – вклад верхней кварковой ячейки (точки); II – когерентное  $t$ -канальное излучение (пунктир); III – фрагментация лестничных перекладин (штрих-пунктир). Сплошная линия – результирующий спектр

Второй вклад – совокупное мягкое испускание из "глубины лестницы", приближенно совпадающее с излучением  $g$ -струей с углом раствора  $\theta_{k'_n}$ :

$$\left( \frac{d\sigma^h}{\sigma dy} \right)_{II} = \frac{1}{D_p^q(x, q^2, \mu^2)} \int_0^{\ln(q/\Lambda)} d \ln \frac{k_\perp}{\Lambda} \frac{\partial}{\partial \ln k_\perp} D_p^q(x, k_\perp^2, \mu^2) \left[ \frac{\omega}{q} \bar{D}_g^h \left( \frac{\omega}{q}, \ln \frac{k_\perp}{\Lambda} \right) \right] \quad (2)$$

Третий вклад объединяет фрагментацию структурных лестничных перекладин и  $t$ -канальное излучение "относительно мягких" глюонов  $l$ :  $q < l < p$

$$\left( \frac{d\sigma^h}{\sigma dy} \right)_{III} = \frac{1}{D_p^q(x, q^2, \mu^2)} \int_q^p \frac{dl}{l} \int^{\xi^q} d\xi_k D_p^g \left( \frac{l}{p}, k_\perp^2, \mu^2 \right) \frac{\partial^2}{\partial \xi_k^2} D_g^q \left( \frac{q}{l}, q^2, k_\perp^2 \right) \times \\ \times \int_\Lambda^{k_\perp} \frac{dl_\perp}{l_\perp} \frac{\alpha_s(l_\perp^2)}{2\pi} \left[ \frac{\omega}{l} \bar{D}_g^h \left( \frac{\omega}{l}, \ln \frac{l_\perp}{\Lambda} \right) \right], \quad (3)$$

$$\text{где } \xi_k = \frac{1}{b} \ln \ln \frac{k_\perp}{\Lambda} \quad \left( d\xi_k = \frac{\alpha_s(k_\perp^2)}{2\pi} d \ln k_\perp \right).$$

На рис. 2 показаны отдельные вклады. Вклады II и III, не существенные при  $x \sim 1$ , растут с уменьшением  $x$ , обуславливая асимметрию спектра.

Относительная величина мягкого  $t$ -канального излучения II, по сравнению с I, определяется характерным углом вылета морского кварка  $k'_n$ , который растет с числом ячеек, т. е. с  $\ln(1/x)$ , см. (2).

Угловая структура основной лестницы ответственна и за форму III-его вклада. Наиболее энергичные частицы  $q \ll \omega \lesssim p$  образуются в нижней части лестницы, где углы вылета партонов и, тем самым, углы раствора фрагментирующих "подструй" малы. Это обстоятельство ограничивает каскадное размножение частиц. В результате высота "плато" монотонно убывает с ростом  $\ln \omega$ .

Важно отметить, что фрагментация структурных партонов (III) не затрагивает области спектра  $\omega < q$ . Это когерентное явление было предсказано в рамках старой партонной картины В.Н.Грибовым из общефизических соображений <sup>7</sup>.

Подобно  $e^+e^-$ -аннигиляции, КХД-когерентность в ГНР ведет к ужесточению энергетического спектра частиц.

Число медленных частиц ( $\ln \frac{\omega}{m} \lesssim 1$ ) не должно зависеть от  $q^2$ .

Авторы благодарны В.Н.Грибову, Л.Н.Липатову, А.Мюллеру и В.С.Фадину за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Dokshitzer Yu. L., Dyakonov D.I., Troyan S.I. Phys. Rep. Ser. C, 1980, 58, 269; Altarelli G. Ibid., 1982, 81, 1; Duke D.W., Roberts R.G. Ibid., 1985, 120, 276.
2. Грибов Л.В., Рыскин М.Г. Препринт ЛИЯФ-865, 1983.
3. Bassetto A. Nucl. Phys., Ser. B, 1982, 202, 493; Киселев А.В., Петров В.А. ЯФ, 1983, 38, 1304; Preprint ИИЭП 85-10, Serpukhov, 1985.
4. Грибов Л.В., Докшицер Ю.Л., Троян С.И., Хозе В.А. Материалы XXII Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1987.
5. Dokshitzer Yu. L., Khoze V.A., Troyan S.I. Preprint LNPI-1218, 1986.
6. Азимов Я.И., Докшицер Ю.Л., Троян С.И., Хозе В.А. Кн. Физика элементарных частиц. Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1985, т. 1, с. 82.
7. Грибов В.Н. Кн. Материалы VIII Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1973, т. II, с. 5.