Письма в ЖЭТФ, том 36, вып. 5, стр. 160 – 162 *5 сентября 1982 г.*

ОБ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ ГЛУБОКО НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ ОТ ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА КВАРКА

Б.Л.Иоффе

Исходя из правил сумм квантовой хромодинамики (КХД), показано, что сечения рождения кварка (или адронных струй) с поперечным импульсом $k_\perp$ в глубоко неупругих процессах в области не очень больших $k_\perp$ экспоненциально зависят от $k_\perp^2$.

Наблюдаемые на опыте сечения рождения адронов с поперечным импульсом $k_\perp$ в глубоко неупругих лептон-адронных столкновениях в области не очень больших $k_\perp \sim 1$ ГэВ экспоненциально зависят от $k_\perp^2$: $d\sigma / dk_\perp^2 \sim \exp(-ak_\perp^2)$. Этот факт, однако, до сих пор не имел своего теоретического объяснения в рамках КХД и вводился в теорию ad hoc. В настоящей статье будет показано, что из правил сумм КХД следует экспоненциальная зависимость от $k_\perp^2$ сечений рождения кварка с поперечным импульсом $k_\perp \sim 1$ ГэВ в глубоко неупругих процессах. Поскольку кварк, рождающийся в глубоко неупругом процессе, дает адронную струю, отсюда вытекает та же зависимость для адронных струй.

Будем исходить из предложенных в [1] правил сумм КХД, на основе которых были успешно вычислены массы мезонов [1,2], барионов [3,4], и, путем их обобщения, мезонные ширины и формфакторы [5,6]. Рассмотрим модельную задачу о рассеянии скалярного виртуального фотона с импульсом q на скалярном пионе с импульсом p. Пусть q^2, $p^2 < 0$ и $|p^2| \sim$ ~ 1 ГэВ^2, $|q^2| \gg |p^2|$. В этих условиях амплитуде рассеяния для данного процесса отвечает в КХД диаграмма нулевого приближения рис. 1, в которой внешним линиям соответствуют скалярные кварковые токи. В области виртуальностей $|p^2| \sim 1$ ГэВ^2 поправки $\sim \alpha_s$ малы, степенные поправки, хотя численно и существенны, но не могут изменить качественного экспоненциального поведения. Поэтому и теми, и другими можно пренебречь.

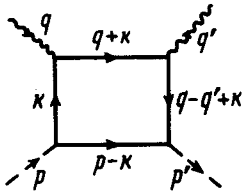

Рис. 1

Для скачка амплитуды $T(r, r', q^2, q'^2, s, t)$, по s-каналу

$$W(r, r', q^2, q'^2, s, t) = [\,T(r, r', q^2, q'^2, s + i\epsilon, t) - T(r, r', q^2, q'^2, s - i\epsilon, t)\,]/2i$$

$r = -p^2$, $r' = -p'^2$ можно записать двойное дисперсионное соотношение по r, r'

$$W(r, r', q^2, q'^2, s, t) = \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\rho(p^2, p'^2, q^2, q'^2, s, t)}{(p^2 + r)(p'^2 + r')} dp^2\, dp'^2, \qquad (1)$$

где ρ – двойной скачок функции W по p^2 и p'^2, который в случае диаграммы рис. 1 получается заменой пропагаторов на δ-функции.

Вычитательные члены в (1) имеют вид $P_1(r)F_1(r') + P_2(r')F_2(r)$, где P_1 и P_2 полиномы (зависимость от остальных переменных опущена). Левую часть в (1) будем вычислять по КХД с помощью диаграммы рис. 1, а правую аппроксимировать суммой по физическим состояниям. Для того, чтобы избавиться от вычитательных членов и подавить вклад высоких состояний в правой части (1), применим к (1) двойное борелевское преобразование по r и r':

$$\hat{B}_{M^2} f(r) = \lim (r^{n+1}/n!)(-d/dr)^n f(r)$$

$r \to \infty$, $n \to \infty$, $r/n \to M^2$. Положив $M^2 = M'^2$, получим

$$\hat{B}_{M^2} \hat{B}'_{M'^2} W \Big|_{M^2 = M'^2} = \int_0^\infty \int_0^\infty dp^2\, dp'^2 \exp[-(p^2 + p'^2)/M^2] \times$$

$$\times \rho(p^2, p'^2, q^2, q'^2, s, t). \qquad (2)$$

Поскольку нас интересует мнимая часть амплитуды рассеяния вперед, положим $q^2 = q'^2$ и $t = 0$. Диаграмма рис. 1 конечна при $t = 0$. Поэтому, хотя кварковые диаграммы, вообще говоря, сингулярны при $t = 0$, в данном случае экстраполяция в точку $t = 0$, по крайней мере, в качественном отношении, законна. Вычисление диаграммы рис. 1 дает

$$\rho(p^2, p'^2, q^2, s) \sim \int dk_\perp^2\, \delta[\,px(1-x) - k_\perp^2\,]\, \delta(p^2 - p'^2), \qquad (3)$$

так что в силу (2)

$$\hat{B}_{M^2} B'_{M^2} W \sim \int dk_\perp^2 \exp[-2k_\perp^2/M^2 x(1-x)] \qquad (4)$$

(предэкспоненциальный множитель опущен). Здесь x – скейлинговая переменная, $x = Q^2/2\nu$, $Q^2 = -q^2$, $s \approx 2\nu - Q^2$. С другой стороны, насыщая правую часть (2) низшим адронным состоянием в p и p' каналах (скалярным пионом), (2) можно представить в е

$$\hat{B}_{M^2}\hat{B}'_{M^2} W \sim e^{-2m_\pi^2/M^2} \int dk_\perp^2 \, d\sigma(Q^2, x, k_\perp^2)/dk_\perp^2 , \qquad (5)$$

где $d\sigma/dk_\perp^2$ – сечение рассеяния виртуального фотона на пионе с рождением кварка с поперечным импульсом $k_\perp$. Приравняв (4) и (5) и предположив, что имеет место локальная дуальность, т.е. из равенства интегралов следует равенство подынтегральных выражений, имеем

$$\frac{d\sigma(Q^2, x, k_\perp^2)}{dk_\perp^2} \sim \exp\left[-\frac{2k_\perp^2}{M^2 x(1-x)}\right], \qquad (6)$$

Из (6) вытекает область применимости рассмотрения: показатель экспоненты не должен быть очень велик, т.е. $k_\perp^2$ не слишком велико и x не близок к нулю или единице, в противном случае неучтенные поправки станут существенны.

Предположение о локальной дуальности является обобщением гипотезы кварк-адронной дуальности, согласно которой интеграл по некоторой области массового спектра от физических состояний совпадает с интегралом по той же области от кварковых состояний. Последняя гипотеза работает хорошо как в случае массового оператора [1-4], так и в случае вершинных функций [5], поэтому ее обобщение представляется весьма правдоподобным.

Рассмотрение наблюдаемого на опыте процесса глубоко неупругого eN-рассеяния полностью аналогично проведенному выше в модельной задаче. Рассеянию виртуального фотона на нуклоне соответствует кварковая диаграмма рис. 2, где p и p' – импульсы трехкварковых токов с квантовыми числами нуклона [3]. Для двойной спектральной функции получается выражение, отличающееся от (3) заменой $\delta\,[p^2x(1-x)-k_\perp^2]$ на $\theta\,[p^2x \times (1-x)-k_\perp^2]$ (помимо множителей, дающих предэкспоненциальный фактор). В результате для $d\sigma/dk_\perp^2$ возникает то же самое экспоненциальное поведение, даваемое формулой (6).

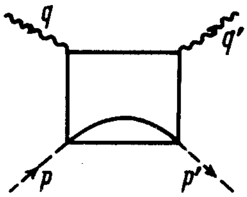

Рис. 2

В случае рассеяния на мезоне величина M^2 в (6) равна $M^2 \approx 1{,}2$ ГэВ^2, для рассеяния на нуклоне $M^2 \approx 2$ ГэВ^2 (значения M^2 при двойном преобразовании Бореля примерно в два раза больше, чем в поляризационном операторе – см. [5]).

Соотношение (6) предсказывает нетривиальную зависимость от x распределений по поперечным импульсам. Ее экспериментальная проверка представляла бы большой интерес.

Литература

1. *Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I.* Nucl. Phys., 1979, **B147**, 385, 448.
2. *Reinders L.J., Rubinstein H.R., Yazaki S.* Nucl. Phys., 1981, **B186**, 109.
3. *Ioffe B.L.* Nucl. Phys., 1981, **B188**, 317; Errata **B191**, 541.
4. *Belyaev V.M., Ioffe B.L.* Preprint ITEP-59, 1982.
5. *Ioffe B.L., Smilga A.V.* Preprint ITEP-21, 1982.
6. *Нестеренко А.В., Радюшкин А.В.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 395.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
5 июля 1982 г.