Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 6, стр. 311 – 314 *25 марта 1989 г.*

РОЖДЕНИЕ ГЛЮОНОВ В КВАЗИМУЛЬТИРЕДЖЕВСКОЙ КИНЕМАТИКЕ

Л.Н.Липатов, В.С.Фадин

Получены амплитуды рождения глюонов в квазимультиреджевской кинематике, позволяю щие найти поправки к глюонной траектории Редже, вершине испускания глюона из ре еона и ядру уравнения для парциальных волн вакуумного канала.

В гла ом логарифмическом приближении (ГЛП) в КХД t-канальные парциальные волны варажаются через амплитуду глюон-глюонного рассеяния вне массовой поверхности, удовлетворяющую уравнению типа Бете–Солпитера [1, 2]. Это уравнение допускает явное решение благодаря конформной инвариантности в двухмерном пространстве прицельных параметров [3]. С учетом "бегучести" константы связи в [3] были вычислены траектории затравочных померонов при больших передачах импульса и даны ограничения на их интерсепты.

Чтобы определить область применимости этих результатов, нужно найти поправки к ГЛП. Здесь мы приводим амплитуды неупругого глюон-глюонного рассеяния в борновском приближении для квазимультиреджевской кинематики (КМРК). Мы называем КМРК такую конфигурацию частиц в конечном состоянии, когда все частицы, за исключением одной пары, имеют большие относительные энергии $\sqrt{s_{ij}}$ и фиксированные поперечные импульсы $k_{i\perp}$, а инвариантная масса упомянутой пары частиц имеет тот же порядок величины, что и $k_{i\perp}$. Ниже будет показано, что полученные результаты позволяют определить поправки к глюонной траектории Редже, вершине испускания глюона реджеоном и к интегральному ядру уравнения Бете–Солпитера.

В литературе имеются общие выражения для спиральных амплитуд глюонных процессов вплоть до шести внешних глюонов [4]. Однако использование их довольно сложно из-за громоздкости общих выражений и перехода от спирального базиса к более подходящей для наших целей тензорной форме. Оказалось удобней стартовать с дуальных амплитуд, упрощая их в области больших энергий $\sqrt{s}$ и затем переходя к полевому пределу $\alpha' \to 0$ (ср. [5]).

Простейший процесс в КМРК – рождение добавочного глюона в области фрагментации начального глюона (рис. 1, где приведены все обозначения):

$$s \equiv -2k_0p \sim 2k_1p \sim 2k_2p; \; -t \equiv 2pp' \sim -2k_0k_1 \sim -2k_0k_2 \ll s. \tag{1}$$

В ней s-канальная спиральность частицы-мишени сохраняется и амплитуда зависит только от ее цветового спина. Поэтому мы не указываем ее спиновых индексов. Амплитуда процесса имеет вид

$$A^{\mu_0\mu_1\mu_2}_{a_0a_1a_2aa'} = \frac{4g^3}{t} T^b_{a'a} \sum_{\mathcal{P}} T^c_{a_0a_2} T^c_{a_1b} \Delta^{\mu_0\mu_1}(k_0, k_1, p) D^{\mu_2}(k_0, k_1, k_2). \tag{2}$$

Здесь T^i – генераторы цветовой группы в присоединенном представлении, суммирование идет по всем перестановкам индексов $(0, 1, 2)$;

$$\Delta^{\mu\nu}(k, q, p) = g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu p^\nu}{(qp)} - \frac{p^\mu k^\nu}{(kp)} + (kq)\frac{p^\mu p^\nu}{(kp)(qp)}, \tag{3}$$

$$D(k_0, k_1, k_2) = \frac{1}{(k_0, k_1)}[(k_1k_2 + \frac{t}{2}\frac{k_1p}{k_2p})p + \frac{k_1p}{k_0k_2}(k_1k_2 - \frac{t}{2})k_0 - (p(k_1+k_2))k_1].$$

Из (2), (3) очевидно, что амплитуда $A^{2\to 3}$ инвариантна относительно градиентного преобразования любого из векторов поляризации $e(k_i) \to e(k_i) + ck_i$, независимо от значений других векторов. Подчеркнем, что при этом амплитуда не имеет одновременных полюсов в перекрывающихся каналах.

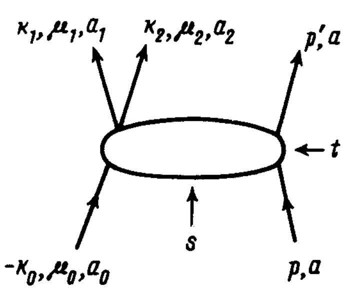

Рис. 1

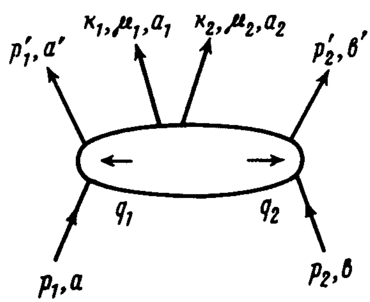

Рис. 2

При стремлении поперечного импульса одного из родившихся глюонов к нулю или бесконечности амплитуда $A^{2\to 3}$ обратно пропорциональна модулю этого импульса, что обеспечивает логарифмическое поведение полного сечения. В мультиреджевском пределе амплитуда (2) переходит в известное факторизованное выражение [1].

Рассмотрим процесс рождения двух добавочных глюонов при глюонном рассеянии (рис. 2) в кинематической области

$$s \equiv 2p_1p_2 \gg s_{ij} \equiv 2p_ik_j \gg \kappa \equiv 2k_1k_2 \sim -t_i \equiv 2p_ip_{i'} \sim -t \equiv -(p_i - p_{i'} - k_i)^2;$$

$$s_{1i}s_{2j} \sim \kappa s; \qquad i, j = 1, 2. \tag{4}$$

Здесь сохраняются спиральности обоих рассеивающихся частиц и амплитуда зависит только от их цветовых спинов. Она представляется в виде:

$$A^{\mu_1\mu_2}_{a_1a_2aa'bb'} = 2sg^4 \frac{T^i_{a'a}}{t_1}\left[T^{a_1}_{ij} T^{a_2}_{jk} A^{\mu_1\mu_2} + \begin{pmatrix} k_1 \leftrightarrow k_2 \\ \mu_1 \leftrightarrow \mu_2 \\ a_1 \leftrightarrow a_2 \end{pmatrix}\right]\frac{T^k_{b'b}}{t_2}, \tag{5}$$

где тензор $A^{\mu_1 \mu_2}$ ортогонален векторам k_1 и k_2 соответственно, что обеспечивает такую же как в абелевой теории градиентную инвариантность амплитуды $A^{2\to 4}$, аналогично $A^{2\to 3}$. Чтобы сделать явной указанную инвариантность введем ортогональные k_i векторы

$$a_i = -2[q_i + (\frac{s_{ji}}{s} + \frac{t_i}{s_{ii}})p_i - \frac{s_{ii}}{s}p_j - \frac{t}{\kappa}k_j], \qquad (6)$$

$$b_i = 2(p_j - \frac{s_{ji}}{\kappa}k_j), \quad c_i = 2(p_i - \frac{s_{ii}}{\kappa}k_j); \quad i,j = 1,2; \quad i \neq j.$$

При этом

$$A^{\mu\nu} = \frac{-a_1^\mu a_2^\nu}{t} + \frac{b_1^\mu b_2^\nu}{s}(1 + \frac{s_{11}s_{22}}{st}) + \frac{b_1^\mu c_2^\nu}{s}(\tau_2\frac{s}{s_{22}} - \frac{s_{11}s_{12}}{st}) +$$

$$+ \frac{c_1^\mu b_2^\nu}{s}(\tau_1\frac{s}{s_{11}} - \frac{s_{22}s_{21}}{st}) - (\frac{c_1^\mu c_2^\nu}{s} + h^{\mu\nu}\frac{t}{\kappa})(1 + \frac{\kappa}{t} - \frac{s_{12}s_{21}}{st}) - \qquad (7)$$

$$- h^{\mu\nu}(\frac{s_{11}s_{22}}{\kappa s} - \tau_1\frac{s_{12}}{s} - \tau_2\frac{s_{21}}{s} + \frac{s_{11}s_{22}}{st}),$$

где

$$h^{\mu\nu} \equiv 2(g^{\mu\nu} - \frac{2k_2^\mu k_1^\nu}{\kappa}), \qquad \tau_i \equiv \frac{t_i}{(s_{i1} + s_{i2})}. \qquad (8)$$

На первый взгляд, в амплитуде (5) присутствуют одновременные полюсы в перекрывающихся каналах, а также полюсы второго порядка. Однако в сумме они сокращаются и остаются только особенности, соответствующие фейнмановским диаграммам. В мультиреджевском пределе амплитуда (5) факторизуется и совпадает с известным выражением [1]. В области малых или больших $|q_{i\perp}|$ амплитуда $A^{2\to 4} \sim |q_{i\perp}|^{-1}$, так что полное сечение имеет логарифмический характер. Вычеты амплитуды (5) в полюсах $t_i = 0$ выражаются через амплитуду (2):

$$t_i A^{\mu_1\mu_2}_{a_1 a_2 b_1 b'_1 b_2 b'_2}\big|_{t_i=0} = 2gT^{a_0}_{b_i b'_i}(p_j)_{\mu_0} A^{\mu_0\mu_1\mu_2}_{a_1 a_2 b_j b'_j}\begin{pmatrix} k_0 \to q_j \\ p \to p_j \end{pmatrix}, \qquad (9)$$

где $i,j = 1,2$; $i \neq j$.

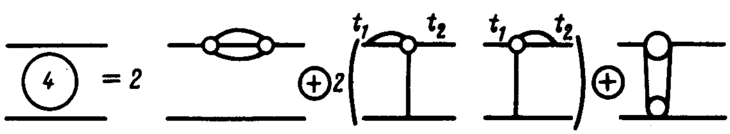

Рис. 3

Знание полученных амплитуд необходимо для вычисления поправок к ГЛП. В самом деле, рассмотрим поправочные члены ($\sim g^4$) в уравнении ГЛП [1], схематически изображенные на рис. 3. Первый член в правой части представляет поправку к глюонной траектории Редже. Для того, чтобы найти трехчастичный вклад в ее мнимую часть, нужно знать [1] $A^{2\to 3}$ в КМРК (соответствующий двухчастичный вклад находится при помощи t-канального условия унитарности итерацией борновской амплитуды глюон-глюонного рассеяния). Поправка к эффективной вершине испускания глюона реджеоном (второй член) может быть вычислена из t_1 и t_2-канальных условий унитарности опять же с использованием $A^{2\to 3}$. И, наконец, поправка к интегральному ядру уравнения содержит произведение двух тензоров $A^{\mu\nu}$, через которые выражается амплитуда $A^{2\to 4}$ (третий член). Мы надеемся опубликовать результаты вычисления этих поправок в ближайшем будущем.

Авторы благодарны Э.А.Кураеву, А.Х.Мюллеру, А.Р.Уайту, С.Д.Парку за полезные обсуждения.

Литература

1. *Fadin V.S., Kuraev E.A., Lipatov L.N.* Phys. Lett. B, 1975, **60**, 50.
2. *Балицкий Я.Я., Липатов Л.Н.* ЯФ, 1978, **28**, 1597.
3. *Липатов Л.Н.*, ЖЭТФ, 1986, **90**, 1536.
4. *Berends F.A., Giele W.T.* Nucl. Phys. B, 1987, **294**, 700; *Mangano M., Parke S.J., Xu Z.* Nucl. Phys. B, 1988, **298**, 653.
5. *Lipatov L.N.* Nucl. Phys. B, 1988, **307**, 705.

Институт ядерной физики
Сибирское отделение Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 февраля 1989 г.