

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУХЧАСТИЧНЫХ ПРОЦЕССАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В КХД

*И.Р.Житницкий, В.В.Бараховский*

Показано, что сечение процессов  $2 \rightarrow 2$  с переворотом спина не убывают с ростом  $s$ , а в ряде случаев они не подавлены при больших  $|t|$  по сравнению с сечениями без переворота. Предложен метод вычисления затравочных амплитуд для процессов  $2 \rightarrow 2$ .

До настоящего времени в литературе отсутствует корректный анализ поведения в КХД амплитуд рассеяния  $2 \rightarrow 2$  с переворотом спина в области высоких энергий и больших переданных импульсов. В настоящей работе на примере мезон-мезонного рассеяния мы показываем, что вопреки наивным ожиданиям, такие процессы имеют непадающее с ростом энергии дифференциальное сечение. Показано также, что в ряде случаев амплитуды с переворотом спина убывают с ростом  $t$  не быстрее, чем амплитуды без переворота.

Начнем с вычисления параметричности спиральных амплитуд мезон-мезонного рассеяния в области  $s \gg |t| \gg \mu^2$ , где  $\mu^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$ . При этом мы будем предполагать, что существует область переданных импульсов и энергий, в которой учет пертурбативных логарифмических поправок несуществен<sup>1)</sup>. Здесь мы вычислим параметричность спиральных амплитуд в этой области, определяемую вкладом малых расстояний. Как известно<sup>1</sup> в задаче рассеяния отсутствует факторизация режима больших и малых расстояний. В силу этого при вычислении вклада малых расстояний следует ограничить область интегрирования так, чтобы виртуальности пропагаторов удовлетворяли условию  $|\chi^2| \gg 1 \text{ ГэВ}^2$ . Для определенности рассмотрим поведение спиральных амплитуд  $A_{00}^{00}$  и  $A_{00}^{+1 \mp 1}$   $\rho\rho$ -рассеяния. Известно, что параметрически ведущий вклад в  $A_{00}^{00}$  определяется механизмом рассеяния кварка на кварке<sup>2,3</sup> (рис. 1) и ведет себя в указанной области как  $\sim st^{-2.5}$ . Как видно из анализа соответствующих диаграмм поведение амплитуд  $A_{00}^{+1 \mp 1}$  определяется тем же механизмом. Вычисляя главные вклады (см. рис. 1) получаем

$$A_{00}^{+1 \mp 1} \sim C_{\pm} f_{\rho}^4 (m_{\rho}^2 / \mu^3) (st^{-2.5}) \sim A_{00}^{00} \sim C_0 f_{\rho}^4 \mu^{-1} (st^{-2.5}). \quad (1)$$

В связи с зависимостью результата от параметра обрезания данный метод расчета не позволяет получить сколько-нибудь надежных численных значений амплитуд, хотя гарантирует получение правильной асимптотической зависимости спиральных амплитуд от  $s$  и  $t$ .

Параметрически ведущий вклад (рис. 1) в амплитуду набирается из области, в которой виртуальности глюонов  $\chi_{1,2}^2 \sim \mu^2$ . Отсюда ясно, что корректное вычисление соответствует расчету с "полной" волновой функцией (ВФ) мезона. Подобная ситуация возникает в КХД при вычислении адронных формфакторов с малыми переданными импульсами. Как показано в<sup>4</sup>, приближение дуальности в правилах сумм (ПС) КХД хорошо имитирует учет полной ВФ адрона и дает неплохие результаты для адронных формфакторов уже на пертурбативном уровне при удачно выбранном корреляторе. В задаче рассеяния в области  $s \gg |t|$  евклидова версия ПС не применима, но здесь могут быть использованы ПС в эксклюзивной кинематике, неплохо зарекомендовавшие себя при вычислении мягких и полужестких процессов с тяжелыми и легкими кварками<sup>5,6</sup>. Точность этих ПС, с нашей точки зрения, несколько ниже (30–50% для легких кварков), но вполне приемлема для наших целей. Учитывая, что при удачном выборе коррелятора ведущее параметрическое поведение дается уже на пертурбативном уровне<sup>5</sup>, мы не ставим целью вычисление поправок к ведущим вкладам. Таким образом, мы имеем правильное качественное поведение амплитуд в области  $s \gg |t| \gg 1 \text{ ГэВ}^2$ , согласующееся с (1).

<sup>1)</sup> Учет таких поправок, очевидно, может привести лишь к усилению роста амплитуд по  $s$ .

Для вычисления амплитуды  $\rho\rho \rightarrow \rho\rho$  рассмотрим коррелятор

$$K^{\mu\nu} = \int d^4x e^{ip_1 x} \langle \rho_L(p_3) \rho_L(p_4) | J_\mu(x) J_\nu(0) | 0 \rangle, \quad (2)$$

где  $J_\mu$  – изовекторная компонента векторного тока. В низшем порядке ТВ ведущий по  $s$  вклад в (2) определяется графиками типа рис. 2 с двухглюонным обменом в  $t$ -канале. На рис. 2  $p_1, p_2$  – импульсы векторных токов,  $p_3, p_4$  – импульсы  $\rho_L$ -мезонов,  $q = p_3 - p_1, q^2 = t \approx -q_\perp^2, k$  – импульс интегрирования. Вычисления удобно проводить в судаковских переменных  $\tilde{p}_1 = p_1 - p_1^2 s^{-1} p_2, \tilde{p}_2 = p_2 - p_2^2 s^{-1} p_1$ , представив все вектора задачи в виде  $a = \alpha \tilde{p}_2 + \beta p_1 + a_\perp$ . В результате вычислений имеем

$$K^{\mu\nu} = \frac{is}{18\pi^2} \int \frac{d^2 k_\perp}{k_\perp^2 (k_\perp - q_\perp)^2} [B^\mu(k_\perp) - B^\mu(k_\perp = 0)][B^\nu(k_\perp) - B^\nu(k_\perp = 0)], \quad (3)$$

$$B^\lambda = if_\rho (4\pi\alpha_s) \int_0^1 dx \frac{\phi(x)}{x(1-x)} \left[ \frac{p_\perp^\lambda 2x(1-x) + (2x-1)(k_\perp^\lambda - xq_\perp^\lambda)}{p_1^2 - \frac{(k_\perp - xq_\perp)^2}{x(1-x)}} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $x$  доля продольного импульса кварка в  $\rho_L$ -мезоне,  $\phi(x)$  – ВФ ведущего твиста  $\rho_L$ , определенная в <sup>7</sup>,  $f_\rho \approx 200$  МэВ. Отметим, что при  $p_{1,2}^2 = 0$  (3) переходит в результат <sup>7, 8</sup>.

Используя (3) можно в приближении дуальности получить ПС для спиральных амплитуд. Не приводя соответствующих громоздких формул резюмируем лишь результаты. Для области  $s \gg |t| \gg \mu^2$

$$A_{00}^{00} \rightarrow \frac{8}{9} \alpha_s^2 \pi s_0^{1,5} (st^{-2,5}), \quad A_{00}^{+1 \pm 1} \rightarrow \frac{\pi \alpha_s^2}{30 m_\rho^2} s_0^{2,5} (st^{-2,5}), \quad (5)$$

Здесь  $s_0 \approx 1,5$  ГэВ<sup>2</sup> – интервал дуальности  $\rho$ -мезона, а  $m_\rho$  – его масса. Как видим, (5) параметрически согласуется с (1).

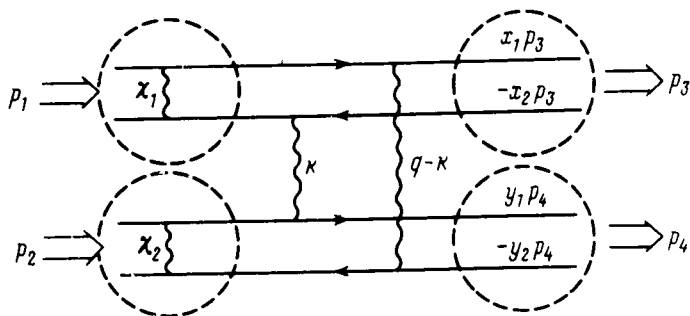


Рис. 1

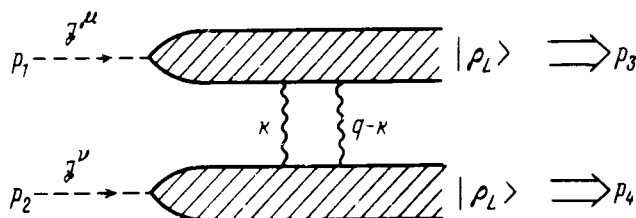


Рис. 2

Подчеркнем, что метод ПС позволяет вычислить не только асимптотическое поведение, но и построить амплитуду рассеяния в достаточно широкой области  $|t| \gtrsim \mu^2$ , при этом вычисляемый вклад формально определен и конечен при всех  $t$ . Как показывают оценки, поправки становятся определяющими при  $|t| \lesssim 1 \text{ ГэВ}^2$  и полученные при таких  $t$  результаты не следует воспринимать серьезно.<sup>2)</sup>

В итоге мы приходим к важному заключению, что амплитуды с переворотом спина не только не убывают с ростом энергии, но и не подавлены по степеням  $t$  по сравнению с амплитудами без переворота. Однако, как видно из (5), в рассмотренном примере имеется определенное численное подавление.

Отметим в заключение, что в рассматриваемом нами механизме рассеяния, не приводящем к дополнительным подавлениям, переворот спиральности адрона обеспечивается в процессе адронизации партонов и не связан прямо с наличием массы у легких кварков. Процесс  $\rho\rho$ -рассеяния выбран нами в качестве простейшего для иллюстрации метода. Предварительные оценки показывают, что амплитуды с переворотом спиральности в  $NN$ -рассеянии так же не убывают с ростом энергии. Эти результаты будут подробно изложены в отдельной работе.

Авторы выражают благодарность за полезные обсуждения В.Л.Черняку, В.К.Беспрозванных, А.Е.Калошину, В.А.Наумову.

#### Литература

1. *Mueller A.H.* Phys. Rep., 1981, 73, 273.
2. *Brodsky S.J., Lepage G.P.* Phys. Rev. D, 1980, 22, 2157.
3. *Landshoff P.V.* Phys. Rev. D, 1974, 10, 1024.
4. *Radyushkin A.V., Nesterenko V.A.* Phys. Lett. B, 1982, 115, 410.
5. *Chernyak V.L., Zhitnitsky I.R.* Preprint INP-88-65, May 1988.
6. *Браун В.М., Филинов А.К.* ЯФ, 1989, 50, 1118.
7. *Chernyak V.L., Zhitnitsky I.R.* Nucl. Phys. B, 1983, 22, 406.
8. *Ginzburg I.F.*, Preprint IM TF-139, Novosibirsk 1984.

Институт прикладной физики  
Иркутского государственного университета

Поступила в редакцию  
20 июля 1990 г.

---

<sup>2)</sup> С нашей точки зрения амплитуда рассеяния в этой кинематической области определяется качественно тем же механизмом, а именно глюонными компонентами ВФ адронов. Этот вопрос будет рассмотрен в отдельной работе.