

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ С УЧАСТИЕМ БАРИОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В КХД

В.В.Бараховский, И.Р.Житницкий

*НИИ прикладной физики Иркутского государственного университета
664000, Иркутск*

Поступила в редакцию 17 мая 1991 г.

Показано, что эффекты поляризации в процессах $2 \rightarrow 2$ с участием барионов не исчезают с ростом энергии. Предложена версия дуальных правил сумм КХД, позволяющих вычислить вершины нуклона с помероном.

Широко распространена точка зрения, что поляризационные эффекты "вымирают" для процессов рассеяния с ростом энергии для адронов, составленных из безмассовых u -, d -кварков. В данной работе на примере вычисления затравочных амплитуд πN -рассеяния мы продемонстрируем, что это ожидание не оправдывается в КХД.

Напомним, что импакт-фактор, соответствующий диаграмме типа рис. 1а фактически редуцируется к соответствующему формфактору рис. 1б при высоких энергиях ^{1,2}. Для прояснения вопроса естественно начать, поэтому, с изучения формфактора в соответствующей кинематике. 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 $a = \alpha \tilde{p}_1 + \beta \tilde{p}_2 + a_\perp$, и представив $g^{\mu\nu}$ в форме: $g^{\mu\nu} = g_\perp^{\mu\nu} + 2(\tilde{p}_1^\mu \tilde{p}_2^\nu + \tilde{p}_1^\nu \tilde{p}_2^\mu)/s$. В ведущем приближении при $s \rightarrow \infty$ можно заменить $g^{\mu\nu} \rightarrow 2\tilde{p}_1^\nu \tilde{p}_2^\mu/s$ (здесь и далее обозначения импульсов и расстановка индексов в тексте соответствует рис.1). Вопрос теперь можно переформулировать следующим образом: возможен ли переворот спиральности нуклона для формфактора $\langle N(p_2) | J^\mu | N(p_4) \rangle \tilde{p}_1^\mu$ в безмассовом пределе для u -, d -кварков. На первый взгляд ответ отрицательный - спиральность сохраняется. Тем не менее переворот спиральности возможен, поскольку в процессе адронизации не локализованные в одной точке кварки с фиксированными спиральностями переходят в нуклоны с обоими проекциями спина. Перейдем теперь к количественным оценкам. Для вычисления приведенного выше формфактора используем коррелятор $I_1^{\lambda\lambda'}$ с киральными токами, для которого во всей области изменения q_\perp^2 непертурбативные поправки не велики (15 - 20%) по сравнению с пертурбативным вкладом ³:

$$I_1^{\lambda\lambda'}(q_\perp^2) = i^2 \int dx dy \exp(ip_2 x + i q y) \langle 0 | T \{ \eta_L^\lambda(x) J_\mu(y) \bar{\eta}_L^{\lambda'}(0) \} | 0 \rangle \tilde{p}_1^\mu, \quad (1)$$

$$\eta_L^\lambda = (u_L^i C d_L^j) u_L^{k,\lambda} \epsilon^{i,j,k}; \quad \langle 0 | \eta_L^\lambda(0) | p \rangle = f_N^L N_L^\lambda(p); \quad |f_N^L| \cong 0,38 \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^3. \quad 3$$

Вклад нуклона в спектральную плотность коррелятора $I_1^{\lambda\lambda'}$ есть:

$$|f_N|^2 \pi^2 \delta(s_1 - M_N^2) \delta(s_2 - M_N^2) [G_m(q_\perp^2) \{ (1 + \gamma_5) / 2 [\hat{p}_2 \hat{p}_1 \hat{p}_4 + M_N^2 \hat{p}_1] \}_{\lambda\lambda'} - \\ - s F_2(q_\perp^2) M_N \{ \hat{p}_2 + \hat{p}_4 \}_{\lambda\lambda'}]. \quad (2)$$

Для вычисления электромагнитных формфакторов G_m и F_2 удобно использовать следующие лоренц-структуры $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\tilde{p}_1^\mu\tilde{p}_2^\nu q_\perp^\alpha\gamma_{\lambda\lambda}'$, \hat{q}_\perp , \hat{p}_2 . Интегрируя спектральную плотность $\rho(s_1, s_2)$ с весом $\exp(-(s_1 + s_2)/m^2)$ от 0 до S_0 (S_0 - интервал дуальности нуклона, m^2 - борелевский параметр), и пренебрегая непертурбативными поправками получаем правила сумм для формфакторов протона и нейтрона. Формулы достаточно громоздки, поэтому приведем здесь только правила сумм для магнитных формфакторов протона и нейтрона.

$$G_m^{P,N}(q_\perp^2) = \frac{1}{A} \exp(2M_N^2/m^2) \beta^{P,N} \int_0^1 dx \mu^3 (1-x)^2 \exp(-2\tau/m^2); \quad \tau = q_\perp^2 (1-x)/4x;$$

$$\mu^3 = \frac{m^2}{8} [1 - e^{-z} (1 + z + \frac{z^2}{2})] \theta(z); \quad z = 2(S_0 - \tau)/m^2; \quad A = 2^8 \pi^4 |f_N|^2/9; \quad (3)$$

$\beta^P = 2e_u - e_d/2 = 3/2$; $\beta^N = 2e_d - e_u/2 = -1$; $\theta(z)$ - функция Хевисайда. Правила сумм (3) дают значения для формфакторов $G_m^{P,N}(q_\perp^2)$ и $F_2^{P,N}(q_\perp^2)$, которые хорошо согласуются с экспериментом вплоть до $q_\perp^2 = 3 - 5$ Гэв². Это позволяет думать, что данный коррелятор уже на пертурбативном уровне передает свойства полной волновой функции нуклона. Для наших целей здесь наиболее важно, что правая (теоретическая) часть правил сумм (3), соответствующая вкладу формфактора F_2 в спектральную плотность не зануляется в киральном пределе уже на пертурбативном уровне в соответствии с изложенным выше. Отметим, что фитирование правил сумм (3) при $S_0 = 1,3$ Гэв² хорошо воспроизводит массу нуклона $M_N^2 = 0,85 - 0,95$ Гэв². При этом S_0 с 10%-ной точностью совпадает с величиной интервала дуальности для двухточечного коррелятора используемых нами киральных токов.

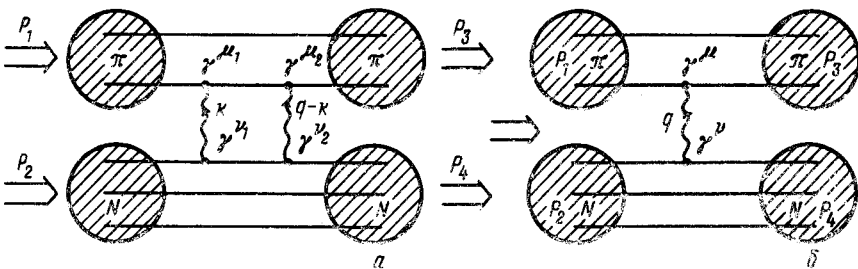


Рис 1а

Рис 1б

Рис. 1. $s = (p_1 + p_2)^2$; $t = q_\perp^2 \approx -\tilde{q}_\perp^2$; $q = p_3 - p_1$; $p_1 + p_2 = p_3 + p_4$; $p_4 \approx \hat{p}_2 + \frac{p_\perp^2 + \tilde{q}_\perp^2}{s} \tilde{p}_1 - q_\perp$

Перейдем теперь к изучению $\pi N \rightarrow \pi N$ рассеяния. Амплитуды процесса выберем в виде $M = \bar{N}(p_2) [T_1 s + \hat{p}_1 T_2] N(p_4)$. Спиральные амплитуды A^{++} и A^{+-} при высоких энергиях выражаются через амплитуды T_1 и T_2 : $A^{+-} = \sqrt{-t} s T_1$; $A^{++} = s(2T_1 M_N + T_2)$. Для вычисления спиральных амплитуд рассмотрим коррелятор:

$$I_2^{\lambda\lambda'} = \int dx dy dz \exp(p_1 x + p_2 y - p_3 z) \langle 0 | T \{ \eta_L^\lambda(x) J_{\mu 5}(y) \bar{\eta}_L^{\lambda'}(z) J_{\nu 5}(0) \} | 0 \rangle > \tilde{p}_2^\nu \tilde{p}_2^\mu.$$

Здесь $J_{\mu 5}$ - интерполирующий ток для вклада π -мезона. Далее аналогично рассмотренному выше используем дисперсионное соотношение по переменным $p_1^2, p_2^2, p_3^2, p_4^2$ (см. рис.1). Вклад интересующих нас амплитуд в спектральную плотность коррелятора $I_2^{\lambda\lambda'}$ аналогичен формуле (2) с заменой $G_{\pi} \rightarrow T_2, F_2 \rightarrow -T_1$ и умножением на соответствующий фактор, связанный с вкладом π -мезонов. Вычисляя вклады, соответствующие графикам рис. 1а и рис. 2, вычитая из теоретической части правил сумм вклад континуума, получаем правила сумм для спиральных амплитуд. Уже то, что вклад графиков типа рис. 1а соответствует вычислению изоскалярных формфакторов, а полученная величина $F_2^N + F_2^P$ не равна нулю, гарантирует нам отличие от нуля амплитуды T_1 , т. е. амплитуда с переверотом спиральности дает не падающий с ростом энергии вклад в дифференциальное сечение процесса. Расчет показывает, что A^{+-} на порядок меньше, чем A^{++} , но падает с ростом $|t|$ медленнее, чем амплитуда без переверота спиральности при $|t| \gg \mu^2$. Подчеркнем, что графики типа рис. 2 играют здесь существенную роль, а при достаточно больших переданных импульсах их вклад является определяющим.

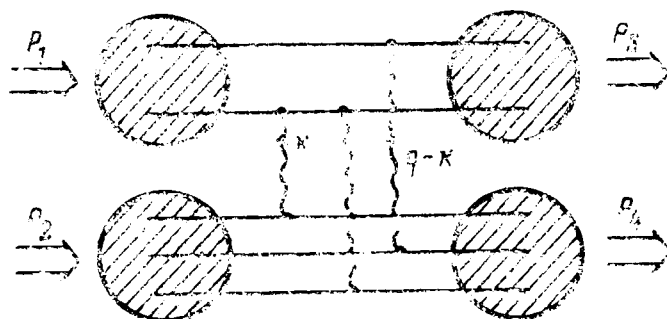


Рис. 2

Рис. 2. Графики такого типа не могут быть сведены к формфактору и доминируют при больших $|t|$. Асимптотика при $|t| \rightarrow \infty$ определяется графиками с обменом тремя глюонами в t -канале. Третий глюон, указанный пунктиром появляется в следующем порядке теории возмущений

аналогично тому, как это происходит в реакциях без переверота спиральности (см. также ⁴). Рассмотренный пример показывает, что при вычислении амплитуд рассеяния в духе работы ² необходимо учесть изоскалярные формфакторы F_2 наряду с учитываемым обменом F_1 . Для использования результатов в области малых переданных импульсов следует учесть еще модификацию глюонного пропагатора в области малых виртуальностей ⁵. Важно здесь при малых $|t|$ отметить также, с нашей точки зрения, глюонная компонента волновой функции аллона. Однако в области $|t| \geq 1 \text{ ГэВ}^2$ правила сумм должны правильно передавать общую картину. Мы не учитываем здесь высшие порядки теории возмущений, однако результаты работы ⁶ позволяют думать, что их учет может привести лишь к увеличению сечений с ростом энергии, при этом наше качественное утверждение с роли поляризационных эффектов остается справедливым. В заключение подчеркнем, что рассматриваемый механизм переверота спиральности бариона связан с процессом адронизации безмассовых кварков.

Авторы благодарны А.Шелковенко за полезное обсуждение и О.Клену за сотрудничество.

1. Wu T.T., Cheng H. *Phys. Rev.*, 1969, 182, 182.
2. Gunion J.F., Soper D.E. *Phys. Rev.*, 1979, 20, 2617.
3. Chernyak V.L., Zhitnitsky I.R. *Nucl. Phys.*, 1990, B345, 137.
4. Житницкий И.Р., Бараховский В.В. Письма в ЖЭТФ, 1990, 52, 845.
5. Landshoff P.V., Nachtmann O. *Z. Phys.* 1987, C35, 405.
6. Липатов Л.Н. ЖЭТФ, 1986, 90, 1536.