

УДК 539.12

РОЖДЕНИЕ ПАР КВАРКОВ В ГЛЮОН-ГЛЮОННОМ И ФОТОН-ГЛЮОННОМ СЛИЯНИИ И РОЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ НАЧАЛЬНЫХ БОЗОНОВ

С. П. Баранов

Исследована зависимость дифференциальных сечений процессов $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ и $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$ от состояния поляризации исходных бозонов и масс рождающихся кварков. Показано, что угловые распределения кварков чувствительны к поляризации исходных бозонов и существенно отличаются от распределений, полученных в пределе безмассовых кварков.

В последние годы отмечается значительный рост интереса к проявлению спиновых эффектов в физике высоких энергий. В частности, к так называемому спиновому кризису в партонной модели, когда в результате экспериментов с поляризованными частицами обнаружилось, что кварки ответственны лишь за сравнительно небольшую долю суммарного спина поляризованного протона. Основную роль в спиновой структуре протона (при достаточно высокой энергии) играют, по-видимому, глюоны. Изучение их состояния поляризации привлекает особое внимание.

Для проведения дальнейших теоретических и экспериментальных исследований необходимо детальное знание сечений основных партонных процессов с поляризованными партонами. В литературе имеются многочисленные примеры расчетов такого рода [1-4], однако представленные там результаты получены лишь для безмассовых кварков. В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть также процессы с тяжелыми кварками. Настоящие заметки посвящены рождению кварк-антикварковых пар $Q\bar{Q}$ в фотон-глюонном и глюон-глюонном слиянии. Избирательная чувствительность этого процесса к поляризации исходных бозонов может сделать его полезным инструментом для экспериментального изучения состояний поляризации глюонов в поляризованном

протоне. Забегая вперед, отметим, что учет массы кварков (даже для легких ароматов) приводит к существенному изменению поведения дифференциальных сечений в определенных областях фазового пространства.

Процесс рождения кварк-антикварковых пар в фотон-глюонном и глюон-глюонном слиянии рассматривается в рамках стандартной теории возмущений (КЭД/КХД). Аналитические расчеты не вызывают никаких трудностей (две или три фейнмановских диаграммы соответственно), но получающиеся выражения для дифференциальных сечений оказываются довольно громоздкими и потому не приводятся.

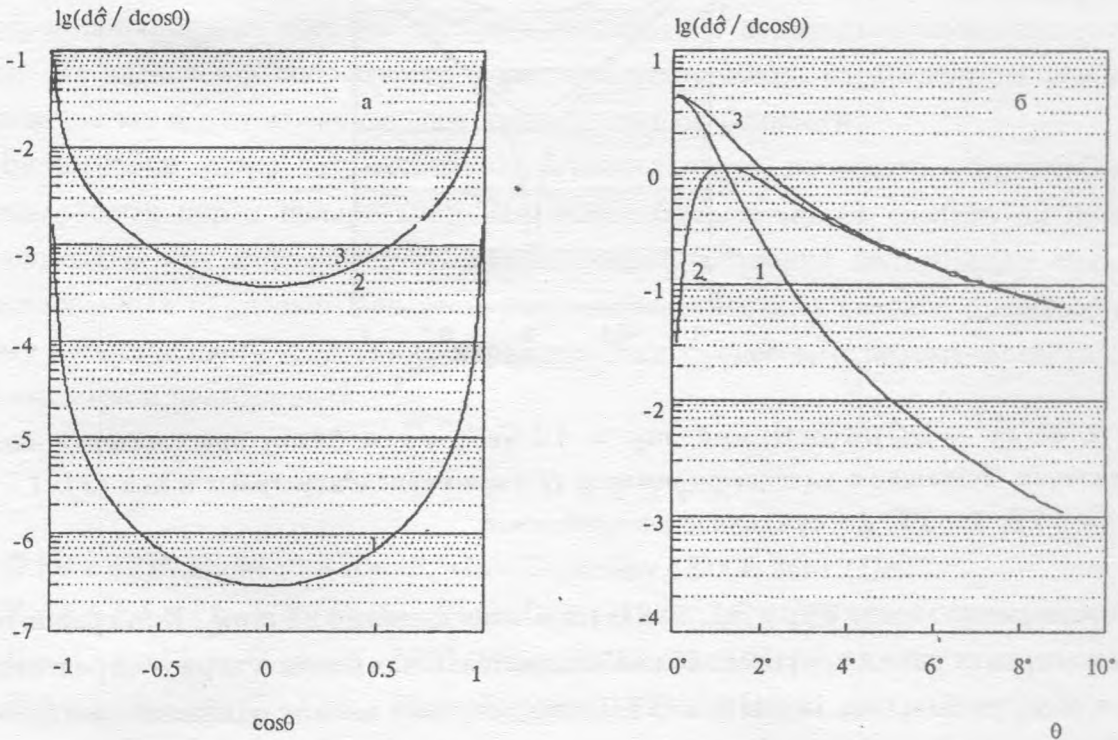


Рис. 1. а) $d\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q})/d\cos\theta$, мкб; $m_Q = 1.5\text{ GeV}$, $\sqrt{\hat{s}} = 100 m_Q$. 1 - одинаковые спиральности, 2 - противоположные спиральности, 3 - суммарное распределение; б) то же, но в виде функции θ для более детального представления области малых углов.

Чувствительность характеристик процессов к поляризации начальных бозонов проиллюстрирована на рис. 1, 2.

На рисунке 1 показано угловое распределение рожденных кварков в партонной системе центра масс $d\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q})/d\cos\theta$, рассчитанное при значении отношения

$\sqrt{\hat{s}}/m_Q = 100$. Отдельные кривые соответствуют случаям одинаковой или противоположной спиральности исходных глюонов. (Поскольку в силу сохранения четности $\hat{\sigma}_{--} = \hat{\sigma}_{++}$ и $\hat{\sigma}_{-+} = \hat{\sigma}_{+-}$, приведены только два из четырех возможных сочетаний спиральностей.)

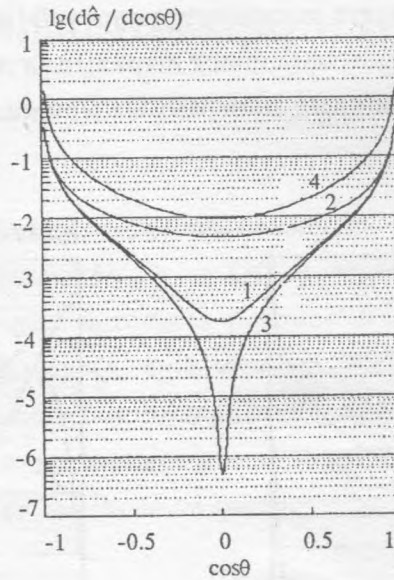


Рис. 2. $d\hat{\sigma}(gg \rightarrow Q\bar{Q})/d\cos\Theta$, мкб; $m_Q = 1.5\text{ GeV}$, $\sqrt{\hat{s}} = 20 m_Q$ при векторах линейной поляризации, лежащих в плоскости реакции (L) или перпендикулярных к ней (T): 1 - LL, 2 - LT = TL, 3 - TT, 4 - суммарное распределение.

Соотношение между $\hat{\sigma}_{++}$ и $\hat{\sigma}_{+-}$ меняется в зависимости от \hat{s} и m_Q^2 . При сравнительно низких энергиях вклад противоположно поляризованных бозонов играет определяющую роль в области больших углов ($\cos\Theta \simeq 0$), но уступает вкладу одинаково поляризованных бозонов в областях рождения вперед и назад ($\cos\Theta \rightarrow \pm 1$). По мере уменьшения массы кварков (или увеличения \hat{s}/m_Q^2) характер угловых распределений стремится к предсказанному в [3, 4]: вклад противоположно поляризованных бозонов становится доминирующим почти всюду (рис. 1а), а соответствующая асимметрия вырождается в постоянную: $A = (d\hat{\sigma}_{++} - d\hat{\sigma}_{+-})/(d\hat{\sigma}_{++} + d\hat{\sigma}_{+-}) \rightarrow -1$. Однако, в отличие от безмассового предела, при этом всегда существует область, где преобладающим остается вклад одинаково поляризованных бозонов (рис. 1б). Чем выше отношение \hat{s}/m_Q^2 , тем уже становится эта область; однако именно в этой области сечение достигает своих наибольших значений. Чрезвычайно резко выраженная чувствительность рассматриваемого процес-

са к поляризации начальных бозонов может сделать его полезным инструментом для экспериментального изучения состояний поляризации глюонов в поляризованном протоне (это нужно, например, для разрешения проблемы т.н. спинового кризиса в партонной модели). Эффект смены знака асимметрии, обусловленный ненулевой массой кварков, приобретает, таким образом, принципиальную важность. Соотношение между проинтегрированными по углу сечениями меняется в нашем примере от $\hat{\sigma}_{++}/\hat{\sigma}_{+-} = 0$ при $m_Q = 0$ до $\hat{\sigma}_{++}/\hat{\sigma}_{+-} = 0,15$ при $m_Q/\sqrt{\hat{s}} = 0,01$.

Такие же закономерности наблюдаются и в фотон-глюонном слиянии.

Для полноты изложения приведем также результаты, полученные при линейной поляризации исходных бозонов. На рисунке 2 буквами L и T обозначены направления векторов поляризации соответственно в плоскости и перпендикулярно плоскости реакции. Не вдаваясь в подробности, отметим, что угловые распределения рожденных кварков имеют и в этом случае свои характерные особенности.

Чрезвычайно резко выраженная чувствительность процессов рождения кварк-антикварковых пар к поляризации начальных бозонов может сделать их полезным инструментом для экспериментального изучения состояний поляризации глюонов в поляризованных нуклонах. При этом учет ненулевой массы кварков приводит к глубокому качественному изменению характеристик процесса, а потому представляется необходимым и неизбежным.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Close F. E., Milner R. G., Phys. Rev., **D44**, 3691 (1991).
- [2] Frankfurt L. L. et al., Phys. Lett., **B230**, 141 (1989).
- [3] Bourrely C. et al., Nucl. Phys., **B361**, 72 (1991).
- [4] Bourrely C. et al., Phys. Reports, **177**, 319 (1989).

Поступила в редакцию 23 сентября 1994 г.