

## ЭФФЕКТЫ ЦВЕТОВОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ В РОЖДЕНИИ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ $P_T$ ПРИ ФОТОН-ГЛЮОННОМ СЛИЯНИИ

В.Ф. Андреев, А.И. Лебедев, В.А. Хозе \*

*В рамках пертурбативного подхода рассмотрено образование адронов фотонами на нуклонах за счет фотон-глюонного слияния с учетом эффектов когерентности квантовой хромодинамики. Приведено выражение для углового распределения адронов в жестких реакциях фоторождения при высоких энергиях.*

Один из фундаментальных процессов квантовой хромодинамики (КХД) — фотон-глюонное слияние  $\gamma g \rightarrow q \bar{q}$  — играет важную роль при фоторождении адронов на нуклонах /1/. Этот процесс приводит к трехструйной топологии событий в жестких реакциях образования адронов (с поперечными импульсами  $P_T > 1$  ГэВ) фотонами высоких энергий (десятки ГэВ и выше). Две струи образуются при фрагментации кварка и антикварка, а третья связана с фрагментацией мишени (рис. 1). Из-за коллективной природы адронобразования распределение частиц в трехструйных событиях фоторождения будет модифицировано, что связано с когерентными эффектами КХД.

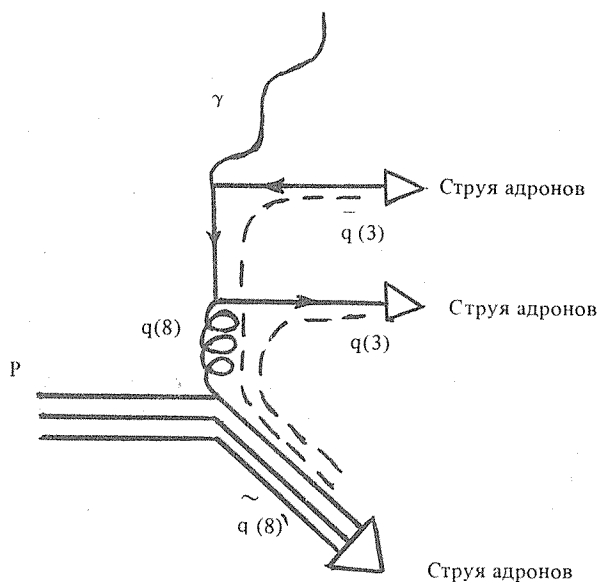


Рис. 1. Фоторождение адронов с большими  $P_T$  на протонах за счет фотон-глюонного слияния. Пунктиром схематически показаны цветовые антенны.

Когерентные эффекты являются важным следствием цветовой динамики взаимодействия кварков и глюонов на малых расстояниях. Они были рассмотрены ранее для целого ряда реакций с участием адронов:  $e^+e^- \rightarrow$  адроны,  $pp \rightarrow \gamma X$ ,  $\bar{p}p \rightarrow \pi X$  и другие (см., напр., /2, 3/). Представляет интерес исследовать эти эффекты и для реакций фоторождения частиц. Здесь для получения качественной картины они рассмотрены на основе пертурбативного подхода и лишь для процесса фотон-глюонного слияния — при достаточно высоких энергиях.

\* Ленинградский институт ядерной физики АН СССР.

В рамках этого подхода к множественному адронобразованию можно, используя так называемую локальную протон-адронную дуальность [2, 3], записать следующее приближенное выражение для дифференциального сечения фоторождения:

$$d\sigma/dn \cong (8\pi)^{-1} [(a_{23}/a_2 a_3) + (a_{13}/a_1 a_3) - N_c^{-1} (a_{12}/a_1 a_2)] M. \quad (1)$$

Здесь  $n$  — направление вылета адронов  $(\theta, \varphi)$ ;  $a_i = 1 - n_i n_i$ ;  $a_{ij} = 1 - n_i n_j$ ;  $n_j$  — направление движения партонов:  $i = 1$  для  $q$ ,  $i = 2$  для  $\bar{q}$ ,  $i = 3$  для  $g$ ;  $M$  — множитель, учитывающий развитие каскада партонов и их адронизацию в конечном состоянии;  $N_c$  — число цветов. Приведенное выражение справедливо лишь для больших углов вылета адронов по отношению к осям струй. Последнее слагаемое в скобках в (1) мало, и им во многих случаях можно пренебречь.

Выражение (1) учитывает излучение партонами в конечном состоянии мягких глюонов и их интерференцию. Картину излучения глюонов в реакциях фоторождения можно охарактеризовать расположением цветных антенн на рис. 1.

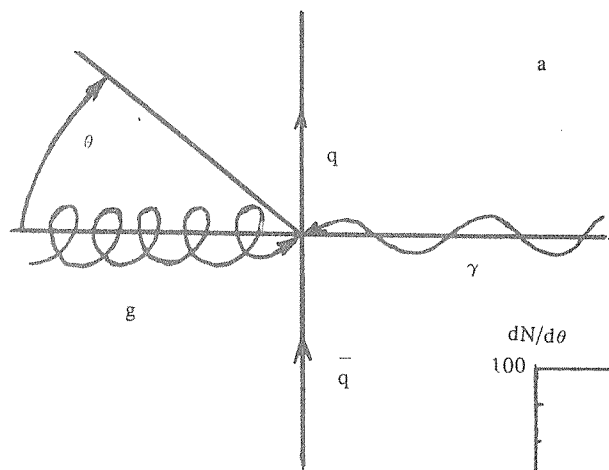
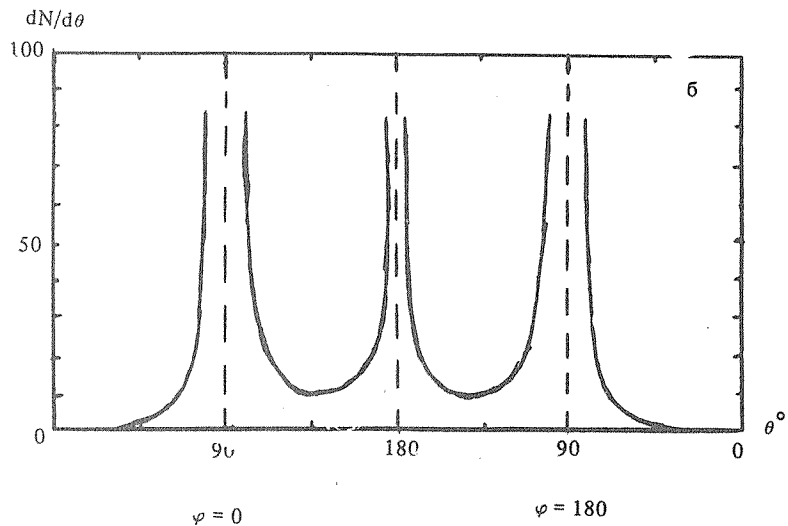


Рис. 2. Пример кинематики фоторождения адронов (а) и соответствующее ему угловое распределение (б).



Для иллюстрации роли цветовой интерференции, приводящей к эффектам когерентности КХД, рассмотрим  $\gamma g$ -столкновение в системе центра масс и образование пары  $q\bar{q}$  под углом  $90^\circ$  к оси столкновения (рис. 2а). Вычисленное на основании (1) угловое распределение частиц  $dN/d\theta$  в плоскости реакции  $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$  ( $\varphi = 0^\circ$  и  $\varphi = 180^\circ$ ) приведено на рис. 2б. Видно, что в направлении движения остатка протона  $\tilde{g}$  (несущего цветовой заряд глюона), где действуют цветные антенны, стягивающие  $q(3)$ ,  $\bar{q}(3)$  и  $g(8)$ , выход адронов между струями увеличен по сравнению с их выходом в направлении движения фотона. Выходы адронов для интервала углов  $\theta = 120 - 150^\circ$  при  $\varphi = 0$  и  $180^\circ$  превышают интегральные выходы для симметричных значе-

ний  $\theta = 30 - 60^\circ$  при  $\varphi = 0$  и  $180^\circ$  в 5,3 раза (они составляют  $(2,71/8)M$  и  $(0,51/8)M$  соответственно). Это превышение обусловлено не только перекрытием струй адронов, возникающих при фрагментации партонов, но и интерференционными эффектами увлечения адронов в сторону вылета  $\tilde{g}$ . В то же время деструктивная интерференция для углов вылета адронов в направлении движения фотона уменьшает их выход.

Для получения количественных заключений о проявлении когерентных эффектов КХД в реакциях фоторождения адронов требуется рассмотреть их также в рамках модели Лунда со струнной фрагментацией /4/ и учесть механизм образования адронов за счет комптон-эффекта КХД /1/.

Процесс  $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$  является доминирующим в реакциях фоторождения частиц, содержащих тяжелые кварки, и проведенное рассмотрение применимо для обсуждения фотообразования очарованных либо прелестных частиц.

Экспериментальное изучение эффектов когерентности КХД в адронных реакциях с участием фотонов представляет значительный интерес. Поиски их в реакциях  $pp \rightarrow \gamma X$ , где они будут также проявляться /2/, весьма затруднены из-за тяжелых фоновых условий, связанных с испусканием  $\pi^0$ -мезонов в  $pp$ -столкновениях. С этой точки зрения исследования реакций множественного рождения адронов фотонными пучками протонных ускорителей ИФВЭ, ЦЕРН'а, ФНАЛ, а также во встречных  $ep$ -столкновениях на сооружаемом коллайдере HERA могут обеспечить определенные преимущества.

Авторы выражают благодарность Ю.Л. Докшицеру, Г. Ингельману и С.И. Трояну за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F r i t z s c h H., M i n k o w s k i P. Phys. Lett., 69B, 316 (1977).
2. D o k s h i t z e r Yu. L. et al. Rev. Mod. Phys., 60, 373 (1988).
3. D o k s h i t z e r Yu. L. et al. DESY 88-093, to be published in Perturbative QCD, Ed. A. Mucller, World Scientific, Singapore.
4. A n d e r s o n B. et al. Phys. Report, 97, 33 (1983).

Поступила в редакцию 3 мая 1989 г.