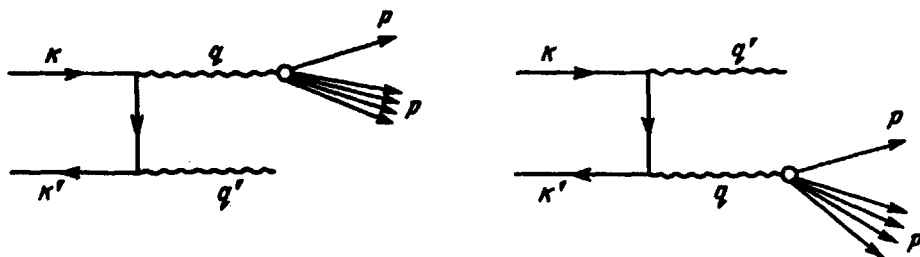


ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЖЕСТКИХ ФОТОНОВ В e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ В АДРОНЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

С. Г. Маминян, Ю. Ф. Пирогов, Н. Л. Тер-Исаакян,
Ю. Г. Шахназарян

Показано, что при высоких энергиях инклюзивный процесс e^+e^- -аннигиляции в адроны, сопровождающийся излучением жесткого фотона лептоном, для ограниченных поперечных импульсов выделенного адрона является существенным и будет доминировать над соответствующим процессом без испускания фотона.

В настоящей работе показано, что при высоких энергиях процесс e^+e^- -аннигиляции с выделенным адроном h , сопровождающийся излучением жесткого фотона q' лептоном $k(k')$, $e^-(k) + e^+(k') \rightarrow h(p) + \gamma(q')$ для адрона с ограниченными поперечными импульсами является существенным и даже доминирующим по сравнению с соответствующим безфотонным процессом и должен с необходимостью учитываться при экспериментальном исследовании инклюзивной однофотонной e^+e^- -аннигиляции на встречных e^+e^- -пучках недалекого будущего.



Исследуемый процесс описывается двумя диаграммами рисунка. Дифференциальное сечение данного процесса содержит структурные функции $W_{1,2}(q^2, \nu)$ ($\nu = pq$), описывающие вершину перехода виртуального фотона q в выделенный адрон с 4-импульсом $p(p_0, p_1, p_{\parallel})$ и остальные адроны X

Из-за отсутствия знания о поведении функций $\bar{W}_{1,2}(q^2, \nu)$ при больших q^2 интегрирование по направлению виртуального фотона возможно лишь с логарифмической точностью. Характерным для диаграмм рисунка является наличие t - и u -канальных полюсов по электрону.

Пользуясь тем, что при $q^2 > q_{1,2 \min}^2 = \frac{s(p_0 \mp p_{||})}{\sqrt{s} - p_0 \mp p_{||}}$ эти полюса

при интегрировании по углу между q и p лежат вблизи физической области, будем иметь после интегрирования по этому углу с логарифмической точностью:

$$p_0 \frac{d\sigma}{dp} = \frac{\alpha}{2\pi s} \frac{1 \cdot q^4/s^2}{1 - q^2/s} \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right) dq^2 \left\{ \frac{\alpha^2}{q^4} \left[\bar{W}_1(q^2, \nu_1) + \frac{p_{\perp}^2}{2\mu^2} \bar{W}_2(q^2, \nu_1) \right] + (p_{||}^+ - p_{||}^-) \right\}, \quad (1)$$

где в фигурных скобках выделено, в соответствии с [1], инклюзивное сечение для процесса $e^+e^- \rightarrow h + X$. Здесь μ — масса адрона,

$$2\nu_1 \sqrt{s} = (s + q^2)p_0 - (s - q^2)p_{||}.$$

Мы интересуемся лишь вкладом от жестких фотонов ($q_0' > q_{0 \min}' = \frac{s - q_{\max}^2}{2\sqrt{s}}$). Нетрудно видеть, что при интегрировании по q^2 от

$q_{1,2 \min}^2$ до $q_{\max}^2 \approx s$ члены, возникающие от q^2/s в (1), малы со степенной точностью ($\sim 1/s$), если предположить ограниченность $\bar{W}_{1,2}(q^2, \nu)$ при больших q^2 , так что главный вклад в интеграл по q^2 дадут малые q^2 и порядок вклада в $p_0(d\sigma/dp)$ от излучения жестких фотонов будет $(\alpha^3/s q_{1,2 \min}^2 \ln(s/m_e^2))$. Таким образом, следует ожидать (с учетом гладкости структурных функций), что отношение r инклюзивного сечения с излучением жесткого кванта к соответствующему сечению без излучения — порядка

$$\frac{\alpha s}{q_{1,2 \min}^2} \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right).$$

Приведем общую формулу, получающуюся интегрированием дифференциального сечения в логарифмическом приближении. При этом удобно ввести вместо q^2 переменную $\omega_1 = 2\nu_1/q^2$ и функции $\bar{F}_1(\omega_1, \nu_1) = \bar{W}_1(q^2, \nu_1)$ и $\bar{F}_2(\omega_1, \nu_1) = (\nu_1/\mu^2) \bar{W}_2(q^2, \nu_1)$. Тогда

$$p_0 \frac{d\sigma}{dp} = \frac{\alpha^2}{s^2} \frac{\alpha \sqrt{s}(p_0 + p_{||})}{2\pi(p_{\perp}^2 + \mu^2)} \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right) \left\{ \left[\int_{\omega_0}^1 \bar{F}_1(\omega, \nu_1) d\omega + \frac{(p_0 + p_{||})p_{\perp}^2}{\sqrt{s}(p_{\perp}^2 + \mu^2)} \int_{\omega_0}^1 \bar{F}_2(\omega, \nu_1) \left(1 - \frac{p_0 + p_{||}}{\omega \sqrt{s}}\right) d\omega \right] + [p_{||}^+ - p_{||}^-] \right\}. \quad (2)$$

Формула (2) справедлива при ограниченных p_{\perp} :

$$\frac{\mu^2}{p_{\perp}^2 + \mu^2} \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right) \gg 1.$$

Для существенности эффекта p_0 не должно быть слишком близким к границе спектра ($2p_0/\sqrt{s} \equiv \omega_0 < 1$).

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. $p_0 \ll \sqrt{s}$. В этом случае $q_{1,2 \min}^2 \gg \mu^2$ как для нерелятивистского ($q_{1,2 \min}^2 = p_0 \sqrt{s}$, $p_0 = \mu$), так и релятивистского $q_{1,2 \min}^2 = \frac{\sqrt{s}}{2p_0} (p_{\perp}^2 + \mu^2)$, $p_0 \gg \mu$) адрона. Для $F_{1,2}$ можно допустить скейлинг, и для r имеем

$$r = \frac{\alpha}{\pi} \frac{\sqrt{s} p_0}{p_{\perp}^2 + \mu^2} \frac{\int_0^1 \bar{F}_1(\omega) d\omega}{\bar{F}_1(2p_0/\sqrt{s}) \ln \frac{s}{m_e^2}} \sim \frac{\alpha \sqrt{s} p_0}{\pi (p_{\perp}^2 + \mu^2)} \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right).$$

Для e^+e^- -столкновения с $E_0 = 5 \text{ ГэВ}$ ($s = 4E_0^2$) $r \sim 0,5 [p_0/(p_{\perp}^2 + \mu^2)]$.

Для $E_0 = 20 \text{ ГэВ}$ $r \sim 2p_0/(p_{\perp}^2 + \mu^2)$. (Импульсы и масса здесь в единицах ГэВ).

2. Пусть адрон уносит значительную долю энергии лептона ($p_0 = \omega_0 \frac{\sqrt{s}}{2}$),

$$|x| = \frac{2|p_{\perp}|}{\sqrt{s}} \approx \omega_0 < 1.$$

Здесь $q_{1,2 \min}^2 = \frac{p_{\perp}^2 + \mu^2}{|x|(1-|x|)}$. Скейлинга ожидать нельзя, но с учетом предположения о гладкости $\bar{F}_i(\omega, \nu)$ порядок r будет $\frac{\alpha s}{p_{\perp}^2 + \mu^2} \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right)$.

Мы видим, что несмотря на неопределенности, связанные со знанием $\bar{F}_i(\omega, \nu)$, для конечных $|x| < 1$ и ограниченных p_{\perp} можно говорить о значительном преобладании рассматриваемого процесса над процессом $e^+e^- \rightarrow h + X$ при высоких энергиях.

Проследим за распределением $p_0(d\sigma/dp)$ по x ($1 > x \geq 0$). Вблизи $x = 0$ основной вклад дают адроны с $p_0 \ll \sqrt{s}$. При увеличении x инклюзивное сечение растет и для конечных $x < 1$ достигает максимума, после которого начинается спад до нуля при $x = 1$. Положение этих максимумов без знания \bar{F}_i найти нельзя, однако можно видеть, что оно практически не зависит от s . Отношение высот этих максимумов к высоте распределения при $x = 0$ — порядка $\sqrt{s}/(\sqrt{p_{\perp}^2 + \mu^2})$, т. е. растет с энергией при фиксированном p_{\perp} .

Наблюдение этой картины, которая качественно рассматривалась в работе [2] для более высокого по α процесса e^+e^- -аннигиляции в два пучка адронов через виртуальные фотоны, испущенные лептонами, и которая подтверждается количественно в данной статье, представляет несомненный интерес.

В заключение отметим, что в отличие от рассмотренного здесь инклюзивного сечения, сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma + X$ без выделения адрона, равное

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{\alpha}{\pi s} \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right) \sigma_{e^+e^- \rightarrow X}(q^2),$$

особого выигрыша при больших s представить не может, если только $\sigma_{e^+e^- \rightarrow X}(s)$ не падает очень быстро с s , что представляется маловероятным и противоречит существующим экспериментам.

Авторы благодарны В.А.Хозе за полезные обсуждения.

Ереванский
физический институт

Поступила в редакцию
29 июня 1973 г.

Литература

- [1] В.Н.Байер, В.Фадин, В.А.Хозе. Материалы 8 Зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1973 г.
- [2] H. Cherg, T. T. Wu. Phys. Lett., 41B, 375, 1972.