

О СПЕКТРЕ ФОТОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ В e^+e^- -СТОЛКНОВЕНИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. С. Фадин, В. А. Хозе

В последнее время в связи с появлением ряда проектов установок со встречными пучками лептонов высоких энергий (до $10^2 - 10^3$ Гэв) (см., например, [1, 2]), проводилось обсуждение возможных физических экспериментов на таких ускорителях (например, [3]).

Большой интерес здесь вызывает возможность исследования слабых взаимодействий при измерении сечения процесса

$$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma \quad (1)$$

при больших углах вылета фотона (например, [4]).

Однако, вопрос об идентификации этого процесса является довольно сложным, так как в конечном состоянии регистрируется только один фотон. Поэтому необходимо детальное рассмотрение фоновых процессов, когда все конечные частицы, кроме фотона, по каким-либо причинам не регистрируются. Кроме того, может оказаться, что светимость установок, необходимая для регистрации столь редких событий, как процесс (1), а также ряд других рассмотренных в [3] процессов, может быть достигнута лишь в режиме редких столкновений сгустков с высокой плотностью частиц [2] (когда все происходит за времена $\sim 10^{-9}$ сек). В этом случае резко ухудшается фоновая ситуация, и такие процессы, как испускание фотонов (даже малых частот $\sim m_e$) приводят к ряду дополнительных трудностей при регистрации исследуемых физических процессов. Поэтому знание сечений этих фоновых процессов будет необходимо при рассмотрении фоновой ситуации в конкретных физических экспериментах на таких установках. Как хорошо известно, сечения таких процессов квантовой электродинамики, как $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ и т. д., при высоких энергиях электронов E и больших углах излучения фотона θ_k ($\sin \theta_k \sim 1$) падают с ростом s ($s = (2E)^2$), как $1/s$. Поэтому при больших значениях s становится весьма важным (и в ряде случаев определяющим) процесс излучения фотона при электроорождении e^+e^- пары

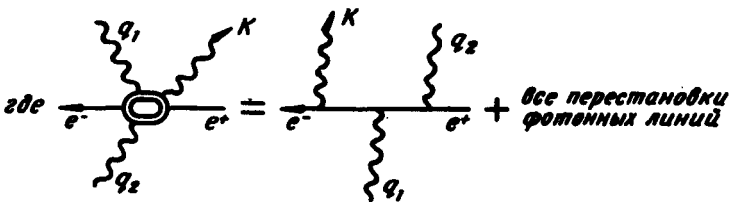
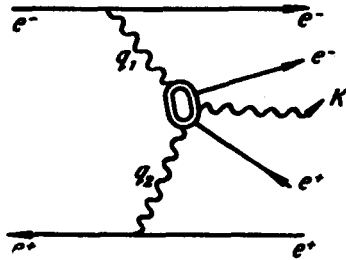
$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-\gamma, \quad (2)$$

так как величина сечения этого процесса определяется лишь поперечным импульсом испускаемого кванта K_\perp и растет с ростом s (как $\ln^2[s/m_e^2]$). В низшем порядке (α^3) теории возмущений основной вклад в сечение процесса (2) дается "блочной" диаграммой (рисунок.). Этот вклад в "дважды логарифмическом" приближении ($\sim \ln^2 s/m_e^2$) может быть вычислен с помощью метода Вайцзеккера - Вильямса (ВВ), примененного по обоим виртуальным фотонам. В приближении ВВ сече-

ние процесса (2) в СИ (при частоте кванта $\omega \ll E$) записывается в виде

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{\pi^2} L^2 \int \frac{d\omega_1}{\omega_1} \frac{d\omega_2}{\omega_2} d\sigma_{\gamma\gamma}(\omega_1, \omega_2, \omega, \theta_k), \quad (3)$$

где $L = \ln s/m_e^2$, $\omega_{1,2}$ — частоты виртуальных фотонов, а $d\sigma_{\gamma\gamma}$ — сечение фотопроецесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$.



Рассмотрим вначале случай $\omega \ll m_e$, когда для получения сечения $d\sigma_{\gamma\gamma}$ можно воспользоваться методом классических токов (например, [5]). Проведя в (3) интегрирование по ω_1, ω_2 при фиксированных ω и θ_k ($\sin \theta_k \sim 1$), получаем

$$d\sigma = \frac{\alpha^5}{m_e^2} \frac{1}{2\pi^3} L^2 \frac{1}{\sin^2 \theta_k} \left[\frac{128\pi^2}{105} - 6 \right] \frac{d\omega}{\omega} d\Omega_k. \quad (4)$$

Сравнивая (4) с соответствующими формулами для угловых распределений мягких фотонов в процессах $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ и т. д., легко видеть, что при $\theta_k = 90^\circ$, начиная с энергий электронов $E \gtrsim 100 \text{ МэВ}$, процесс (2) становится основным источником фотонов с энергией $\omega < m_e$.

Выражение для углового распределения фотонов при $\sin \theta_k \sim 1$ в процессе (2) может быть в аналитическом виде получено и в случае $E \gg K_\perp = \omega \sin \theta_k \gg m_e$.

Для нахождения сечения $d\sigma_{\gamma\gamma}$ можно воспользоваться результатами работы [6] и, проведя довольно громоздкие вычисления, получаем

$$d\sigma = \frac{4\alpha^5}{\pi^3 (K_\perp)^4} L^2 \left[\frac{7}{12} L_0 - C \right] \frac{d^3k}{\omega},$$

$$C = \frac{1565}{216} - 6\zeta(3) = 0,03, \quad L_0 = \ln \frac{K_\perp^2}{m_e^2}. \quad (5)$$

Формула (5) справедлива при $L \gg L_0$, если же выполняется условие $L \sim L_0$ (но $s \gg K_1^2$), то имеет место формула

$$d\sigma = \frac{4\alpha^2}{\pi^3(K_1^2)^4} L \left[L - \frac{1}{3}L_0 \right] \frac{7}{12} L_0 \frac{d^3k}{\omega} \quad (6)$$

Из (5) – (6) следует, что сечение $d\sigma$ при $\sin\theta_k \sim 1$ превосходит сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ при значениях K_1 вплоть до $K_1 \leq 2 \cdot 10^{-3} EL$. При $E = 100 \text{ ГэВ}$ и $\theta_k = 90^\circ$ $d\sigma$ сравнивается с сечением процесса (1) при $\omega \sim 10 \text{ ГэВ}$, поэтому для снижения фона от процесса (2) при регистрации (1) необходимо выбирать порог детектирования фотонов, который бы существенно превышал эту величину. Заметим, однако, что основной вклад в (5) – (6) определяется кинематикой, когда, по крайней мере, одна из заряженных частиц вылетает под большим углом. Регистрация этой частицы позволила бы отделить процесс (2) от (1).

Сделаем также несколько замечаний об угловых распределениях фотонов (при $\sin\theta_k \sim 1$), связанных с процессами образования адронов в e^+e^- -столкновении.

Так как сечение рождения S -нечетной адронной системы при однофотонной аннигиляции e^+e^- пары, по-видимому, падает с ростом s , как α^2/s (например, [7]), аналогичным поведением должно обладать и угловое распределение фотонов, возникающих при распаде этой системы.

В "дважды логарифмическом" приближении легко получить выражение для углового распределения фотонов, возникающих в процессе электророждения S -четных резонансов (например, [8]) $e^+e^- \rightarrow e^+e^- R$, где $R = \pi^0, \eta, \chi^0, \epsilon$ и т. д., проинтегрированное по частотам фотона.

При $s \gg M_R^2$ для резонансов со спином 0, получаем

$$d\sigma_R = \frac{8\alpha^2}{\pi \sin^2\theta_k} \frac{\Gamma_{\gamma\gamma} \left(\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{\Gamma_{tot}} \right)}{M_R^3} L^2 d\Omega_k \quad (7)$$

где $\Gamma_{\gamma\gamma}$ – парциальная ширина распада $R \rightarrow \gamma\gamma$, M_R – масса резонанса. Основной вклад в (7) дают частоты $\omega \sim \omega_{max} = M_R/2\sin\theta_k$.

Что же касается фотонов, возникающих при распадах S -четной адронной системы, образующейся в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$ адроны [9], то в этом случае $\langle K_1 \rangle$ не превышает нескольких сот M_{π} , если, как это обычно считается, имеет место экспоненциальная зависимость ($\sim e^{-b P_1}$) сечений адронных процессов от поперечного импульса рождающегося адрона P_1 .

Однако, при $P_1 \gg \mu_\pi$ ситуация в настоящее время представляется неопределенной в связи с экспериментальными данными, недавно полученными в ЦЕРН'е (ISR) при измерении сечения реакции $pp \rightarrow \pi^0 + X$ при больших P_1 [10]. Может оказаться, что зависимость сечений инклюзивных адронных процессов от P_1 будет не экспоненциальной, а степенной [11], и в области значений $E \gg K_1 \gg \mu_\pi$ двухфотонный механизм образования адронов может, в принципе, явиться весьма существенным источником фотонов, излученных на большие углы в e^+e^- -столкновениях.

Подробное изложение рассмотренного здесь круга вопросов будет опубликовано.

Авторы глубоко признательны А.И.Алиханяну и Ю.Ф.Орлову за интерес к работе и обсуждения, а также В.Н.Байеру, Л.Н.Липатову, В.М.Лобашеву, А.П.Онучину, А.Н.Скринскому, В.А.Сидорову и И.Б.Хриповичу, а также участникам теоретических семинаров ЛИЯФ АН СССР и ИМ СОАН СССР за полезные обсуждения.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 марта 1973 г.

Литература

- [1] Г.И.Будкер. Доклад на XV Междунар. конф. по физике высоких энергий, Киев, 1970.
- [2] А.И.Алиханян, Ю.Ф.Орлов. Лекция на Междунар. школе физики, Ереван, 1971.
- [3] Б.Л.Иоффе, В.А.Хозе. Лекция на Междунар. школе физики, Ереван, 1971; препринт ЕФИ-ТФ-4 (72), 1972.
- [4] А.Д.Долгов, В.И.Захаров, Л.Б.Окунь. Nucl. Phys., B37, 493, 1972; Лекция на Междунар. школе физики, Ереван, 1971.
- [5] D. Yennie, S. Frautschi, H. Suura. Ann. of Phys., 13, 379, 1961.
- [6] G. Andreassi, G. Calucci, G. Furlan, G. Peressutti, P. Cazzola. Phys. Rev., 128, 1425, 1962.
- [7] В.Н.Грибов, Б.Л.Иоффе, И.Я.Померанчук. ЯФ, 6, 587, 1967.
- [8] F. Calogero, C. Zemach. Phys. Rev., 120, 1860, 1960; F. E. Low. Phys. Rev., 120, 582, 1960; В.М.Буднев, А.К.Сливков. Письма в ЖЭТФ, 12, 523, 1970.
- [9] В.Е.Балакин, В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. Письма в ЖЭТФ, 11, 559, 1970.
- [10] CERN - Columbia - Rockefeller Collaboration, present at the XVI-th International Conference on High Energy Physics, Batavia, Illinois, 1972; M. Jacob. Preprint CERN TH. 1570, 1972.
- [11] D. Amati, L. Caneschi, M. Testa. CERN Preprint TH. 1597, 1972; Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. Phys. Lett. (в печати)