ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 1995, том 58, № 9, с. 1664 - 1666

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ОБ АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПАРЫ В ПЯТЬ ФОТОНОВ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

© 1995 г. Е. Л. Братковская, Э. А. Кураев, А. Н. Перышкин [1)], З. К. Силагадзе [1)]

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 02.09.94 г.

Сечение аннигиляции электронов и позитронов в пять фотонов при высокой энергии вычислено с использованием метода спиральных амплитуд. Для установок типа φ-фабрик со светимостью $L \sim 10^{33}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ и регистрацией фотонов на большие углы с порогом регистрации $\omega_{min}/E > 0.1$ число событий такого типа может составлять десятки событий в сутки. Эти события надо принимать во внимание как фоновые при изучении процесса $e^-e^+ \longrightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Приведены явные выражения для спиральных амплитуд. Этот процесс также представляет интерес как процесс квантовой электродинамики, идущий в высоком порядке теории возмущений.

Поскольку полное сечение процесса многофотонной аннигиляции падает с ростом энергии пучков, то реальная возможность их наблюдать предоставляется только на e^-e^+-коллайдерах небольших энергий типа мезонных фабрик с высокой светимостью (ВЭПП-2М, DAΦNE). Интерес к его изучению нам видится двояким. Во-первых, это фоновый процесс для реакции $e^-e^+ \longrightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, в котором можно измерить поляризуемость нейтрального пиона. Во-вторых, этот процесс может быть использован для изучения применимости аппарата квантовой электродинамики для процессов, идущих в высших порядках теории возмущений. Несмотря на то что КЭД была тщательно проверена на e^-e^+-коллайдерах [1], в принципе возможны такие ее модификации, которые проявляются в высших порядках теории возмущений [2].

Мы приведем сначала известные полные сечения при высоких энергиях аннигиляции e^-e^+ в два фотона с учетом радиационных поправок и в три фотона [3]:

$$\sigma^{(2)} + \sigma^{(3)} = \frac{2\pi\alpha^2}{s}(\rho - 1) + \frac{2\alpha^3}{s}\left[\frac{1}{6}\rho^3 - \frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{4}\rho^2 + \left(\frac{\pi^2}{3} - 1\right)\rho + 2 - \frac{\pi^2}{12}\right] + O\left(\frac{m_e^2}{s}\right), \quad (1)$$

где $s = (p_+ + p_-)^2 = 4E^2$, $2E$ – полная энергия в с. ц. и. пучков, $\rho = \ln(s/m_e^2)$. Это сечение велико: для $2E = 1$ ГэВ оно составляет $\approx 2 \times 10^{-30}$ см^2, причем второе слагаемое в (1) составляет ~10% от первого. Кинематика, отвечающая этому сечению, – оба фотона (или все три) летят в узком конусе углов вдоль оси начальных пучков e^- и e^+. Доля событий с вылетом фотонов на большие углы составляет ~5 - 3% от полного сечения. Эти события могут быть надежно идентифицированы на эксперименте. Мы приведем также сечение процесса аннигиляции в n фотонов, полученное в дваждылогарифмическом приближении [4]:

$$\sigma_n = \frac{2\alpha^2\pi\rho}{s}\left(\frac{\alpha\rho^2}{\pi}\right)^{n-2}\frac{2^{3-n}}{n!(n-2)!}, \quad n = 2, 3, \ldots \quad (2)$$

Сечение 5γ-аннигиляции имеет порядок $\sigma_5 \approx 1.2 \times 10^{-35}$ см^2 при $2E = 2$ ГэВ. Нескольких событий в час с образованием пяти фотонов на большие углы можно ожидать для установок со светимостью $L \simeq 10^{33}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$.

Дифференциальное сечение 5γ-аннигиляции на большие углы описывается 30 спиральными амплитудами и имеет вид

$$d\sigma^{e^+e^- \to 5\gamma} = \frac{\alpha^5}{2^{13}\pi^6 s}\prod_{i=1}^{5}\left\{\frac{d^3k_i}{s(k_ip_+)(k_ip_-)\omega_i}\right\} \times \delta^{(4)}\left(p_+ + p_- - \sum_{i=1}^{5}k_i\right) \times$$
$$\times \{ (1 + P_{45} + P_{35} + P_{25} + P_{15}) (|\mathcal{M}^{++++-}(12345)|^2 + |\mathcal{M}^{----+}(12345)|^2) + (1 + P_{34} + P_{24} + P_{35} + P_{14} + \quad (3)$$

[1)] ГНЦ "Институт ядерной физики", Новосибирск, Россия.

$$+P_{25}+P_{15}+P_{24}P_{35}+P_{14}P_{35}+P_{14}P_{25})\times$$
$$\times\left(\left|\mathcal{M}^{+++--}(12345)\right|^2+\left|\mathcal{M}^{---++}(12345)\right|^2\right)\},$$

где P_{ik} – операторы перестановки: $P_{12}f(k_1k_2k_3k_4k_5)=$ $=f(k_2k_1k_3k_4k_5)$. Спиральные амплитуды, входящие в (3), мы определим таким образом:

$$\mathcal{M}^{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4\lambda_5}\equiv\mathcal{M}^{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4\lambda_5}_{\lambda_+\lambda_-}(12345)\Big|_{\lambda_+=+1,\,\lambda_-=-1}=$$
$$=\bar{v}_+(p_+)O^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4\mu_5}u_-(p_-)\prod_{i=1}^{5}e^{*\lambda_i}_{\mu_i}(k_i)n(k_i),\tag{4}$$

где тензорная матрица $O^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4\mu_5}$ отвечает сумме 5! выражений вида

$$\gamma^{\mu_5}\frac{\hat{S}_5}{S_5^2}\gamma^{\mu_4}\frac{\hat{S}_{45}}{S_{45}^2}\gamma^{\mu_3}\frac{\hat{r}_{12}}{r_{12}^2}\gamma^{\mu_2}\frac{\hat{r}_1}{r_1^2}\gamma^{\mu_1},\quad \hat{a}=a_\mu\gamma^\mu,$$
$$r_1=p_--k_1,\quad S_5=-p_++k_5,\quad r_{12}=p_--k_1-k_2,\tag{5}$$
$$S_{45}=-p_++k_4+k_5,$$

соответствующих определенным диаграммам Фейнмана. Спиральные состояния позитрона и электрона описываются спинорами [5]:

$$u_-(p_-)=\omega_-u(p_-),\quad \bar{v}_+(p_+)=\bar{v}(p_+)\omega_+,$$
$$\omega_\pm=\frac{1}{2}(1\pm\gamma_5).\tag{6}$$

Спиральные состояния фотонов описываются 4-векторами $e^{*(\lambda)}_\mu$

$$\hat{e}^{*(\lambda)}(k)=\gamma^\mu e^{*(\lambda)}_\mu(k)=$$
$$=n^{-1}(k)\,[\hat{p}_+\hat{p}_-\hat{k}\omega_{-\lambda}-\hat{k}\hat{p}_+\hat{p}_-\omega_\lambda],\tag{7}$$
$$\lambda=\pm,\quad n(k)=\sqrt{2s(p_+k)(p_-k)}.$$

Опуская простые промежуточные вычисления, приведем окончательное выражение для четырех типов амплитуд, входящих в (3):

$$\mathcal{M}^{++++-}(12345)=s^{9/2}k_{5\perp}\sum_{S(1234)}S_{45}^{-2}r_{12}^{-2}\times$$
$$\times Z(k_4,S_{45})Z(k_3,r_{12})Z(k_2,r_1),$$

$$\mathcal{M}^{----+}(12345)=-s^{9/2}\sum_{S(1234)}k_{1\perp}r_{45}^{-2}S_{12}^{-2}\times$$
$$\times Z(k_4,r_5)Z(k_3,r_{45})Z(k_2,S_{12}),$$

$$\mathcal{M}^{+++--}(12345)=s^{9/2}\sum_{S(123)S(45)}\{r_{12}^{-2}S_{45}^{-2}Z^*(S_5,k_4)\times$$
$$\times Z(k_3,r_{12})Z(k_2,r_1)S_{45\perp}+\tag{8}$$
$$+r_{12}^{-2}S_{35}^{-2}Z^*(k_3,S_{35},k_4)Z(k_2,r_1)r_{12\perp}S_{5\perp}+$$
$$+r_{14}^{-2}S_{35}^{-2}Z^*(k_2,r_{14},k_4)Z(k_3,S_{35})S_{5\perp}r_{1\perp}\},$$

$$\mathcal{M}^{---++}(12345)=-s^{9/2}\sum_{S(123)S(45)}\{r_{53}^{-2}S_{12}^{-2}Z^*(S_1,k_2)\times$$
$$\times Z^*(k_4,r_{53},k_3)S_{12\perp}r_{5\perp}+$$
$$+r_{53}^{-2}S_{14}^{-2}Z^*(k_4,S_{14},k_2)Z^*(r_{53},k_3)S_{1\perp}r_{5\perp}+$$
$$+r_{43}^{-2}S_{12}^{-2}Z^*(S_1,k_2)Z^*(S_{12},k_3)Z(k_4,r_5)r_{45\perp}\}.$$

Входящие в (8) величины определены так:

$$a_\mu=(a_0,a_x,a_y,a_z),\quad a_\perp=a_x+ia_y,$$
$$a_\pm=a_0\pm a_z,$$
$$Z(a,b)=a_-b_+-a^*_\perp b_\perp,\quad Y(a,b)=a_-b_\perp-a_\perp b_-,\tag{9}$$
$$Z(a,b,c)=c_+Y(a,b)-c_\perp Z^*(a,b).$$

Знак $S(123)$ в (8) означает суммирование по перестановкам (123).

В экспериментах с использованием детекторов типа Crystal Ball или нейтрального детектора [6] регистрируются события с углами вылета частиц к оси пучков, превышающими некоторый угол. Кроме этого имеется порог регистрации конечных частиц по энергиям, E_{th}.

Результат расчета "полного" сечения для условий нейтрального детектора

$$36^\circ<\theta_i<144^\circ,\ i=1\text{ - }5,$$

привел к результату

$$E_{th}/E=0.1,\ \sigma_{tot}=0.94\text{ пбн }((\text{ГэВ})^2/s),$$

$$E_{th}/E=0.025,\ \sigma_{tot}=11\text{ пбн }((\text{ГэВ})^2/s).$$

Авторы благодарят А. Красулина за участие в начальной стадии работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Althoff M. et al.* // Z. Phys. C. 1984. V. 22. P. 13. *Berger Ch. et al.* // Z. Phys. C. 1985. V. 27. P. 341. *Behrend H.J. et al.* // Phys. Lett. 1988. V. B202. P. 154. *Adachi I. et al.* // Phys. Lett. 1988. V. B200. P. 391. *Fernandes et al.* // Phys. Rev. 1987. V. D35. P. 1. *Dolinsky S.I. et al.* // Phys. Rep. 1991. V. 202. P. 99.

2. *Kroll N.M.* // Nuovo Cim. 1966. V. 45A. P. 65.
3. *Eidelman S.I., Kuraev E.A.* // Nucl. Phys. 1978. V. B143. P. 353. *Berends F.A., Kleiss R.* Preprint DESY-803/122, 1980.
4. *Горшков В.Г., Липатов Л.Н.* // ЯФ. 1969. Т. 9. С. 818.
5. *Кураев Э.А., Перышкин А.Н., Красулин А.* Препринт ИЯФ 90-61. Новосибирск, 1990.
6. *Serednyakov S. et al.* // Proc. 5th Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, 1990. Singapore: World Sci., 1990. P. 360.

ON ELECTRON-POSITRON-PAIR ANNIHILATION INTO FIVE PHOTONS AT HIGH ENERGY

E. L. Bratkovskaya, E. A. Kuraev, A. N. Peryshkin, Z. K. Silagadze

Cross section of electron-positron annihilation into five photons at high energy is calculated using the helicity amplitude method. Facilities like φ-meson factories, whose luminosity is $L \sim 10^{33}$ cm^{-2} s^{-1} and large-angle photon detection threshold $\omega_{min}/E > 0.1$, can produce tens of events per day. These events should be considered as a background when studying the $e^-e^+ \longrightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ process. Explicit formulas for the helicity amplitudes are written. The above process is also of a special interest as higher-order perturbations of QED.