24

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 61 - 73

Э.А.Кураев,Л.Н.Липатов,Н.П.Меренков,В.С.Фадин

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К ТОРМОЗНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Новосибирск

1973

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К ТОРМОЗНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, Н.П.Меренков,В.С.Фадин

АННОТАЦИЯ

В работе найдены радиационные поправки к сечению однократного тормозного излучения при столкновении высокоэнергетических $e^+e^-(e^-e^-)$ пучков в постановке эксперимента, когда регистрируется полная энергия, уносимая фотонами в направлении движения одной из начальных частиц и не регистрируется излучение в направлении движения другой. Отдельно рассматриваются случай, когда энергия, уносимая фотонами порядка энергии одной из начальных частиц в с.ц.и. и случай, когда эта энергия много меньше энергии начальной частицы. Результаты могут быть использованы также в задаче о радиационных поправках к тормозному излучению при рассеянии быстрых электронов на ядрах.

Рассмотрена также постановка эксперимента, когда регистрируется энергия только одного из фотонов в конечном состоянии.

В недавней работе /1/ было вычислено сечение двойного тормозного излучения при столкновении электронов (электронов и позитронов) высоких энергий в кинематической конфигурации, когда оба фотона летят в направлениях, близких к направлению движения одной из начальных частиц. Полученное в /1/ дифференциальное по частотам фотонов сечение может быть использовано в опытах на встречных пучках, когда регистрируются оба фотона, летящие в одну сторону. Наряду с этим указанное сечение необходимо при вычислении радиационных поправок к сечению однократного тормозного излучения

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Delta} = \alpha r_0^2 \frac{\Delta}{1-\Delta}\left(2\gamma + \frac{8}{3}\right)\left[\ln(s^2\Delta\gamma^{-1}) - 1\right], \qquad (1)$$

$$\gamma = (1-\Delta)^2\Delta^{-1},\ \omega = (1-\Delta)E,\ s = 4E^2,\ m_e = 1,$$

в принятой в настоящее время постановке эксперимента на встречных пучках, когда регистрируется лишь полная энергия, уносимая фотонами в направлении движения одной из начальных частиц $\omega_1+\omega_2=(1-\Delta)E$ (E – энергия электрона в с.ц.и.), и не регистрируется излучение в направлении движения другой.

Целью настоящей работы является вычисление радиационной поправки к (1) порядка α^4 для дифференциального по суммарной энергии конечных фотонов сечения тормозного излучения в указанной постановке эксперимента. Удобно рассматривать отдельно случай излучения "большой" энергии $(1-\Delta)E \sim E$, порядка энергии начального электрона (при этом, по крайней мере, один из фотонов является жестким) и случай, когда суммарная энергия фотонов много меньше энергии начального электрона. Более строгое соотношение между этими случаями будет рассмотрено ниже. Когда доля энергии $1-\Delta$, начального электрона, уносимая фотонами, порядка единицы, поправка к сечению (1) имеет вид $\alpha^4(\ln s)f(\Delta)$. Главный вклад в неё, происходящий от области малых передач импульса от электрона p_1 к электрону p_2, рассчитывается по методу Вайцзеккера–Вильямса. Соответствующая поправка к (1) приводится в разделе 1 (формула 7). Во втором разделе рассматривается случай, когда доля энергии, уносимая фотонами много меньше единицы $1-\Delta \ll 1$. Главный, $\sim\alpha^4/(1-\Delta)$ вклад при этом происходит от области конечных $\sim(1)$ величин переданного импульса и вычисляется по методу классических токов /3/. Результат вычисления дается формулой (12).

Полученные результаты применимы как для e^-e^+, так и для e^-e^- столкновений, т.к. в первом случае вклад аннигиляционных диаграмм пренебрежимо мал ($\sim 1/\mathfrak{z}$), а во втором так же мал вклад интерференции прямых и обменных диаграмм, поэтому можно рассматривать только прямые диаграммы и не учитывать тождественность. Эти результаты могут быть также использованы в задаче о поправках к тормозному излучению быстрого электрона с энергией E на ядре, для чего в формулах (7) – (12) следует заменить $\alpha^2 r_0^2$ на $Z^2\alpha^2 r_0^2$ и $\mathfrak{z}^2$ на E^2 в аргументе логарифма в (7).

В разделе Ш находится радиационная поправка к сечению тормозного излучения (1) в постановке эксперимента инклюзивного типа: когда в конечном состоянии регистрируется энергия одного из фотонов.

1. В случае, когда доля энергии, уносимая фотонами порядка единицы, поправку к основному сечению (1) можно записать в виде

$$\left(\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Delta}\right)_{\text{неэкск}} = \int\limits_{\omega_1+\omega_2=(1-\Delta)E} d\omega_1\left(d^2\sigma/d\omega_1 d\omega_2\right) + \frac{d\sigma^{\gamma}_{\text{реальн мягк}}}{d\Delta} + \frac{d\sigma^{\gamma}_{\text{вирт}}}{d\Delta} \qquad (2)$$

Первое слагаемое в (2) есть проинтегрированное по частоте одного из фотонов при фиксированной энергии фотонов сечение двойного тормозного излучения в одну сторону /1/, при условии, что $\omega_{1,2} > \varepsilon E$, $\varepsilon \ll 1$:

$$\int\limits_{\omega_1+\omega_2=(1-\Delta)E} d\omega_1\left(d^2\sigma/d\omega_1 d\omega_2\right) = \frac{\alpha^2 r_0^2}{210\pi}\left(\ln \mathfrak{z}_1^2\right)\frac{\Delta}{1-\Delta}\Big\{\eta^{-1}\int\limits_{\Delta}^{\Delta^{-1}}\frac{dt\ln t}{1-t}\left(32\gamma^3+206\gamma^2+570\gamma+1584\right)+\eta^{-1}\xi\ln\gamma\left(-32\gamma^3-416\gamma^2-1310\gamma-1184\right)+\xi^2\left(-16\gamma^3-281\gamma^2-810\gamma-460-296\gamma^{-1}-192\gamma^{-2}\right)+\xi\eta\left(195\gamma^2-562\gamma+104-192\gamma^{-1}\right)+\ln\gamma\left(195\gamma^2-32\gamma\right)+\frac{\pi^2}{6}\left(64\gamma^3+284\gamma^2+280\gamma\right)-64\gamma^2+78\gamma+456-192\gamma^{-1}-16\ln\frac{(1-\Delta)}{\varepsilon}\Big[4\gamma^2+50\gamma+46+\ln\gamma\left(2\gamma^3+28\gamma^2+35\gamma\right)+\xi\eta\left(2\gamma^3+24\gamma^2+\frac{87}{2}\gamma+23\right)\Big]\Big\}, \qquad (3)$$

$$\xi = \ln\Delta, \quad \eta = \frac{1+\Delta}{1-\Delta}, \quad \mathfrak{z}_1 = \mathfrak{z}\Delta.$$

Второе слагаемое в (2) учитывает процесс излучения жесткого фотона, уносящего энергию $(1-\Delta)E$, сопровождающийся излучением мягкого фотона с частотой, не превышающей εE. Третье слагаемое в (2) представляет собой вклад интерференции борновской амплитуды однократного тормозного излучения (рис.1) и радиационной поправки к нему. С логарифмической точностью ($\sim \ln \mathfrak{z}$) дают вклад в неё только диаграммы рис.2б. Два последние слагаемые (2) были впервые расчитаны Морком и Олсеном /2/ в задаче о радиационной поправке к тормозному излучению при столкновении быстрого электрона с ядром. Однако ввиду большого количества опечаток и неточностей в приведенных в /2/ результатах, нам пришлось вновь пересчитать вклад в радиационную поправку от излучения мягких реальных и виртуальных квантов. В результате имеем для суммы второго и третьего слагаемого в (2)

$$\frac{d\sigma^{\gamma}_{\text{реальн. мягк}}}{d\Delta} + \frac{d\sigma^{\gamma}_{\text{вирт.}}}{d\Delta} = \frac{\alpha^2 r_0^2}{105\pi}\left(\ln \mathfrak{z}_1^2\right)\frac{\Delta}{1-\Delta}\left[-F_1(\Delta)+2F_2(\Delta)\ln\varepsilon\right] \qquad (4)$$

где F_1 и F_2 являются функциями Δ :

$$F_1 = a_1+(a_2+a_3\xi)\xi+(a_4+a_5\mathcal{D})\eta+(a_6+a_7\xi+a_8\ln\gamma)\ln\gamma+\xi\eta\left[a_9+a_{10}\xi+a_{11}\ln\gamma+a_{12}h(\xi/2)+4a_{10}h(\xi)\right], \qquad (5)$$

$$F_2 = a_2+a_7\ln\gamma+a_{10}\xi\eta$$

Величины $\xi, \eta, \gamma, \mathfrak{z}_1$, определены ранее (1), (3)

$$\mathcal{D} = -\int\limits_{-\Delta(1-\Delta)^{-1}}^{(1-\Delta)^{-1}}\ln(1-t)\,dt/t, \quad h(x) = x^{-1}\int\limits_0^x t\,\mathrm{cth}\,t\,dt,$$

$$a_1 = \frac{\pi^2}{6}\left(16\gamma^3+581\gamma^2+735\gamma\right)-32\gamma^2+\frac{59941}{105}\gamma+\frac{48916}{105}, \quad a_2 = -16\gamma^2-200\gamma-184,$$

$$a_3 = -16\gamma^3-\frac{785}{4}\gamma^2-\frac{1763}{4}\gamma-424-396\gamma^{-1}, \qquad a_4 = 105(\gamma-6)\frac{\pi^2}{6}, \qquad (6)$$

$$a_5 = -315\gamma^2-175\gamma+210, \qquad a_6 = \frac{9653}{105}\gamma^2+\frac{102655}{210}\gamma+28,$$

$$a_7 = -8\gamma^3-112\gamma^2-140\gamma, \qquad a_8 = \frac{315}{4}\gamma^2+\frac{525}{4}\gamma, ,$$

$$a_9=\frac{11333}{105}\gamma^2+\frac{9443}{210}\gamma+\frac{6608}{105}\,,\qquad a_{10}=-8\gamma^3-96\gamma^2-174\gamma-92\,,$$

$$a_{11}=-8\gamma^3-\frac{21}{2}\gamma+119\,,\qquad a_{12}=32\gamma^3+426\gamma^2+752\gamma-80.$$

Величины a_8, a_9, a_{11} в работе /2/ приведены неправильно. Подставляя (4),(3) в (2) получим для поправки к распределению по суммарной энергии фотонов в случае, если уносимая ими энергия порядка энергии начального электрона:

$$\left(\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Delta}\right)_{\text{жесткое}}=\frac{\alpha^2 r_0^2}{105\pi}(\ln s_1^2)\frac{\Delta}{1-\Delta}\Big\{\eta\int\limits_\Delta^{\Delta^{-1}}\frac{dt\ln t}{1-t}\Big(16\gamma^3+333\gamma^2+276\gamma+290-$$
$$-1104(\gamma+4)^{-1}\Big)+\eta\int\limits_\Delta^{\Delta^{-1}}\frac{dt\ln t}{1+t}\left(-16\gamma^3-192\gamma^2-384\gamma-184\right)+\xi^2\Big(8\gamma^3+\frac{223}{4}\gamma^2+$$
$$+\frac{143}{4}\gamma+194+248\gamma^{-1}-96\gamma^{-2}\Big)+\xi\eta\ln\gamma\Big(-16\gamma^3-\frac{795}{2}\gamma^2-330\gamma-382+ \tag{7}$$
$$+1104(\gamma+4)^{-1}\Big)+\ln^2\gamma\left(-8\gamma^3-\frac{763}{4}\gamma^2-\frac{1085}{4}\gamma\right)+\xi\eta\left(-\frac{313}{30}\gamma^2-\frac{9779}{30}\gamma-\frac{164}{15}-96\gamma^{-1}\right)+$$
$$+\ln\gamma\left(-\frac{313}{30}\gamma^2-\frac{4229}{6}\gamma-212\right)+\frac{\pi^2}{6}\left(16\gamma^3-439\gamma^2-595\gamma\right)-\frac{7978}{15}\gamma-\frac{3568}{15}-96\gamma^{-1}+$$
$$+\frac{\pi^2}{6}\eta\left(945\gamma^2+420\gamma\right)\Big\}.$$

В предельном случае, когда фотоны уносят практически всю энергию начального электрона, $\Delta\to 0$ имеем из (7):

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Delta}\sim\frac{\alpha^2 r_0^2}{2\pi}(\ln s_1^2)(\ln\Delta)^2\,,\quad \Delta\to 0 \tag{7а}$$

В случае, когда электрон почти не теряет энергии на излучение фотонов, $\Delta\to 1$ имеем.

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Delta}\sim\frac{\alpha^2 r_0^2}{\pi}(\ln s^2)\,8\,\frac{\pi^2}{6}\,,\quad \Delta\to 1 \tag{7б}$$

Интегрирование (7) по Δ дает для поправки к полному сечению тормозного излучения

$$\int\limits_0^1\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Delta}d\Delta=\frac{\alpha^2 r_0^2}{105\pi}(\ln s^2)\left[1656\frac{\pi^2}{6}\ln 2-688\zeta(3)-\frac{8129}{15}\frac{\pi^2}{6}+\frac{6719}{24}\right] \tag{7в}$$

П. В случае, когда для энергии, уносимая конечными фотонами $1-\Delta$, много меньше единицы, необходимо учитывать вклад в радиационную поправку к (1), происходящий от области конечных (~ 1) величин, переданного от электрона P_1 электрону P_2 импульса. Вклад этой области $\sim\alpha^4/(1-\Delta)$ становится сравнимым со вкладом $\sim\alpha^4(\ln s^2)$ области малых передач импульса (7б) при $1-\Delta\sim(\ln s^2)^{-1}$. Вычисление проводится с помощью метода классических токов/3/. Сечение можно представить в виде

$$\left(\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Delta}\right)_{\text{мягкое}}=\int\limits_{\omega_1+\omega_2=(1-\Delta)E}\frac{d^2\sigma^{\gamma\gamma}}{d\omega_1 d\omega_2}d\omega_1+\left(\frac{d\sigma^{\gamma}}{d\Delta}\right)_{\text{вирт.}}+\left(\frac{d\sigma^{\gamma}}{d\Delta}\right)_{\text{вак.}} \tag{8}$$

Первое слагаемое в правой части (8) отвечает излучению двух реальных мягких квантов, суммарная энергия которых равна $(1-\Delta)E$ и описывается диаграммами Фейнмана, изображенными на рис.3а:

$$\int\limits_{\omega_1+\omega_2=(1-\Delta)E}\frac{d^2\sigma^{\gamma\gamma}}{d\omega_1 d\omega_2}d\omega_1=-\frac{8\alpha^2 r_0^2}{\pi(1-\Delta)}\int\limits_0^\infty\frac{dx}{x^3}\phi(x^2)\frac{1}{8\pi}\int\limits_0^{1-\Delta}\frac{k^2dk\,dO_\gamma}{\sqrt{k^2+\lambda^2}}\left(\frac{P_1}{P_1k}-\frac{P_1'}{P_1'k}\right)^2=$$
$$=\frac{8\alpha^2 r_0^2}{\pi(1-\Delta)}\Big\{\left(\frac{7}{8}\zeta(3)+\frac{5}{4}\right)\ln\frac{(1-\Delta)}{\lambda}+\int\limits_0^\infty\frac{dx}{x^3}\phi(x^2)\,2\,\mathrm{cth}\,2\theta\int\limits_0^\theta u\,\mathrm{th}\,u\,du\Big\}, \tag{9}$$

где

$$\phi(x^2)=\frac{2x^2+1}{x\sqrt{x^2+1}}\ln\left(x+\sqrt{x^2+1}\right)-1\,,\quad x^2=\frac{(\vec P_1-\vec P_1')^2}{4}\,,\quad \mathrm{th}\,\theta=\frac{x}{\sqrt{x^2+1}}\,.$$

Второе слагаемое в правой части (8) описывает вклад интерференции борновской амплитуды рис.1 с радиационной поправкой к ней, описываемой графиками рис.3б,в. Используя выражение для перенормированной вершиной функции (см.,например /4/ формула 36.4.13) запишем второе слагаемое в (8) в виде:

$$\left(\frac{d\sigma^{\gamma}}{d\Delta}\right)_{\text{вирт}}=-\frac{8\alpha^2 r_0^2}{\pi(1-\Delta)}\Big\{\left(\frac{7}{8}\zeta(3)+\frac{5}{4}\right)\left(\ln\frac{1}{\lambda}-1\right)+\int\limits_0^\infty\frac{dx}{x^3}\phi(x^2)\Big[\frac{\theta\,\mathrm{th}\,\theta}{2}+ \tag{10}$$
$$+2\,\mathrm{cth}\,2\theta\int\limits_0^\theta u\,\mathrm{th}\,u\,du\Big]\Big\}.$$

Третье слагаемое в (8) представляет интерференцию борновской амплитуды рис.1 с радиационной поправкой к ней, учитывающей поляризацию вакуума (рис.3г). Пользуясь выражением для поляризационного оператора второго порядка (см./4/, формула 36.36) запишем его в виде:

$$\left(\frac{d\sigma^{\gamma}}{d\Delta}\right)_{\text{вак.}} = \frac{8\alpha^2 r_0^2}{\pi(1-\Delta)} \int\limits_0^{\infty} \frac{dx}{x^3}\phi(x^2)\left[\frac{1}{9} + \frac{1-2x^2}{3x^2}(1-\theta\,\mathrm{cth}\,\theta)\right] = \frac{\alpha^2 r_0^2}{\pi(1-\Delta)}\cdot\frac{368}{81} \quad (11)$$

Вклад диаграммы рис.3д, учитывающей излучение мягкого фотона с энергией $\omega_1 = (1-\Delta)E$ электроном P_1 и фотона произвольной жесткости электроном P_2 (в противоположную $\vec{P}_1$ сторону в сци), проинтегрированный по всем частотам ω_2, полностью компенсируется вкладом интерференции борновской амплитуды рис.1 с радиационной поправкой к ней рис.3е, учитывающей поправку к вершинной функции электрона P_2. Этот факт является общим и может быть доказан строго, проводя рассуждения, аналогичные приведенным в работе /5/, где он используется для получения соотношений между сечениями различных процессов квантовой электродинамики и поправками к лэмбшифту. Справедливость нашего утверждения можно легко проверить, если заметить, что радикальная поправка к рассеянию электрона в кулоновском поле за вычетом радиационной поправки благодаря поляризации вакуума (/4/, формула 383.3) отличается знаком от проинтегрированного по частоте ω_1 от ΔE до E распределения по частотам фотонов и по переданному импульсу в процессе двойного тормозного излучения в разные стороны, умноженному на $[2\alpha d\omega_2 \phi(x^2)/\pi\omega_2]^{-1}$ (/3/,формула 52).

Суммируя вклады (9),(10), проводя затем элементарное интегрирование и учитывая (11), получим окончательно для поправки к (1) в случае малых энергий, уносимых фотонами

$$\left(\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Delta}\right)_{\text{мягк}} = \frac{8\alpha^2 r_0^2}{\pi(1-\Delta)}\left\{\left(\frac{7}{8}\zeta(3) + \frac{5}{4}\right)\ln(1-\Delta) + \frac{7}{16}\zeta(3) + \frac{127}{81}\right\} \quad (12)$$

Когда доля энергии теряется электроном на излучение порядка единицы мы должны пользоваться для распределения по суммарной энергии, уносимой фотонами формулой (7); если эта доля мала $1-\Delta \ll (\ln s^2)^{-1}$ надо пользоваться формулой (12) и в промежуточном случае $1-\Delta \sim (\ln s^2)^{-1}$ корректное выражение дается суммой (7) + (12).

Ш. Рассмотрим теперь постановку эксперимента, когда в конечном состоянии регистрируется энергия одного из фотонов $\omega = \beta E$ и не регистрируются другие частицы. В этом случае радиационная поправка к (1) будет даваться выражением:

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\beta} = 2\int\limits_0^{1-\beta} d\beta_1\left(\frac{d^2\sigma}{d\beta\, d\beta_1}\right) + \frac{d\sigma^{\gamma}_{\text{реальн. мягк.}}}{d\beta} + \frac{d\sigma^{\gamma}_{\text{вирт}}}{d\beta} \quad (13)$$

Последние два слагаемых в (13) совпадают со вторым и третьим членами в (2) и даются формулами (4-6) с заменой $\Delta \to 1-\beta$. Производя в $d^2\sigma/d\beta_1 d\beta_2$, /1/ соответствующие переразложения, интегрируя затем это выражение по β_1, при фиксированном $\beta_2 = \beta$ и проводя, наконец, несложные алгебраические преобразования получаем следующее выражение для поправки к (1) в изучаемой постановке опыта:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^{(2)}}{d\beta} = \frac{\alpha^2 r_0^2}{105\pi}\left[\ln\left(s^2(1-\beta)^2\right)\right]\Big\{&-\frac{2117}{3}\beta - \frac{8681}{30} + \frac{4568}{15}\beta^{-1} + \frac{3842}{15}\beta^{-2} - 112\alpha^{-1} + \frac{\pi^2}{6}\Big(-48\beta^3 + \\ &+ 1410\beta^2 - 1272\beta + 1426 - 1434\beta^{-1} + 714\beta^{-2} - 284\beta^{-3} - 144\alpha^{-1} - 16\alpha^{-2}\Big) + \ln\beta\Big(-\frac{208}{3}\beta^2 - \frac{13109}{30}\beta - \\ &- \frac{2509}{3} + 540\beta^{-1} - 284\beta^{-2} - \frac{418}{15}\alpha^{-1} - 272\alpha^{-2}\Big) + \ln(1-\beta)\Big(\frac{208}{3}\beta^2 - \frac{4283}{15}\beta + \frac{3744}{5} - \frac{3966}{5}\beta^{-1} \\ &+ \frac{6187}{15}\beta^{-2} - \frac{418}{15}\beta^{-3} - 32\alpha^{-1}\Big) + \ln^2\beta\left(16\beta^3 + 375\beta^2 - 167\beta + 280 - 435\alpha^{-1} + 178\alpha^{-2} - 128\alpha^{-3}\right) + \\ &+ \ln^2(1-\beta)\left(48\beta^3 - 363\beta^2 + 794\beta - 1290 + 1351\beta^{-1} - 1116\beta^{-2} + 396\beta^{-3}\right) + \ln\beta\ln(1-\beta)\Big(-64\beta^3 + 342\beta^2 \\ &- 365\beta - 190 + 192\beta^{-1} - 32\beta^{-2} + 396\alpha^{-1}\Big) + \int\limits_0^{1-\beta}\frac{dx}{x}\ln(1-x)\Big(32\beta^3 - 1092\beta^2 + 629\beta + 890 - 1170\beta^{-1} \\ &+ 714\beta^{-2} - 284\beta^{-3} - 588\alpha^{-1}\Big) + \int\limits_{1-\beta}^{1}\frac{dx}{1+x}\ln x\Big(32\beta^3 - 384\beta^2 + 1048\beta - 1440 + 1104\beta^{-1} - 736\beta^{-2} - \\ &- 288\alpha^{-1} - 32\alpha^{-2}\Big)\Big\}, \quad \alpha = 1-\beta. \end{aligned} \quad (14)$$

В заключение мы хотим поблагодарить В.Н.Байера,Е.А.Винокурова, В.М.Каткова, В.М.Страховенко за стимулирующее влияние и полезные обсуждения на различных стадиях выполнения этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, Н.П.Меренков, В.С.Фадин, В.А.Хозе (ЯФ в печати).
2. K.Mork and H. Olsen Phys. Rev. 140, 6B p1661, (1965)
3. В.Н.Байер, В.М.Галицкий, ЖЭТФ. 49, 661 (1965).
4. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий "Квантовая электродинамика" (1969).
5. Л.Н.Липатов, Э.А.Кураев, Н.П.Меренков (ЯФ, в печати).

Рисунки к статье

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К ТОРМОЗНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, Н.П.Меренков, В.С.Фадин

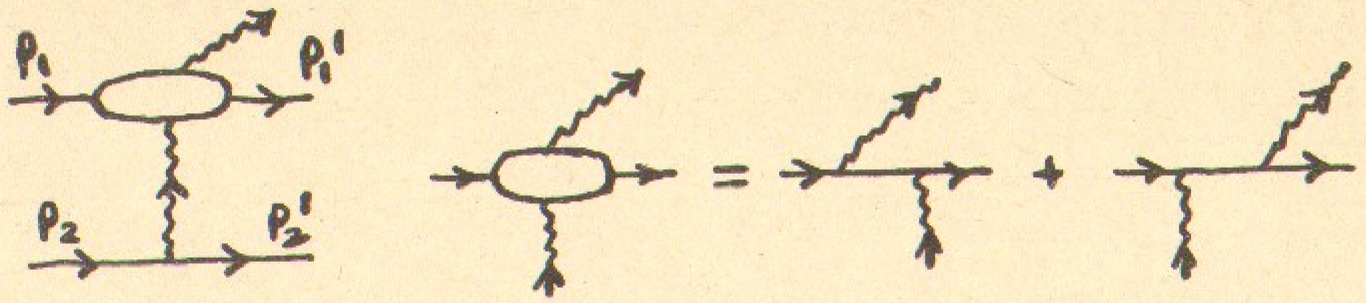

Рис.1

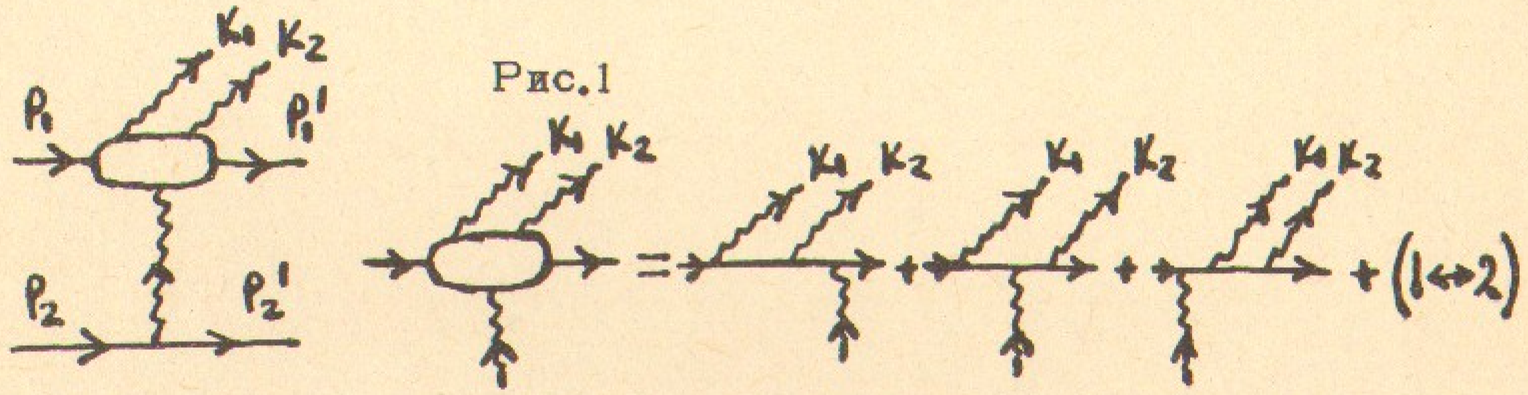

Рис.2а

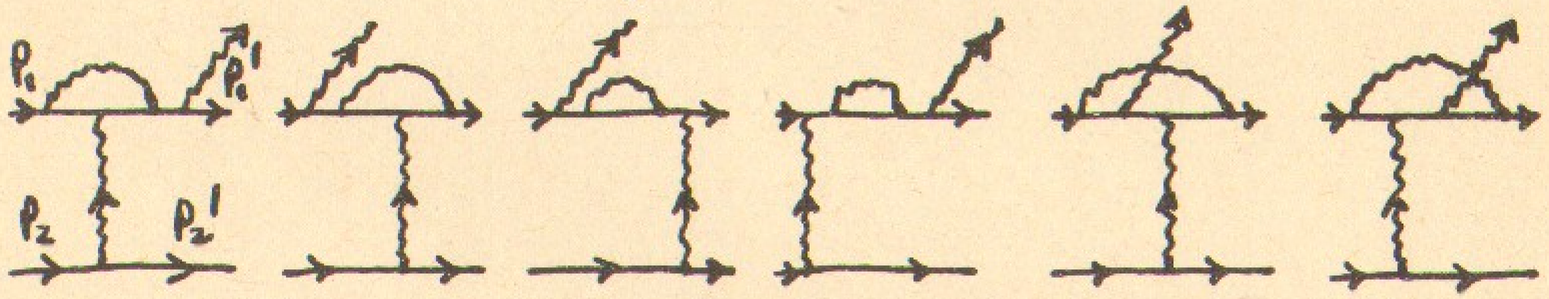

Рис.2б

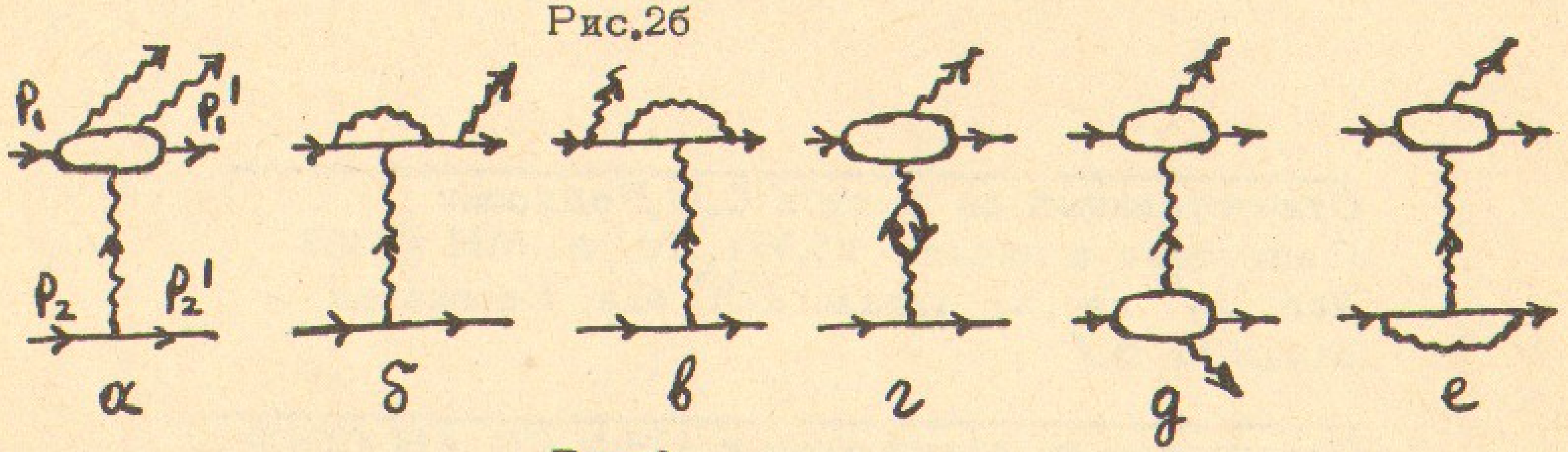

Рис.3

Ответственный за выпуск С.Н.Родионов
Подписано к печати 23.УП.73г.№ МН 08388
Усл. 0,7 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 61

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР