

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



*C346.16*

*3352/2-78*

*14/viii - 78*

*Б-247*

P2 - 11461

Д.Ю.Бардин, О.М.Федоренко

ОДНОПЕТЛЕВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

АМПЛИТУДЫ ПРОЦЕССА  $\nu_e \nu_1 \rightarrow e \nu_2$

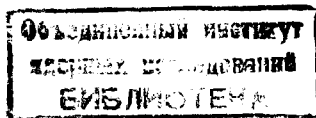
В ТЕОРИИ ВАЙНБЕРГА-САЛАМА

**1978**

P2 - 11461

Д.Ю.Бардин, О.М.Федоренко\*

ОДНОПЕТЛЕВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ  
АМПЛИТУДЫ ПРОЦЕССА  $\nu_e \nu_1 \rightarrow e \nu_2$   
В ТЕОРИИ ВАЙНБЕРГА-САЛАМА



\*Московский государственный университет

Бардин Д.Ю., Федоренко О.М.

P2 - 11461

Однопетлевое приближение амплитуды процесса  $\nu_l q_1 \rightarrow l q_2$  в теории Вайнберга-Салама

В рамках  $SU(2)_L \times U(1)$  калибровочной теории с произвольным числом левых дублетов фермионов со спином  $1/2$  ( $q_2$ ) вычисляется однопетлевое приближение для амплитуды процесса  $\nu_l q_1 \rightarrow l q_2$ . Получена свободная от ультрафиолетовых и инфракрасных расходимостей амплитуда процесса. Вычисления проведены в унитарной калибровке методом размерной регуляризации.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Bardin D.Yu., Fedorenko O.M.

P2 - 11461

The One-Loop Approximation for the Amplitude of the Process  $\nu_l q_1 \rightarrow l q_2$  in the Weinberg-Salam Theory

Within the framework of a  $SU(2)_L \times U(1)$  gauge model of weak and electromagnetic interactions with any number of left-handed spin  $1/2$  fermion doublets ( $q_2$ ) the one-loop approximation for the amplitude of the process  $\nu_l q_1 \rightarrow l q_2$  is calculated. An ultraviolet- and infrared-free expression for the scattering amplitude is presented. The calculations are performed in the unitary gauge by the dimensional regularization method.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubno 1978

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В недавней работе<sup>/1/</sup> представлены результаты вычисления однопетлевого приближения для амплитуды процесса упругого рассеяния фермионов со спином  $1/2$ , обусловленного обменом нейтральным бозоном в  $t$ -канале. Расчеты были выполнены в рамках  $SU(2)_L \times U(1)$  единой калибровочной теории слабого и электромагнитного взаимодействий типа Вайнберга - Салама<sup>/2/</sup> с произвольным числом  $N_f$  левых дублетов фермионов со спином  $1/2$

$$\begin{pmatrix} \nu_u \\ \nu_d \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Массы  $m_i$  и заряды  $Q_i$  фермионов считались произвольными за исключением единственного ограничения на заряды

$$Q(\nu_u) - Q(\nu_d) = +1. \quad (1.2)$$

Для получения свободной от ультрафиолетовых и инфракрасных расходимостей амплитуды процесса использовалась схема перенормировок, развитая в работах<sup>/3,4/</sup>, основанная на методе лагранжиана контрчленов.

В настоящей работе мы даем еще один пример вычислений такого типа - найдено однопетлевое приближение амплитуды процесса

$$\nu_l + q_1(m_{q_1}) \rightarrow l(m_l) + q_2(m_{q_2}), \quad (1.3)$$

(где  $\begin{pmatrix} q_2 \\ q_1 \end{pmatrix}$  - один из дублетов (1.1)), обусловленного обменом заряженным бозоном в  $t$ -канале. Схема вычисления и изложение материала полностью аналогичны использованным в работе<sup>/1/</sup>. Знание этой работы, а также работ<sup>/3-5/</sup> предполагается при последующем изложении.

Найденная здесь, свободная от ультрафиолетовых и инфракрасных расходимостей, амплитуда описывает несколько процессов (процессы  $\nu_l \ell' \rightarrow \nu_l \ell$ , рассеяние лептонов на кварках с  $\Delta Q = \pm 1$  в приближении  $\theta_c = 0$  и т.п.). Она может быть использована, в частно-

сти, для оценки радиационных поправок к процессам глубоконеупругого рассеяния нейтрино на адронах в рамках партонной модели. Имея в виду применение результатов данной работы для численных оценок этих радиационных поправок в области энергий проводимых в настоящее время нейтринных экспериментов<sup>6/</sup>, мы приводим выражения для амплитуды в приближении

$$s, t, m_i^2 \ll M_V^2, \quad (1.4)$$

где  $M_V$  - массы векторных бозонов,  $s$  и  $t$  - инварианты амплитуды. Используя результаты работы<sup>5/</sup>, нетрудно привести выражения, справедливые и в менее ограничительном приближении

$$M_V^2, s, t, s-t \gg m_i^2. \quad (1.5)$$

Исходя из этих выражений, возможно, в принципе, рассчитать радиационные поправки в области энергий, которые будут достигнуты на ускорителях следующего поколения. Численные вычисления в приближении (1.5) представляются, однако, преждевременными.

В следующих двух разделах работы кратко описана схема вычисления конечной амплитуды процесса (1.3) в приближении (1.4). В разделе 4 даны результаты вычисления дифференциального сечения излучения тормозного фотона, при получении которых применяется ковариантная процедура отделения инфракрасной части, предложенная в работе<sup>7/</sup>.

## 2. СХЕМА ПЕРЕНОРМИРОВОК

В низшем порядке по константе связи  $g$  в амплитуду процесса (1.3) дает вклад диаграмма:

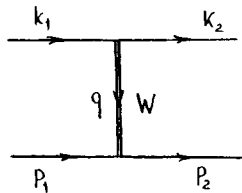


Рис.1.

На диаграмме (рис.1)  $k_1$  и  $k_2$  - 4-импульсы начального нейтрино  $\nu_l$  и конечного лептона  $l$ ,  $p_1$  и  $p_2$  - 4-импульсы начального фермиона  $q_1$  и конечного  $q_2$ , соответственно.

Борновскую амплитуду  $M_0^W$ , соответствующую этой диаграмме, запишем в виде:

$$M_0^W = C_{M_0^W} \cdot \left[ O_q \otimes O_q + \frac{1}{M_W^2} \hat{q}(1+\gamma_5) \otimes \hat{q}(1+\gamma_5) \right]. \quad (2.1)$$

В формуле (2.1) для сокращения записи использован символ прямого произведения  $\hat{Y}$ -матриц:

$$\bar{u}(k_2) O_q u(k_1) \cdot \bar{u}(p_2) \tilde{O}_q u(p_1) \Rightarrow O_q \otimes \tilde{O}_q. \quad (2.2)$$

Здесь и далее:

$$C_{M_0^W} = \frac{-i g^2 (2\pi)^4}{8(q^2 + M_W^2)} \quad (2.3)$$

$q^2$  - квадрат переданного 4-импульса,  $O_q = \gamma_\alpha(1+\gamma_5)$ ,  $\tilde{O}_q = \gamma_\alpha(1-\gamma_5)$ .

В однопетлевом приближении процесс (1.3) содержит вклады диаграмм высшего порядка. Амплитуду процесса рассеяния, с учетом членов высшего порядка, выразим в терминах формфакторов

$$M = C_{M_0^W} \cdot \left[ O_q \otimes O_q \cdot \tilde{F}_1 + \frac{1}{M_W^2} \hat{q}(1+\gamma_5) \otimes \hat{q}(1+\gamma_5) \cdot \tilde{F}_2 + O_q \otimes \tilde{O}_q \cdot \tilde{F}_3 \right]. \quad (2.4)$$

В выбранном нами приближении (1.4) число формфакторов равно трем, и структура их такова:

$$\tilde{F}_i = 1 + \frac{g^2}{16\pi^2} F_i, \quad i = 1, 2, 3. \quad (2.5)$$

Амплитуда процесса с учетом высших порядков описывается следующими диаграммами

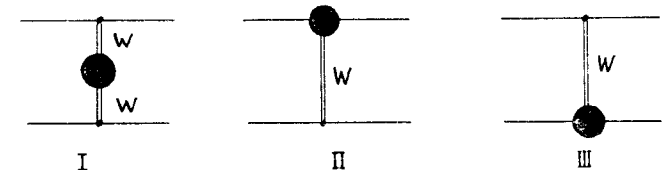


Рис.2

а также диаграммами с двухчастичным обменом (TPE)

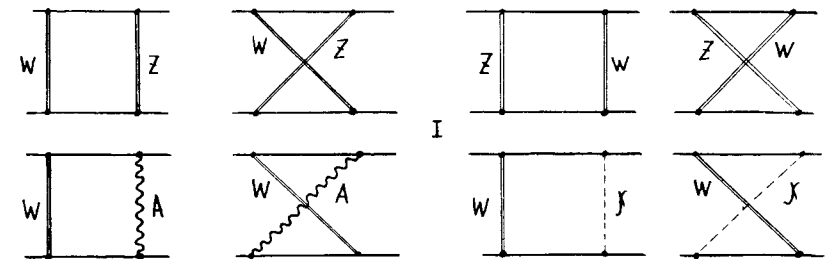


Рис.3

При выполнении программы перенормировок мы будем использовать метод лагранжиана контрчленов<sup>3,4/</sup>. Получим сумму вклада  $W$ -бозонных собственно-энергетических (SE) диаграмм I (рис.2), и  $W$ -массового контрчленного (СТ) вклада:

$$M(SEW) + W(MCT) = M_0^W \cdot \frac{1}{1+d_w} \cdot \left[ \frac{-iB_w(q^2)}{M_w^2} - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} \right] + C_{M_w^2} \cdot \frac{\hat{q}(1+\gamma_5) \otimes \hat{q}(1+\gamma_5)}{M_w^2} \cdot \left[ \frac{-iB_w(q^2)}{M_w^2} - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} - iC_w(q^2) \cdot (1+d_w) \right], \quad (2.6)$$

где  $d_w = q^2/M_w^2$ , а  $B_w(q^2)$ ,  $C_w(q^2)$  и массовый сдвиг  $\delta M_w^2/M_w^2$  приведены в работах<sup>1,5/</sup>.

Вклад в амплитуду процесса диаграмм II и III (рис.2) равен:

$$M(w\gamma\ell) = C_{M_0^w} \cdot \left[ Q_\alpha \otimes Q_\alpha \cdot \Gamma_1(w\gamma\ell) + \frac{1}{M_w^2} \cdot \hat{q}(1+\gamma_5) \otimes \hat{q}(1+\gamma_5) \cdot \Gamma_2(w\gamma\ell) \right], \quad (2.7)$$

$$M(wq_{\beta_1}q_{\beta_2}) = C_{M_0^w} \cdot \left[ Q_\alpha \otimes Q_\alpha \cdot \Gamma_1(wq_{\beta_1}q_{\beta_2}) + \frac{1}{M_w^2} \cdot \hat{q}(1+\gamma_5) \otimes \hat{q}(1+\gamma_5) \cdot \Gamma_2(wq_{\beta_1}q_{\beta_2}) + Q_\alpha \otimes \tilde{O}_\alpha \cdot \Gamma_3(wq_{\beta_1}q_{\beta_2}) \right], \quad (2.8)$$

Вклад  $W$ -вершинных СТ диаграмм  $\left\{ \begin{array}{c} \text{---} \times \text{---} \\ \text{---} \times \text{---} \end{array} \right\}$ :

$$V(WCT) = M_0^W \cdot \left[ 2 \frac{\delta g}{g} + \frac{1}{2}(Z_{\ell L}-1) + \frac{1}{2}(Z_{\gamma L}-1) + \frac{1}{2}(Z_{q_1 L}-1) + \frac{1}{2}(Z_{q_2 L}-1) \right]. \quad (2.9)$$

Выражения для  $\delta g/g$  и контрчленов в формуле (2.9) для рассматриваемой модели приведены в работе<sup>1/</sup>. Структура выражений (2.6)-(2.9) получена с точностью до членов  $\sim g^4$  с учетом сокращения вкладов, содержащих контрчлен  $Z_w-1$ . С помощью выражений (2.6)-(2.9) находим общую структуру формфакторов  $\mathcal{F}_i$  ( $i=1,2,3$ ):

$$\mathcal{F}_1 = 1 + \frac{1}{1+d_w} \cdot \left[ \frac{-iB_w(q^2)}{M_w^2} - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} \right] + \Gamma_1(w\gamma\ell) + \Gamma_1(wq_{\beta_1}q_{\beta_2}) +$$

$$+ \frac{1}{2}(Z_{\ell L}-1) + \frac{1}{2}(Z_{\gamma L}-1) + 2 \frac{\delta g}{g} + \frac{1}{2}(Z_{q_1 L}-1) + \frac{1}{2}(Z_{q_2 L}-1) + B_1, \quad (2.10)$$

$$\mathcal{F}_2 = 1 + \frac{1}{1+d_w} \cdot \left[ \frac{-iB_w(q^2)}{M_w^2} - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} \right] - \frac{iB_w(q^2)}{M_w^2} - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} - iC_w(q^2) \cdot (1+d_w) + \Gamma_2(w\gamma\ell) + \Gamma_2(wq_{\beta_1}q_{\beta_2}) + \frac{1}{2}(Z_{\gamma L}-1) + 2 \frac{\delta g}{g} + \frac{1}{2}(Z_{\ell L}-1) + \frac{1}{2}(Z_{q_1 L}-1) + \frac{1}{2}(Z_{q_2 L}-1) + B_2, \quad (2.11)$$

$$\mathcal{F}_3 = 1 + \Gamma_3(wq_{\beta_1}q_{\beta_2}) + B_3. \quad (2.12)$$

В формулах (2.10)-(2.12) через  $B_i$  ( $i=1, \dots, 3$ ) обозначены вклады диаграмм двухчастичного обмена в формфакторы  $\mathcal{F}_i$ . Покажем, что все  $\mathcal{F}_i$  свободны от ультрафиолетовых и инфракрасных расходимостей.

### 3. СОКРАЩЕНИЕ РАСХОДИМОСТЕЙ

Используя результаты работы<sup>5/</sup>, после некоторых преобразований, получим явные выражения для вершинных функций  $\Gamma_i$ , вкладов диаграмм ТРБ и вкладов контрчленов в формфакторы амплитуды процесса

$$\Gamma_1(w\gamma\ell) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ \frac{m_\ell^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{Rd_w}{4} \right) - 3 + \frac{3}{2}R + \frac{3}{2}R^2 + \frac{11}{6}d_w - \frac{Rd_w}{2} + \frac{4}{3}R^2d_w - \frac{R^2d_w^2}{6} \right] \cdot P - \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{2R} \right) \cdot V_1(Rd_w) + R \cdot V_2(d_w) - (1-R) \cdot V_A^{(3)}(d_w; m_\ell^2) \right\}, \quad (3.1)$$

$$\Gamma_2(w\gamma\ell) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left[ \frac{m_\ell^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{R}{2} \right) - \frac{13}{3} + \frac{3}{2}R + \frac{2}{3}R^2 + \frac{d_w}{2} - \frac{Rd_w}{2} + \frac{2}{3}R^2d_w \right] \cdot P, \quad (3.2)$$

$$\Gamma_1(wq_{\beta_1}q_{\beta_2}) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ \frac{m_{q_1}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{Rd_w}{4} + \frac{1-R}{2} \cdot |f_{q_1}| \right) + \frac{m_{q_2}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{Rd_w}{4} + \frac{1-R}{2} \cdot |f_{q_2}| \right) + 2(1-R) \cdot |f_{q_1}f_{q_2}| - 3 + \frac{3}{2}R + \frac{3}{2}R^2 + \frac{11}{6}d_w - \frac{Rd_w}{2} + \frac{4}{3}R^2d_w - \frac{R^2d_w^2}{6} \right] \cdot P - \right.$$

$$\begin{aligned}
& -4P_1P_2(1-R)|f_{g_1}f_{g_2}| \cdot \mathcal{F}(q^2; m_{g_1}^2; m_{g_2}^2) \cdot P_{IR} + \frac{1}{R} \left(-\frac{1}{2} + |f_{g_2}|(1-R)\right) \cdot \left(\frac{1}{2} - |f_{g_1}|(1-R)\right) \cdot V_1(Rd_w) + \\
& + (1-R) \cdot |f_{g_1}f_{g_2}| \cdot V_A(d_w; m_{g_1}^2; m_{g_2}^2) - (1-R) \cdot |f_{g_1}| \cdot V_A^{(3)}(d_w; m_{g_1}^2) - \\
& - (1-R) \cdot |f_{g_2}| \cdot V_A^{(3)}(d_w; m_{g_2}^2) + R \cdot V_2(d_w) \Big\} , \tag{3.3}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma_2(Wg_1g_2) &= \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ \frac{m_{g_1}^2}{M_w^2} \cdot \left(-\frac{1}{4} + \frac{R}{2} + \frac{1-R}{2} |f_{g_2}| \right) + \frac{m_{g_2}^2}{M_w^2} \cdot \left(-\frac{1}{4} + \frac{R}{2} + \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{1-R}{2} |f_{g_1}| \right) + 2(1-R) \cdot |f_{g_1}f_{g_2}| - \frac{13}{3} + \frac{3}{2}R + \frac{2}{3}R^2 + \frac{d_w}{2} - \frac{Rd_w}{2} + \frac{2}{3}R^2d_w \right] \cdot P - \\
& - 4P_1P_2(1-R) \cdot |f_{g_1}f_{g_2}| \cdot \mathcal{F}(q^2; m_{g_1}^2; m_{g_2}^2) \cdot P_{IR} \Big\} , \tag{3.4}
\end{aligned}$$

$$\Gamma_3(Wg_1g_2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left[ -\frac{m_{g_1}m_{g_2}}{M_w^2} \cdot \frac{R}{2}(1+d_w) \right] \cdot P . \tag{3.5}$$

Здесь  $P$  – ультрафиолетовый, а  $P_{IR}$  – инфракрасный полюс при размерности пространства  $n=4$ ,  $f_{g_1}$  и  $f_{g_2}$  – заряды частиц  $g_1$  и  $g_2$ , соответственно. В вершинных функциях  $\Gamma_2$  и  $\Gamma_3$  мы выделили только полюсную часть – как ультрафиолетовую, так и инфракрасную, не забывая о конечной части, которая в амплитуде процесса оказывается  $\sim m^2/M_w^2$ . В выражениях (3.1)+(3.5) –  $R = M_w^2/M_Z^2$ .

Вклад  $W$  – вершинных СТ диаграмм:

$$\begin{aligned}
V(WCT) &= \frac{g^2}{16\pi^2} \left\{ \left[ \frac{46}{3} - \frac{2M}{3} - R + \frac{m_e^2}{M_w^2} \cdot \left(\frac{1}{4} - \frac{R}{2}\right) + \frac{m_{g_1}^2}{M_w^2} \cdot \left(-\frac{1}{4} + \frac{1-R}{2} |f_{g_1}| \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{m_{g_2}^2}{M_w^2} \cdot \left(-\frac{1}{4} + \frac{1-R}{2} |f_{g_2}| \right) + (1-R) \cdot f_{g_1}^2 + (1-R) \cdot f_{g_2}^2 \right] \cdot P + 2(1-R) \left( |f_{g_1}^2| + |f_{g_2}^2| \right) P_{IR} - \right. \\
& \left. - 2(1-R) G_{IR}^1 + 2G + \frac{1}{2} (g_1^L + g_2^L) + \frac{3}{8R} - 2 + \frac{11}{4}R + \frac{3}{2}(1-R) \ln \frac{m_e^2}{M_w^2} \right\} . \tag{3.6}
\end{aligned}$$

В формуле (3.6) величина  $G_{IR}^1/1!$  описывает инфракрасные расходимости, присутствующие в контрчленах.

\* См. замечание на стр.7 работы/1/.

Для вклада в амплитуду диаграммы TPE (рис.3) получим выражения, из которых нетрудно выделить коэффициенты  $B_i$  в факторах  $\mathcal{F}_i$ .

Для диаграмм I (рис.3) имеем<sup>5/</sup>:

$$\begin{aligned}
B_{WZ} &= \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot C_{M_0^W} \cdot \left\{ \left[ \left( -\frac{3}{2}R - \frac{3}{2}R^2 + \frac{R}{4} \cdot \frac{m_e^2 + m_{g_1}^2 + m_{g_2}^2}{M_w^2} - \frac{3}{2}Rd_w - \frac{3}{2}R^2d_w + \right. \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{R^2d_w}{6} + \frac{R^2d_w^2}{6} + \frac{Rd_w}{4} \cdot \frac{m_e^2 + m_{g_1}^2 + m_{g_2}^2}{M_w^2} \right) O_d \otimes O_d + \frac{1}{M_w^2} \hat{q}(1+\gamma_5) \otimes \hat{q}(1+\gamma_5) \cdot \left( -\frac{1}{2} + R - \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{2}{3}R^2 - \frac{d_w}{2} + Rd_w - \frac{2}{3}R^2d_w \right) + \frac{R}{2}(1+d_w) \cdot \frac{m_{g_1}m_{g_2}}{M_w^2} \cdot O_d \otimes \tilde{O}_d \right] \cdot P + \\
& \left. + \frac{1}{1-R} \cdot \left( -\frac{1}{2} + R - 3R^2 \right) \ln R \cdot O_d \otimes O_d \right\} . \tag{3.7}
\end{aligned}$$

Диаграммы II (рис.3):

$$\begin{aligned}
B_{WA} &= \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot C_{M_0^W} \cdot \left[ -2(1-R)(1+d_w) O_d \otimes O_d \cdot P - 2(1-R) O_d \otimes O_\beta \cdot (\delta_{\alpha\beta} + \right. \\
& \left. + \frac{q_\alpha q_\beta}{M_w^2}) \cdot (|f_{g_1}| \cdot X \cdot L_X + |f_{g_2}| \cdot S' \cdot L_{S'}) \cdot P_{IR} + (1-R) O_d \otimes O_d \cdot (|f_{g_1}| \cdot \left\{ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{4M_w^2}{S} \right) - \right. \right. \\
& \left. \left. - 4 \left[ 1 - \frac{M_w^2}{2S} - \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{d_w} - \frac{M_w^2}{Sd_w} \right) \ln d_w \right] \cdot \ln \frac{X}{m_e m_{g_1}} - \frac{2}{d_w} \left( 1 + \frac{2X}{M_w^2} - \frac{q^2}{S} \right) \ln \frac{X}{M_w^2} + \frac{1}{d_w} \left( 1 + \frac{M_w^2}{S} \right) \left[ \frac{2}{3} \pi^2 - \right. \right. \right. \\
& \left. \left. - \ln \frac{X M_e^2}{q^4} \cdot \ln \frac{X}{m_e^2} - \ln \frac{X m_{g_1}^2}{q^4} \cdot \ln \frac{X}{m_{g_1}^2} \right] \right) + |f_{g_2}| \cdot \left[ \frac{1}{2} - 4 \left( 1 - \frac{1}{2} \ln d_w \right) \ln \frac{S}{m_e m_{g_2}} - \right. \\
& \left. \left. - 4 \left( 1 - \frac{S}{q^2} \right) \ln \frac{S}{M_w^2} + \frac{1}{d_w} \left( \frac{8}{3} \pi^2 - \ln \frac{S}{m_e^2} \ln \frac{S m_e^2}{M_w^4} - \ln \frac{S}{m_{g_2}^2} \ln \frac{S m_{g_2}^2}{M_w^4} \right) \right] \right] . \tag{3.8}
\end{aligned}$$

Диаграммы III (рис.3):

$$B_{WJ} = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left[ -\frac{1+d_w}{2} \cdot \frac{\hat{q}(1+\gamma_5) \otimes \hat{q}(1+\gamma_5)}{M_w^2} \right] \cdot P . \tag{3.9}$$

В последнем выражении сохранена только полюсная часть, т.к. конечный вклад в амплитуду оказывается  $\sim m^2/M_w^2$ . В формуле (3.8) использованы следующие обозначения для инвариантов амплитуды процесса:

$$S = -2p_1 k_1, S' = -2p_2 k_2, X = -2p_1 k_2, q^2 = S - X, \quad (3.10)$$

а  $L_x$  и  $L_{S'}$  определены в работе<sup>/5/</sup>.

В таблицах I-III приведены полюсные вклады диаграмм при размерности пространства  $n=4$  и  $n=2$  (логарифмические и квадратичные ультрафиолетовые расходимости). Суммы всех вкладов для каждого фактора равны нулю. Инфракрасная расходимость  $G_{IR}$  устраняется на уровне вычисления амплитуды процесса в порядке  $g^4$ . Выделяя в амплитуде истинные инфракрасные расходимости  $P_{IR}$ , сокращающиеся на уровне вычисления сечения процесса, при добавлении в рассмотрение процесса излучения фотона, окончательно имеем:

$$M = M_0^W \cdot \left[ \left( 1 + \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot F_1 \right) + \frac{e^2}{8\pi^2} \cdot \sigma \cdot P_{IR} \right]. \quad (3.11)$$

В формуле (3.11) фактор  $F_1$  свободен от ультрафиолетовых и инфракрасных расходимостей. Конечные вклады факторов  $F_2$  и  $F_3$  в амплитуду (2.4)  $\sim m^2/M_W^2$ . Инфракрасно расходящаяся часть  $\sigma$  равна:

$$\sigma = 1 + f_{q_1}^2 + f_{q_2}^2 - |f_{q_1}| \cdot X \cdot L_x - |f_{q_2}| \cdot S' \cdot L_{S'} - 2p_{12} \cdot |f_{q_1}| \cdot |f_{q_2}| \cdot M(q^2; m_{q_1}^2, m_{q_2}^2). \quad (3.12)$$

Выпишем свободный от расходимостей, конечный вклад в фактор  $F_1$  в приближении (1.4):

$$\begin{aligned} F_1 = & W(0) - W(-1) + 2 \cdot G - \frac{3}{4R} + \frac{35}{4} - 5R + (1-R) \cdot |f_{q_1}| \cdot |f_{q_2}| \cdot \left[ \frac{3}{2R} - \frac{3}{2} - \right. \\ & \left. - \frac{\pi^2}{3} + 2 \left( 1 - \frac{1}{4} \ln \frac{m_{q_1}^2}{M_W^2} \right) \ln \frac{m_{q_1}^2}{M_W^2} + 2 \left( 1 - \frac{1}{4} \ln \frac{m_{q_2}^2}{M_W^2} \right) \ln \frac{m_{q_2}^2}{M_W^2} - 3 \ln d_w + \ln^2 d_w \right] + 2R V_2(0) + \\ & + (1-R) f_{q_1}^2 \cdot \left( \frac{3}{4R} - \frac{11}{4} + \frac{3}{2} \ln \frac{m_{q_1}^2}{M_W^2} \right) + (1-R) f_{q_2}^2 \cdot \left( \frac{3}{4R} - \frac{11}{4} + \frac{3}{2} \ln \frac{m_{q_2}^2}{M_W^2} \right) + \frac{3}{2} (1-R) \ln \frac{m_{q_1}^2}{M_W^2} \\ & + \frac{1}{1-R} \left( -\frac{1}{2} + R - 3R^2 \right) \ln R + (1-R) \left( |f_{q_1}| \cdot \left[ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{4M_W^2}{S} \right) - 4 \left[ 1 - \frac{M_W^2}{2S} - \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{d_w} - \right. \right. \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. - \frac{M_W^2}{S d_w} \right) \ln d_w \right] \ln \frac{X}{m_{q_1} m_{q_2}} - \frac{2}{d_w} \cdot \left( 1 + \frac{2X}{M_W^2} - \frac{q^2}{S} \right) \ln \frac{X}{M_W^2} + \frac{1}{d_w} \cdot \left( 1 + \frac{M_W^2}{S} \right) \cdot \left[ \frac{2}{3} \pi^2 - \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. - \ln \frac{X m_{q_1}^2}{q^4} \cdot \ln \frac{X}{m_{q_1}^2} - \ln \frac{X m_{q_2}^2}{q^4} \cdot \ln \frac{X}{m_{q_2}^2} \right\} + |f_{q_1}| \cdot \left[ \frac{1}{2} - 4 \left( 1 - \frac{1}{2} \ln d_w \right) \ln \frac{S}{m_{q_1} m_{q_2}} - \right. \\ & \left. - 4 \left( 1 - \frac{S}{q^2} \right) \ln \frac{S}{M_W^2} + \frac{1}{d_w} \cdot \left( \frac{8}{3} \pi^2 - \ln \frac{S}{m_{q_1}^2} \ln \frac{S m_{q_1}^2}{M_W^4} - \ln \frac{S}{m_{q_2}^2} \ln \frac{S m_{q_2}^2}{M_W^4} \right) \right], \quad (3.13) \\ & V_2(0) = -\frac{5}{8R} + \frac{5}{4} - \frac{5}{8} R - \frac{3}{4R} \ln R + \frac{3}{2} \frac{\ln R}{1-R} \end{aligned}$$

Выражение для  $W(d)$  получено в работе<sup>/5/</sup>. Полагая в формуле (2.9) работы<sup>/5/</sup>  $d = -1$  и  $d = 0$ , получим, соответственно:

$$\begin{aligned} W(-1) = & \frac{1}{12R^2} + \frac{23}{12R} - \frac{157}{9} + \frac{5}{9} N_f + \left( \frac{1}{24R^3} + \frac{7}{12R^2} - \frac{7}{2R} \right) \ln R + \left( \frac{1}{24R^3} + \frac{2}{3R^2} - \right. \\ & \left. - \frac{17}{6R} - 2 \right) \Psi(R) - \frac{X}{2} + \frac{X^2}{12} - \frac{X}{4} \left( 3 - X + \frac{X^2}{6} \right) \ln X + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{X}{3} + \frac{X^2}{12} \right) \varphi(X), \quad (3.14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W(0) = & \frac{5}{8R} - \frac{39}{8} + \frac{5}{8} R(1+R) + \left( \frac{3}{4R} + \frac{9}{4} - \frac{3}{1-R} \right) \ln R + X(0), \\ X(0) = & \frac{5}{8} - \frac{X}{8} + \frac{3}{4} \frac{X \ln X}{1-X} \quad (3.15) \end{aligned}$$

В формулах (3.14) и (3.15)  $X = M_X^2/M_W^2$ , а  $G$ ,  $\Psi(R)$  и  $\varphi(X)$  определены в работе<sup>/1/</sup>.

#### 4. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВКЛАДА РЕАЛЬНЫХ ФОТОНОВ

Процесс

$$\nu_e(k_1) + q_1(p_1) \longrightarrow \nu_e(k_2) + q_2(p_2) + \gamma(k) \quad (4.1)$$

в низшем порядке описывается четырьмя диаграммами, в трех из которых  $\gamma$ -квант испускается из внешних фермионных линий, а в одной - из виртуального  $W$  бозона.

В этом разделе мы используем ковариантную процедуру отделения части сечения тормозного излучения фотона, содержащую инфракрасную расходимость, развитую в работе<sup>/7/</sup>. В качестве пяти независимых инвариантов, характеризующих дифференциальное сечение, выберем:

$$S = -2p_1 k_1, Y = (k_1 - k_2)^2, X = -2p_1 k_2, t = (p_2 - p_1)^2, Z = -2k_2 k. \quad (4.2)$$

Фазовый объем процесса с излучением реального фотона следующим образом выражается через введенные инварианты:

$$\int d\Gamma = \int \frac{d^3 k_2}{2k_{20}} \cdot \frac{d^3 p_2}{2p_{20}} \cdot \frac{d^3 k}{2k_0} \cdot \delta(k_2 + p_2 + k - p_1 - k_1) = \frac{\pi}{4\sqrt{\lambda_S}} \cdot \left( \frac{dy dx dt dz}{\sqrt{R_Z}} \right) \quad (4.3)$$

$$\text{Здесь } \lambda_S = S^2, \quad R_Z = A_Z \cdot Z^2 + 2B_Z \cdot Z + C_Z, \quad (4.4)$$

$$\text{где } -A_Z = \lambda_Y = S_x^2 + 4m_{q_1}^2 \cdot Y, \quad B_Z = Et + F, \quad -C_Z = At^2 + 2Bt + C; \quad S_x = S - X;$$

величины А, В, С, Е и F — функции S, Y и X имеют вид:

$$A = (x + y - m_l^2)^2 - 4m_l^2 \cdot \tau, \quad \tau = S_x - Y + m_{q_2}^2;$$

$$B = -SY \cdot (x + y) + 2m_l^2 \cdot S_x^2 + 4m_l^2 \cdot m_{q_1}^2 \cdot Y - \Delta \cdot (2m_l^2 \cdot Y - 2m_l^2 \cdot S + m_l^2 \cdot x + m_l^4 + y^2 + xy) + m_l^2 \cdot xy + x \cdot m_l^2 \cdot S_x - m_l^4 \cdot S_x, \quad \Delta = m_{q_1}^2 - m_{q_2}^2;$$

$$C = [YS - m_l^2 \cdot S_x - \Delta(Y + m_l^2)]^2 + 4 \cdot Y^2 \cdot (S \Delta - m_l^2 \cdot m_{q_1}^2); \quad (4.5)$$

$$E = x \cdot Y - YS - 2m_{q_1}^2 \cdot Y + m_l^2 \cdot (S_x + 2m_{q_1}^2), \quad v = -2p_2 k = S_x - Y;$$

$$F = Y \cdot (S \cdot S_x + 2m_{q_1}^2 \cdot Y) - m_l^2 \cdot (S_x^2 + 2m_{q_1}^2 \cdot Y) + \Delta \cdot [Y \cdot (S + X) - m_l^2 \cdot S_x].$$

Выделение из дифференциального сечения  $d\sigma_R$  процесса (4.1) части сечения, содержащей инфракрасную расходимость  $d\sigma_R^{IR}$ , основывается на тождестве

$$d\sigma_R = d\sigma_R - d\sigma_R^{IR} + d\sigma_R^{IR} = d\sigma_R^F + d\sigma_R^{IR}, \quad (4.6)$$

где  $d\sigma_R^{IR}$  — та часть сечения, которая содержит инфракрасную расходимость, а  $d\sigma_R^F$  — конечно.

$$\frac{d^2 \sigma_R^{IR}}{dx dy} = \frac{e^2}{(2\pi)^3} \cdot \left\{ \frac{d^3 k}{2k_0} \cdot 4 F_{IR} \cdot \frac{d^2 \sigma_0}{dx dy} \right\}, \quad (4.7)$$

$$\text{где } \frac{d^2 \sigma_0}{dx dy} = \frac{g^2}{8\pi (Y + M_w^2)^2} \cdot \delta(p_2^2 + m_{q_2}^2) -$$

— дифференциальное сечение, отвечающее борновской диаграмме (рис.1), а

$$F_{IR} = -\frac{m_l^2}{Z^2} + \int_{q_1}^2 \left( -\frac{m_{q_1}^2}{u^2} \right) + \int_{q_2}^2 \left( -\frac{m_{q_2}^2}{V^2} \right) - |f_{q_1} f_{q_2}| \cdot \frac{m_{q_1}^2 \cdot m_{q_2}^2 + Y}{uV} + \quad (4.8)$$

$$+ |f_{q_2}| \cdot \left( \frac{-m_l^2 + m_{q_1}^2 - m_{q_2}^2 + S}{ZV} \right) + |f_{q_1}| \cdot \frac{X}{uZ}.$$

Для фазового объема фотонов справедливо равенство

$$\int \delta(p_2^2 + m_{q_2}^2) \frac{d^3 k}{2k_0} = \frac{1}{2} \int dt \int \frac{dz}{\sqrt{R_Z}}. \quad (4.9)$$

Используя приемы работы /7/, нетрудно выделить из (4.7) инфракрасный полюс  $P_{IR}$  и убедиться в том, что он сокращается в наблюдаемой сумме дифференциальных сечений реакций (1.3) и (4.1). Вычисление вклада процесса (4.1) в радиационную поправку тесно связано с условиями конкретного эксперимента /7/. Поскольку анализ этих вопросов выходит за рамки настоящей работы, мы не будем приводить явные выражения для  $d\sigma_R^{IR}$ .

Конечный вклад  $d\sigma_R^F$ , не содержащий инфракрасной расходимости, может быть легко проинтегрирован в условиях эксперимента второго типа (по терминологии работы /7/), когда реакции (1.3) и (4.1) экспериментально неразличимы\*.

Приведем, в заключение, выражения для сечения  $d\sigma_R^F$ , проинтегрированного в условиях эксперимента второго типа. Для вычисления шпуров, вычитания  $d\sigma_R^{IR}$  и выполнения двукратного интегрирования (4.9) использовалась программа аналитических вычислений SCHOONSCHIP /10/. Вычисление двойных интегралов осуществлялось посредством подстановок. Обозначим

$$J[\alpha] = \frac{1}{\pi} \int dt \int R_Z^{-1/2} dz \cdot \alpha.$$

При вычислении  $d\sigma_R^F$  встречаются следующие интегралы:

$$J[1] = \frac{V}{\tau}, \quad (4.10)$$

$$J\left[\frac{1}{u}\right] = L_u = \frac{1}{\sqrt{\lambda_Y}} \ln \frac{S_x + 2m_{q_1}^2 + \sqrt{\lambda_Y}}{S_x + 2m_{q_1}^2 - \sqrt{\lambda_Y}}, \quad (4.11)$$

$$J\left[\frac{1}{Z}\right] = L_A = \frac{1}{\sqrt{A}} \ln \frac{x + y - m_l^2 + \sqrt{A}}{x + y - m_l^2 - \sqrt{A}}, \quad (4.12)$$

\* Такая ситуация реализуется, в частности, в опытах по глубоко-неупругому рассеянию. Приводимое ниже выражение для  $d\sigma_R^F$  может быть использовано при оценке радиационных поправок к реакциям  $\nu_e + N \rightarrow \ell + \text{адроны}$  и  $\bar{\nu}_e + N \rightarrow \bar{\ell} + \text{адроны}$  в рамках партонной модели /8,9/.



$$J\left[\frac{1}{zu}\right] = \frac{1}{V} L_x = \frac{1}{V\sqrt{\lambda_x}} \ln \frac{x+\sqrt{\lambda_x}}{x-\sqrt{\lambda_x}} \quad \text{и } \lambda_x = x^2 - 4m_l^2 m_{q_1}^2, \quad (4.13)$$

$$J\left[\frac{1}{z^2}\right] = \frac{1}{m_l^2 V}, \quad (4.14)$$

$$J\left[\frac{1}{u^2}\right] = \frac{1}{m_{q_1}^2 V}, \quad (4.15)$$

$$\text{где } V = S_x - y + \Delta, \quad u = -2p_l k = S_x - t + \Delta. \quad (4.16)$$

Разбивая  $d\sigma_R^F$  на части, в соответствии со степенями зарядов фермионов  $q_1$  и  $q_2$ , представим сечение  $d\sigma_R^F$  в виде

$$d\sigma_R^F = d\sigma_{q_1 q_2} + d\sigma_{q_1} + d\sigma_{q_2} + d\sigma_l. \quad (4.17)$$

Для отдельных членов (4.17) имеем

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{q_1 q_2}^F}{dx dy} &= \frac{e^2}{4\pi^2} \cdot \frac{g^4}{32\pi S^2 M_W^4} \cdot \left[ f_{q_2}^2 \cdot \frac{S(x+y)}{4\tau} + f_{q_1}^2 \cdot \left\{ \frac{y-S}{4} + \frac{5S^2 + 2SY - Y^2}{4S_x} - \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{YS(x+y)}{2S_x^2} + \frac{3}{2} \cdot \frac{SY^2}{S_x^3} + \frac{S^2 y v}{2S_x^2} \cdot \tilde{L}_u \right\} + |f_{q_1} f_{q_2}| \cdot \frac{S}{S_x} \left\{ S \cdot Y \cdot S_x \cdot \tilde{L}_u + \right. \\ &\left. + \frac{xv - YS - XY}{2} + \frac{SY^2}{\tau} \right\} \right], \quad (4.18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{q_2}^F}{dx dy} &= \frac{e^2}{4\pi^2} \cdot \frac{g^4 \cdot |f_{q_2}|}{32\pi S^2 M_W^4} \cdot \left[ -\frac{S(Y+3X)}{2S_x} + \frac{SX(v+Y) - S^2 Y + X^2 v}{2S_x^2} - \right. \\ &\left. - \frac{S^2 Y^2}{S_x^2 \tau} - S^2 \cdot \tilde{L}_A \right], \quad (4.19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{q_1}^F}{dx dy} &= \frac{-e^2}{4\pi^2} \cdot \frac{g^4 \cdot |f_{q_1}|}{32\pi S^2 M_W^4} \cdot \left[ x+y - \frac{xv+SY}{2S_x} + \frac{xv-SY}{2S_x^2} \cdot (S_x - 8Y - \right. \\ &\left. - \frac{2SY}{S_x}) + \frac{1}{2S_x} \cdot (x^2 v - 2SX(S-Y) + S^2(S+x+Y)) \cdot \tilde{L}_u - \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \frac{S+x+Y}{2} \ln \frac{(x+y)^2 m_{q_1}^2}{x^2 \tau} \right], \quad (4.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_l^F}{dx dy} &= \frac{e^2}{4\pi^2} \cdot \frac{g^4}{32\pi S^2 M_W^4} \cdot \left[ -\frac{x+y}{2} + \frac{SY}{S_x} - \frac{xv-Ys}{S_x^2} \cdot \left( x + \frac{3}{2} Y - \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{2SY}{S_x} \right) + \frac{1}{2} S v \cdot \tilde{L}_A \right], \quad (4.21) \end{aligned}$$

$$\text{где } \tilde{L}_u = \frac{1}{S_x} \cdot \ln \frac{S_x^2}{m_{q_1}^2 \tau}, \quad \tilde{L}_A = \frac{1}{x+y} \cdot \ln \frac{(x+y)^2}{m_l^2 \tau}. \quad (4.22)$$

Выражаем благодарность В.М.Дубовику, С.Т.Петкову и Н.М.Шумейко за полезные обсуждения некоторых вопросов.

Таблица I

$\alpha$  - коэффициент при  $\frac{g^2}{16\pi^2} P$  в факторе  $F_1$ ,  $\beta$  - коэффициент при  $g^2 P_2^W$  в факторе  $F_1$ .

Источник	$\alpha$	$\beta$
$M(SEW)+W(MCT)$	$\frac{2}{3}N_f - \frac{25}{3}R - \frac{3}{2}R^2 - \frac{5}{3}d_w + \frac{Rd_w}{2} - \frac{4}{3}R^2d_w + \frac{R^2d_w}{6}$	$R^2 - R^2d_w$
$V(WCT)$	$\frac{46}{3} - \frac{2}{3}N_f - R + (1-R) \cdot \frac{1}{g_1} f_{g_2}^2 + \frac{m_g^2}{M_w^2} \left( \frac{1}{4} - \frac{R}{2} \right) + \frac{m_{g_1}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{1-R}{2}  f_{g_1}  \right) + \frac{m_{g_2}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{1-R}{2}  f_{g_2}  \right)$	$2+R^2+(1-R) \cdot \frac{1}{g_1} f_{g_1}^2 + (1-R) \cdot \frac{1}{g_2} f_{g_2}^2$
$M(WV\ell)$	$-3 + \frac{3}{2}R + \frac{3}{2}R^2 + \frac{3}{2}R^2 + \frac{4}{6}d_w - \frac{Rd_w}{2} + \frac{4}{3}R^2d_w - \frac{R^2d_w}{6} + \frac{R^2d_w}{M_w^2} \left( \frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{Rd_w}{4} \right)$	$-\frac{3}{2} + R - R^2 + R^2d_w$
$M(Wg_1g_2)$	$-3 + \frac{3}{2}R + \frac{3}{2}R^2 + \frac{4}{6}d_w - \frac{Rd_w}{2} + \frac{4}{3}R^2d_w - \frac{R^2d_w}{6} + 2(1-R) \cdot  f_{g_1} \cdot f_{g_2}  + \frac{m_{g_1}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{Rd_w}{4} \right) + \frac{m_{g_2}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{Rd_w}{4} \right) + \frac{m_{g_1}^2}{M_w^2} \left( \frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{Rd_w}{4} \right) + \frac{m_{g_2}^2}{M_w^2} \left( \frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{Rd_w}{4} \right)$	$-\frac{3}{2} + R - R^2 + R^2d_w + 2(1-R) \cdot  f_{g_1} f_{g_2} $
$M(TPE)$	$-2 + \frac{R}{2} - \frac{3}{2}R^2 - 2d_w + \frac{Rd_w}{2} - \frac{4}{3}R^2d_w + \frac{R^2d_w}{6} + \frac{m_g^2}{M_w^2} \left( \frac{R}{4} + \frac{Rd_w}{4} \right) + \frac{m_{g_1}^2}{M_w^2} \left( \frac{R}{4} + \frac{Rd_w}{4} \right) + \frac{m_{g_2}^2}{M_w^2} \left( \frac{R}{4} + \frac{Rd_w}{4} \right)$	$-R^2 - R^2d_w$
Сумма	0	0

$\alpha$  - коэффициент при  $\frac{g^2}{16\pi^2} P$  в факторе  $F_2$ ,  $\beta$  - коэффициент при  $g^2 P_2^W$  в факторе  $F_2$ .

Таблица II

Источник	$\alpha$	$\beta$
$M(SEW)+W(MCT)$	$\frac{2}{3}N_f - \frac{20}{3}R - 2R - \frac{2}{3}R^2 - \frac{2}{3}R^2d_w$	$2R^2$
$V(WCT)$	$\frac{46}{3} - \frac{2}{3}N_f + (1-R) \cdot \frac{1}{g_1} f_{g_2}^2 + \frac{m_g^2}{M_w^2} \left( \frac{1}{4} - \frac{R}{2} \right) + \frac{m_{g_1}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{1-R}{2}  f_{g_1}  \right) + \frac{m_{g_2}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{1-R}{2}  f_{g_2}  \right) - R$	$2+R^2+(1-R) \cdot \frac{1}{g_1} f_{g_1}^2 + (1-R) \cdot \frac{1}{g_2} f_{g_2}^2$
$M(WV\ell)$	$-\frac{13}{3} + \frac{3}{2}R + \frac{3}{2}R^2 + \frac{3}{2}R^2 + \frac{4}{6}d_w - \frac{Rd_w}{2} + \frac{4}{3}R^2d_w + \frac{R^2d_w}{6} + \frac{m_g^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{R}{2} \right)$	$-\frac{3}{2} + R - 2R^2$
$M(Wg_1g_2)$	$-\frac{13}{3} + \frac{3}{2}R + \frac{3}{2}R^2 + \frac{4}{6}d_w - \frac{Rd_w}{2} + \frac{4}{3}R^2d_w - \frac{R^2d_w}{6} + 2(1-R) \cdot  f_{g_1} \cdot f_{g_2}  + \frac{m_{g_1}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{1-R}{2}  f_{g_1}  \right) + \frac{m_{g_2}^2}{M_w^2} \left( -\frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{1-R}{2}  f_{g_2}  \right) + \frac{m_{g_1}^2}{M_w^2} \left( \frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{1-R}{2}  f_{g_1}  \right) + \frac{m_{g_2}^2}{M_w^2} \left( \frac{1}{4} + \frac{R}{4} - \frac{1-R}{2}  f_{g_2}  \right)$	$-\frac{3}{2} + R - 2R^2 + 2(1-R) \cdot  f_{g_1} f_{g_2} $
$M(TPE)$	$-1 - d_w + R - \frac{2}{3}R^2 + R^2d_w - \frac{2}{3}R^2d_w$	0
Сумма	0	0

$\alpha$  - коэффициент при  $\frac{g^2}{16\pi^2} P$  в факторе  $F_3$ .

Таблица III

Источник	$\alpha$
$M(Wg_1g_2)$	$-\frac{R}{2} (1+d_w) \frac{m_{g_1} m_{g_2}}{M_w^2}$
$M(TPE)$	$+\frac{R}{2} (1+d_w) \frac{m_{g_1} m_{g_2}}{M_w^2}$
Сумма	0

## Литература

1. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ОИЯИ, P2-II4I3, Дубна, 1978.
2. Weinberg S. *Phys.Rev.Lett.*, 1967, 19, 1264;  
Salam A. *Proc. of Eight Nobel Symposium* ( J.Wiley, N.Y.1968).
3. Appelquist T.W., Primack J.R., Quinn H.R. *Phys.Rev.*, 1973, D7, 2998.
4. Salomonson P., Ueda Y. *Phys.Rev.*, 1975, D11, 2606.
5. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ОИЯИ, P2-II4I4, Дубна, 1978.
6. Barish B.C. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 39, 1595.  
Holder M. et al. *Phys.Lett.*, 1977, 71, 222.  
Bosetti P.C. et al. *Phys.Lett.*, 1977, 70, 273.
7. Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. *Nucl.Phys.*, 1977, B927, 242.
8. Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. ОИЯИ, P2-I0872, Дубна, 1977.
9. Kiskis J. *Phys.Rev.*, 1973, D8, 2129.
10. Strubbe H.S. *Comp.Phys.Com.*, 1974, 8, 1.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 апреля 1978 года.