

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 324 15  
Б-247

2841/2-78

P2 - 11413

Д.Ю.Бардин, О.М.Федоренко

ОБ ЭФФЕКТАХ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ  
ДЛЯ ПРОЦЕССОВ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
ФЕРМИОНОВ

В ТЕОРИИ ВАЙНБЕРГА-САЛАМА

1. Схема перенормировок

**1978**

P2 - 11413

Д.Ю.Бардин, О.М.Федоренко\*

ОБ ЭФФЕКТАХ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ  
ДЛЯ ПРОЦЕССОВ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
ФЕРМИОНОВ  
В ТЕОРИИ ВАЙНБЕРГА-САЛАМА

I. Схема перенормировок

---

\* Московский государственный университет

Бардин Д.Ю., Федоренко О.М.

P2 - 11413

Об эффектах высших порядков для процессов упругого рассеяния фермионов в теории Вайнберга-Салама. I. Схема перенормировок

В рамках  $SU(2)_L \times U(1)$  калибровочной теории слабого и электромагнитного взаимодействий с произвольным числом левых фермионных дублетов вычисляется однопетлевое приближение для амплитуды упругого рассеяния фермионов со спином  $1/2$  в канале нейтрального тока. 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 - 11413

On High Order Effects for Fermion Elastic Scattering Processes in Weinberg-Salam Theory. I. Renormalization Scheme

In the framework of a  $SU(2)_L \times U(1)$  gauge theory of weak and electromagnetic interactions with any number of left spin  $1/2$  fermion doublets the one-loop approximation for the amplitude of a neutral current elastic fermion scattering process is calculated. Ultraviolet- and infrared-free expression for the scattering amplitude is presented. The calculations are performed in the unitary gauge by dimensional regularization method.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## 1. Введение

Последние годы характеризуются все возрастающим интересом к единым калибровочным моделям взаимодействий элементарных частиц<sup>/1/</sup>. Уже первоначальная версия таких моделей -  $SU(2) \times U(1)$  - теория Вайнберга - Салама<sup>/2/</sup> позволила предсказать ряд новых явлений, которые были обнаружены экспериментально\*. Дальнейшее развитие калибровочных моделей связано, в основном, с поиском новых групп симметрии теории, включающих  $SU(2) \times U(1)$ -симметрию в качестве подгруппы.

Отличительной чертой калибровочных теорий является их перенормируемость. В связи с этим вычисление эффектов высших порядков, с целью изучения возможности их экспериментального наблюдения и проверки теоретических предсказаний, представляет особый интерес. До сих пор вычисления эффектов высших порядков проводились наиболее подробно для  $\mu$ -распада<sup>/4/</sup>, для распадов  $W$  - и  $Z$  - бозонов<sup>/5/</sup>, для процесса  $\nu\nu$ -рассеяния<sup>/6/</sup> и для реакции  $\nu_r(\bar{\nu}_r)e \rightarrow \nu_r(\bar{\nu}_r)e$ <sup>/7/</sup>. В работах<sup>/8/</sup> методом дисперсионных соотношений вычислялось однопетлевое приближение для амплитуды упругого  $\mu\mu$ -рассеяния. Схема перенормировок и вычисление однопетлевого приближения в теории Вайнберга - Салама изложены наиболее полно и последовательно в работах<sup>/7,9/</sup>.

В настоящей работе мы обращаем внимание на то, что результаты работ<sup>/7/</sup> для процесса  $\nu_r e$ -рассеяния могут быть легко обобщены на случай упругого рассеяния двух любых фермионов со спином  $1/2$

$$q + Q \rightarrow q + Q \quad (1.1)$$

с такими квантовыми числами, что процесс (1.1) происходит за

\* Современное обсуждение этого вопроса содержится в докладах, представленных на конференцию "Нейтрино-77", М., 1978 (см. также работы<sup>/3/</sup>).

счет обмена нейтральным током в  $t$  канале. Ради общности, достижение которой не представляет труда, мы рассматриваем  $SU(2)_L \times U(1)$ -теорию с произвольным числом  $N_f$  левых фермионных дублетов

$$\begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \end{pmatrix}_L. \quad (1.2)$$

Массы  $m_i$  и заряды  $Q_i$  фермионов также считаются произвольными, с единственным ограничением

$$Q(\psi_u) - Q(\psi_d) = +1. \quad (1.3)$$

Гипотеза  $\mu^e$ -универсальности распространяется на взаимодействие всех фермионов. Схема перенормировки (выбор ренормализационных констант и исходных параметров теории) полностью аналогична использованной в работах<sup>7,9</sup>, знание которых предполагается при дальнейшем изложении. В связи с этим существенные моменты схемы перенормировок, а также некоторые обозначения, заимствованные из этих работ, здесь не разъясняются. Все вычисления проведены в унитарной калибровке<sup>10</sup> методом размерной регуляризации<sup>11</sup>.

Работа состоит из двух частей, в первой части показывается сокращение ультрафиолетовых и инфракрасных расходимостей, найденная свободная от расходимостей конечная часть амплитуды в однопетлевом приближении. Отличительной чертой проведенных вычислений от имеющихся в литературе является то, что конечная часть получена не в обычно используемом приближении

$$S, t, m_i^2 \ll M_V^2$$

( $M_V$  - массы векторных бозонов,  $S$  и  $t$  - инварианты амплитуды), а при единственном ограничении:

$$M_V^2, S, t, S-t \gg m_i^2, \quad (1.4)$$

что позволяет применять результат в области очень больших  $S$  и  $t$ , т.е. там, где как раз и следует ожидать заметных эффектов высших порядков. Найденная амплитуда описывает широкий круг процессов упругого рассеяния ( $\nu_\mu e, \nu_e \mu, \nu \nu, l^+ l^+$ , рассеяние лептонов на кварках в приближении  $\Theta_c = 0$  и т.п.). Она может быть использована для оценки радиационных поправок к этим процессам, а также к процессам глубоконеупругого рассеяния лептонов адронами в рамках партонной модели.

Во второй части<sup>12</sup> выписаны общие формулы для всех однопетлевых диаграмм, в которых присутствует фермионная линия (внешняя или внутренняя). Полные вклады (коэффициенты при  $\frac{1}{\epsilon-2}$  и  $\frac{1}{\epsilon-4}$ ) вычислены точно, а конечные - в приближении (1.4). Расчеты проведены для произвольной  $g_V V + g_A A$  - формы взаимодействия

векторных бозонов с лептонами, поэтому приводимые в этой части формулы могут быть использованы для вычисления однопетлевого приближения амплитуды не только в  $SU(2)_L \times U(1)$ -теориях, но и в более широких классах моделей, включающих большее число векторных и скалярных бозонов, а также взаимодействие с правыми токами.

## 2. Схема перенормировок

В низшем порядке в амплитуду процесса упругого рассеяния двух фермионов  $q$  и  $Q - q(m) + Q(\mu) \rightarrow q(m) + Q(\mu)$  ( $m, \mu$  - массы фермионов;  $f_q$  и  $f_Q$  - заряды) дают вклад три диаграммы:

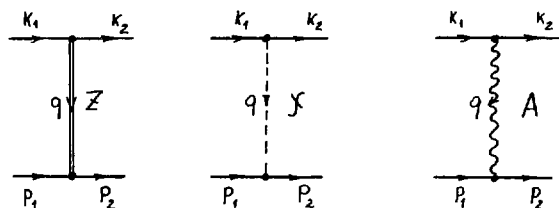


Рис. 1.

Борновские амплитуды  $M_0^Z$ ,  $M_0^{\gamma}$  и  $M_0^A$ , соответствующие этим диаграммам, запишем в виде:

$$M_0^Z = C_{M_0^Z} \cdot \left[ O_q \otimes O_Q - 4 \cdot |f_Q| \cdot (1-R) O_q \otimes \gamma_4 - 4 \cdot |f_q| \cdot (1-R) \gamma_4 \otimes O_Q + \right. \\ \left. + 16 \cdot |f_q \cdot f_Q| \cdot (1-R)^2 \cdot \gamma_4 \otimes \gamma_4 + \frac{1}{M_Z^2} \cdot \hat{q} \gamma_5 \otimes \hat{q} \gamma_5 \right], \quad (2.1)$$

$$M_0^A = C_{M_0^A} \cdot \frac{R(q^2 + M_Z^2)}{(1-R) \cdot q^2} \cdot \left[ 16 \cdot |f_q \cdot f_Q| \cdot (1-R)^2 \cdot \gamma_4 \otimes \gamma_4 \right], \quad (2.2)$$

$$M_0^{\gamma} = C_{M_0^{\gamma}} \cdot [I \otimes I] \quad (2.3)$$

В формулах (2.1)–(2.3) для сокращения записи опущены нормировочные множители и использован символ прямого произведения

$$\bar{u}(k_2) O_Q u(k_1) \cdot \bar{u}(p_2) O_q u(p_1) \Rightarrow O_Q \otimes O_q.$$

Здесь и далее:

$$C_{M_0^Z} = \frac{-i g^2 (2\pi)^4 S_q \cdot S_Q}{16 R (q^2 + M_Z^2)}, \quad C_{M_0^{\gamma}} = \frac{i G_q \cdot G_Q \cdot (2\pi)^4}{2 \cdot (q^2 + M_{\gamma}^2)}, \quad R = 1 - \frac{e^2}{g^2}. \quad (2.4)$$

$C_d = \gamma_d(1 + \gamma_5)$ ,  $I$  - единичная матрица,  $S_q$  и  $S_q$  - знаковые множители  $Z\bar{q}q$  и  $Z\bar{Q}Q$  взаимодействий,  $q^2$  - квадрат переданного 4-импульса.

В однопетлевом приближении процесс  $q + \bar{q} \rightarrow q + \bar{Q}$  содержит вклады диаграмм высшего порядка. Амплитуду процесса рассеяния с учетом членов высшего порядка удобно выразить в терминах формфакторов:

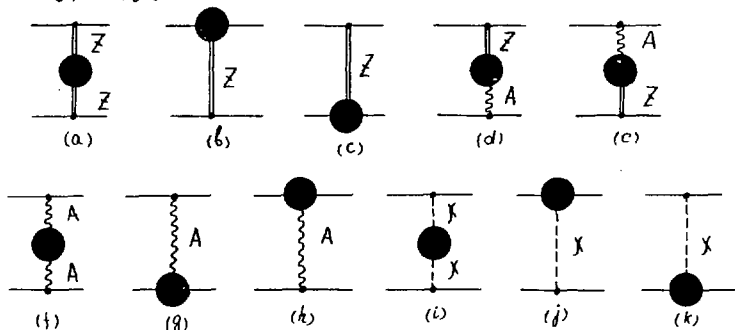
$$M = M^Z + M^A + M^X = M^Z_0 \cdot \mathcal{F}_0 + C_{M^Z} \cdot \left\{ O_2 \otimes O_2 \cdot \mathcal{F}_1 - 4 |t_q|(1-R) O_2 \otimes \gamma_5 \cdot \mathcal{F}_2 - \right. \\ \left. - 4 |t_q|(1-R) \gamma_5 \otimes O_2 \cdot \mathcal{F}_3 + 16 |t_q t_{\bar{q}}|(1-R)^2 \gamma_5 \otimes \gamma_5 \cdot \left[ 1 + \frac{R(q^2 + M_2^2)}{q^2(1-R)} \right] \cdot \mathcal{F}_4 + \right. \\ \left. + \frac{1}{M_2^2} \cdot \hat{q} \gamma_5 \otimes \hat{q} \gamma_5 \cdot \mathcal{F}_5 + \dots \right\}, \quad (2.5)$$

шесть из которых имеют вид:

$$\mathcal{F}_i = 1 + \frac{g^2}{16\pi^2} F_i \quad (i = 0, \dots, 5), \quad (2.6)$$

а остальные, не выписанные в формуле (2.5), начинаются с  $g^2$ .

Амплитуда процесса (1.1) с учетом высших порядков описывается следующими диаграммами, которые дают вклад в шесть формфакторов  $\mathcal{F}_0, \dots, \mathcal{F}_5$ :



а также всевозможными диаграммами с двухчастичным обменом (TPE). Последние диаграммы дают вклад во все формфакторы  $\mathcal{F}_i$  формулы (2.5) (включая и невыписанные явно), однако полюсные вклады этих диаграмм содержатся только в шести формфакторах  $\mathcal{F}_0, \dots, \mathcal{F}_5$ .

При выполнении программы перенормировок мы будем использовать метод лагранжиана контрчленов. Не представляет труда обоб-

шить  $\mathcal{L}_{\text{с.л.}}^{\text{сн}}$ , приведенный в<sup>/7/</sup>, на случай произвольного числа левых фермионных дублетов (1.2).

Получим, прежде всего, вклад  $Z$ -бозонных собственно-энергетических (SE) диаграмм ( $\alpha$ ). В однопетлевом приближении имеем:

$$M(\text{SE } Z) = M_0^Z \cdot \frac{-i \cdot B_Z(q^2)}{q^2 + M_Z^2} + C_{M_0^Z} \cdot \frac{\hat{q}\gamma_5 \otimes \hat{q}\gamma_5}{M_Z^2} \cdot \left[ \frac{-i \cdot B_Z(q^2)}{M_Z^2} + \frac{-i \cdot C_Z(q^2)}{M_Z^2} \cdot (q^2 M_Z^2) \right], \quad (2.7)$$

где  $B_Z(q^2)$  и  $C_Z(q^2)$  приведены в работе<sup>/12/</sup> (см. формулы (2.12) и (2.13)). Непосредственно из лагранжиана контрчленов<sup>/7/</sup> легко получить структуру  $Z$ -массового контрчленного (СТ) вклада:

$$Z(\text{СТ}) = M_0^Z \cdot \frac{M_Z^2 - M_W^2 \cdot R^{-1} \cdot R^{-1} \cdot \delta M_W^2 + M_W^2 \cdot R^{-2} \cdot \delta R}{q^2 + M_Z^2} + \quad (2.8)$$

$$+ C_{M_0^Z} \cdot \frac{\hat{q}\gamma_5 \otimes \hat{q}\gamma_5}{M_Z^2} \cdot \left( \frac{M_Z^2 - M_W^2 \cdot R^{-1} \cdot R^{-1} \cdot \delta M_W^2 + M_W^2 \cdot R^{-2} \cdot \delta R}{M_Z^2} \right),$$

где

$$\delta M_W^2 = M_{\text{aw}}^2 - M_W^2 = \left( \frac{Z_\lambda Z_g^2}{Z_{\gamma\mu} Z_{\mu\lambda} Z_W} - 1 \right) \cdot M_W^2, \quad (2.9)$$

$$\delta R = R_0 - R = - \left( \frac{Z_{\nu\mu} Z_{\mu\lambda} Z_W}{Z_g^2 Z_A} - 1 \right) \cdot (1 - R). \quad (2.10)$$

В выражениях (2.1), (2.7) и (2.8) явно присутствует масса  $Z$ -бозона, которая не является исходным параметром в выбранной схеме перенормировок<sup>/7,9/</sup> и, следовательно, должна быть выражена через исходные параметры. Требуя, как обычно, чтобы сумма  $Z$ -бозонных SE и  $Z$ -массовых СТ диаграмм исчезала при  $q^2 + M_Z^2 = 0$ , получим соотношение, накладываемое на квадрат массы  $Z$ -бозона:

$$M_Z^2 = M_W^2 \cdot R^{-1} + R^{-1} \cdot \delta M_W^2 - M_W^2 \cdot R^{-2} \cdot \delta R + i \cdot B_Z(q^2) \Big|_{q^2 = -M_Z^2}. \quad (2.11)$$

Далее, подставляя (2.11) в (2.1), (2.7) и (2.8), и ограничиваясь членами  $\sim g^4$ , найдем выражения для эффективной Борновской амплитуды  $\bar{M}_0^Z$  и суммы  $Z$ -бозонных SE и  $Z$ -массовых СТ диаграмм, не зависящие от массы  $Z$ -бозона:

\* Из (2.11) следует условие  $M_Z^2 = R^{-1} \cdot M_W^2 + O(g^2)$  для перенормированных величин, где  $O(g^2)$  - конечная величина порядка  $g^2$ <sup>/9/</sup>.



$$\bar{M}_0^Z = \bar{C}_{M_0^Z} \cdot \left[ O_d \otimes O_d - 4|f_q|(1-R)O_d \otimes \chi_d - 4|f_q|(1-R)\chi_d \otimes O_d + \right. \\ \left. + 16|f_q \cdot f_q| \cdot (1-R)^2 \chi_d \otimes \chi_d + \frac{R}{M_w^2} \cdot \hat{q} \chi_5 \otimes \hat{q} \chi_5 \right], \quad (2.12)$$

$$M(\text{SEZ}) + Z(\text{MCT}) = \bar{M}_0^Z \cdot \frac{-i \frac{R}{M_w^2} B_Z(q^2) - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} + \frac{\delta R}{R}}{1 + R d_w} + \bar{C}_{M_0^Z} \cdot R \cdot \frac{\hat{q} \chi_5 \otimes \hat{q} \chi_5}{M_w^2} \cdot \\ \cdot \left[ -i \frac{R}{M_w^2} B_Z(q^2) - i C_Z(q^2) \cdot (1 + R d_w) - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} + \frac{\delta R}{R} \right], \quad (2.13)$$

где

$$\bar{C}_{M_0^Z} = \frac{-i g^2 (2\pi)^4 S_g \cdot S_a}{16(Rq^2 + M_w^2)}, \quad d_w = \frac{q^2}{M_w^2}.$$

Вклад в амплитуду процесса диаграмм (f) (с учетом перенормировки волновой функции фотона) равен:

$$M(\text{SEA}) + M(\text{CT}) = M_0^A \cdot \left[ \frac{-i B_A(q^2)}{q^2} - (Z_A - 1) \right]. \quad (2.14)$$

Вклад диаграмм ZA-смешивания (d) и (e):

$$M(ZA) = \bar{C}_{M_0^Z} \cdot \frac{-i}{q^2} \cdot \left( \frac{R}{1-R} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot B_{ZA}(q^2) \cdot \left[ -4|f_q|(1-R)O_d \otimes \chi_d + i 6|f_q \cdot f_q|(1-R)^2 \chi_d \otimes \chi_d \right], \quad (2.15)$$

$$M(AZ) = \bar{C}_{M_0^Z} \cdot \frac{-i}{q^2} \cdot \left( \frac{R}{1-R} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot B_{ZA}(q^2) \cdot \left[ -4|f_q|(1-R)\chi_d \otimes O_d + 16|f_q \cdot f_q|(1-R)^2 \chi_d \otimes \chi_d \right]. \quad (2.16)$$

Аналогично, вклад в амплитуду процесса (2.5) диаграмм (i):

$$M(\text{SEK}) + X(\text{MCT}) = M_0^K \cdot \frac{-i}{q^2 M_K^2} \cdot \left[ B_X(q^2) - B_X(-M_K^2) \right]. \quad (2.17)$$

Получим выражения для верхних диаграмм (b), (c), (g), (h), (j) и (k).

Диаграммы (b):

$$M(Zgq) = \bar{C}_{M_0^Z} \cdot \left[ O_d \otimes O_d \cdot \Gamma_1^-(Zgq) - 4|f_q|(1-R)O_d \otimes \chi_d \cdot \Gamma_1^-(Zgq) - \right. \\ \left. - 4|f_q|(1-R)\chi_d \otimes O_d \cdot \Gamma_3^-(Zgq) + 16|f_q \cdot f_q| \cdot (1-R)^2 \chi_d \otimes \chi_d \cdot \Gamma_3^-(Zgq) + \right. \\ \left. + \frac{R}{M_w^2} \cdot \hat{q} \chi_5 \otimes \hat{q} \chi_5 \cdot \Gamma_0^-(Zgq) \right]. \quad (2.18)$$

Диаграммы (с).

$$\begin{aligned}
 M(ZQQ) = & \bar{C}_{M_0^Z} \cdot \left[ O_d \otimes O_d \cdot \Gamma_1(ZQQ) - 4|f_q|(1-R) O_d \otimes \chi_d \cdot \Gamma_2(ZQQ) - \right. \\
 & - 4|f_q|(1-R) \chi_d \otimes O_d \cdot \Gamma_1(ZQQ) + 16 \cdot |f_q f_q| (1-R)^2 \chi_d \otimes \chi_d \cdot \Gamma_2(ZQQ) + \\
 & \left. + \frac{R}{M_w^2} \cdot \hat{q} \chi_5 \otimes \hat{q} \chi_5 \cdot \Gamma_5(ZQQ) \right].
 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Диаграммы (g) и (h):

$$\begin{aligned}
 M(Aqq) = & \bar{C}_{M_0^Z} \cdot \frac{f_q R d_w}{d_w} \cdot \left\{ -4|f_q|(1-R) O_d \otimes \chi_d \cdot \Gamma_2(Aqq) + \right. \\
 & \left. + 16 \cdot |f_q f_q| \cdot (1-R)^2 \chi_d \otimes \chi_d \cdot \Gamma_4(Aqq) \right\},
 \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned}
 M(AQQ) = & \bar{C}_{M_0^Z} \cdot \frac{f_q R d_w}{d_w} \cdot \left\{ -4|f_q|(1-R) \chi_d \otimes O_d \cdot \Gamma_3(AQQ) + \right. \\
 & \left. + 16 \cdot |f_q f_q| \cdot (1-R)^2 \chi_d \otimes \chi_d \cdot \Gamma_4(AQQ) \right\}.
 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Диаграммы (j) и (k):

$$M(xqq) = M_0^x \cdot \Gamma_0(xqq), \quad M(xQQ) = M_0^x \cdot \Gamma_0(xQQ). \quad (2.22)$$

Вершинные функции  $\Gamma_0, \dots, \Gamma_5$  дают вклад в соответствующие форм-факторы  $F_0, \dots, F_5$  процесса рассеяния фермионов. Для реакции с произвольно заряженными фермионами (1.1) вершинные функции приведены во второй части работы.

Используя лагранжиан контрчленов<sup>/7/</sup>, получим вклад в амплитуду процесса вершинных контрчленов.

$$\begin{aligned}
 & \text{Вклад } \bar{Z} \text{-вершинных контрчленов } \left\{ \overline{\text{---} \downarrow \text{---}} + \overline{\text{---} \uparrow \text{---}} \right\}: \\
 V(ZCT) = & \bar{C}_{M_0^Z} \cdot \left\{ O_d \otimes O_d \cdot \left[ (Z_{qL}-1) + (Z_{qR}-1) + 2 \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R}{R} - \right. \right. \\
 & - 2|f_q|(1-R) \cdot (Z_{qL}-Z_{qR}) - 2|f_q|(1-R) \cdot (Z_{qL}-Z_{qR}) \left. \right] - 4|f_q|(1-R) O_d \otimes \chi_d \cdot \\
 & \cdot \left[ (Z_{qL}-1) + (Z_{qR}-1) + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R}{R} - \frac{\delta R}{R} - 2|f_q|(1-R) \cdot (Z_{qL}-Z_{qR}) \right] -
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -4|f_q| \cdot (1-R) \chi_d \otimes \chi_d \left[ (Z_{qR}-1) + (Z_{qL}-1) + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R}{R} - \frac{\delta R}{1-R} - \right. \\
& - 2|f_q| (1-R) (Z_{qL}-Z_{qR}) \left. \right] + 16|f_q f_q| \cdot (1-R)^2 \chi_d \otimes \chi_d \left[ (Z_{qR}-1) + \right. \\
& + (Z_{qR}-1) + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R}{R} - 2 \cdot \frac{\delta R}{1-R} \left. \right] + R \cdot \frac{\hat{q}_5 \otimes \hat{q}_5}{M_w^2} \cdot \left[ (Z_{qL}-1) + (Z_{qL}-1) + \right. \\
& + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R}{R} - 2|f_q| \cdot (1-R) \cdot (Z_{qL}-Z_{qR}) - 2|f_q| \cdot (1-R) \cdot (Z_{qL}-Z_{qR}) \left. \right] \left. \right\}. \quad (2.23)
\end{aligned}$$

Вклад А - вершинных СТ  $\left\{ \frac{\text{---}}{\text{---}} + \frac{\text{---}}{\text{---}} \right\}$ :

$$\begin{aligned}
V(\text{ACT}) = \bar{C}_{M_0^2} \cdot \left\{ -4|f_q| \cdot (1-R) \chi_d \otimes \chi_d \cdot \left[ -2|f_q| \cdot \frac{1+R \cdot d_w}{d_w} \cdot (Z_{qL}-Z_{qR}) \right] - \right. \\
- 4|f_q| \cdot (1-R) \chi_d \otimes \chi_d \cdot \left[ -2|f_q| \cdot \frac{1+R \cdot d_w}{d_w} \cdot (Z_{qL}-Z_{qR}) \right] + \\
+ 16|f_q f_q| \cdot (1-R)^2 \chi_d \otimes \chi_d \cdot \frac{1+R \cdot d_w}{(1-R) \cdot d_w} \cdot \left[ (Z_{qR}-1) + (Z_{qR}-1) \right] \left. \right\}. \quad (2.24)
\end{aligned}$$

Вклад X - вершинных СТ  $\left\{ \frac{\text{---}}{\text{---}} + \frac{\text{---}}{\text{---}} \right\}$ :

$$V(\text{XCT}) = M_0^X \cdot \left[ (Z_{qQ}-1) + (Z_{qQ}-1) + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} \right]. \quad (2.25)$$

Данная структура выражений (2.23)-(2.25) получена с точностью до членов порядка  $g^4$  с учетом взаимного сокращения некоторых вкладов из лагранжиана контрчленов. В частности, для диаграмм с Z- и A-обменом происходит взаимное сокращение на уровне амплитуды вкладов, содержащих контрчлены  $Z_Z-1$  и  $Z_M-1$ .

Все остальные вклады диаграмм исчерпываются шестью формфакторами. Обозначим через  $B_i$  вклады диаграмм двухчастичного обмена в формфакторы  $\mathcal{F}_i$ . После некоторых преобразований, из общих формул работы <sup>12/</sup> - (5.3); (5.16)+(5.18); (5.21); (5.31)+(5.33) трудно получить интересующие нас выражения для  $B_i$ .

Общая структура формфакторов  $\mathcal{F}_i$  ( $i=0, \dots, 5$ ) такова:

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_0 = 1 + \frac{-i}{q^2 \cdot M_f^2} \cdot \left[ B_X(q^2) - B_X(M_f^2) \right] + \Gamma_0(XqQ) + \Gamma_0(XQQ) + \\
+ B_0 + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} + (Z_{qQ}-1) + (Z_{qQ}-1) \quad , \quad (2.26)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{F}_1 = & 1 + \frac{1}{1+Rd_w} \cdot \left[ -i \frac{R}{M_w^2} \cdot B_z(q^2) - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} + \frac{\delta R}{R} \right] + \Gamma_1'(Zqg) + \Gamma_1'(ZQq) + \\ & + B_1 + (Z_{qL} - 1) + (Z_{qL} - 1) + 2 \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R}{R} - 2|f_q|(1-R) \cdot (Z_{qL} - Z_{qR}) - \\ & - 2|f_q|(1-R) \cdot (Z_{qL} - Z_{qR}) , \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \overline{F}_2 = & 1 + \frac{1}{1+Rd_w} \cdot \left[ -i \frac{R}{M_w^2} \cdot B_z(q^2) - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} + \frac{\delta R}{R} \right] + \Gamma_1'(\bar{Z}qg) + \Gamma_2'(ZQq) + \\ & + B_2 + \frac{1+Rd_w}{d_w} \cdot \left[ \Gamma_2(Aqg) - 2|f_q|(Z_{qL} - Z_{qR}) \right] + \frac{-i}{q^2} \cdot B_{ZA}(q^2) \cdot \left( \frac{R}{1-R} \right)^{\frac{1}{2}} + \\ & + (Z_{qL} - 1) + (Z_{qR} - 1) + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R}{R} - \frac{\delta R}{1+R} - 2|f_q|(1-R) \cdot (Z_{qL} - Z_{qR}) , \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \overline{F}_3 = & 1 + \frac{1}{1+Rd_w} \cdot \left[ -i \frac{R}{M_w^2} \cdot B_z(q^2) - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} + \frac{\delta R}{R} \right] + \Gamma_3'(Zqg) + \Gamma_1'(ZQq) + \\ & + B_3 + \frac{1+Rd_w}{d_w} \cdot \left[ \Gamma_3(Aqg) - 2|f_q|(Z_{qL} - Z_{qR}) \right] + \frac{-i}{q^2} \cdot B_{ZA}(q^2) \cdot \left( \frac{R}{1-R} \right)^{\frac{1}{2}} + \\ & + (Z_{qL} - 1) + (Z_{qR} - 1) + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R}{R} - \frac{\delta R}{1+R} - 2|f_q|(1-R) \cdot (Z_{qL} - Z_{qR}) , \end{aligned} \quad (2.29)$$

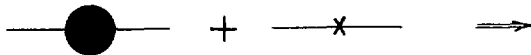
$$\begin{aligned} \overline{F}_4 = & 1 + \frac{1}{1+Rd_w} \cdot \left[ -i \frac{R}{M_w^2} \cdot B_z(q^2) - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} + \frac{\delta R}{R} \right] + \Gamma_3'(Zqg) + \Gamma_2'(ZQq) + \\ & + B_4 + \frac{1+Rd_w}{d_w} \cdot \left[ \Gamma_4'(Aqg) + \Gamma_4'(AQq) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{1-R} \left[ \frac{-i}{q^2} \cdot B_A(q^2) - (Z_R - 1) + (Z_{QR} - 1) + (Z_{qR} - 1) \right] \right] + \frac{-i}{q^2} \cdot 2 \cdot B_{ZA}(q^2) \cdot \left( \frac{R}{1-R} \right)^{\frac{1}{2}} + \\ & + (Z_{qR} - 1) + (Z_{qR} - 1) + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} - \frac{\delta R}{R} - 2 \cdot \frac{\delta R}{1+R} , \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} \overline{F}_5 = & 1 + \frac{1}{1+Rd_w} \cdot \left[ -i \frac{R}{M_w^2} \cdot B_z(q^2) - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} + \frac{\delta R}{R} \right] - \frac{\delta M_w^2}{M_w^2} - i \frac{R}{M_w^2} \cdot B_z(q^2) - \\ & - i C_z(q^2) \cdot (1+Rd_w) + \Gamma_5'(Zqg) + \Gamma_5'(ZQq) + B_5 + 2 \cdot \frac{\delta g}{g} + (Z_{qL} - 1) + (Z_{qL} - 1) - \\ & - 2|f_q|(1-R) \cdot (Z_{qL} - Z_{qR}) - 2|f_q|(1-R) \cdot (Z_{qL} - Z_{qR}) . \end{aligned} \quad (2.31)$$

Далее будет показано, что  $\bar{\psi}_i$  свободны от ультрафиолетовых и инфракрасных расходимостей.

### 3. Сокращение ультрафиолетовых и инфракрасных расходимостей

Изучение фермионных собственно-энергетических (SE) амплитуд  $\sum^{(2)}$  дает возможность получить следующие константы перенормировки:  $Z_{qL}$ ,  $Z_{qR}$ ,  $Z_{qR}$ ,  $Z_{qR}$ ,  $Z_{Gq}$  и  $Z_{Gq}$ . Постулируется, что сумма SE-вставок и вклада контрчленов



$$-i \cdot \sum^{(2)} (\hat{k}) - i \cdot (Z_{qL} - 1) \cdot \hat{k} \frac{1 + \gamma_5}{2} - i \cdot (Z_{qR} - 1) \cdot \hat{k} \frac{1 - \gamma_5}{2} - m \cdot (Z_{Gq} - 1) \quad (3.1)$$

во внешние линии равна нулю. Это требование приводит к условиям:

$$Z_{qL} - 1 = -A - B, \quad Z_{qR} - 1 = A - B, \quad Z_{Gq} - 1 = \frac{1}{im} \cdot \sum^{(2)} (im) - B. \quad (3.2)$$

Коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $\sum^{(2)} (im)$  получены во второй части работы<sup>/12/</sup> (см. формулы (1.5)+(1.7), (1.13)+(1.18)). Для процесса (1.1) имеем:

$$Z_{qL} - 1 = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ 2(1-R) f_q^2 + \frac{m^2}{M_w^2} (1 + |f_q| (1-R)) \right] - \frac{3}{2} \sum_{q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2} \right] \cdot P + 4 f_q^2 (1-R) P_{IR} + q_b^L \right\} \quad (3.3)$$

$$Z_{qR} - 1 = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ 2(1-R) f_q^2 + \frac{m^2}{M_w^2} (1 - |f_q| (1-R)) \right] \cdot P + 4 f_q^2 (1-R) P_{IR} + q_b^R \right\}, \quad (3.4)$$

$$Z_{qL} - Z_{qR} = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ 2(1-R) |f_q| \cdot \frac{m^2}{M_w^2} - \frac{3}{2} \sum_{q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2} \right] \cdot P + q_b^L - q_b^R \right\}, \quad (3.5)$$

$$Z_{Gq} - 1 = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ \frac{1}{4} \cdot \frac{m^2}{M_w^2} - 3 \frac{1-R}{R} \cdot |f_q| + f_q^2 \cdot \left( \frac{6}{R} - 4 - 2R \right) \right] \cdot P + 4 f_q^2 (1-R) P_{IR} + q_b^G \right\} \quad (3.6)$$

Здесь  $P$  — ультрафиолетовый, а  $P_{IR}$  — инфракрасный полюс при размерности пространства  $n=4$ . Конечные части в выражениях (3.3)–(3.6) получены в пренебрежении массами фермионов по сравнению с  $M_w$ .

$$q_b^R = (1-R) f_q^2 \cdot \left( \frac{3}{2R} - \frac{11}{2} + 3 \ln \frac{m^2}{M_w^2} \right), \quad (3.7)$$

$$q_b^L = q_b^R + \frac{3}{8R} + \frac{3}{4} - \frac{3}{2} \cdot \frac{1-R}{R} \cdot |f_q|, \quad >$$

$$q_0^G = \frac{1}{2} \cdot \frac{1-R}{R} \cdot |l_0| + \left\{ \frac{1}{R} - 6 + 7R + 6(1-R) \cdot \ln \frac{m^2}{M_W^2} \right\}.$$

В частности:

$$Z_{\mu L} - 1 = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ 2(1-R) + \frac{m^2}{M_W^2} (2-R) \right] \cdot P + 4(1-R) \cdot P_{IR} + 3(1-R) \ln \frac{m^2}{M_W^2} + \frac{3}{8R} - \frac{19}{4} + \frac{11}{2}R \right\}, \quad (3.8)$$

$$Z_{\nu_e} - 1 = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left[ \left( -\frac{3}{2} \cdot \frac{m^2}{M_W^2} \right) \cdot P + \frac{3}{8R} + \frac{3}{4} \right]. \quad (3.9)$$

Суммирование по  $q_I$  распространяется на все возможные промежуточные фермионные состояния.

Из анализа  $W$ -двухточечных функций найдем массовый сдвиг  $\delta M_W^2/M_W^2$  и выражение для контрчлена  $Z_W - 1$ :

$$\frac{\delta M_W^2}{M_W^2} = -i B_W(q^2) \Big|_{q^2 = M_W^2} = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ -\frac{3}{2R} + \frac{34}{3} - \frac{2}{3} N_f + M_f \right] \cdot P + W(d_W) \Big|_{d_W = -1} \right\}, \quad (3.10)$$

$$Z_W - 1 = -i \frac{d B_W(q^2)}{d q^2} \Big|_{q^2 = M_W^2} = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ -\frac{20}{3} + \frac{2}{3} N_f - 2R \right] \cdot P + 4(1-R) P_{IR} + W_F \right\}. \quad (3.11)$$

В выражениях (3.10)–(3.11) введены обозначения:  $N_f$  - число всех левых фермионных дублетов в модели,  $M_f$  - отношение суммы квадратов всех масс фермионов к квадрату массы  $W$  бозона. (В стандартной модели Вайнберга - Салама  $N_f = 2$ , а  $M_f = (m_e^2 + m_\mu^2)/M_W^2$ ).

Результат для  $W(d_W)$  получен в работе<sup>12/</sup> (см. формулу (2.9)), а  $W_F$  равно:

$$W_F = \frac{1}{6R} - \frac{34}{9} - \frac{2}{9} N_f + \frac{2}{R} + R - \frac{1}{2} \chi + \frac{1}{6} \chi^2 + \left( \frac{1}{2} - \frac{3}{4} \chi + \frac{3}{8} \chi^2 - \frac{1}{12} \chi^3 \right) \cdot \ln \chi + \\ + \left( \frac{1}{12R^3} + \frac{7}{8R^2} - \frac{17}{4R} + \frac{5}{2} + 3R \right) \ln R + \left( -\frac{5}{24} \chi + \frac{1}{2} \cdot \frac{\chi-3}{\chi-4} + \frac{1}{12} \chi^2 \right) \cdot \Psi(\chi) + \\ + \left( \frac{1}{12R^3} + \frac{25}{24R^2} - \frac{2}{R} - \frac{1}{2} \right) \cdot \Psi(R), \quad (3.12)$$

где

$$\Psi(\chi) = \begin{cases} -\sqrt{4\chi - \chi^2} \cdot \arccos \frac{\chi-2}{2} & \text{при } 0 \leq \chi < 4 \\ \sqrt{\chi^2 - 4\chi} \cdot \ln \frac{\chi + \sqrt{\chi^2 - 4\chi^2}}{\chi - \sqrt{\chi^2 - 4\chi^2}} & \text{при } \chi \geq 4 \end{cases},$$

$$\Psi(R) = \begin{cases} \sqrt{1-4R} \cdot \ln \frac{1 + \sqrt{1-4R}}{1 - \sqrt{1-4R}} & \text{при } 0 < R \leq \frac{1}{4} \\ -\sqrt{4R-1} \cdot \arccos \frac{1-2R}{2R} & \text{при } R > \frac{1}{4} \end{cases}.$$

В выражении (3.12) мы пренебрегли членами  $\sim m^2/M_w^2$ , но оставили члены  $f - M_f^2/M_w^2$ .

Вклад в контрчлен  $Z_A - 1$  найдем из выражения для  $B_A(q^2)^{1/2}$ :

$$Z_A - 1 = -i \frac{dB_A(q^2)}{dq^2} \Big|_{q^2=0} = \frac{e^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ -14 + \frac{8}{3} \sum_f f^2 \right] \cdot P + A_F \right\}, \quad (3.13)$$

$$A_F = \frac{2}{3} + 8 \cdot I(0) \cdot \sum_f f^2. \quad (3.14)$$

Суммирование в (3.13) и (3.14) ведется по всем типам фермионов (в схеме Вайнберга - Салама  $\sum_f f^2 = 2$ ). Из анализа вершинных функций 1-го и 2-го рода <sup>12/</sup> получим  $Z_g - 1$ :

$$Z_g - 1 = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ \frac{29}{6} - 2R + \left( \frac{1}{4} - \frac{R}{2} \right) \cdot \frac{m_\mu^2}{M_w^2} \right] \cdot P + (1-R) \left[ 2 \cdot \frac{M_w^2 + m_\mu^2}{M_w^2 - m_\mu^2} \right. \right. \quad (3.15)$$

$$\left. \left. \cdot \ln \frac{M_w^2}{m_\mu^2} \cdot P_{IR} - \frac{1}{2} \cdot \ln^2 \frac{M_w^2}{m_\mu^2} - 2 \cdot \ln \frac{M_w^2}{m_\mu^2} \right] - \frac{77}{18} (1-R) + \frac{1}{2} \cdot \left( -\frac{1}{2R} \right) \cdot V_1(-R) - R \cdot V_2(-1) \right\},$$

где  $I(0)$ ,  $V_1$ ,  $V_2$  приведены в работе <sup>12/</sup> (см. формулы (2.2), (3.3) и (4.8)). Найдем  $\delta g/g$  и  $\delta R/R$ :

$$\delta g = g_0 - g = \left[ \frac{Z_g}{(Z_W Z_{\gamma\mu} Z_{\mu L})^{1/2}} - 1 \right] \cdot g. \quad (3.16)$$

Раскладывая (3.16) в ряд и ограничиваясь членами  $\sim g^4$ , имеем:

$$\frac{\delta g}{g} = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ \frac{43}{6} - \frac{1}{3} \cdot M_f \right] \cdot P + G \right\} - \frac{e^2}{16\pi^2} \cdot G_{IR}. \quad (3.17)$$

Здесь

$$G = -\frac{3}{8R} - \frac{41}{18} + \frac{55}{36} \cdot R + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{2R} \right) \cdot V_1(-R) - R \cdot V_2(-1) - \frac{1}{2} \cdot W_F, \quad (3.18)$$

$$G_{IR} = \left( 2 \cdot \frac{M_w^2 + m_\mu^2}{M_w^2 - m_\mu^2} \cdot \ln \frac{m_\mu^2}{M_w^2} + 4 \right) \cdot P_{IR} + \frac{1}{2} \cdot \ln^2 \frac{M_w^2}{m_\mu^2} + \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{M_w^2}{m_\mu^2}. \quad (3.19)$$

Используя (2.10), (3.13) и (3.17), найдем, что

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ \frac{1}{3R} + \frac{41}{3} - 14 \cdot R - \frac{2}{3} \cdot \frac{(1-R)}{R} \cdot N_f + \frac{8}{3} \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \cdot \sum_f f^2 \right] \cdot P - \right. \quad (3.20)$$

$$-2 \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \cdot G_{IR} + 2 \cdot \frac{1-R}{R} \cdot G + \frac{(1-R)^2}{R} \cdot A_F \}.$$

Анализируя вершинные функции /12/, получим величины  $\Gamma_i$ , дающие вклад в формфакторы  $F_i$ :

$$\begin{aligned} \Gamma_1(Zq\bar{q}) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ -2(1-R)f_q^2 + \frac{8}{3}Rd_w - \frac{Rd_w^2}{6} + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot \left( -\frac{1}{2} - |f_q|(1-R) + 4(1-R)^2 f_q^2 + \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{Rd_w}{2} \right) + \left( 1 - 3(1-R)|f_q| - \frac{Rd_w}{2} \right) \cdot \sum_{q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2} \right] \cdot P + 4K_1 K_2 \cdot f_q^2 \cdot (1-R) \cdot \mu(q^2; m^2; m^2) \cdot P_{IR} - \\ - f_q^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; m^2; m^2) + \left( \frac{1}{2} - R - |f_q|(1-R) \right) \cdot V_1(d_w) + \frac{1}{4R} \cdot \left( 1 - 6(1-R)|f_q| + \right. \\ \left. + 12 \cdot f_q^2 \cdot (1-R)^2 \right) \cdot V_1(Rd_w) - 4R \cdot \bar{V}_2(d_w) \} , \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_3(Zq\bar{q}) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ -2(1-R)f_q^2 + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot \left( -1 + |f_q|(1-R) \right) + \frac{1+Rd_w}{4|f_q|(1-R)} \cdot \frac{m^2}{M_w^2} \right] \cdot P + \right. \\ \left. + 4K_1 K_2 \cdot f_q^2 \cdot (1-R) \cdot \mu(q^2; m^2; m^2) \cdot P_{IR} - f_q^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; m^2; m^2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{R} \cdot f_q^2 \cdot (1-R)^2 \cdot V_1(Rd_w) \right\} , \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_5(Zq\bar{q}) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left[ -2(1-R)f_q^2 + \frac{8}{3}Rd_w - \frac{Rd_w^2}{6} + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot \left( -\frac{1}{2} - |f_q|(1-R) + \right. \right. \\ \left. \left. + 4f_q^2 \cdot (1-R)^2 + \frac{Rd_w^2}{2} \right) + \left( 1 - 3|f_q|(1-R) - \frac{Rd_w}{2} \right) \cdot \sum_{q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2} - \frac{1+Rd_w}{2} \cdot \left( -\frac{1}{R} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{16}{3} - \frac{d_w}{3} + \frac{m^2}{M_w^2} - \sum_{q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2} \right) \right] \cdot P , \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_2(Aq\bar{q}) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ 4f_q^2 \cdot (1-R) \cdot \frac{m^2}{M_w^2} - \frac{d_w^2}{2} \cdot \frac{m^2}{M_w^2} - \frac{8}{3}d_w + \frac{d_w^2}{6} + \left( \frac{d_w}{2} - 3|f_q| \right) \sum_{q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2} \right] \cdot P + \right. \\ \left. + (1 - |f_q|) \cdot V_1(d_w) + 4 \cdot \bar{V}_2(d_w) + \frac{1}{2R} \cdot \left( -|f_q| + 4f_q^2 \cdot (1-R)^2 \right) \cdot V_1(d_w R) \right\} , \end{aligned} \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_4(Aq\bar{q}) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ -\frac{m^2}{(1-R)M_w^2} + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot |f_q| - 2f_q^2 - \frac{d_w}{4|f_q|(1-R)} \cdot \frac{m^2}{M_w^2} \right] \cdot P + \right. \\ \left. + 4K_1 K_2 \cdot f_q^2 \cdot \mu(q^2; m^2; m^2) \cdot P_{IR} + \frac{1-R}{R} \cdot f_q^2 \cdot V_1(Rd_w) - f_q^2 \cdot V_A(d_w; m^2; m^2) \right\} , \end{aligned} \quad (3.25)$$



$$\Gamma_0(\gamma q q) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \left[ 3 \cdot \frac{1-R}{R} \cdot |f_q| - \frac{1}{4} \cdot \frac{m^2}{M_W^2} + \left( -\frac{6}{R} + 4 + 2R \right) \cdot f_q^2 + \right. \right. \quad (3.26)$$

$$\left. \left. + \frac{3}{4} \alpha_w \right] \cdot P + 4k_1 k_2 \cdot (1-R) \cdot f_q^2 \cdot \rho(q^2; m^2; m^2) \cdot P_{IR} \right\}.$$

В вершинных функциях  $\Gamma_0$  и  $\Gamma_5$  сохранены только полюсные части, т.к. их конечные вклады в амплитуду рассеяния оказываются  $\sim m^2/M_W^2$ . Заменой  $q(m) \rightarrow Q(P)$  получим другие необходимые вершинные функции:

$$\Gamma_1(Z q q) \rightarrow \Gamma_1(Z Q Q), \quad \Gamma_3(Z q q) \rightarrow \Gamma_2(Z Q Q), \quad \Gamma_5(Z q q) \rightarrow \Gamma_5(Z Q Q), \quad (3.27)$$

$$\Gamma_2(A q q) \rightarrow \Gamma_3(A Q Q), \quad \Gamma_4(A q q) \rightarrow \Gamma_4(A Q Q), \quad \Gamma_0(\gamma q q) \rightarrow \Gamma_0(\gamma Q Q).$$

В методе размерной регуляризации<sup>/11/</sup> полюс при размерности пространства  $n=4$  соответствует логарифмической ультрафиолетовой расходимости (в наших обозначениях - полюс  $P$ ). Соответствующие такому полюсу вклады приведены в таблицах I-У1( $\alpha$ ). В наших вычислениях произведено выделение полюса у функции  $\Gamma(1-\frac{n}{2})$ , что соответствует квадратичной ультрафиолетовой расходимости (в наших обозначениях - полюс  $P_2^W = \frac{1}{4\pi M_W^2} \cdot \frac{1}{n-2}$ ). В таблицах I-У1 представлены полюсные вклады в формфакторы  $F_i$  ( $i=0, \dots, 5$ ) амплитуды процесса рассеяния фермионов. Суммы всех вкладов равны нулю для каждого формфактора, т.е. все шесть формфакторов свободны от ультрафиолетовых расходимостей.

Мы рассмотрели инфракрасную проблему методом размерной регуляризации. При таком рассмотрении инфракрасная расходимость присутствует в амплитуде в виде полюсов  $P_{IR}$  и  $G_{IR}$  при  $n=4$ . Полюс  $P_{IR}$  соответствует истинным инфракрасным расходимостям, сокращающимся на уровне вычисления наблюдаемых величин (сечения) при добавлении в рассмотрение процесса излучения мягкого фотона, а величина  $G_{IR}$  описывает расходимости, присутствующие в контрчленах. Последние инфракрасные расходимости устраняются посредством инфракрасной перенормировки в соответствии с рецептом, предложенным в работах<sup>/7,9/</sup>. Введем новую константу взаимодействия  $g_F$ , в которой отделена инфракрасная расходимость:

$$g = g_F \cdot \left( 1 + \frac{e^2}{16\pi^2} \cdot G_{IR} \right), \quad (3.28)$$

где  $g_F$  - физическая константа взаимодействия, связанная с наблюдаемой шириной распадов  $\Gamma(W \rightarrow \mu \nu_\mu) + \Gamma(W \rightarrow \nu_\mu \mu)$ <sup>/5,7,9/</sup>. Полюс  $G_{IR}$  содержится только в  $Z$ -массовых,  $Z$ - и  $X$ -вершинных контрчленных диаграммах. Переходя всюду в амплитуде (2.5) к физиче-

ской константе связи  $g_F$ , нетрудно увидеть, что  $G_{IR}$ -содержащие вклады сокращаются в порядке  $g_F^4$  на уровне вычисления амплитуды процесса.

В заключение выпишем свободные от расходимостей конечные вклады в формфакторы  $\overline{F}_1$ ,  $\overline{F}_2$ ,  $\overline{F}_3$ ,  $\overline{F}_4$ . Конечные части в формфакторах  $\overline{F}_0$  и  $\overline{F}_5$  нас не интересуют, так как в амплитуду процесса (2.5) они входят с множителем  $\sim m^2/M_W^2$ .

$$\begin{aligned} \overline{F}_1 = 1 + \frac{g_F^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \frac{1}{1+Rd_w} \cdot \left[ Z_M(d_w) - W(-1) + \frac{(1-R)^2}{R} \cdot A_F + 2 \frac{1-R}{R} \cdot \Theta \right] - \frac{(1-R)^2}{R} \cdot A_F + \right. \\ \left. + 2 \cdot \frac{(2R-1)}{R} \cdot \Theta + q^L + Q^L - 2|f_q| \cdot (1-R) \cdot (q^L - q^R) - 2|f_q| \cdot (1-R) \cdot (Q^L - Q^R) - \right. \\ \left. - f_q^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; m^2; m^2) - f_q^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; \mu^2; \mu^2) + \left[ 1 - 2R - (1-R)(|f_q| + |f_a|) \right] \cdot V_1(d_w) + \right. \\ \left. + \left[ \frac{1}{2R} - \frac{3}{2} \cdot \frac{(1-R)}{R} \cdot (|f_q| + |f_a|) + 3 \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \cdot (f_q^2 + f_a^2) \right] \cdot V_1(Rd_w) - 8R \cdot \overline{V}_2(d_w) + B_1 \right\}, \quad (3.29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{F}_2 = 1 + \frac{g_F^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \frac{1}{1+Rd_w} \cdot \left[ Z_M(d_w) - W(-1) + \frac{(1-R)^2}{R} \cdot A_F + 2 \frac{1-R}{R} \cdot \Theta \right] + A_{ZA}(d_w) - \right. \\ \left. - \frac{1-R}{R} \cdot A_F - 2 \cdot \frac{1-R}{R} \cdot \Theta + q^L + Q^L - 2|f_q| \cdot (1-R) \cdot (q^L - q^R) - 2 \cdot \frac{1+Rd_w}{d_w} \cdot |f_q| \cdot (q^L - q^R) - \right. \\ \left. - f_q^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; m^2; m^2) - f_q^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; \mu^2; \mu^2) + \left[ \frac{1}{2} - R - |f_q| \cdot (1-R) \right] \cdot V_1(d_w) + \right. \\ \left. + \left[ \frac{1}{4R} - \frac{3}{2} \cdot \frac{1-R}{R} \cdot |f_q| + 3 \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \cdot f_q^2 + \frac{(1-R)^2}{R} \cdot f_a^2 \right] \cdot V_1(Rd_w) - 4R \cdot \overline{V}_2(d_w) + B_2 + \right. \\ \left. + \frac{1+Rd_w}{d_w} \cdot \left[ (1-|f_q|) \cdot V_1(d_w) - \frac{1}{2R} \cdot (|f_q| - 4f_q^2 \cdot (1-R)) \cdot V_1(Rd_w) + 4 \cdot \overline{V}_2(d_w) \right] \right\}, \quad (3.30) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{F}_3 = 1 + \frac{g_F^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \frac{1}{1+Rd_w} \cdot \left[ Z_M(d_w) - W(-1) + \frac{(1-R)^2}{R} \cdot A_F + 2 \frac{1-R}{R} \cdot \Theta \right] + A_{ZA}(d_w) - \right. \\ \left. - \frac{1-R}{R} \cdot A_F - 2 \cdot \frac{(1-R)}{R} \cdot \Theta + q^L + Q^L - 2|f_q| \cdot (1-R) \cdot (Q^L - Q^R) - 2 \cdot \frac{1+Rd_w}{d_w} \cdot |f_q| \cdot \right. \\ \left. \cdot (Q^L - Q^R) - f_q^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; \mu^2; \mu^2) - f_q^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; m^2; m^2) + \left[ \frac{1}{2} - R - \right. \right. \\ \left. \left. - |f_q| \cdot (1-R) \right] \cdot V_1(d_w) + \left[ \frac{1}{4R} - \frac{3}{2} \cdot \frac{1-R}{R} \cdot |f_q| + 3 \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \cdot f_q^2 + \frac{(1-R)^2}{R} \cdot f_a^2 \right] \cdot V_1(Rd_w) - \right. \end{aligned}$$

$$-4R \cdot \bar{V}_2(d_w) + \frac{1+R d_w}{d_w} \cdot \left[ (1-|f_Q|) \cdot V_1(d_w) - \frac{1}{2R} (|f_Q| - 4f_Q^2 \cdot (1-R)) \cdot V_1(Rd_w) + 4 \cdot \bar{V}_2(d_w) \right] + B_3 \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} \bar{F}_4 = & 1 + \frac{g_F^2}{16\pi^2} \cdot \left\{ \frac{1}{1+R d_w} \cdot \left[ Z_M(d_w) - W(-1) + \frac{(1-R)^2}{R} \cdot A_F + 2 \cdot \frac{1-R}{R} \cdot G \right] + \right. \\ & + 2 \cdot A_{ZA}(d_w) + \frac{1+R d_w}{d_w} \cdot \left[ A(d_w) - A_F \right] - \frac{1-R^2}{R} \cdot A_F - \frac{2}{R} \cdot G + g_F^R + Q^R + \\ & + \frac{(1-R)^2}{R} \cdot (f_g^2 + f_Q^2) \cdot V_1(Rd_w) + B_4 + \frac{1+R d_w}{d_w} \cdot \left[ \frac{1}{1-R} \cdot (Q^R + g_F^R) + \right. \\ & + \frac{1+R}{R} \cdot V_1(Rd_w) \cdot (f_g^2 + f_Q^2) - f_g^2 \cdot V_A(d_w; m^2, m^2) - f_Q^2 \cdot V_A(d_w; \mu^2, \mu^2) \left. \right] - \\ & \left. - f_g^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; m^2, m^2) - f_Q^2 \cdot (1-R) \cdot V_A(d_w; \mu^2, \mu^2) \right\}. \quad (3.32) \end{aligned}$$

Выражения для  $Z_M(d)$ ,  $A_{ZA}(d)$ ,  $A(d)$ ,  $V_A$ ,  $V_1$  и  $\bar{V}_2$  даны в работе<sup>12/</sup> (см. формулы (2.15), (2.21), (2.20), (3.7), (3.3) и (4.7)).

Выражаем благодарность Г.В.Ефимову, М.А.Иванову, С.Т.Петкову, П.Х.Христовой и Н.М.Шумейко за полезные обсуждения некоторых вопросов и особенно В.М.Дубовику за постоянный интерес к работе и многочисленные критические замечания.

$\alpha$  - коэффициент при  $\frac{g^2}{16n^2} \cdot P$  в факторе  $F_0$ ;  $\beta$  - коэффициент при  $g^2 \cdot P_2^w$  в факторе  $F_0$ .

Таблица I

ИСТОЧНИК	$\alpha$	$\beta$
$M(SEF)+X(MCT)$	$-\frac{3}{2R} + \frac{3}{4} \gamma - 3 - \frac{3}{4} d_w + M_f$	$\frac{3}{2}$
$M(XQQ)$	$3 \frac{1-R}{R} \cdot  f_Q  - \frac{1}{4} \cdot \frac{m^2}{M_w^2} + \left(-\frac{6}{R} + 4 + 2R\right) \cdot f_Q^2 + \frac{3}{4} d_w$	$-\frac{3}{2} +  f_Q  \cdot (1-R) - 2 f_Q^2 \cdot (1-R)^2$
$M(XQQ)$	$3 \frac{1-R}{R} \cdot  f_Q  - \frac{1}{4} \cdot \frac{m^2}{M_w^2} + \left(-\frac{6}{R} + 4 + 2R\right) \cdot f_Q^2 + \frac{3}{4} d_w$	$-\frac{3}{2} +  f_Q  \cdot (1-R) - 2 f_Q^2 \cdot (1-R)^2$
$V(XCT)$	$-3 \frac{1-R}{R}  f_Q  - 3 \cdot \frac{1-R}{R}  f_Q  + \frac{1}{4} \cdot \frac{m^2}{M_w^2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{m^2}{M_w^2} + \frac{3}{2R} + 3 - M_f +$ $+ f_Q^2 \cdot \left(\frac{6}{R} - 4 - 2R\right) + f_Q^2 \cdot \left(\frac{6}{R} - 4 - 2R\right)$	$\frac{3}{2} -  f_Q  \cdot (1-R) -  f_Q  \cdot (1-R) +$ $+ 2(1-R)^2 \cdot f_Q^2 + 2(1-R)^2 \cdot f_Q^2$
$M(TPE)$	$-\frac{3}{4} \gamma - \frac{3}{4} d_w$	0
сумма	0	0

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

Таблица II

ИСТОЧНИК	$\alpha$	$\beta$
$M(SEZ)+Z(MCI)$	$\frac{1}{3R} - \frac{2}{3} \cdot \frac{(1-2R)}{R} N_f + \frac{7}{3} - 14R + \frac{8}{3} \cdot \frac{(1-R)}{R} \sum_f f^2 - \frac{\alpha w}{6} - \frac{7}{3} R d_w + \frac{R}{6} d_w^2$	$1 - R d_w$
$V(ZCT)$	$-\frac{1}{3R} + \frac{2}{3} \cdot \frac{(1-2R)}{R} N_f + \frac{2}{3} + 14R - \frac{8}{3} \cdot \frac{(1-R)}{R} \sum_f f^2 + 2(1-R) f_q^2 \cdot \left(1 - 2(1-R) \frac{m^2}{M_w^2}\right) +$ $+ 2(1-R) f_Q^2 \cdot \left(1 - 2(1-R) \frac{m^2}{M_w^2}\right) + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot \left(1 +  f_q  \cdot (1-R)\right) + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot \left(1 +  f_Q  \cdot (1-R)\right) +$ $+ \left(-\frac{3}{2} + 3 f_q  \cdot (1-R)\right) \cdot \sum_{q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2} + \left(-\frac{3}{2} + 3 f_Q  \cdot (1-R)\right) \cdot \sum_{Q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2}$	$3 - 5(1-R) f_q  - 5(1-R) f_Q  +$ $+ 6f_q^2 \cdot (1-R)^2 + 6f_Q^2 \cdot (1-R)^2$
$M(Zqq)$	$\frac{8}{3} R d_w - \frac{R}{6} d_w^2 - 2(1-R) f_q^2 + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot \left(-\frac{1}{2} -  f_q  \cdot (1-R) + \frac{R d_w}{2} + 4f_q^2 \cdot (1-R)^2\right) +$ $+ \left(1 - 3 f_q  \cdot (1-R) - \frac{R d_w}{2}\right) \cdot \sum_{q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2}$	$-\frac{3}{2} + R d_w + 5(1-R) \cdot  f_q  -$ $- 6(1-R)^2 \cdot f_q^2$
$M(ZQQ)$	$\frac{8}{3} R d_w - \frac{R}{6} d_w^2 - 2(1-R) f_Q^2 + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot \left(-\frac{1}{2} -  f_Q  \cdot (1-R) + \frac{R d_w}{2} + 4f_Q^2 \cdot (1-R)^2\right) +$ $+ \left(1 - 3 f_Q  \cdot (1-R) - \frac{R d_w}{2}\right) \cdot \sum_{Q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2}$	$-\frac{3}{2} + R d_w + 5(1-R) \cdot  f_Q  -$ $- 6 \cdot (1-R)^2 \cdot f_Q^2$
$M(TPE)$	$(1+R d_w) \cdot \left(-3 + \frac{d_w}{6} - \frac{1}{2} \frac{m^2}{M_w^2} - \frac{1}{2} \frac{m^2}{M_w^2} + \frac{1}{2} \sum_{q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2} + \frac{1}{2} \sum_{Q_I} \frac{m_I^2}{M_w^2}\right)$	$-1 - R d_w$
сумма	0	0

Таблица III (IV - Q(m) ↔ Q(μ))

$\alpha$  - коэффициент при  $\frac{g^2}{16} \cdot P$  в факторе  $F_{2(5)}$ ;  $\beta$  - коэффициент при  $g^2 \cdot P_w^w$  в факторе  $F_{2(9)}$ .

ИСТОЧНИК	$\alpha$	$\beta$
$M(SEZ)+Z(MCI)$	$\frac{1}{3R} - \frac{2}{3} \cdot \frac{(1-2R)}{R} N_f + \frac{7}{3} - 14 \cdot R + \frac{8}{3} \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \sum_f f^2 - \frac{\alpha_w}{6} - \frac{7}{3} R d_w + \frac{R}{6} \alpha_w^2$	$1 - R d_w$
$M(ZA)+M(AZ)$	$-\frac{2}{3} N_f + \frac{8}{3} (1-R) \sum_f f^2 + 14 \cdot R + \frac{7}{3} R d_w - \frac{R d_w^2}{6}$	$R d_w$
$V(ACT)$	$-2 \cdot  t_q  \cdot \frac{1+R d_w}{d_w} \cdot \left[ 2(1-R) \cdot  t_q  \cdot \frac{m^2}{M_w^2} - \frac{3}{2} \sum_{q_1} \frac{m_{q_1}^2}{M_w^2} \right]$	$\frac{1+R d_w}{d_w} \cdot \left[ -3 t_q  + 4(1-R) f_q^2 \right]$
$V(ZCT)$	$-\frac{1}{3R} + \frac{2}{3} \cdot \frac{1-R}{R} N_f + \frac{1}{3} - \frac{8}{3} (1-R) \sum_f f^2 - \frac{8}{3} \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \sum_f f^2 + 2(1-R) f_q^2 + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot (1 +  t_q  \cdot (1-R)) + \frac{\mu^2}{M_w^2} \cdot (1 -  t_q  \cdot (1-R)) - 4(1-R)^2 \cdot f_q^2 \frac{m^2}{M_w^2} + (-\frac{3}{2} + 3 t_q  \cdot (1-R)) \cdot \sum_{q_1} \frac{m_{q_1}^2}{M_w^2}$	$\frac{3}{2} - 5 t_q  \cdot (1-R) + 6 f_q^2 \cdot (1-R)^2 + 2 \cdot f_q^2 \cdot (1-R)^2$
$M(Zqq)$	$\frac{8}{3} R d_w - \frac{R d_w^2}{6} - 2 f_q^2 \cdot (1-R) + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot (-\frac{1}{2} \cdot  t_q  \cdot (1-R) + \frac{R d_w}{2} + 4(1-R)^2 \cdot f_q^2) + (1 - 3 t_q  \cdot (1-R) - \frac{R d_w}{2}) \cdot \sum_{q_1} \frac{m_{q_1}^2}{M_w^2}$	$-\frac{3}{2} + R d_w + 5(1-R)  t_q  - 6 f_q^2 \cdot (1-R)^2$
$M(ZQQ)$	$-2 f_q^2 (1-R) + \frac{\mu^2}{M_w^2} \cdot (-1 +  t_q  \cdot (1-R)) + \frac{1+R d_w}{4 t_q (1-R)} \cdot \frac{\mu^2}{M_w^2}$	$-2 f_q^2 \cdot (1-R)^2$
$M(Aqq)$	$\frac{1+R d_w}{d_w} \cdot \left[ -\frac{8}{3} d_w + \frac{d_w^2}{6} - \frac{1}{2} \cdot \frac{m^2}{M_w^2} d_w + 4 f_q^2 (1-R) \frac{m^2}{M_w^2} + \left( \frac{\alpha_w}{2} - 3 t_q  \right) \sum_{q_1} \frac{m_{q_1}^2}{M_w^2} \right]$	$-1 - R \alpha_w + \frac{1+R d_w}{d_w} (3 t_q  - 4 f_q^2 (1-R))$
$M(TPE)$	$-\frac{1+R d_w}{4 t_q (1-R)} \cdot \frac{\mu^2}{M_w^2}$	$0$
сумма	$0$	$0$

$\alpha$  - коэффициент при  $\frac{g^2}{16\pi^2} P$  в факторе  $F_4$ ;  $\beta$  - коэффициент при  $g^2 P_2^W$  в факторе  $F_4$ .

Таблица У

ИСТОЧНИК	$\alpha$	$\beta$
$M(SEZ) \cdot Z(MC)$	$\frac{1}{3R} - \frac{2}{3} \frac{1-2R}{R} N_f + \frac{7}{3} - 14R + \frac{8}{3} \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \sum_f f^2 - \frac{dw}{6} - \frac{7}{3} R d_w + \frac{R d_w^2}{6}$	$1 - R d_w$
$M(ZA) \cdot M(AZ)$	$-\frac{4}{3} N_f + \frac{16}{3} (1-R) \sum_f f^2 + 28R + \frac{14}{3} R d_w - \frac{R d_w^2}{3}$	$2 R d_w$
$M(SE_i) \cdot A(CT)$	$-\frac{7}{3} + \frac{dw}{6} - \frac{7}{3} R d_w + \frac{R d_w^2}{6}$	$-1 - R d_w$
$V(ACT)$	$\frac{1+R d_w}{d_w} \left[ 2 f_q^2 + 2 f_Q^2 + \frac{m^2}{(1-R)M_w^2} - \frac{m^2}{M_w^2}  f_q  + \frac{\mu^2}{(1-R)M_w^2} - \frac{\mu^2}{M_w^2}  f_Q  \right]$	$2(1-R) \cdot \frac{1+R d_w}{d_w} \cdot (f_q^2 + f_Q^2)$
$V(ZCT)$	$-\frac{1}{3R} + \frac{2}{3R} N_f - \frac{16}{3} (1-R) \sum_f f^2 - \frac{8}{3} \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \sum_f f^2 - 14R + 2(1-R) f_q^2 + 2(1-R) f_Q^2 + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot (1 -  f_q  \cdot (1-R)) + \frac{\mu^2}{M_w^2} \cdot (1 -  f_Q  \cdot (1-R))$	$2(1-R)^2 \cdot (f_q^2 - f_Q^2)$
$M(ZqQ)$	$-2(1-R) f_q^2 + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot (-1 +  f_q  \cdot (1-R)) + \frac{1+R d_w}{4 f_q (1-R)} \cdot \frac{m^2}{M_w^2}$	$-2 f_q^2 \cdot (1-R)^2$
$M(ZQQ)$	$-2(1-R) f_Q^2 + \frac{\mu^2}{M_w^2} \cdot (-1 +  f_Q  \cdot (1-R)) + \frac{1+R d_w}{4 f_Q (1-R)} \cdot \frac{\mu^2}{M_w^2}$	$-2 f_Q^2 \cdot (1-R)^2$
$M(AqQ)$	$\frac{1+R d_w}{d_w} \cdot \left[ -\frac{m^2}{(1-R)M_w^2} + \frac{m^2}{M_w^2}  f_q  - 2 f_q^2 - \frac{m^2}{M_w^2} \cdot \frac{dw}{4 f_q (1-R)} \right]$	$-2 f_q^2 \cdot (1-R) \cdot \frac{1+R d_w}{d_w}$
$M(AQQ)$	$\frac{1+R d_w}{d_w} \cdot \left[ -\frac{\mu^2}{(1-R)M_w^2} + \frac{\mu^2}{M_w^2}  f_Q  - 2 f_Q^2 - \frac{\mu^2}{M_w^2} \cdot \frac{dw}{4 f_Q (1-R)} \right]$	$-2 f_Q^2 \cdot (1-R) \cdot \frac{1+R d_w}{d_w}$
сумма	0	0

Таблица У1

$\alpha$  - коэффициент при  $\frac{g^2}{16\pi^2} \cdot P$  в факторе  $F_5$ ;  $\beta$  - коэффициент при  $g^2 \cdot P_2^w$  в факторе  $F_5$ .

ИСТОЧНИК	$\alpha$	$\beta$
$M(SEZ)+Z(MCT)$	$\frac{14}{3} - \frac{2}{3} \cdot \frac{1-2R}{R} \cdot N_f - 14 \cdot R - \frac{2}{3} d_w + \frac{8}{3} \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \cdot \sum_f f^2$	2
$V(ZCT)$	$-\frac{1}{3R} + \frac{2}{3} \cdot \frac{1-2R}{R} \cdot N_f + \frac{2}{3} + 14R - \frac{8}{3} \cdot \frac{(1-R)^2}{R} \cdot \sum_f f^2 + 2(1-R) f_q^2 \cdot (1-2(1-R) \frac{m^2}{M_w^2}) +$ $+ 2(1-R) f_q^2 \cdot (1-2(1-R) \frac{M^2}{M_w^2}) + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot (1 +  f_q (1-R)) + \frac{M^2}{M_w^2} \cdot (1 +  f_q (1-R)) +$ $+ (-\frac{3}{2} + 3 f_q (1-R)) \sum_{qI} \frac{m_I^2}{M_w^2} + (-\frac{3}{2} + 3 f_q (1-R)) \sum_{qI} \frac{M_I^2}{M_w^2}$	$3 - 5 f_q (1-R) -$ $- 5(1-R) f_q  +$ $+ 6(1-R)^2 \cdot (f_q^2 + f_q^2)$
$M(Zqq)$	$\frac{8}{3} R d_w - \frac{R d_w^2}{6} - 2 f_q^2 \cdot (1-R) + \frac{m^2}{M_w^2} \cdot (-\frac{1}{2} -  f_q (1-R)) + \frac{R d_w}{2} + 4 f_q^2 \cdot (1-R)^2 +$ $+ (1 - 3 f_q (1-R) - \frac{R d_w}{2}) \cdot \sum_{qI} \frac{m_I^2}{M_w^2} - \frac{1+R d_w}{2} \cdot (-\frac{1}{R} + \frac{16}{3} - \frac{d_w}{3} + \frac{m^2}{M_w^2} - \sum_{qI} \frac{M_I^2}{M_w^2})$	$-\frac{5}{2} + 5 f_q (1-R) -$ $- 6 f_q^2 \cdot (1-R)^2$
$M(ZQQ)$	$\frac{8}{3} R d_w - \frac{R d_w^2}{6} - 2 f_q^2 (1-R) + \frac{M^2}{M_w^2} \cdot (-\frac{1}{2} -  f_q (1-R)) + \frac{R d_w}{2} + 4 f_q^2 (1-R)^2 +$ $+ (1 - 3 f_q (1-R) - \frac{R d_w}{2}) \cdot \sum_{qI} \frac{M_I^2}{M_w^2} - \frac{1+R d_w}{2} \cdot (-\frac{1}{R} + \frac{16}{3} - \frac{d_w}{3} + \frac{M^2}{M_w^2} - \sum_{qI} \frac{M_I^2}{M_w^2})$	$-\frac{5}{2} + 5 f_q (1-R) -$ $- 6 f_q^2 (1-R)^2$
$M(TPE)$	$-\frac{2}{3R} - \frac{2}{3} d_w$	0
сумма	0	0



## Литература

1. De Rujula A. Georgi H., Glashow S.L. *Ann.of Phys.*, 1977, 109, 242, 258.  
Weinberg S. *Rev.Mod. Phys.*, 1974, 46, 255.  
Abers E.S., Lee B.W. *Phys.Reports*, 1973, 9, 1.
2. Weinberg S. *Phys.Rev.Lett.*, 1967, 19, 1264.  
Salam A. *Proc. of the Eight Nobel Symposium* ( J.Wiley, N.Y., 1968).
3. Galshani M. *Nuovo Cim.*, 1977, 39A, 120.  
Harari H. preprint WIS-77/56-Ph, 1977.
4. Lee S.Y. *Phys.Rev.*, 1972, 1701; D6, 1803.  
Ross D.A. *Nucl.Phys.*, 1973, B51, 116; B59, 23.  
Ross D.A., Taylor J.C. *Nucl.Phys.*, 1973, B51, 125.  
Fukuda F., Sasaki R. *Lett. Nuovo Cim.*, 1974, 10, 765.  
Appelquist T.W., Primack J.R., Quinn H.R. *Phys.Rev.*, 1972, D6, 2998.
5. Bollini C.G., Giambiagi J.J., Sirlin A. *Nuovo Cim.*, 1973, 16A, 423.  
Marciano W.J., Sirlin A. *Phys.Rev.*, 1973, D8, 3612.  
Marciano W.J. *Nucl.Phys.*, 1975, B84, 132.
6. Borohardt S., Mahanthappa K.T. *Nucl.Phys.*, 1973, B63, 445.
7. Solomonson P., Ueda Y. *Phys.Rev.*, 1975, D11, 2606.
8. Baran S.A. *Nucl.Phys.*, 1973, B62, 333.  
Baran S.A., Ünal N. *Nucl.Phys.*, 1977, B120, 173.
9. Appelquist T.W., Primack J.R., Quinn H.R. *Phys.Rev.*, 1973, D7, 2998.
10. Fujikawa K., Lee B.W., Sanda A.I. *Phys.Rev.*, 1972, D6, 2923.  
Bernstein J. *Rev. of Mod.Phys.*, 1974, 46, 7.
11. 't Hooft G., Veltman M. *Nucl. Phys.*, 1972, B44, 189.  
Leibbrandt G. *Rev. of Mod.Phys.*, 1975, 47, 849.
12. Д.Е.Бардин, О.М.Федоренко. ОИЯИ, P2-II414, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 марта 1978 года.