СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 11414

Д.Ю.Бардин, О.М.Федоренко

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

II. Вычисление однопетлевых диаграмм

1978

P2 - 11414

Д.Ю.Бардин, О.М.Федоренко*

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

II. Вычисление однопетлевых диаграмм

*Московский государственный университет

Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. P2 - 11414

Об эффектах высших порядков для процессов упругого рассеяния фермионов в теории Вайнберга-Салама. II. Вычисление однопетлевых диаграмм

В рамках (V,A) - теории слабого и электромагнитного взаимодействий с векторными и скалярными бозонами получены обшие выражения для всех однопетлевых диаграмм, описывающих процессы рассеяния фермионов со спином 1/2. Приводимые результаты могут быть использованы для вычисления однопетлевого приближения амплитуды рассеяния фермионов в широком классе калибровочных моделей. 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 11414

On High Order Effects for Fermion Elastic Scattering Processes in Weinberg-Salam Theory. II. Calculation of One-Loop Diagrams

In the framework of a (V,A) theory of weak and electromagnetic interactions involving vector and scalar bosons and spin 1/2 fermions the general expressions for one-loop diagrams connected with the process of elastic fermion scattering are derived. The obtained formulas can be used for the calculation of the one-loop approximation scattering amplitude in a wide class of gauge models. The calculations are performed in the unitary gauge by the dimensional regularization method.

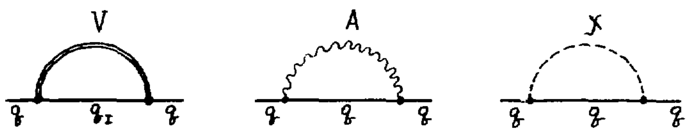
The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

В этой работе вычислены все однопетлевые диаграммы, описывающие процессы рассеяния фермионов со спином I/2. Представленные здесь результаты были использованы нами в работе /I/ для получения однопетлевого приближения амплитуды упругого рассеяния двух фермионов в теории Вайнберга-Салама. Все вычисления проведены для произвольной $g_V V + g_A A$ – структуры слабых токов, поэтому приведенные здесь формулы могут быть использованы для расчета однопетлевого приближения амплитуды не только в $SU(2)\times U(1)$ -теории, но и в более широком классе моделей, включающих бо́льшее число векторных и скалярных бозонов, а также правые фермионные дублеты. Вычисления проведены в унитарной калибровке методом размерной регуляризации.

I. Фермионные собственно-энергетические диаграммы

Для произвольного фермиона q с массой m и зарядом $f_q \cdot e$, где e – заряд электрона, рассмотрим три типа диаграмм:



I П Ш

На диаграмме I символ V обозначает тяжелый векторный бозон $W^{\pm}$, Z, ..., с массой M_V, символ q – фермион с массой m, символ q_I – фермион в промежуточном состоянии с массой m_I. В общем случае q и q_I – разные фермионы. На диаграммах П и Ш символы A и χ обозначают фотонное и скалярное поля, соответственно.

Лагранжиан взаимодействия фермиона q с полями V, A и χ представим в виде:

$$L = -f_V \cdot \bar{q}\gamma_\alpha (a+\gamma_5) q_I V_\alpha - i f_q \cdot e \cdot \bar{q}\gamma_\alpha q \cdot A_\alpha - \frac{G_q}{\sqrt{2}} \cdot \bar{q}\chi q \, . \quad (1.1)$$

Выпишем правила соответствия лишь для пропагаторов полей V, A, χ и q (U-калибровка):

$$\underset{V}{\overset{k}{\Longrightarrow}} \quad \frac{-i}{(2\pi)^4}\cdot\frac{\delta_{\alpha\beta}+k_\alpha k_\beta/M_V^2}{k^2+M_V^2}\,, \qquad \underset{A}{\overset{k}{\rightsquigarrow}} \quad \frac{-i}{(2\pi)^4}\cdot\frac{\delta_{\alpha\beta}}{k^2}\,,$$

$$\underset{q}{\overset{k}{\longrightarrow}} \quad \frac{-1}{(2\pi)^4}\cdot\frac{\hat{k}+im}{k^2+m^2}\,, \qquad \underset{\chi}{\overset{k}{\dashrightarrow}} \quad \frac{-i}{(2\pi)^4}\cdot\frac{1}{k^2+M_\chi^2}\,.$$

Остальные правила соответствия могут быть найдены, например, в работе /2/ или непосредственно из формулы (1.1).

Для вычисления диаграмм в однопетлевом приближении используем метод размерной регуляризации, n-мерный однопетлевой интеграл имеет вид /3/:

$$\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\cdot\frac{1}{(p^2-2pk+\ell)^\alpha}=\frac{i}{(2\sqrt{\pi})^n}\cdot\frac{\Gamma(\alpha-\frac{n}{2})}{\Gamma(\alpha)}\cdot\left(\ell-k^2\right)^{\frac{1}{2}n-\alpha}. \qquad (1.2)$$

Остальные необходимые формулы получаются непосредственным дифференцированием формулы (1.2) по 4-импульсу k.

Представим собственно-энергетический оператор $\Sigma^{(2)}(\hat{k})$ в виде ряда Тейлора /4/:

$$\Sigma^{(2)}(\hat{k})=\Sigma^{(2)}(im)+B(\hat{k}-im)+C\cdot(\hat{k}-im)^2+\ldots+A\cdot\hat{k}\gamma_5+D\cdot\hat{k}\gamma_5\cdot(k^2+m^2)+\ldots \qquad (1.3)$$

Для нахождения констант перенормировки в процессах рассеяния фермионов необходимо вычислить лишь $\Sigma^{(2)}(im)$, B и A. Запишем оператор $\Sigma^{(2)}$ для диаграммы I:

$$\Sigma^{(2)}_V(\hat{k})=(-i)^2\cdot i\cdot f_V^2\cdot\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\cdot\frac{\gamma_\alpha(a+\gamma_5)(\hat{k}-\hat{p}+im_I)\gamma_\beta(a+\gamma_5)}{(p^2+M_V^2)\left[(p-k)^2+m_I^2\right]}\cdot\left(\delta_{\alpha\beta}+\frac{p_\alpha p_\beta}{M_V^2}\right), \qquad (1.4)$$

откуда после некоторых вычислений находим искомые величины:

$$\Sigma^{(2)}_V(im)=\frac{im f_V^2(1+a^2)}{16\pi^2}\cdot\left(\frac{m^2-3m_I^2}{M_V^2}\cdot P+\frac{3}{2}\right)+\frac{im_I f_V^2(1-a^2)}{16\pi^2}\left[\left(6-\frac{2m_I^2}{M_V^2}\right)P-1\right], \qquad (1.5)$$

$$A_V=\frac{2f_V^2\cdot a}{16\pi^2}\cdot\left(\frac{m^2-3m_I^2}{M_V^2}\cdot P+\frac{3}{2}\right), \qquad (1.6)$$

$$B_V=\frac{f_V^2(1+a^2)}{16\pi^2}\cdot\left(3\frac{m^2-m_I^2}{M_V^2}\cdot P+\frac{3}{2}\right). \qquad (1.7)$$

Здесь:

$$P=\frac{1}{n-4}+\frac{1}{2}\gamma+\ln\frac{M_W}{\ell\cdot 2\sqrt{\pi}} \qquad (1.8)$$

– характерный полюсной множитель, отвечающий ультрафиолетовой расходимости (простой полюс) при $n=4$; η – произвольный параметр размерности массы; γ –константа Эйлера.

В выражениях (1.5–1.7) и далее, полюсные вклады при $n=4$ вычисляются точно, а конечные части найдены в приближении:

$$m^2, m_I^2 \ll M_V^2. \tag{1.9}$$

Выделим также полюс при $n=2$, соответствующий ультрафиолетовой квадратичной расходимости в диаграммах. Ограничиваясь только точным полюсным вкладом, имеем:

$$\tilde{\Sigma}_V^{(2)}(im) = 2\cdot f_V^2\cdot\left[im\cdot(1+a^2)+im_I\cdot(1-a^2)\right]\cdot P_2^V, \tag{1.10}$$

$$\tilde{A}_V = 4a\, f_V^2\cdot P_2^V, \qquad \tilde{B}_V = 2\cdot(1+a^2)\cdot f_V^2\cdot P_2^V, \tag{1.11}$$

где

$$P_2^V = \frac{1}{4\pi\cdot M_V^2}\cdot\frac{1}{n-2}. \tag{1.12}$$

Приведем аналогичные выражения для диаграмм II и III:

$$\Sigma_A^{(2)}(\hat{k}) = ie^2 f_q^2\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\cdot\frac{(2-n)(\hat{k}-\hat{p})+im\cdot n}{p^2\cdot\left[(p-k)^2+m^2\right]}, \tag{1.13}$$

$$\Sigma_A^{(2)}(im) = \frac{ime^2}{16\pi^2}\cdot f_q^2\left(6\cdot P + 3\cdot \ln\frac{m^2}{M_W^2} - 4\right), \tag{1.14}$$

$$A_A = 0, \quad B_A = \frac{-e^2}{16\pi^2}\cdot f_q^2\left(2\cdot P + 4\cdot P_{IR} + 3\ln\frac{m^2}{M_W^2} - 4\right). \tag{1.15}$$

В последней формуле $P_{IR} = P$, а индекс IR обозначает инфракрасную природу данного полюсного вклада.

$$\Sigma_\chi^{(2)}(\hat{k}) = (-i)^2 i\cdot\frac{G_q^2}{2}\cdot\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\cdot\frac{\hat{k}-\hat{p}+im}{(p^2+M_\chi^2)\left[(k-p)^2+m^2\right]}, \tag{1.16}$$

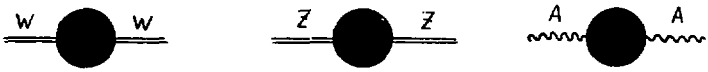
$$\Sigma_\chi^{(2)}(im) = -im\cdot G_q^2\cdot\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{16\pi^2}\cdot P, \tag{1.17}$$

$$A_\chi = 0, \quad B_\chi = -G_q^2\cdot\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{16\pi^2}\cdot P. \tag{1.18}$$

Полюсного вклада при $n=2$ диаграммы II и III не содержат. Полученные выражения полностью исчерпывают все вклады фермионных собственно-энергетических диаграмм.

2. Бозонные собственно-энергетические диаграммы

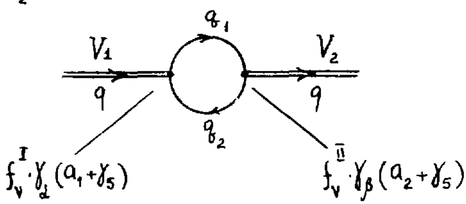
В этом разделе приведем вклад лишь одной диаграммы – поляризации вакуума фермионами q_1 и q_2; кроме того, выпишем общие выражения для поляризационных операторов в однопетлевом приближении, отвечающих диаграммам:



I II Ш

IУ У

Вклад диаграммы поляризации вакуума векторной частицы V фермионами q_1 и q_2 с массами m_1 и m_2



равен*

$$\Pi^{(2)}_{\alpha\beta} = \frac{-4i}{16\pi^2} \cdot f_V^{I} \cdot f_V^{II} \cdot \Big(\Big\{ (1+a_1 a_2) \cdot \Big[\frac{2}{3}\left(q^2 \delta_{\alpha\beta} - q_\alpha q_\beta\right) + \delta_{\alpha\beta}\left(m_1^2+m_2^2\right) \Big] + $$
$$+ 2 m_1 m_2 \cdot (1 - a_1 a_2)\, \delta_{\alpha\beta} \Big\} \cdot P + 2(1+a_1 a_2)\left(q^2 \delta_{\alpha\beta} - q_\alpha q_\beta\right) \cdot I(q^2) \Big). \qquad (2.1)$$

Полюсного вклада при $n=2$ эта диаграмма не содержит. Конечная часть приведена в пренебрежении членами m^2 по сравнению с q^2. В таком приближении:

$$I(q^2) = \int_0^1 y(1-y) \ln \frac{m_1^2 y + m_2^2 (1-y) + q^2 y(1-y)}{M_W^2} \cdot dy \approx \frac{1}{6}\left(\ln|\alpha_W| - \frac{5}{3} \right), \qquad (2.2)$$

где $\alpha_W = q^2/M_W^2$, $q = k_1 - k_2$.

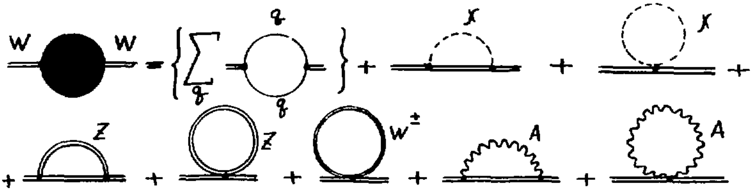
Общая структура поляризационных операторов, отвечающих диаграммам I–IУ, такова:

---

* Подобные формулы приведены в недавней работе/5/.

$$\Pi^{(2)}_{\alpha\beta} = B(q^2)\cdot\delta_{\alpha\beta} + C(q^2)\cdot q_\alpha q_\beta \quad . \qquad (2.3)$$

Вычислим набор однопетлевых <u>диаграмм I</u>:



и найдем выражения для $B_w(q^2)$ и $C_w(q^2)$. Для $C_w(q^2)$ приведем только полюсной вклад*:

$$B_w(q^2) = i M_w^2 \cdot \frac{g^2}{16\pi^2}\cdot\left\{\left[-\frac{3}{2R} + 3 - \frac{3}{2}R - \frac{3}{2}R^2 - d_w\left(10 + R + \frac{17}{6}R^2\right) + d_w^2\cdot\left(-\frac{5}{3} + \frac{R}{2} - \right.\right.\right. \qquad (2.4)$$

$$\left.\left.\left. - \frac{7}{6}R^2\right) + d_w^3\frac{R^2}{6} + \sum_q \frac{-8 f_w^{I}\cdot f_w^{II}}{g^2}\cdot\left(\frac{2}{3}d_w + \frac{m_{q_1}^2 + m_{q_2}^2}{M_w^2}\right)\right]\cdot P + W(d_w)\right\} ,$$

$$C_w(q^2) = \frac{i g^2}{16\pi^2}\cdot\left[\sum_q \frac{16\cdot f_w^{I} f_w^{II}}{3g^2} + 10 + R + \frac{7}{3}R^2 + d_w\left(\frac{5}{3} - \frac{R}{2} + \frac{7}{6}R^2\right) - d_w^2\frac{R^2}{6}\right]\cdot P , \qquad (2.5)$$

где суммирование по q ведется по всем возможным промежуточным фермионным состояниям. Вклады в полюс при $n=2$ для B_w и C_w таковы:

$$\tilde{B}_w(q^2) = i M_w^2\cdot g^2\cdot P_2^w\cdot\left(-\frac{3}{2} + R^2 - d_w^2\cdot R^2\right) , \qquad (2.6)$$

$$\tilde{C}_w(q^2) = i g^2\cdot P_2^w\cdot d_w\cdot R^2 . \qquad (2.7)$$

Конечный вклад в B_w получен в приближении (1.9) и при:

$$q^2 \gg m^2 . \qquad (2.8)$$

---

* Наличие $q_\alpha q_\beta$ перед $C(q^2)$ в формуле (2.3) приводит к тому, что вклад этого члена в амплитуду рассеяния оказывается $\sim m^2$.

$$W(\alpha) = \sum_q \frac{-8 f_w^{I} f_w^{II}}{q^2}\cdot 2\alpha \cdot \Big[I(q^2) + (1-R)\frac{1-\alpha^2}{\alpha^2}\cdot\Big(\frac{5}{6}+\frac{11}{3}\alpha+\frac{5}{6}\alpha^2\Big)\cdot \ln|1+\alpha| +$$

$$+\frac{1}{\alpha}\Big(-\frac{1}{12R^2}-\frac{2}{3R}+\frac{2}{3}+\frac{R}{6}-\frac{R^2}{12}\Big)+\frac{5}{4R}-\frac{45}{4}+\frac{3}{4}R+\frac{5}{4}R^2+\alpha\Big(\frac{317}{36}+\frac{91}{36}R^2\Big)+$$

$$+\alpha^2\Big(\frac{14}{9}-\frac{7}{12}R+\frac{35}{36}R^2\Big)-\alpha^3\cdot\frac{2}{9}R^2+\Big\{\frac{1}{\alpha^2}\Big(\frac{1}{24R^3}+\frac{7}{24R^2}-\frac{13}{12R}+\frac{13}{12}-\frac{7}{24}R-\frac{R^2}{24}\Big)+$$

$$+\frac{1}{\alpha}\Big(-\frac{7}{24R^2}+\frac{25}{12R}-\frac{25}{12}R+\frac{7}{24}R^2\Big)-\frac{1}{3R}-\frac{3}{4}+\frac{13}{12}R^2+\alpha\Big(\frac{1}{3}+\frac{25}{12}R+\frac{13}{12}R^2\Big)+ \qquad (2.9)$$

$$+\alpha^2\cdot\frac{7}{24}R(1+R)-\alpha^3\cdot\frac{1}{24}\cdot R^2\Big\}\ln R+\Big\{\frac{1}{\alpha^2}\Big(\frac{1}{24R^2}+\frac{1}{3R}-\frac{3}{4}+\frac{R}{3}+\frac{R^2}{24}\Big)+$$

$$+\frac{1}{\alpha}\Big(-\frac{1}{3R}+\frac{4}{3}+\frac{4}{3}R-\frac{R^2}{3}\Big)-\frac{3}{4}-\frac{4}{3}R-\frac{3}{4}R^2-\alpha\cdot\frac{1}{3}\cdot R(1+R)+$$

$$+\alpha^2\cdot\frac{1}{24}R^2\Big\}\cdot\frac{1}{R}\cdot\mathcal{L}(\alpha)\Big|_{\varkappa=1}+\mathcal{J}(\alpha)\Big|_{R=1}.$$

Здесь $\varkappa$ – безразмерная величина $\varkappa = M_\varkappa^2/M_W^2$; $R = M_W^2/M_Z^2$,* $\mathcal{L}(\alpha)$ и $\mathcal{J}(\alpha)$ определяются следующим образом:

$$\mathcal{L}(\alpha)=\sqrt{\lambda_L}\cdot\ln\frac{1+R\alpha+R\varkappa+\sqrt{\lambda_L}}{1+R\alpha+R\varkappa-\sqrt{\lambda_L}}\quad,\quad \lambda_L=(1+R\alpha+R\varkappa)^2-4R\varkappa>0 \qquad (2.10)$$

при

$$\alpha > -\frac{1}{R}\big(1-\sqrt{\varkappa R}\big)^2 .$$

$$\mathcal{J}(\alpha)=\frac{17}{12R}-\frac{1}{3}\varkappa-\frac{(1-\varkappa R)^2}{12R^2\alpha}-\frac{2}{9}\alpha-\frac{1}{2R^2\alpha}\cdot\Big(1-\frac{\lambda_L}{12R\alpha}\Big)\cdot\mathcal{L}(\alpha)+$$

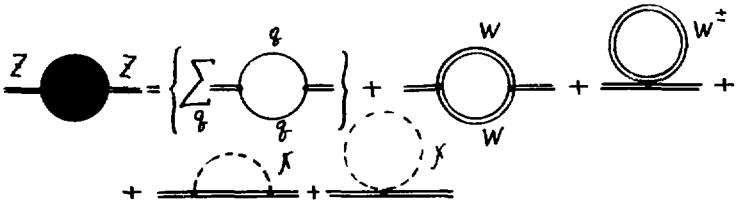
$$+\Big[\frac{(1-\varkappa R)^3}{24R^3\alpha^2}+\frac{4\varkappa R-3-\varkappa^2R^2}{8R^2\alpha}-\frac{1}{8}\varkappa-\frac{3}{8R}+\frac{\alpha}{24}\Big]\cdot\ln\varkappa R+ \qquad (2.11)$$

$$+\frac{1}{4}\cdot\Big(\frac{3}{R}-\frac{1}{3}\alpha\Big)\cdot\ln R .$$

---

* См. замечание на стр.5 работы /1/.

Диаграммы II:



Найдем выражения для $B_Z(q^2)$, $C_Z(q^2)$:

$$B_Z(q^2)=i M_Z^2\cdot\frac{g^2}{16\pi^2}\cdot\left\{\left[-\frac{3}{2R}+\alpha_W\left(\frac{1}{6}-14\cdot R^2\right)-\alpha_W^2\cdot\frac{7}{3}R^2+\alpha_W^3\cdot\frac{R^2}{6}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\sum_q\frac{-16R\cdot f_Z^{I}f_Z^{II}}{g^2}\cdot\left(\frac{m_q^2}{M_W^2}+(1+a_q^2)\cdot\frac{\alpha_W}{6}\right)\right]\cdot P+Z_M(\alpha_W)\right\}, \qquad (2.12)$$

$$C_Z(q^2)=\frac{ig^2}{16\pi^2}\cdot\left[-\frac{2}{3R}+14\cdot R+\frac{7}{3}R\alpha_W-\alpha_W^2\cdot\frac{R}{6}+\sum_q\frac{8\cdot f_Z^{I}f_Z^{II}}{3g^2}\cdot(1+a_q^2)\right]\cdot P. \qquad (2.13)$$

Для вкладов в полюс $n=2$ мы получили следующие выражения:

$$\widetilde{B}_Z(q^2)=i M_Z^2\cdot g^2\cdot P_2^W\cdot\left(-\frac{1}{2}-R^2\alpha_W^2\right),\quad \widetilde{C}_Z(q^2)=i g^2\cdot P_2^W\cdot R\alpha_W. \qquad (2.14)$$

Конечная часть в $B_Z(q^2)$ в приближениях (1.9) и (2.8) равна:

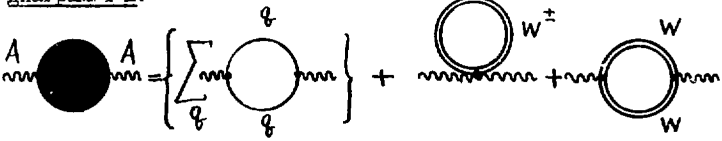
$$Z_M(\alpha)=\sum_q\frac{-8f_Z^{I}f_Z^{II}}{g^2}\cdot\left[(1+a_q^2)\cdot\alpha\cdot I(q^2)\right]-8R^2+\frac{34}{3}R^2\alpha+$$

$$+\frac{35}{18}R^2\alpha^2-\frac{2}{9}R^2\alpha^3+R^2\cdot\left(\frac{4}{\alpha}-\frac{17}{3}-\frac{4}{3}\alpha+\frac{1}{12}\alpha^2\right)\cdot J(\alpha)+\chi(\alpha), \qquad (2.15)$$

где

$$J(\alpha)=\begin{cases}\sqrt{\lambda}\cdot\ln\dfrac{\sqrt{\lambda}+\alpha}{\sqrt{\lambda}-\alpha} & \text{при } \alpha\geq 0;\quad \lambda=\alpha^2+4\alpha\\[2ex] -\sqrt{-\lambda}\cdot\operatorname{arctg}\dfrac{\sqrt{-\lambda}}{\alpha+2} & \text{при } -2<\alpha<0.\end{cases} \qquad (2.16)$$

Диаграммы Ш:



Приведем выражения для $B_A(q^2)$ и $C_A(q^2)$:

$$B_A(q^2)=i q^2\cdot\frac{e^2}{16\pi^2}\cdot\left\{\left[-14-\frac{7}{3}d_w+\frac{1}{6}d_w^2+\frac{8}{3}\sum_q f_q^2\right]\cdot P+A(d_w)\right\}, \tag{2.17}$$

$$C_A(q^2)=i\cdot\frac{e^2}{16\pi^2}\cdot\left[14+\frac{7}{3}d_w-\frac{1}{6}d_w^2-\frac{8}{3}\cdot\sum_q f_q^2\right]\cdot P .$$

Нетрудно заметить, что $B_A(q^2)$ и $C_A(q^2)$ связаны соотношением:

$$B_A(q^2)=-q^2\cdot C_A(q^2). \tag{2.18}$$

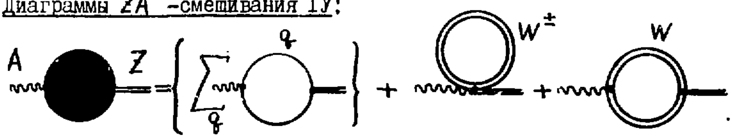
Вклад в полюс $n=2$ равен:

$$\tilde{B}_A(q^2)=-i M_W^2\cdot e^2\cdot P_2^W\cdot d_w^2 . \tag{2.19}$$

Конечный вклад в $B_A(q^2)$ получен в приближениях (1.9) и (2.8):

$$A(d)=8\cdot I(q^2)\cdot\sum_q f_q^2-\frac{8}{d}+\frac{34}{3}+\frac{35}{18}d-\frac{2}{9}d^2+\left(\frac{4}{d^2}-\frac{17}{3d}-\frac{4}{3}+\frac{d}{12}\right)\cdot J(d) . \tag{2.20}$$

Диаграммы ZA -смешивания IУ:



Этот случай лишь незначительно отличается от рассмотренного ранее случая Ш. Выражения для $B_{ZA}(q^2)$ и $C_{ZA}(q^2)$ связаны между собой соотношением (2.18). Поэтому достаточно выписать результат для $B_{ZA}(q^2)$:

$$B_{ZA}(q^2)=i q^2\left(\frac{1-R}{R}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{g^2}{16\pi^2}\cdot\left\{\left[14\cdot R+\frac{7}{3}R d_w-\frac{R d_w^2}{6}+\sum_q 4i f_q\frac{\sqrt{R}\,f_z}{g}\left(-\frac{2}{3}a_q\right)\right]\cdot P+\right.$$

$$\left.+A_{ZA}(d_w)\right\}, \tag{2.21}$$

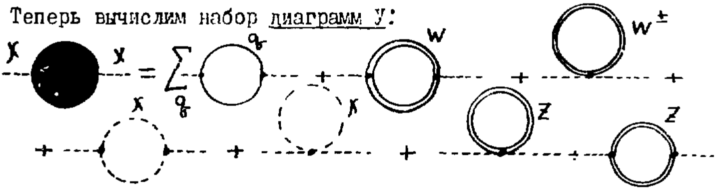
$$A_{ZA}(d)=\sum_q 4i f_q\frac{\sqrt{R}\cdot f_z}{g}(-2a_q)\cdot I(q^2)+\frac{8R}{d}-\frac{34}{3}R-\frac{35}{18}Rd+\frac{2}{9}Rd^2+$$

$$+R\cdot\left(-\frac{4}{d^2}+\frac{17}{3d}+\frac{4}{3}-\frac{1}{12}\cdot d\right)\cdot J(d) .$$

Полюс $n=2$ содержится только в диаграммах с виртуальным W бозоном. Соответствующее выражение для вклада в полюс следующее:

$$\widetilde{B}_{ZA}(q^2) = i M_W^2 \cdot \left(\frac{1-R}{R}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot g^2 \cdot P_2^{W} \cdot R d_W^2 . \qquad (2.22)$$

Теперь вычислим набор диаграмм У:



Общая структура поляризационного оператора, отвечающего диаграмме У:

$$\Pi^{(2)}(q^2) = B_X(q^2) . \qquad (2.23)$$

В данном случае нас интересует только полюсное слагаемое, так как вклад поляризационных операторов Y в матричный элемент процесса рассеяния порядка m^2/M_V^2. В выражении для $B_X(q^2)$ приведем лишь члены, зависящие от q^2. Все константные полюсные члены уйдут после перенормировки массы X. Зависимость от q^2 содержат диаграммы, в которых W и Z бозоны находятся в виртуальном состояниях, а также диаграммы поляризации вакуума скаляра X фермионами q. Для $B_X(q^2)$ находим:

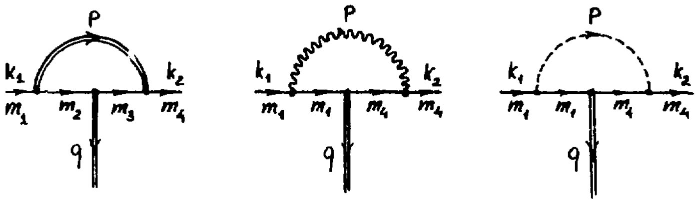
$$B_X(q^2) = -i M_W^2 \cdot \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \left[d_W\left(\frac{3}{2R}+3\right) + \frac{3}{4} d_W^2 - \sum_q \frac{2 \cdot G_q^2}{g^2} \cdot d_W \right] \cdot P . \qquad (2.24)$$

Вклад в полюс $n = 2$:

$$\widetilde{B}_X(q^2) = i M_W^2 \cdot g^2 \cdot P_2^W \cdot \frac{3}{2} d_W . \qquad (2.25)$$

3. Вершинные функции I-го рода

Будем называть вершинными функциями I-го рода такие однопетлевые вершинные диаграммы, в которых концы пропагаторных вставок V, A или X замыкаются на фермионные линии. Отличительной особенностью этих диаграмм является отсутствие q^2- зависимости в полюсных выражениях. Такими диаграммами, в частности, являются:



I П Ш

На диаграммах I÷Ш k_1 и k_2 – 4-импульсы начального и конечного фермионов, соответственно ($k_1^2=-m_1^2$, $k_2^2=-m_4^2$), q – 4-импульс виртуального векторного бозона V . Каждая вершина, встречающаяся при движении вдоль фермионной линии, имеет свой индекс – I,П и Ш. Для диаграммы I получено следующее общее выражение:

$$S^{(3)}_{V;V}=f_V^{I}\cdot f_V^{II}\cdot f_V^{III}\cdot\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\cdot\gamma_\alpha(a_3+\gamma_5)\cdot\frac{\hat{k}_2-\hat{p}+im_3}{(k_2-p)^2+m_3^2}\cdot\gamma_\nu(a_2+\gamma_5)\cdot$$
$$\cdot\frac{\hat{k}_1-\hat{p}+im_2}{(k_1-p)^2+m_2^2}\cdot\gamma_\beta(a_1+\gamma_5)\cdot\frac{\delta_{\alpha\beta}+p_\alpha p_\beta/M_V^2}{p^2+M_V^2}=\frac{i}{16\pi^2}\cdot f_V^{I}\cdot f_V^{II}\cdot f_V^{III}\cdot$$
$$\cdot\Big\{\Big[\frac{2m_2^2-m_1^2+2m_3^2-m_4^2}{M_V^2}\cdot\gamma_\nu(A_1+B_1\gamma_5)-\frac{m_1 m_4}{M_V^2}\gamma_\nu(A_1-B_1\gamma_5)+ \tag{3.1}$$
$$+\frac{m_2m_4}{M_V^2}\gamma_\nu(A_2+B_2\gamma_5)-\frac{m_1m_2}{M_V^2}\gamma_\nu(A_2-B_2\gamma_5)+\frac{m_1m_3}{M_V^2}\gamma_\nu(A_3-B_3\gamma_5)-$$
$$-\frac{m_3m_4}{M_V^2}\gamma_\nu(A_3+B_3\gamma_5)-\frac{m_2m_3}{M_V^2}\gamma_\nu(A_4+B_4\gamma_5)\Big]\cdot P+V_1(d_V)\cdot\gamma_\nu(A_1+B_1\gamma_5)\Big\}.$$

Коэффициенты A_i и B_i в (3.1) таковы:

$$A=\begin{pmatrix}A_1\\A_2\\A_3\\A_4\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}a_1a_2a_3+a_1+a_2+a_3\\a_1a_2a_3+a_1-a_2-a_3\\a_1a_2a_3-a_1-a_2+a_3\\a_1a_2a_3-a_1+a_2-a_3\end{pmatrix},\quad B=\begin{pmatrix}B_1\\B_2\\B_3\\B_4\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}a_3a_2+a_2a_1+a_3a_1+1\\a_3a_2-a_2a_1-a_3a_1+1\\a_3a_2-a_2a_1+a_3a_1-1\\a_3a_2+a_2a_1-a_3a_1-1\end{pmatrix}. \tag{3.2}$$

Конечный вклад в (3.1) – $V_1(d_V)$ получен в приближении (1.9) и (2.8)

$$V_1(d_V) = \frac{2}{d_V} - 5 + \left(3 - \frac{2}{d_V}\right) \cdot \ln|d_V| - 2 \cdot \frac{(1-d_V)^2}{d_V^2} \cdot \left[\Phi(1) - \Phi(1-d_V)\right]. \tag{3.3}$$

Здесь $d_V = q^2/M_V^2$; $\Phi(x) = -\int_0^1 \frac{\ln(1-t)}{t} dt$ – функция Спенса. Вклад в полюс $n=2$ равен:

$$\tilde{S}^{(3)}_{V;V} = -2i\, f_V^{I} \cdot f_V^{\bar{II}} \cdot f_V^{\bar{III}} \cdot P_2^V \cdot \gamma_\nu (A_1 + B_1\gamma_5) . \tag{3.4}$$

Аналогично может быть получен вклад диаграмм П и Ш.

Диаграмма П:

$$S^{(3)}_{V;A} = i f_q^{I} \cdot f_V^{\bar{II}} \cdot f_q^{\bar{III}} \frac{e^2}{16\pi^2} \cdot \Big[2 \cdot P - 4 k_1 k_2 \cdot \mu(q^2; m_1^2; m_4^2) \cdot P_{IR} + \tag{3.5}$$
$$+ V_A(d_W; m_1^2; m_4^2) \Big] \cdot \gamma_\nu (a_2 + \gamma_5) .$$

Здесь

$$\mu(q^2; m_1^2; m_4^2) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_m}} \cdot \ln \frac{q^2 + m_1^2 + m_4^2 + \sqrt{\lambda_m}}{q^2 + m_1^2 + m_4^2 - \sqrt{\lambda_m}} , \tag{3.6}$$
$$\lambda_m = (q^2 + m_1^2 + m_4^2)^2 - 4 m_1^2 \cdot m_4^2 ,$$

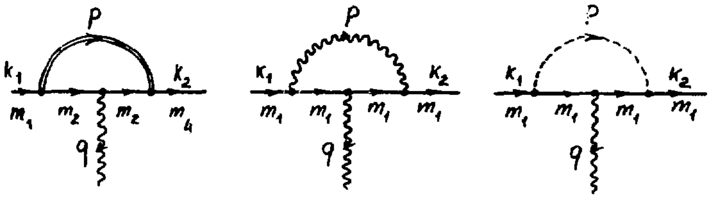
$$V_A(d; m_1^2; m_4^2) = -2 \cdot \Phi(1) + 2 \cdot \left(1 - \frac{1}{4} \cdot \ln \frac{m_1^2}{M^2}\right) \cdot \ln \frac{m_1^2}{M^2} + \tag{3.7}$$
$$+ 2 \cdot \left(1 - \frac{1}{4} \cdot \ln \frac{m_4^2}{M^2}\right) \cdot \ln \frac{m_4^2}{M^2} - 3 \ln d + \ln^2 d \quad \text{при} \quad d > 0.$$

Диаграмма Ш:

$$S^{(3)}_{V;\chi} = \frac{i}{16\pi^2} \cdot G_q^{I} \cdot f_V^{\bar{II}} \cdot G_q^{\bar{III}} \cdot \frac{1}{2} \cdot P \cdot \gamma_\nu (a - \gamma_5) . \tag{3.8}$$

Квадратичной расходимости ($n=2$) диаграммы П и Ш не содержат.

Исследуем следующую группу диаграмм I-го рода:



IУ У УI

Эти диаграммы незначительно отличаются от рассмотренных ранее. Приведем сводку окончательных формул:

Диаграмма IУ:

$$S^{(3)}_{A;V} = -\frac{e}{16\pi^2}\cdot f_V^{I}\cdot f_q^{II}\cdot f_V^{III}\cdot\left\{\left[\frac{3m_2^2-m_1^2-m_4^2}{M_V^2}\cdot\gamma_\nu(A+B\gamma_5) - \right.\right. \tag{3.9}$$

$$\left.\left. - \frac{m_1 m_4}{M_V^2}\cdot\gamma_\nu(A-B\gamma_5)\right]\cdot P + V_1(d_V)\cdot\gamma_\nu(A+B\gamma_5)\right\},$$

где

$$A = 1 + a_1 a_2\ , \quad B = a_1 + a_3\ . \tag{3.10}$$

Конечный вклад $V_1(d_V)$ определяется формулой (3.3).

Диаграмма У является чисто электродинамической. Приведем результат для полноты:

$$S^{(3)}_{A;A} = -\frac{e^3}{16\pi^2}\cdot f_q^{I}\cdot f_q^{II}\cdot f_q^{III}\cdot\left[2\cdot P - 4K_1K_2\cdot\mu(q^2;m_1^2;m_1^2)\cdot P_{IR} + \right. \tag{3.11}$$

$$\left. + V_A(d_w;m_1^2;m_1^2)\right]\cdot\gamma_\nu\ .$$

Здесь $\mu(q^2;m_1^2;m_1^2)$, $V_A(d_w;m_1^2;m_1^2)$ определяются выражениями (3.6) и (3.7). Полагая в (3.7) $m_4 = m_1$, получим:

$$V_A(d_w;m_1^2;m_1^2) = -2\Phi(1) + \left(4 - \ln\frac{m_1^2}{M_w^2}\right)\cdot\ln\frac{m_1^2}{M_w^2} - 3\ln d_w + \ln^2 d_w\ . \tag{3.12}$$

Диаграмма УI:

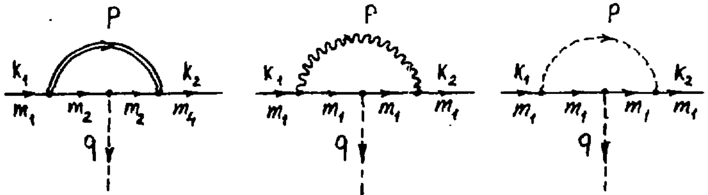
$$S^{(3)}_{A;\chi} = \frac{-e}{16\pi^2}\cdot f_q^{II}\cdot\frac{1}{2}\cdot G_q^2\cdot\gamma_\nu P\ . \tag{3.13}$$

Вклад в полюс $n=2$ диаграммы У и УI не содержат. Квадратичная расходимость содержится только в диаграмме IУ:

$$\tilde{S}^{(3)}_{A;V} = 2e\, f_V^{I}\cdot f_q^{II}\cdot f_V^{III}\cdot P_2^V\cdot\gamma_\nu(A+B\gamma_5)\ , \tag{3.14}$$

где A и B определяются формулой (3.10).

Еще одна группа диаграмм I-го рода:



УП УШ IX

Конечные части здесь порядка m^2/M_V^2 , поэтому выпишем только полюсные вклады. Для диаграммы УП имеем:

$$S^{(3)}_{\chi;V} = \frac{i}{16\pi^2}\cdot f_V^{\mathrm{I}}\cdot\frac{G_q^{\mathrm{II}}}{\sqrt{2}}\cdot f_V^{\mathrm{III}}\cdot\Big[4\cdot\Big(-\frac{3}{2}+3\frac{m_2^2}{M_V^2}-\frac{m_1^2}{M_V^2}-$$

$$-\frac{m_4^2}{M_V^2}\Big)\cdot(a_2-\gamma_5)(a_1+\gamma_5)+2\cdot\frac{m_1\cdot m_4}{M_V^2}\cdot(a_2+\gamma_5)(a_1-\gamma_5)-3\cdot\frac{m_1\cdot m_2}{M_V^2}\cdot$$

$$\cdot(a_2-\gamma_5)(a_1-\gamma_5)-3\cdot\frac{m_2\cdot m_4}{M_V^2}\cdot(a_2+\gamma_5)(a_1+\gamma_5)\Big]\cdot P \quad . \tag{3.15}$$

Вклад в полюс $n=2$ равен:

$$\tilde{S}^{(3)}_{\chi;V} = -i\cdot f_V^{\mathrm{I}}\cdot\frac{G_q^{\mathrm{II}}}{\sqrt{2}}\cdot f_V^{\mathrm{III}}\cdot 2\,(a_2-\gamma_5)(a_1-\gamma_5)\cdot P_2^V \quad . \tag{3.16}$$

<u>Диаграмма УШ:</u>

$$S^{(3)}_{\chi;A} = \frac{i}{16\pi^2}\cdot e^2 f_q^2\cdot\frac{G_q^{\mathrm{II}}}{\sqrt{2}}\cdot\Big[8\cdot P-4\,K_1K_2\cdot\mu(q^2;m_1^2;m_1^2)\cdot P_{IR}\Big] \quad . \tag{3.17}$$

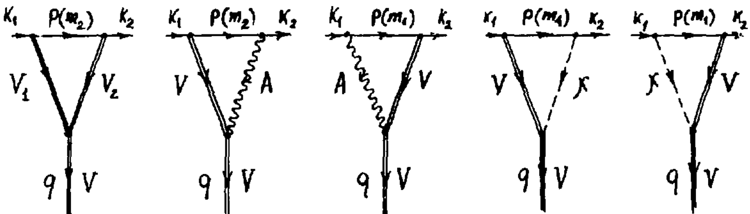
<u>Диаграмма IX:</u>

$$S^{(3)}_{\chi;\chi} = -\frac{i}{16\pi^2}\cdot\Big(\frac{G_q}{\sqrt{2}}\Big)^3 2\cdot P \quad . \tag{3.18}$$

Квадратичная расходимость в диаграммах УШ и IX отсутствует. Полученные общие выражения полностью исчерпывают все возможные вклады фермионных вершин I-го рода.

4. Вершинные функции 2-го рода

Наличие в калибровочных теориях векторных частиц W, Z, скалярной частицы χ, и взаимодействие W и Z с A и χ, соответственно, приводит к возникновению новых вершинных диаграмм, не имеющих аналога в электродинамике. Такие диаграммы мы будем называть вершинными функциями второго рода, их отличительной особенностью является q^2 –зависимость полюсных вкладов. Начнем с рассмотрения следующего набора диаграмм:



I II III IY Y.

В диаграммах K_1 и K_2 – 4-импульс начального и конечного фермионов ($K_1^2=-m_1^2$, $K_2^2=-m_4^2$). Диаграмма I – общий случай трех фермионных вершин 2-го рода. Если V – W–бозон, то в этом случае V_1 и V_2 разные векторные поля с массами M_1 и M_2 , соответственно. Если V – Z-бозон, то единственная возможность: $V_1=V_2=W$. На диаграммах II и III V может быть только W–бозоном. На диаграммах IY и Y,V–и W и Z . Диаграмму I запишем в виде:

$$\Gamma^{(3)}_{V;V_1V_2}=(-i)^3 f^{I}_{V}\cdot f^{II}_{V}\cdot g\sqrt{R}\cdot S\cdot\int\frac{d^n P}{(2\pi)^n}\cdot\frac{\gamma_\alpha(a_2+\gamma_5)(\hat{P}+im_2)\gamma_\beta(a_1+\gamma_5)\cdot\Gamma_{\alpha\beta\nu}(M_1^2;M_2^2)}{(P^2+m_2^2)\left[(K_1-P)^2+M_1^2\right]\left[(K_2-P)^2+M_2^2\right]}\,. \qquad (4.1)$$

Здесь

$$\Gamma_{\alpha\beta\nu}(M_1^2;M_2^2)=\left(\delta_{\alpha\alpha'}+\frac{(K_2-P)_\alpha\cdot(K_2-P)_{\alpha'}}{M_2^2}\right)\cdot V_{\alpha'\beta'\nu}\cdot\left(\delta_{\beta\beta'}+\frac{(K_1-P)_\beta\cdot(K_1-P)_{\beta'}}{M_1^2}\right),$$

$$V_{\alpha'\beta'\nu}=(K_2-q-P)_{\beta'}\cdot\delta_{\nu\alpha'}+(2P-K_2-K_1)_\nu\cdot\delta_{\alpha'\beta'}+(K_1+q-P)_{\alpha'}\cdot\delta_{\nu\beta'} \quad —$$

вершина взаимодействия трех векторных частиц /2/, S – знаковый множитель (±1) этого взаимодействия. После некоторых вычислений получим:

$$\Gamma^{(3)}_{V;V_1V_2}=\frac{g\cdot\sqrt{R}}{16\pi^2}\cdot S\cdot f^{I}_{V}\cdot f^{II}_{V}\cdot\Bigg[\Bigg(\Bigg\{\Bigg[-3+\frac{3}{2}\left(\frac{M_2^2}{M_1^2}+\frac{M_1^2}{M_2^2}\right)+\frac{3}{2}\cdot\left(\frac{m_2^2}{M_1^2}+\frac{m_2^2}{M_2^2}\right)-\frac{m_1^2}{M_1^2}-\frac{m_4^2}{M_2^2}-$$

$$-\frac{1}{2}\cdot\frac{m_2^2\cdot q^2}{M_1^2 M_2^2}+\frac{4}{3}\left(\frac{q^2}{M_1^2}+\frac{q^2}{M_2^2}\right)-\frac{q^4}{6\cdot M_1^2 M_2^2}\Bigg]\cdot\gamma_\nu+\frac{1}{2}\cdot\hat{k}_2\gamma_\nu\hat{k}_1\cdot\left(\frac{1}{M_1^2}+\frac{1}{M_2^2}+\frac{q^2}{M_1^2 M_2^2}\right)+$$

$$+\left(-\frac{11}{6M_1^2}-\frac{5}{6M_2^2}+\frac{1}{2M_1^2 M_2^2}\cdot\left(m_2^2-m_4^2+\frac{q^2}{3}\right)\right)\cdot\hat{k}_1 q_\nu+\left(\frac{5}{6M_1^2}+\frac{11}{6M_2^2}+\frac{m_1^2-m_2^2}{2M_1^2 M_2^2}-\right.$$

$$\left.-\frac{q^2}{6M_1^2 M_2^2}\right)\hat{k}_2 q_\nu\Bigg\}\cdot(A_1+B_1\gamma_5)+\Bigg\{\Bigg[\frac{m_2 m_4}{2}\cdot\left(\frac{1}{M_1^2}-\frac{1}{M_2^2}+\frac{q^2}{M_1^2 M_2^2}\right)\gamma_\nu+\left(\frac{1}{M_1^2}-\right. \tag{4.2}$$

$$\left.-\frac{1}{M_2^2}+\frac{m_4^2-m_1^2}{6M_1^2 M_2^2}\right)im_2\cdot q_\nu\Bigg]\cdot(A_2+B_2\gamma_5)+\frac{m_1\cdot m_2}{2}\cdot\left(\frac{1}{M_2^2}-\frac{1}{M_1^2}+\frac{q^2}{M_1^2 M_2^2}\right)\gamma_\nu\cdot(A_2-B_2\gamma_5)\Bigg\}\Bigg)\cdot P+$$

$$+V_2(q^2;M_1^2;M_2^2)\cdot\gamma_\nu(A_1+B_1\gamma_5)\Bigg].$$

Здесь:

$$A_1=a_1a_2+1\ ,\ A_2=a_1a_2-1\ ,\ B_1=a_1+a_2\ ,\ B_2=a_2-a_1\ , \tag{4.3}$$

а конечная часть $V_2(q^2;M_1^2;M_2^2)$ представлена в виде:

$$V_2(q^2;M_1^2;M_2^2)=2\cdot\left(\frac{M_1^2M_2^2}{q^2}-M_1^2-M_2^2\right)\cdot K_0(q^2;M_1^2;M_2^2)+\Bigg\{-\frac{1}{24q^4}\cdot\left(\frac{M_2^4}{M_1^2}+\right.$$

$$\left.+\frac{M_1^4}{M_2^2}\right)-\frac{11}{24q^4}\cdot(M_1^2+M_2^2)+\frac{1}{q^2}\left[\frac{5}{2}+\frac{3}{8}\left(\frac{M_1^2}{M_2^2}+\frac{M_2^2}{M_1^2}\right)\right]+\frac{3}{8}\left(\frac{1}{M_1^2}+\frac{1}{M_2^2}\right)-$$

$$-\frac{q^2}{24M_1^2M_2^2}\Bigg\}L(q^2;M_1^2;M_2^2)+\frac{1}{12q^2}\cdot\left[\frac{M_2^4}{M_1^2}+\frac{M_1^4}{M_2^2}+11(M_1^2+M_2^2)\right]+1- \tag{4.4}$$

$$-\frac{4}{3}\left(\frac{M_1^2}{M_2^2}+\frac{M_2^2}{M_1^2}\right)-\frac{43}{36}\cdot\left(\frac{q^2}{M_1^2}+\frac{q^2}{M_2^2}\right)+\frac{2}{9}\cdot\frac{q^4}{M_1^2M_2^2}+\Bigg\{-\frac{3}{2}+\frac{3}{4}\left(\frac{M_1^2}{M_2^2}+\frac{M_2^2}{M_1^2}\right)+$$

$$+\frac{2}{3}\left(\frac{q^2}{M_1^2}+\frac{q^2}{M_2^2}\right)-\frac{q^4}{12M_1^2M_2^2}\Bigg\}\ln\frac{M_1M_2}{M_W^2}+\Bigg\{-\frac{1}{24q^4}\cdot\left[\frac{M_1^4}{M_2^2}+\frac{M_2^4}{M_1^2}+11(M_1^2+M_2^2)\right]+$$

$$+\frac{1}{3q^2}\cdot\left[\frac{M_1^2}{M_2^2}+\frac{M_2^2}{M_1^2}-\frac{1}{2}\right]+\frac{3}{8}\left(\frac{1}{M_1^2}+\frac{1}{M_2^2}\right)\Bigg\}\cdot(M_1^2-M_2^2)\cdot\ln\frac{M_2^2}{M_1^2}\ .$$

В полученном выражении:

$$K_0(q^2;M_1^2;M_2^2)=\frac{1}{q^2}\cdot\ln\frac{\sqrt{\lambda_M}-|M_1^2-M_2^2|+q^2}{\sqrt{\lambda_M}-|M_1^2-M_2^2|-q^2}\cdot\ln\frac{(\sqrt{\lambda_M}-|M_1^2-M_2^2|+q^2)(M_1^2+M_2^2-|M_1^2-M_2^2|)}{(\sqrt{\lambda_M}-|M_1^2-M_2^2|-q^2)(M_1^2+M_2^2+|M_1^2-M_2^2|)}$$

$$L(q^2;M_1^2;M_2^2)=\sqrt{\lambda_M}\cdot\ln\frac{q^2+M_1^2+M_2^2+\sqrt{\lambda_M}}{q^2+M_1^2+M_2^2-\sqrt{\lambda_M}}\quad\text{при}\quad q^2>-(M_1-M_2)^2\ , \tag{4.5}$$

$$\lambda_M = (q^2+M_1^2+M_2^2)^2-4M_1^2M_2^2>0.$$

Приведем конечные вклады для двух случаев: 1) $M_1^2=M_2^2=M_W^2$, 2) $M_1^2=M_W^2$, $M_2^2=M_Z^2$. Определим:

$$V_2(q^2;M_W^2;M_W^2) = -4\cdot \overline{V}_2(\alpha_W) \quad , \tag{4.6}$$

$$V_2(q^2;M_W^2;M_Z^2) = V_2(q^2;M_Z^2;M_W^2) = V_2(\alpha_W) \; .$$

Из (4.4) и (4.5) получим:

$$\overline{V}_2(\alpha) = \frac{1}{\alpha}\left(1-\frac{1}{2\alpha}\right)\cdot \ln^2\frac{\sqrt{\lambda}+\alpha}{\sqrt{\lambda}-\alpha} - \frac{1}{2\alpha}+\frac{5}{12}+\frac{43}{72}\alpha-\frac{\alpha^2}{18}+\left\{\frac{1}{2\alpha^2}-\frac{7}{12\alpha}-\frac{3}{8}+\frac{\alpha}{48}\right\}J(\alpha), \tag{4.7}$$

при $\alpha_W>0$.

$$V_2(\alpha)=2\cdot\left(\frac{1}{R\alpha}-\frac{1}{R}-1\right)\cdot K_0(\alpha)+\frac{1}{\alpha}\left(\frac{1}{12R^2}+\frac{11}{12R}+\frac{11}{12}+\frac{R}{12}\right)-\frac{4}{3R}+1-\frac{4}{3}R+$$
$$+\alpha\left(-\frac{43}{36}-\frac{43}{36}R\right)+\alpha^2\cdot\frac{2}{9}R+\left[\frac{1}{\alpha^2}\left(-\frac{1}{24R^3}-\frac{5}{12R^2}+\frac{5}{12}+\frac{R}{24}\right)+\frac{1}{\alpha}\left(\frac{1}{3R^2}-\frac{1}{2R}+\right.\right. \tag{4.8}$$
$$\left.\left.+\frac{1}{2}-\frac{R}{3}\right)+\frac{3}{4}-\frac{3}{4}R-\frac{\alpha}{3}(1+R)+\alpha^2\cdot\frac{1}{24}R^2\right]\cdot\ln R+\left[\frac{1}{\alpha^2}\left(-\frac{1}{24R^2}-\frac{11}{24R}-\frac{11}{24}-\frac{R}{24}\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{\alpha}\left(\frac{3}{8R}+\frac{5}{12}+\frac{3}{8}R\right)+\frac{3}{8}+\frac{3}{8}R-\alpha\cdot\frac{1}{24}R\right]\cdot\widetilde{J}(\alpha) \qquad \text{при} \quad \alpha_W>-\frac{(1-\sqrt{R})^2}{R} \; .$$

Здесь и далее:

$$K_0(\alpha)=\frac{1}{\alpha}\ln\frac{\sqrt{\lambda_1}-\frac{1}{R}+1+\alpha}{\sqrt{\lambda_1}-\frac{1}{R}+1-\alpha}\cdot\ln\frac{(\sqrt{\lambda_1}-\frac{1}{R}+1+\alpha)R}{\sqrt{\lambda_1}-\frac{1}{R}+1-\alpha} \quad ,$$

$$\widetilde{J}(\alpha)=\sqrt{\lambda_1}\cdot\ln\frac{\alpha+\frac{1}{R}+1+\sqrt{\lambda_1}}{\alpha+\frac{1}{R}+1-\sqrt{\lambda_1}} \qquad \text{при} \quad R<1 \quad \text{и} \tag{4.9}$$

$$\lambda_1=\left(\alpha+1+\frac{1}{R}\right)^2-\frac{4}{R}>0 \; .$$

Квадратичная расходимость диаграммы I равна:

$$\widetilde{\Gamma}^{(3)}_{V;V_1V_2} = g\sqrt{R}\cdot S\cdot f_V^{I}\cdot f_V^{\bar{I}}\cdot P_2^{W}\cdot\left\{\left[\frac{q^2}{M_1^2M_2^2}-\frac{1}{M_1^2}-\frac{1}{M_2^2}\right]\cdot M_W^2\cdot\gamma_\nu(A_1+B_1\gamma_5)+\right.$$
$$\left.+\frac{M_W^2}{M_1^2M_2^2}\cdot\left[im_4\cdot q_\nu(A_1+B_1\gamma_5)-im_1\cdot q_\nu\cdot(A_1-B_1\gamma_5)\right]\right\} \; . \tag{4.10}$$

Диаграмма II:

$$\Gamma^{(3)}_{W;WA} = \frac{ie^2}{16\pi^2}\cdot S\cdot f^{I}_{W}\cdot f^{\bar{II}}_{q}\cdot\Big\{\Big[\Big(\frac{9}{2}+\frac{m_1^2}{M_W^2}-2\frac{m_2^2}{M_W^2}-\frac{11}{6}\alpha_W\Big)\gamma_\nu(1+\gamma_5)+ \tag{4.11}$$
$$+\frac{m_1 m_2}{M_W^2}\cdot\gamma_\nu(1-\gamma_5)+\frac{7}{3}\cdot\frac{im_1}{M_W^2}\cdot q_\nu(1-\gamma_5)-\frac{7}{3}\cdot\frac{im_2}{M_W^2}q_\nu(1+\gamma_5)\Big]\cdot P+V_A^{(3)}(\alpha_W;m_2^2)\gamma_\nu(1+\gamma_5)\Big\}.$$

Диаграмма III:

$$\Gamma^{(3)}_{W;AW} = \frac{ie^2}{16\pi^2}\cdot S\cdot f^{I}_{q}\cdot f^{\bar{II}}_{W}\Big\{\Big[\Big(\frac{9}{2}+\frac{m_4^2}{M_W^2}-2\frac{m_1^2}{M_W^2}-\frac{11}{6}\alpha_W\Big)\gamma_\nu(1+\gamma_5)+$$
$$+\frac{m_1 m_4}{M_W^2}\gamma_\nu(1-\gamma_5)+\frac{7}{3}\cdot\frac{im_1}{M_W^2}\cdot q_\nu(1-\gamma_5)-\frac{7}{3}\cdot\frac{im_4}{M_W^2}\cdot q_\nu(1+\gamma_5)\Big]\cdot P+V_A^{(3)}(\alpha_W;m_1^2)\cdot\gamma_\nu(1+\gamma_5)\Big\}. \tag{4.12}$$

Конечный вклад $V_A^{(3)}(\alpha_W;m_j^2)$. равен:

$$V_A^{(3)}(\alpha;m_j^2)=2\cdot\Big[1-\frac{1}{\alpha}\ln(1+\alpha)\Big]\cdot\ln\frac{m_j^2}{M_W^2}-\frac{2}{\alpha}\Big[\Phi(1)-\Phi(1+\alpha)\Big]+$$
$$+\frac{2}{\alpha}\cdot\ln\alpha\cdot\ln(1+\alpha)+(1+\alpha)\cdot\Big[\frac{13}{12\alpha^2}-\frac{5}{6\alpha}-\frac{11}{12}\Big]\cdot\ln(1+\alpha)-\frac{13}{12\alpha}- \tag{4.13}$$
$$-\frac{43}{12}+\frac{16}{9}\alpha \quad \text{для} \quad \alpha\neq-1 \quad \text{и} \quad j=1,2,\dots \, .$$

При $\alpha=-1$ для диаграммы II имеем:

$$V_A^{(3)}(-1;m^2)=-\frac{77}{18}+\Big[2\cdot\frac{M_W^2+m_2^2-m_1^2}{\sqrt{\lambda_{1;2}}}\cdot\ln\frac{M_W^2+m_2^2-m_1^2+\sqrt{\lambda_{1;2}}}{M_W^2+m_2^2-m_1^2-\sqrt{\lambda_{1;2}}}\cdot P_{IR}+$$
$$+2\ln\frac{m_2^2}{M_W^2}-\frac{1}{2}\ln^2\frac{m_2^2}{M_W^2}\Big] \quad \text{и} \quad \lambda_{1;2}=(M_W^2-m_1^2-m_2^2)^2-4m_1^2m_2^2>0. \tag{4.14}$$

Для диаграммы III:

$$V_A^{(3)}(-1;m^2)=-\frac{77}{18}+\Big[2\cdot\frac{M_W^2+m_1^2-m_4^2}{\sqrt{\lambda_{1;4}}}\cdot\ln\frac{M_W^2+m_1^2-m_4^2+\sqrt{\lambda_{1;4}}}{M_W^2+m_1^2-m_4^2-\sqrt{\lambda_{1;4}}}\cdot P_{IR}+$$
$$+2\ln\frac{m_1^2}{M_W^2}-\frac{1}{2}\ln^2\frac{m_1^2}{M_W^2}\Big] \quad \text{и} \quad \lambda_{1;4}=(M_W^2-m_1^2-m_4^2)^2-4m_1^2m_4^2>0. \tag{4.15}$$

Вклады квадратичной расходимости (при $n\to2$) в диаграммах II и III:

$$\tilde{\Gamma}^{(3)}_{W;WA}=ie^2\cdot S\cdot f^{I}_{W}\cdot f^{\bar{II}}_{q}\cdot P_2^W\cdot\gamma_\nu(1+\gamma_5)\,,$$
$$\tilde{\Gamma}^{(3)}_{W;AW}=ie^2\cdot S\cdot f^{I}_{q}\cdot f^{\bar{II}}_{W}\cdot P_2^W\cdot\gamma_\nu(1+\gamma_5)\,. \tag{4.16}$$

Диаграмма IУ:

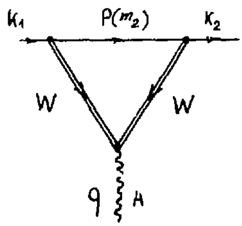
$$\Gamma^{(3)}_{V;V\chi} = \frac{f^{I}_{V}\cdot G_V}{16\pi^2\cdot M_V^2}\cdot\frac{G_q^{\bar{I}}}{\sqrt{2}}\cdot\left[\left(-q_\nu+\frac{1}{2}\cdot i m_4\gamma_\nu\right)\cdot(a+\gamma_5)-\frac{1}{2} i m_1\gamma_\nu(a-\gamma_5)\right]\cdot P, \quad (4.17)$$

где константа взаимодействия $\chi\bar{V}V$ – G_V равна $g\cdot M_V^2/M_W$.

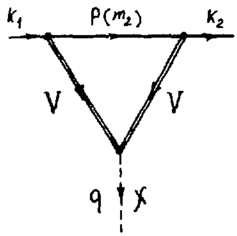
Диаграмма У:

$$\Gamma^{(3)}_{V;\chi V} = \frac{f^{\bar{I}}_{V}\cdot G_V}{16\pi^2\cdot M_V^2}\cdot\frac{G_q^{I}}{\sqrt{2}}\cdot\left[\left(q_\nu-\frac{1}{2}\cdot i m_4\cdot\gamma_\nu\right)\cdot(a-\gamma_5)+\frac{1}{2}\cdot i m_1\gamma_\nu(a+\gamma_5)\right]\cdot P. \quad (4.18)$$

Вклада в полюс $n=2$ диаграммы IУ и У не содержат, а конечными частями, которые $\sim m^2/M_V^2$, пренебрегаем в обоих случаях. Исследуем остальные диаграммы второго рода.



УI



УII

Диаграмма УI:

$$\Gamma^{(3)}_{A;WW} = \frac{e}{16\pi^2}\cdot 8\cdot S\cdot f^{I}_{W}\cdot f^{\bar{I}}_{W}\cdot\Bigg\{\Bigg[\left(\frac{1}{4}\cdot\frac{m_1^2}{M_W^2}+\frac{1}{4}\cdot\frac{m_4^2}{M_W^2}-\frac{3}{4}\cdot\frac{m_2^2}{M_W^2}+\frac{1}{8}d_w\cdot\frac{m_2^2}{M_W^2}-\right.$$

$$\left.-\frac{2}{3}d_w+\frac{d_w^2}{24}\right)\gamma_\nu(1+\gamma_5)+\frac{m_1\cdot m_4}{4\cdot M_W^2}\cdot\left(1+\frac{d_w}{2}\right)\cdot\gamma_\nu(1-\gamma_5)+ \quad (4.19)$$

$$+\left(\frac{i m_1\cdot q_\nu(1-\gamma_5)}{M_W^2}-\frac{i m_4 q_\nu(1+\gamma_5)}{M_W^2}\right)\cdot\left(\frac{2}{3}+\frac{m_4^2-m_2^2}{8M_W^2}-\frac{d_w}{24}\right)\Bigg]\cdot P+$$

$$+\bar{V}_2(d_w)\cdot\gamma_\nu(1+\gamma_5)\Bigg\},$$

где $\bar{V}_2(d)$ определяется формулой (4.7). Вклад в полюс $n=2$ равен

$$\tilde{\Gamma}^{(3)}_{A;WW} = -e\cdot S\cdot f^{I}_{W}\cdot f^{\bar{I}}_{W}\cdot 2\cdot P_2^{W}\cdot\left[(d_w-2)\gamma_\nu(1+\gamma_5)+\frac{i m_4}{M_W^2}\cdot q_\nu(1+\gamma_5)-\frac{i m_1}{M_W^2}\cdot q_\nu(1-\gamma_5)\right]. \quad (4.20)$$

Диаграмма УII:

$$\Gamma^{(3)}_{\chi;VV} = (-i)^3\cdot f^{I}_{V}\cdot f^{\bar{I}}_{V}\cdot G_V\cdot\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\cdot\frac{\gamma_\alpha(a_2+\gamma_5)(\hat{p}+i m_2)\gamma_\beta(a_1+\gamma_5)}{(p^2+m_2^2)^2\cdot[(p-k_1)^2+M_V^2]\,[(p-k_2)^2+M_V^2]}\cdot\Gamma_{\alpha\beta},$$

где

$$\Gamma_{\alpha\beta}=\left(\delta_{\alpha\nu}+\frac{(p-k_2)_\alpha(p-k_2)_\nu}{M_\nu^2}\right)\cdot\left(\delta_{\beta\nu}+\frac{(p-k_1)_\beta\cdot(p-k_1)_\nu}{M_\nu^2}\right). \qquad (4.21)$$

В этом случае нас интересуют только полюсные вклады:

$$\Gamma^{(3)}_{\mathfrak{f};\nu\nu}=-i\,\frac{f_\nu^{I}f_\nu^{II}}{16\pi^2\cdot M_\nu^2}\cdot b_\nu\cdot\Big\{\frac{1}{2}\cdot d_\nu\cdot\Big[2m_2\cdot(a_2-\gamma_5)(a_1+\gamma_5)-m_1\cdot(a_2-\gamma_5)(a_1-\gamma_5)-$$
$$-m_4(a_2+\gamma_5)(a_1+\gamma_5)\Big]+\frac{1}{2M_\nu^2}\cdot\Big[m_1\cdot(m_4^2-3m_2^2)\cdot(a_2-\gamma_5)(a_1-\gamma_5)+$$
$$+m_2\cdot(4m_2^2-m_1^2-m_4^2)\cdot(a_2-\gamma_5)(a_1+\gamma_5)+m_4\cdot(m_1^2-3m_2^2)\cdot(a_2+\gamma_5)\cdot(a_1+\gamma_5)+ \qquad (4.22)$$
$$+2m_1\cdot m_2\cdot m_4\cdot(a_2+\gamma_5)(a_1-\gamma_5)\Big]\cdot\Big\}\cdot P\ .$$

Вклад в полюс $n=2$:

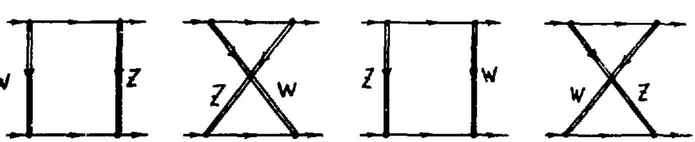
$$\tilde{\Gamma}^{(3)}_{\mathfrak{f};\nu\nu}=i\,\frac{f_\nu^{I}\cdot f_\nu^{II}}{M_\nu^2}\cdot b_\nu\cdot\Big[2m_2\cdot(a_2-\gamma_5)(a_1+\gamma_5)-$$
$$-m_1\cdot(a_2-\gamma_5)(a_1-\gamma_5)-m_4\cdot(a_2+\gamma_5)(a_1+\gamma_5)\Big]\cdot P_2'\ . \qquad (4.23)$$

Полученными выражениями исчерпываются все вклады вершинных функций 2-го рода.

5. Диаграммы двухчастичного обмена (ТРЕ).

В этом разделе мы рассмотрим все возможные фермионные диаграммы двухчастичного обмена. Верхняя фермионная линия несет импульсы начального (конечного) фермиона $q(m)-k_1(k_2)$, а нижняя - импульсы начального (конечного) фермиона $Q(\mu)-P_1(P_2)$.

Диаграммы I:



Удобно рассматривать эти четыре диаграммы вместе:

$$B_{WZ}=(-i)^4\cdot(-i)^2\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\cdot\Big\{ f_Z^{II} f_W^{I}\cdot F_Z^{II}\cdot F_W^{I}\cdot\frac{\gamma_\beta(a_2+\gamma_5)(\hat{k}_1-\hat{p}+im_2)\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\otimes\gamma_\delta(b_2+\gamma_5)}{[(p-k_1)^2+m_2^2]\cdot[(p+p_1)^2+\mu_2^2]}\cdot$$

$$\cdot(\hat{p}+\hat{p}_1+i\mu_2)\gamma_\gamma(1+\gamma_5)+f_Z^{II}\cdot f_W^{I}\cdot F_W^{II}\cdot F_Z^{I}\cdot\frac{\gamma_\beta(a_2+\gamma_5)(\hat{k}_1-\hat{p}+im_2)\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\otimes\gamma_\gamma(1+\gamma_5)}{[(p-k_1)^2+m_2^2]\,[(p-p_2)^2+\mu_1^2]}\cdot$$

$$\cdot(\hat{p}_2-\hat{p}+i\mu_1)\cdot\gamma_\delta(b_1+\gamma_5)+f_W^{II}\cdot f_Z^{I}\cdot F_W^{II}\cdot F_Z^{I}\cdot\frac{\gamma_\alpha(1+\gamma_5)(\hat{p}+\hat{k}_2+im_1)\gamma_\beta(a_1+\gamma_5)\otimes}{[(p+k_2)^2+m_1^2]\,[(p-p_2)^2+\mu_1^2]}\cdot \qquad (5.1)$$

$$\cdot\gamma_\gamma(1+\gamma_5)(\hat{p}_2-\hat{p}+i\mu_1)\gamma_\delta(b_1+\gamma_5)+f_W^{II}\cdot f_Z^{I}\cdot F_Z^{II}\cdot F_W^{I}\cdot\frac{\gamma_\alpha(1+\gamma_5)(\hat{p}+\hat{k}_2+im_1)\gamma_\beta(a_1+\gamma_5)\otimes}{[(p+k_2)^2+m_1^2]\,[(p+p_1)^2+\mu_2^2]}\cdot$$

$$\cdot\gamma_\delta(b_2+\gamma_5)(\hat{p}+\hat{p}_1+i\mu_2)\gamma_\gamma(1+\gamma_5)\Big\}\cdot\frac{1}{(p^2+m_W^2)[(p-q)^2+m_Z^2]}\cdot$$

$$\cdot\left(\delta_{\alpha\gamma}+\frac{p_\alpha p_\gamma}{M_W^2}\right)\cdot\left(\delta_{\beta\delta}+\frac{(q-p)_\beta\cdot(q-p)_\delta}{M_Z^2}\right).$$

Здесь F_Z^{I} и F_Z^{II}, F_W^{I} и F_W^{II} имеют тот же смысл, что и f_V^{I} и f_V^{II}, с той разницей, что первые относятся к фермионной линии Q. Для сокращения записи будем использовать символ прямого произведения γ-матриц:

$$\bar{u}(k_2)\gamma_\alpha u(k_1)\cdot\bar{u}(p_2)\gamma_\beta u(p_1)\Longrightarrow\gamma_\alpha\otimes\gamma_\beta. \qquad (5.2)$$

После вычислений в приближениях (1.9) и (2.8) получим:

$$B_{WZ}=\frac{i}{16\pi^2 M_W^2}\cdot\Big(\Big\{\Big[-\zeta\cdot\tilde{\zeta}\cdot\Big(\frac{3}{2}+\frac{3}{2}R-\frac{R d_W}{6}\Big)-\zeta\cdot R\Big(F_Z^{II}\cdot\frac{\mu_2^2}{M_W^2}-F_Z^{I}\cdot\frac{\mu_1^2}{M_W^2}\Big)-$$

$$-\tilde{\zeta}\cdot R\cdot\Big(f_Z^{II}\cdot\frac{m_2^2}{M_W^2}-f_Z^{I}\cdot\frac{m_1^2}{M_W^2}\Big)\Big]\cdot O_\alpha\otimes O_\alpha-\zeta\cdot R\cdot\left(F_Z^{II}-F_Z^{I}\right)\cdot\frac{\mu_1\cdot\mu_2}{M_W^2}\cdot O_\alpha\otimes\tilde{O}_\alpha-$$

$$-\tilde{\zeta}\cdot R\cdot\left(f_Z^{II}-f_Z^{I}\right)\cdot\frac{m_1\cdot m_2}{M_W^2}\cdot\tilde{O}_\alpha\otimes O_\alpha-2\cdot\Big(\frac{1}{3}\cdot\zeta\cdot\tilde{\zeta}+\zeta\cdot F_Z^{II}+\zeta\cdot f_Z^{II}+4\cdot f_Z^{II}\cdot F_Z^{II}\Big)\cdot$$

$$\cdot R\,\frac{m_2\mu_2}{M_W^2}\cdot(1+\gamma_5)\otimes(1+\gamma_5)+2\cdot\Big(\frac{1}{3}\cdot\zeta\cdot\tilde{\zeta}-\zeta\cdot F_Z^{I}+\tilde{\zeta}\cdot f_Z^{II}-4f_Z^{II}\cdot F_Z^{I}\Big)\cdot R\frac{m_2\mu_1}{M_W^2}(1+\gamma_5)\otimes(1-\gamma_5)+$$

$$+2\cdot\Big(\frac{1}{3}\cdot\zeta\,\tilde{\zeta}+\zeta\cdot F_Z^{II}-\tilde{\zeta}\cdot f_Z^{I}-4f_Z^{I}\cdot F_Z^{II}\Big)\cdot R\cdot\frac{m_1\mu_2}{M_W^2}(1-\gamma_5)\otimes(1+\gamma_5)+2\Big(-\frac{1}{3}\zeta\,\tilde{\zeta}+ \qquad (5.3)$$

$$+\zeta\cdot F_Z^{I}+\tilde{\zeta}\cdot f_Z^{I}-4f_Z^{I}\cdot F_Z^{II}\Big)\cdot R\,\frac{m_1\mu_1}{M_W^2}\cdot(1-\gamma_5)\otimes(1-\gamma_5)\Big\}\cdot P+\Big\{-\zeta\cdot\tilde{\zeta}\Big[\frac{1}{4}\Big(1+R+$$

$$+\frac{Rd_w}{3}\Big)+(1+R)\cdot \overset{(1)}{I}(d_w)-\frac{R}{2}\cdot\overset{(2)}{I}(d_w)\Big]+d\cdot\Big[f_Z^{II}\cdot F_Z^{II}\cdot(1+a_2)(1+b_2)+f_Z^{I}\cdot F_Z^{I}\cdot(1+a_1)\cdot$$

$$\cdot(1+b_1)\Big]\cdot\Big[2\cdot K_0(d_w)+B_\phi^W(S;M_W^2;M_Z^2)\Big]-2\cdot\Big[f_Z^{II}\cdot F_Z^{I}\cdot(1+a_2)(1+b_1)+f_Z^{I}\cdot F_Z^{II}\cdot(1+a_1)\cdot$$

$$\cdot(1+b_2)\Big]\cdot A_2^W\Big\}\cdot O_d\otimes O_d-2\cdot\Big[f_Z^{II}\cdot F_Z^{I}\cdot(1+a_2)(1+b_1)+f_Z^{I}F_Z^{II}(1+a_1)(1+b_2)\Big]\frac{\hat{P}_1(1+\gamma_5)\otimes\hat{K}_1(1+\gamma_5)}{M_W^2}\cdot A_1^W\Big).$$

Здесь и далее:

$$\tilde{\zeta}=F_Z^{I}\cdot(1+b_1)-F_Z^{II}\cdot(1+b_2)\,,\quad \zeta=f_Z^{I}\cdot(1+a_1)-f_Z^{II}\cdot(1+a_2). \qquad (5.4)$$

$$O_d=\gamma_d(1+\gamma_5)\,,\quad \tilde{O}_d=\gamma_d(1-\gamma_5)\,. \qquad (5.5)$$

Для A_1 и A_2 имеем:

$$A_1^V=\frac{1}{\varepsilon\beta}\Big[\frac{1-R(1+d)}{Rd}\cdot\ln R-2\ln\varepsilon+\frac{1}{d}\cdot\tilde{J}(d)\Big]+\frac{4}{\beta}\Big(\frac{\delta}{2\beta}-1\Big)\cdot K_0(d)+$$

$$+\frac{2}{\varepsilon\beta}\cdot\Big(1-\frac{\beta}{Rd\varepsilon}+\frac{\varepsilon\delta}{2d\beta}\Big)\cdot\Big[\Phi(1)-\Phi(1-R\varepsilon)\Big]+\frac{2}{\varepsilon\beta}\cdot\Big(1-\frac{\beta}{d\varepsilon}+\frac{\varepsilon\delta}{2d\beta}\Big)\cdot \qquad (5.6)$$

$$\cdot\Big[\Phi(1)-\Phi(1-\varepsilon)\Big]+\frac{2}{\varepsilon}\Big(1-\frac{\delta}{\beta}-\frac{\varepsilon\delta^2}{2d\beta^2}+\frac{\varepsilon+\beta}{Rd\beta\varepsilon}\Big)\cdot B_\phi(-X;M_W^2;M_Z^2)\,,$$

$$A_2^V=\frac{1}{d}\Big(\frac{\delta}{2\beta}-\frac{1}{R\varepsilon}\Big)\cdot\Big[\Phi(1)-\Phi(1-R\varepsilon)\Big]+\frac{1}{d}\Big(\frac{\delta}{2\beta}-\frac{1}{\varepsilon}\Big)\cdot\Big[\Phi(1)-\Phi(1-\varepsilon)\Big]+ \qquad (5.7)$$

$$+\frac{\delta}{\beta}\cdot K_0(d)+\frac{1}{d}\Big(\frac{2}{R\varepsilon}-\frac{\delta^2}{2\beta}\Big)\cdot B_\phi(-X;M_W^2;M_Z^2)\,,$$

где введены обозначения:

$$\varepsilon\equiv\varepsilon_V=\frac{-2P_1K_2}{M_V^2}=\frac{X}{M_V^2}\,,\ \beta\equiv\beta_V=\frac{-2P_1K_1}{M_V^2}=\frac{S}{M_V^2}\,,\ \delta\equiv\delta_V=d_V+2\,. \qquad (5.8)$$

В полученном выражении (5.3):

$$\overset{(1)}{I}(d)=-2-\frac{1+d-\frac{1}{R}}{2d}\cdot\ln R+\frac{1}{2d}\cdot\tilde{J}(d)\,, \qquad (5.9)$$

$$\overset{(2)}{I}(d)=-\frac{2}{3}\Big(1+\frac{1}{R}\Big)-\frac{(1-R)^2}{6R^2d}-\frac{5}{18}d- \qquad (5.10)$$

$$-\frac{1+d-\frac{1}{R}}{6Rd}\cdot\Big(1+\frac{R\cdot\lambda_1}{2d}\Big)\cdot\ln R+\frac{1}{12d^2}\cdot\lambda_1\cdot\tilde{J}(d)\,.$$

$\widetilde{T}(\alpha)$ и $K_0(\alpha)$ определены формулой (4.9).

B_ϕ – функции представлены в интегральном виде:

$$B^V_\phi(s;M_W^2;M_Z^2) = \beta_V \cdot \int_0^1 \frac{dy}{M_y(M_y+\beta_V)+\beta_V d_V y(1-y)} \cdot \ln\frac{M_y^2}{\beta_V(M_y+d_V y(1-y))}, \qquad (5.11)$$

$$B^V_\phi(-x;M_W^2;M_Z^2) = \varepsilon_V \cdot \int_0^1 \frac{dy}{M_y(M_y-\varepsilon_V)-\varepsilon_V d_V y(1-y)} \cdot \ln\frac{M_y^2}{\varepsilon_V(M_y+d_V y(1-y))}. \qquad (5.12)$$

Здесь:

$$M_y = \frac{M_Z^2+(M_W^2-M_Z^2)y}{M_V^2}. \qquad (5.13)$$

Квадратичная расходимость (вклад в полюс $n=2$) равна:

$$\widetilde{B}_{WZ} = -\frac{iR}{M_W^2}\cdot P_2^W \cdot \zeta \cdot \widetilde{T} \cdot O_\alpha \otimes O_\alpha . \qquad (5.14)$$

<u>Диаграммы II:</u>

$$B_{ZZ} = (-i)^6 \cdot f_Z^{I} \cdot f_Z^{II} \cdot F_Z^{I} \cdot F_Z^{II} \cdot \int \frac{d^n p}{(2\pi)^n} \cdot \Big\{ \frac{\gamma_\beta(a-\gamma_5)(\hat{k}_1-\hat{p}+im)\gamma_\alpha(a+\gamma_5)\otimes}{[(p-k_1)^2+m^2][(p+P_1)^2+\mu^2]} \cdot$$

$$\cdot \gamma_\delta(b+\gamma_5)(\hat{p}+\hat{P}_1+i\mu)\gamma_\gamma(b+\gamma_5) + \frac{\gamma_\beta(a+\gamma_5)(\hat{k}_1-\hat{p}+im)\gamma_\alpha(a+\gamma_5)\otimes}{[(p-k_1)^2+m^2]\cdot[(p-P_2)^2+\mu^2]} \cdot \qquad (5.15)$$

$$\cdot \gamma_\gamma(b+\gamma_5)(\hat{P}_2-\hat{p}+i\mu)\gamma_\delta(b-\gamma_5)\Big\} \cdot \frac{1}{(p^2+M_Z^2)[(p-q)^2+M_Z^2]} \cdot$$

$$\cdot \left(\delta_{\alpha\gamma} + \frac{p_\alpha p_\gamma}{M_Z^2}\right)\cdot\left(\delta_{\beta\delta} + \frac{(p-q)_\beta (p-q)_\delta}{M_Z^2}\right).$$

В результате имеем:

$$B_{ZZ} = -i\,\frac{2^4}{16\pi^2 M_Z^2}\cdot f_Z^{I} f_Z^{II} F_Z^{I} F_Z^{II}\cdot\Big(\frac{m\cdot\mu}{M_Z^2}\cdot I\otimes I\cdot P + \frac{1}{2^5}\Big\{\Big[(1+a)^2(1-b)^2 O_\alpha\otimes\tilde O_\alpha + (1-a)^2(1+b)^2\tilde O_\alpha\otimes O_\alpha\Big]\Big[2\cdot K_0(d_Z)\big|_{R=1} - B_\emptyset^Z(-x;M_Z^2;M_Z^2) - A_2^Z\big|_{R=1,\ x\leftrightarrow -s}\Big] -$$

$$-\Big[(1+a)^2(1+b)^2 O_\alpha\otimes O_\alpha + (1-a)^2(1-b)^2\tilde O_\alpha\otimes\tilde O_\alpha\Big]\cdot\Big[2\cdot K_0(d_Z)\big|_{R=1} + B_\emptyset^Z(s;M_Z^2;M_Z^2) - A_2^Z\big|_{R=1}\Big] + \qquad (5.16)$$

$$+\Big[(1+a)^2(1+b)^2\frac{\hat p_1(1+\gamma_5)\otimes\hat k_1(1+\gamma_5)}{M_Z^2} + (1-a)^2(1-b)^2\frac{\hat p_1(1-\gamma_5)\otimes\hat k_1(1-\gamma_5)}{M_Z^2}\Big]\cdot A_1^Z\big|_{R=1} + \Big[(1+a)^2(1-b)^2\frac{\hat p_1(1+\gamma_5)\otimes\hat k_1(1-\gamma_5)}{M_Z^2} +$$

$$+(1-a)^2(1+b)^2\frac{\hat p_1(1-\gamma_5)\otimes\hat k_1(1+\gamma_5)}{M_Z^2}\Big]\cdot A_1^Z\big|_{R=1,\ x\leftrightarrow -s}\Big\}\Big).$$

конечной части пренебрегли слагаемыми порядка m^2/M_V^2, I – единичная матрица. Вклад в полюс $n=2$ диаграмма II не содержит.

Диаграмма III

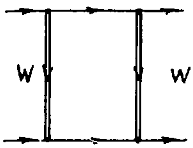
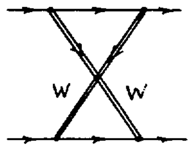


Диаграмма IV



Вклад диаграммы III:

$$B_{WW} = i\cdot\frac{2^4}{16\pi^2 M_W^2}\cdot f_W^{I} f_W^{II} F_W^{I} F_W^{II}\Big\{\Big[-(1+\gamma_5)\otimes(1+\gamma_5)\frac{m_2\mu_2}{6M_W^2} -$$

$$-(1-\gamma_5)\otimes(1+\gamma_5)\frac{m_1\mu_2}{12M_W^2} - (1+\gamma_5)\otimes(1-\gamma_5)\frac{m_2\mu_1}{12M_W^2} - (1-\gamma_5)\otimes(1-\gamma_5)\frac{m_1\mu_1}{6M_W^2} +$$

$$+O_\alpha\otimes\tilde O_\alpha\frac{\mu_1\mu_2}{8M_W^2} + \tilde O_\alpha\otimes O_\alpha\frac{m_1 m_2}{8M_W^2} + O_\alpha\otimes O_\alpha\cdot\Big(-\frac{3}{4}+\frac{d_W}{24}+\frac{m^2+\mu^2}{8M_W^2}\Big)\Big]\cdot P +$$

$$+\Big[\frac{17}{24}-\frac{d_W}{18}+\frac{1}{12}\Big(\frac{1}{4}-\frac{5}{d_W}\Big)\cdot J(d_W) + K_0(d_W)\big|_{R=1} +$$

$$+\frac{1}{2}\cdot B_\emptyset^W(s;M_W^2;M_W^2)\Big]O_\alpha\otimes O_\alpha\Big\}. \qquad (5.17)$$

Вклад диаграммы IУ:

$$\overset{\times}{B}_{WW}=i\,\frac{2^4}{16\pi^2\cdot M_W^2}\cdot f_W^{I}\cdot f_W^{II}\cdot F_W^{I}\cdot F_W^{II}\cdot\Bigg\{\Bigg[-(1+\gamma_5)\otimes(1+\gamma_5)\frac{m_2\mu_2}{12M_W^2}-(1-\gamma_5)\otimes(1+\gamma_5)\cdot$$

$$\cdot\frac{m_1\mu_2}{6M_W^2}-(1+\gamma_5)\otimes(1-\gamma_5)\frac{m_2\mu_1}{6M_W^2}-(1-\gamma_5)\otimes(1-\gamma_5)\frac{m_1\mu_1}{12M_W^2}-O_\alpha\otimes\tilde{O}_\alpha\cdot\frac{\mu_1\mu_2}{8M_W^2}-$$

$$-\tilde{O}_\alpha\otimes O_\alpha\cdot\frac{m_1m_2}{8M_W^2}-O_\alpha\otimes O_\alpha\cdot\left(-\frac{3}{4}+\frac{d_W}{24}+\frac{m^2+\mu^2}{8M_W^2}\right)\Bigg]\cdot P-$$

$$-O_\alpha\otimes O_\alpha\cdot\left[\frac{17}{24}-\frac{d_W}{18}+\frac{1}{12}\left(\frac{1}{4}-\frac{5}{d_W}\right)\cdot J(d_W)+\frac{1}{2}\cdot A_2^W\Big|_{R=1}\right]-$$

$$-\frac{\hat{P}_1(1+\gamma_5)\otimes\hat{K}_1(1-\gamma_5)}{M_W^2}\cdot\frac{1}{2}\cdot A_1^W\Big|_{R=1}\Bigg\}. \qquad (5.18)$$

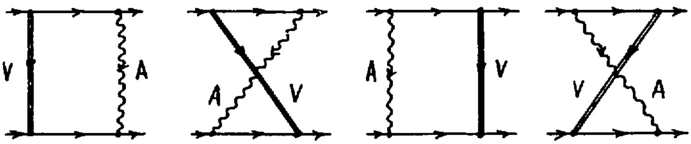
Здесь $B\emptyset$, A_1 и A_2 определяются формулами (5.11), (5.6) и (5.7). Вклад в полюс $n=2$ диаграммы III и диаграммы IУ связан соотношением:

$$\tilde{B}_{WW}=-\overset{\sim\times}{B}_{WW} \qquad (5.19)$$

и равен

$$\tilde{B}_{WW}=\frac{-4i}{M_W^2}\cdot f_W^{I}\cdot f_W^{II}\cdot F_W^{I}\cdot F_W^{II}\cdot P_2^W\cdot O_\alpha\otimes O_\alpha\;. \qquad (5.20)$$

Следующая группа диаграмм У – диаграммы с векторными частицами и фотоном.



$$B_{VA}=\frac{ie^2}{16\pi^2\cdot M_V^2}\cdot f_V\cdot F_V\cdot\Bigg(\gamma_\alpha(a+\gamma_5)\otimes\gamma_\alpha(b+\gamma_5)\cdot 2\left(f_q^{I}-f_q^{II}\right)\cdot\left(f_Q^{I}-f_Q^{II}\right)\cdot P+$$

$$+2\gamma_\alpha(a+\gamma_5)\otimes\gamma_\beta(b+\gamma_5)\cdot\frac{\delta_{\alpha\beta}+q_\alpha q_\beta/M_V^2}{1+d_V}\cdot\Big\{-f_q^{I}\cdot f_Q^{I}\cdot s\,L_s+f_q^{II}\cdot f_Q^{I}\cdot x\,L_x+$$

$$+f_q^{I}\cdot f_Q^{II}\cdot x'\cdot L_{x'}-f_q^{II}\cdot f_Q^{II}\cdot s'\cdot L_{s'}\Big\}\cdot P_{IR}+\Big\{(a-1)(b-1)\,\tilde{O}_\alpha\otimes\tilde{O}_\alpha+$$

$$+(a+1)(b+1)\,O_\alpha\otimes O_\alpha\Big\}\cdot\Big\{f_q^{I}\cdot f_Q^{I}\cdot\left[-m_V^2\cdot J_0(K_1;-P_1)+N(K_1;-P_1)\right]-$$

$$- f_q^{II} \cdot f_Q^{I} \cdot \left[A(-k_2; P_1) + N(-k_2; -P_1) \right] - f_q^{I} f_Q^{II} \cdot \left[A(k_1; P_2) + N(k_1; P_2) \right] +$$

$$+ f_q^{II} \cdot f_Q^{II} \left[-m_V^2 \cdot J_0(-k_2; P_2) + N(-k_2; P_2) \right] \Big\} + \Big\{ (a-1)(b+1)\, \widetilde{O}_\alpha \otimes O_\alpha +$$

$$+ (a+1)(b-1)\, O_\alpha \otimes \widetilde{O}_\alpha \Big\} \cdot \Big\{ f_q^{I} \cdot f_Q^{I} \cdot \left[-A(k_1; -P_1) + N(k_1; -P_1) \right] - \qquad (5.21)$$

$$- f_q^{II} \cdot f_Q^{I} \cdot \left[m_V^2 \cdot J_0(-k_2; -P_1) + N(-k_2; -P_1) \right] - f_q^{I} \cdot f_Q^{II} \left[m_V^2 \cdot J_0(k_1; P_2) + N(k_1; P_2) \right] +$$

$$+ f_q^{II} \cdot f_Q^{II} \cdot \left[-A(-k_2; P_2) + N(-k_2; P_2) \right] \Big\} + \Big\{ (a-1)(b+1) \cdot \frac{\hat{P}_1(1-\gamma_5) \otimes \hat{k}_1(1+\gamma_5)}{M_V^2} +$$

$$+ (a+1)(b-1) \cdot \frac{\hat{P}_1(1+\gamma_5) \otimes \hat{k}_1(1-\gamma_5)}{M_V^2} \Big\} \cdot \Big[f_q^{I} f_Q^{I} \cdot H(k_1; -P_1) + f_q^{II} f_Q^{I} \cdot E(-k_2; -P_1) +$$

$$+ f_q^{I} \cdot f_Q^{II} \cdot E(k_1; P_2) + f_q^{II} f_Q^{II} \cdot H(-k_2; P_2) \Big] + \Big\{ (a-1)(b-1) \frac{\hat{P}_1(1-\gamma_5) \otimes \hat{k}_1(1-\gamma_5)}{M_V^2} +$$

$$+ (a+1)(b+1) \frac{\hat{P}_1(1+\gamma_5) \otimes \hat{k}_1(1+\gamma_5)}{M_V^2} \Big\} \cdot \Big[f_q^{I} f_Q^{I} \cdot E(k_1, -P_1) + f_q^{II} f_Q^{I} H(-k_2; -P_1) +$$

$$+ f_q^{I} \cdot f_Q^{II} \cdot H(k_1; P_2) + f_q^{II} \cdot f_Q^{II} \cdot E(-k_2; P_2) \Big] \Big) .$$

Конечная часть получена в приближении (1.9), (2.8) и в приближении, когда инварианты S, X, ... процесса рассеяния фермионов удовлетворяют условию:

$$S, X, \dots \gg m^2, \mu^2 . \qquad (5.22)$$

Здесь и далее $S = -2P_1 k_1$; $X = -2P_1 k_2$; $S' = -2P_2 k_2$; $X' = -2P_2 k_1$.
Определим:

$$Q_1 = \begin{pmatrix} k_1 \\ -k_2 \end{pmatrix} , \quad Q_2 = \begin{pmatrix} -P_1 \\ P_2 \end{pmatrix} , \qquad (5.23)$$

и приведем общие выражения для $A(Q_1; Q_2)$, $N(Q_1; Q_2)$, ... содержащихся в конечной части (5.21):

$$J_0(Q_1; Q_2) = \frac{1}{2Q_1Q_2} \cdot \left[-\Phi(1) + \Phi\left(1 + \frac{2Q_1Q_2}{M_V^2}\right) \right] , \quad \mu(Q_1; Q_2) = \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \cdot \ln \frac{\sqrt{\Lambda} - 2Q_1Q_2}{\sqrt{\Lambda} + 2Q_1Q_2} , \qquad (5.24)$$

$$\Lambda = (2Q_1Q_2)^2 - 4Q_1^2 \cdot Q_2^2 \quad ;$$

$$L_S = -\mathcal{J}^\mu(K_1;-P_1),\ L_{S'} = -\mathcal{J}^\mu(-K_2;P_2),\ L_X = \mathcal{J}^\mu(-K_2;-P_1),\ L_{X'} = \mathcal{J}^\mu(K_2;P_2);$$

$$L(K_1;-P_1) = L(-K_2;P_2) = -\pi^2 + 2\Phi(1) + \frac{1}{4}\left(\ln\frac{s}{q^2} + \ln\frac{m^2}{q^2}\right)\ln\frac{s}{m^2} + \frac{1}{4}\left(\ln\frac{s}{q^2} + \ln\frac{\mu^2}{q^2}\right)\ln\frac{s}{\mu^2}, \tag{5.25}$$

$$L(K_1;P_2) - L(-K_2;-P_1) = -\Phi(1) + \frac{1}{4}\left(\ln\frac{x}{q^2} + \ln\frac{m^2}{q^2}\right)\ln\frac{x}{m^2} + \frac{1}{4}\left(\ln\frac{x}{q^2} + \ln\frac{\mu^2}{q^2}\right)\ln\frac{x}{\mu^2}; \tag{5.26}$$

$$A(Q_1;Q_2) = -\frac{M_V^2}{2d_V}\cdot J_0(Q_1;Q_2) + \frac{M_V^2}{2d_V}\cdot\frac{1+d_V}{q^2-2Q_1Q_2}\cdot\Big[-\Phi(1) + \Phi(1+d_V) +$$
$$+ \ln(1+d_V)\cdot\ln\frac{q^2}{(Q_1^2Q_2^2)^{1/2}} + 2Q_1Q_2\cdot\mathcal{J}^\mu(Q_1;Q_2)\cdot\ln\frac{1+d_V}{d_V} + 2\cdot L(Q_1;Q_2)\Big]; \tag{5.27}$$

$$N(Q_1;Q_2) = \frac{1}{4}\left[-1 + \frac{1+d_V}{2d_V}\cdot\ln(1+d_V)\right] + \frac{2Q_1Q_2}{2d_V(1+d_V)}\cdot\Big[\ln\frac{1+d_V}{d_V} -$$
$$-\frac{1}{2}\cdot d_V\cdot\ln d_V\Big]\cdot\mathcal{J}^\mu(Q_1;Q_2) + \frac{1}{2d_V}\cdot\frac{d_V+2}{d_V+1}\cdot\Big[L(Q_1;Q_2) + 2Q_1Q_2\cdot J_0(Q_1;Q_2)\Big]; \tag{5.28}$$

$$E(Q_1;Q_2) = 2\cdot\frac{M_V^2}{d_V}\cdot\Big\{J_0(Q_1;Q_2) - \frac{1}{q^2-2Q_1Q_2}\cdot\Big[-\Phi(1) + \Phi(1+d_V) +$$
$$+ \ln(1+d_V)\cdot\ln\frac{q^2}{(Q_1^2Q_2^2)^{1/2}} + \frac{1}{2}\cdot 2Q_1Q_2\cdot\mathcal{J}^\mu(Q_1;Q_2)\cdot\ln\frac{1+d_V}{d_V} + L(Q_1;Q_2)\Big]\Big\}; \tag{5.29}$$

$$H(Q_1;Q_2) = 2\cdot\frac{M_V^2}{d_V}\cdot\left(1 + \frac{M_V^2}{4Q_1Q_2}\right)\cdot J_0(Q_1;Q_2) - \frac{M_V^4}{2Q_1Q_2\cdot(q^2-2Q_1Q_2)}\cdot$$
$$\cdot\Big[\ln\frac{M_V^2}{2Q_1Q_2} + \frac{1+d_V}{d_V}\cdot\ln(1+d_V)\Big] + \frac{1}{2Q_1Q_2}\cdot\frac{1}{q^2-2Q_1Q_2}\cdot\left(1 + d_V - \frac{2\cdot M_V^2}{d_V\cdot 2Q_1Q_2}\right)\cdot$$
$$\cdot\Big[-\Phi(1) + \Phi(1+d_V) + \ln(1+d_V)\cdot\ln\frac{q^2}{(Q_1^2Q_2^2)^{1/2}} +$$
$$+ \frac{1}{2}\cdot 2Q_1Q_2\cdot\mathcal{J}^\mu(Q_1;Q_2)\cdot\ln\frac{1+d_V}{d_V} + L(Q_1;Q_2)\Big]. \tag{5.30}$$

Вклад в полюс $n=2$ диаграммы У не дают.

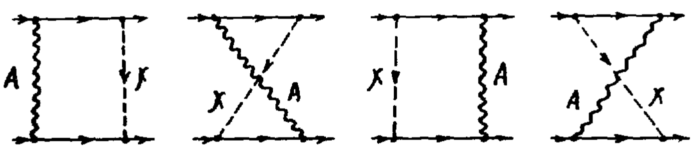
Следующий набор диаграмм УI является чисто электродинамическим. Приведем результат для полноты:

$$
\begin{aligned}
B_{AA} = &-\frac{ie^4}{16\pi^2 q^2}\cdot 2\cdot f_q^2\cdot f_Q^2\cdot\Big\{\Big[sL_s - x\cdot L_x - x'\cdot L_{x'} + s'\cdot L_{s'}\Big]\cdot\gamma_\alpha\otimes\gamma_\alpha\cdot P_{IR} + \\
&+\gamma_\alpha\otimes\gamma_\alpha\cdot\Big[2\cdot(1+\ln d_w)\cdot\ln\frac{x}{s} - \frac{q^2}{2s}\cdot\Big(1-\ln\frac{x}{q^2}\Big)\cdot\ln\frac{x}{q^2} + \frac{x}{s}\Big(1+\frac{q^2}{4s}\Big)\cdot\ln^2\frac{x}{q^2} - \\
&-\frac{q^2}{2x}\cdot\Big(1-\ln\frac{s}{q^2}\Big)\ln\frac{s}{q^2} - \frac{s}{x}\cdot\Big(1-\frac{q^2}{4x}\Big)\cdot\ln^2\frac{s}{q^2} - \frac{q^2}{2x}\cdot\Big[1+\frac{s}{2x}\cdot\Big(1-\frac{4x}{q^2}\Big)\Big]\cdot\pi^2\Big] + \hat{p}_1\otimes\hat{k}_1\cdot \\
&\cdot\Big[\frac{4}{x}\Big(1+\frac{q^2}{2x}\ln\frac{q^2}{s}\Big)\ln\frac{q^2}{s} - \frac{4}{s}\cdot\Big(1-\frac{q^2}{2s}\cdot\ln\frac{q^2}{x}\Big)\cdot\ln\frac{q^2}{x} - 2\cdot\frac{q^2}{x^2}\cdot\pi^2\Big] + \gamma_\alpha\gamma_5\otimes\gamma_\alpha\gamma_5\cdot \\
&\cdot\Big[\frac{q^2}{2s}\cdot\Big(1+\frac{x}{2s}\ln\frac{q^2}{x}\Big)\ln\frac{q^2}{x} - \frac{q^2}{2x}\cdot\Big(1+\frac{s}{2x}\cdot\ln\frac{q^2}{s}\Big)\cdot\ln\frac{q^2}{s} + \frac{1}{4}\cdot\frac{q^2 s}{x^2}\pi^2\Big]\Big\}. \qquad (5.31)
\end{aligned}
$$

Полюса при $n=2$ диаграмма УI не содержит. Конечная часть получена в приближении (1.9), (2.8) и (5.22).

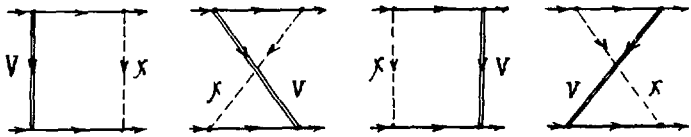
В заключение рассмотрим группу диаграмм с участием скалярного бозона χ. Здесь нас интересуют только полюсные вклады.

Диаграммы УП:



$$
B_{A\chi} = \frac{ie^2\cdot G_q\cdot G_Q}{16\pi^2\cdot(q^2+M_\chi^2)}\cdot f_q\cdot f_Q\cdot I\otimes I\cdot\Big(s\cdot L_s - x\cdot L_x - x'\cdot L_{x'} + s'\cdot L_{s'}\Big)\cdot P_{IR}. \qquad (5.32)
$$

Диаграммы УШ:



$$B_{V\chi} = \frac{-i}{16\pi^2 \cdot M_V^2} \cdot \Big[f_V^{I} \cdot F_V^{I} \cdot G_q^{II} \cdot G_Q^{II} \cdot (a+\gamma_5) \otimes (b+\gamma_5) -$$

$$- f_V^{I} \cdot F_V^{II} \cdot G_q^{II} \cdot G_Q^{I} \cdot (a+\gamma_5) \otimes (b-\gamma_5) - f_V^{II} \cdot F_V^{I} \cdot G_q^{I} \cdot G_Q^{II} \cdot (a-\gamma_5) \otimes (b+\gamma_5) +$$

$$+ f_V^{II} \cdot F_V^{II} \cdot G_q^{I} \cdot G_Q^{I} \cdot (a-\gamma_5) \otimes (b-\gamma_5) \Big] \cdot P \, . \tag{5.33}$$

Диаграммы УП и УШ, а также диаграммы с двумя виртуальными χ, не дающие вклада в ультрафиолетовый полюс $n=4$, квадратичной расходимости не имеют. Полученные выражения полностью исчерпывают вклады фермионных диаграмм с двухчастичным обменом.

Литература

1. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., ОИЯИ, Р2-II4I3, Дубна, 1978.
2. **Appelquist T.W., Primack J.R., Quinn H.R. Phys.Rev., 1972, D6, 2998.**
3. **'t Hooft G., Veltman M. Nucl.Phys. 1972, B44, 189.**
   Marciano W.J. Nucl.Phys., 1975, B84, 132.
   Marciano W.J., Sirlin A. Nucl.Phys. 1975, B88, 86.
4. **Bollini C.G., Giambiagi J.J., Sirlin A. Nuovo Cimento, 1973, 16A, 423.**
5. **M.Veltman. Nucl.Phys., 1977, B123, 89.**

Рукопись поступила в издательский отдел
24 марта 1978 года.