

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

047 P3

28/12-83  
P2-82-840

Д.Ю.Бардин, О.М.Федоренко, П.Х.Христова

ОБ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ПОПРАВКАХ  
НИЗШЕГО ПОРЯДКА  
ДЛЯ ФЕРМИОН-БОЗОННОГО РАССЕЯНИЯ.

СОБСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ  
И ВЕРШИННЫЕ ДИАГРАММЫ

Направлено в журнал "Nuclear Physics B"

1982

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе мы продолжаем нашу программу<sup>/1,2/</sup> по вычислению однопетлевых поправок к различным процессам в единой калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий Глэшоу, Вайнберга и Салама<sup>/3/</sup> /ГВС/. Как известно, эта теория получила солидное экспериментальное подтверждение на уровне борновского приближения<sup>/4/</sup>. Однако вопрос о справедливости ее предсказаний для высших порядков еще не решен. В наших предыдущих работах<sup>/1,2/</sup> рассматривались однопетлевые поправки к процессам рассеяния и аннигиляции любых двух фермионов со спином 1/2. Они явились результатом длительной деятельности<sup>/5/</sup> по изучению эффектов высших порядков в теории ГВС. Один из этих эффектов, электрослабые поправки к массам  $W^-$  и  $Z^0$ -бозонов<sup>/2,6,7,8/</sup>, станет, по всей видимости, пробным камнем для теории ГВС, когда на новых ускорителях с высокой энергией встречных пучков<sup>/9/</sup> будут обнаружены тяжелые векторные калибровочные бозоны и измерена их масса.

В последнее время /1981-1982 г.г./ появилось множество новых работ, в которых вычисляются поправки к параметру  $\sin^2 \Theta_W$  и, как следствие, получаются массы  $W^-$  и  $Z^0$ -бозонов. Левеллин Смит и Витер<sup>/10/</sup>, используя  $P$ -нечетную асимметрию в  $e\bar{e}$ -рассеянии слаковского эксперимента<sup>/11/</sup>, получают радиационные однопетлевые поправки к параметру  $\sin^2 \Theta_W$  и соответственно к массам  $W^-$  и  $Z^0$ -бозонов, которые совпадают с нашими результатами<sup>/2/</sup> и с результатами /относительно масс/ работ<sup>/8/</sup> /хотя они пользовались совершенно иной схемой перенормировок - схемой  $\overline{MS}$  с минимальными вычитаниями/. Очень близкие результаты получены в работе<sup>/12/</sup>, в которой учитывались только ведущие логарифмы с использованием методов ренормгруппы. Оригинальна работа<sup>/13/</sup>, в которой вычисляется электро-слабая поправка к  $\sin^2 \Theta_W$  в нарушающей  $P$ -четность части потенциала атомных переходов, и результат не очень далек от предыдущих. Поправка к нарушающей  $P$ -четность взаимодействию электрона с кварком исследуется также в работе<sup>/14/</sup>.

Из данных пяти экспериментов по измерению отношения  $R_\nu = \sigma(\nu N \rightarrow \nu X) / \sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} X)$  сечений инклюзивных процессов с нейтральными <sup>$\mu$</sup>  и заряженными токами извлекают<sup>/15/</sup> экспериментальное значение параметра  $\sin^2 \Theta_W$  /в среднем  $0,227 \pm 0,010$ /, которое отличается по своему физическому содержанию от  $\sin^2 \Theta_W^{\text{exp}} / 0,223 \pm 0,015$ /, извлекаемого из данных о  $P$ -нечетной асимметрии в слаковском эксперименте. Поэтому радиационная поправка к параметру  $\sin^2 \Theta_W$ , полученная на основе  $R_\nu$ , иная. Авторы работы<sup>/16/</sup> вычислили ее в естественной схеме перенормировок. Авторы работы<sup>/17/</sup> сделали это в схеме,

близкой к нашей. Такое же вычисление проведено в работе<sup>/10/</sup> в схеме  $\overline{MS}$ . Уравнения ренормгруппы использовались в работах<sup>/12,18/</sup>. Результаты очень близки и приводят к значению исправленного радиационными поправками параметра  $\sin^2 \theta_W = 0,217 + 0,015$ , которое получается и из анализа данных слабовского эксперимента<sup>/2,6,10/</sup> с учетом тормозного излучения фотонов, дающего поправку  $\delta = -0,001/10/$ . Связь между параметром  $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$  теории ГВС в естественной схеме перенормировок и параметром  $\sin^2 \theta_W(M_W)$ , определенным в схеме  $\overline{MS}$ , который обычно используется в теориях большого объединения, дается в работе<sup>/17/</sup>.

Поправка к параметру  $\sin^2 \theta_W$  вычислена в работах<sup>/19/</sup> на основе отношения  $R_\nu$  и отношения  $D = (\sigma_\nu^{NC} - \sigma_\nu^{CC}) / (\sigma_\nu^{CC} - \sigma_\nu^{CC})$  для тех же инклюзивных нейтринных процессов. Результаты, которые авторы получают для масс  $W$ - и  $Z^0$ -бозонов, в первом случае близки к результатам других работ, а во втором случае заметно различаются.

Подробное исследование радиационных поправок однопетлевого порядка для аннигиляции поляризованных электронов и позитронов в мюонную пару и в пару кварков проведено в работе<sup>/20/</sup>. Авторы обнаруживают значительные наблюдаемые эффекты высшего порядка для зарядовой асимметрии этих процессов.

Некоторые разногласия в результатах, полученных разными группами, можно отнести за счет разных определений  $\sin^2 \theta_W$  на однопетлевом уровне в различных схемах перенормировок. В некоторой степени они могут быть связаны с экспериментальной неточностью при измерении исходных величин. Отсутствие общепринятой схемы перенормировок создает существенные неудобства при сравнении конечных результатов разных работ. В связи с этим мы еще раз хотим подчеркнуть, что предпочтительнее работать в единой естественной схеме перенормировок<sup>/2/</sup>, которая имеет ясные и однозначные определения параметров теории и позволяет единым образом рассчитать амплитуды всех процессов. Такое единое рассмотрение однопетлевых поправок к различным процессам в теории ГВС, которое позволило бы выяснить причины указанных разногласий, и составляет предмет как этой работы, так и серии наших работ<sup>/1,2/</sup>.

Сейчас становится несомненным, что именно исследование эффектов высших порядков позволит оценить место теории ГВС в описании взаимодействий элементарных частиц. Особенно интересны в этом отношении процессы с участием векторных калибровочных бозонов. Они могут служить инструментом для исследования справедливости специфической локально-калибровочной структуры лагранжиана теории ГВС. Теперь, когда приближается возможность обнаружения тяжелых векторных калибровочных бозонов, представляется актуальной задачей дать такое единое рассмотрение этих процессов в однопетлевом приближении /один из процессов, а именно:  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ , уже рассматривался в однопетлевом приближении в работе<sup>/21/</sup>, а недавно и в работе<sup>/22/</sup>, какое было сделано для чисто фермионных процессов в наших работах<sup>/1,2/</sup>.

Интерес вызывают также процессы с участием скалярного бозона. О нем ничего неизвестно, и даже обнаружение  $W$ - и  $Z^0$ -бозонов и измерение их массы не даст нам никакого намека на величину его массы. А определение хотя бы порядка величины этой массы было бы весьма полезным для выяснения роли хиггсовского бозона и его самодействия.

В этой работе /которая является третьей в серии наших работ<sup>/1,2/</sup>/ мы остановимся на комптоноподобных процессах рассеяния /и аннигиляции/, включающих фермионы со спином  $1/2$  и векторные калибровочные бозоны  $A$ ,  $Z^0$ ,  $W^\pm$  и скалярный  $\chi$ -бозон. Здесь мы дадим набор формул для собственно-энергетических диаграмм фермионов /для векторных и скалярных бозонов они приведены в работе<sup>/1/</sup>/ и для всех вершинных диаграмм, которые могут встретиться при вычислении амплитуды таких процессов в однопетлевом приближении. Как и в предыдущих работах<sup>/1,2/</sup>, вычисления выполнены в унитарной калибровке /метрика Паули/ методом размерной регуляризации в области кинематических переменных

$$s, t, u, M_V^2, M_\chi^2 \gg m_i^2. \quad /I.1.1/$$

Лагранжиан взаимодействия представлен в работе<sup>/1/</sup> /здесь мы ограничиваемся рамками теории ГВС, поэтому  $b=0$ /. Здесь добавим лишь специфические для локально-калибровочной теории члены взаимодействия четырех векторных бозонов:

$$L_{4V} = [f^{2V2W} V_\mu^0 V_\nu^0 + f^{4W} W_\mu^+ W_\nu^-] W_\rho^+ W_\sigma^- (\delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\nu} \delta_{\rho\sigma}), \quad /1.1/$$

где  $V_\mu^0 = A_\mu$  или  $Z_\mu^0$ , и двух векторных с двумя скалярными:

$$L_{V\chi} = -f^{2V2} \chi |V|^2 \chi^2, \quad /1.2/$$

где  $V = Z^0$  или  $W$ . Диаграммы типа "box" и диаграммы тормозного излучения фотонов здесь не рассматриваются.

Приведенные здесь результаты справедливы как в области пространственно-подобных, так и в области времениподобных переданных импульсов, что дает возможность применять их при исследовании не только реакций рассеяния, но также и аннигиляции частиц. Они выдержали практическую проверку при вычислениях электрослабых однопетлевых поправок к амплитудам фермион-антифермионной аннигиляции в пару нейтральных векторных бозонов<sup>/23/</sup>.

Ссылки на формулы из наших предыдущих работ<sup>/1,2/</sup> мы будем обозначать через I и II.

## 2. СОБСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ФЕРМИОННЫЕ ДИАГРАММЫ

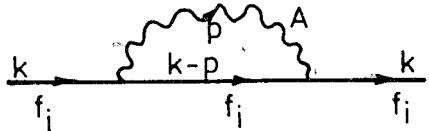
В этом разделе мы приведем точные формулы без ограничения /I.1.1/ для собственно-энергетических функций фермионов, а также для соответствующих констант перенормировки для фермионов.

Как и в работе<sup>/2/</sup>, мы придерживаемся здесь расширенной SU(2) ⊗ U(1) -теории ГВС с произвольным унитарным смешиванием фермионов, в которой имеется произвольное число левых дублетов лептонов, и такое же число, помноженное на три, левых дублетов кварков, а также соответствующие правые синглеты. Как и прежде<sup>/2/</sup>, будем использовать удобную в этом случае матричную запись формул. В этой записи столбец всех фермионов строится из столбцов up и down фермионов /см. II.2.2/.

### 2.1. Диаграммы

Собственно-энергетические фермионные диаграммы описаны в работе<sup>/1/</sup> формулами /I.2.2/; /I.2.6/ и /I.2.9/. Там же даны первые члены тейлоровского разложения оператора собственной энергии. Здесь мы дадим полный вид этого оператора. Начальный интеграл, соответствующий диаграмме, такой же, как и в<sup>/1/</sup>, и здесь не приводится.

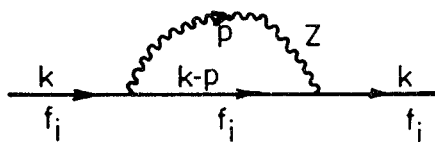
1.



$$\Sigma_A(k) = Q_f^2 \frac{e^2}{16\pi^2} \left\{ (-2\hat{k} + 8im_f)(P + \frac{1}{2} \ln \frac{m_f^2}{M_W^2}) + \hat{k} (1 - \frac{m_f^2}{k^2}) [1 - (1 + \frac{m_f^2}{k^2}) \text{Ln} |1 + \frac{k^2}{m_f^2}|] + im_f [-6 + 4(1 + \frac{m_f^2}{k^2}) \text{Ln} |1 + \frac{k^2}{m_f^2}|] \right\} \quad /2.1/$$

где  $m_f$ ,  $Q_f$  - диагональные матрицы масс и зарядов /в единицах заряда электрона/ фермионов; диагональные матрицы  $L_n \frac{m_f^2}{M_W^2}$  и  $\text{Ln} |1 + \frac{k^2}{m_f^2}|$  имеют элементы  $\ln \frac{m_i^2}{M_W^2}$  и  $\ln |1 + \frac{k^2}{m_i^2}|$  соответственно. Через P мы обозначаем ультрафиолетовую расходимость /см. /I.2.5//.

2.

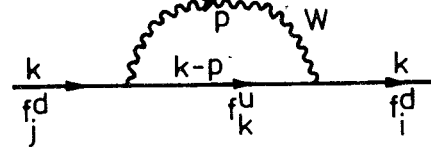


$$\Sigma_Z(k) = \frac{g^2}{16\pi^2} \cdot \frac{1}{16R} \left\{ \left[ \frac{k^2 + 3m_f^2}{M_Z^2} (P + \frac{1}{2} \ln \frac{M_Z^2}{M_W^2}) - \frac{3}{2} + A(k^2, m_f^2, M_Z^2) \right] \right\}$$

$$-\hat{k} (a + \gamma_5)^2 + im_f \left[ (6 - 2 \frac{m_f^2}{M_Z^2}) (P + \frac{1}{2} \ln \frac{M_Z^2}{M_W^2}) - 1 + B(k^2, m_f^2, M_Z^2) \right] (a^2 - 1) \quad /2.2/$$

где  $a = 1 - 4(1-R) |Q_f|$ ,  $R = \cos^2 \Theta_W = \frac{M_W^2}{M_Z^2}$ , функции  $A(k^2, m_f^2, M_Z^2)$  и  $B(k^2, m_f^2, M_Z^2)$  даны в Приложении А.

3.



$$\Sigma_W(k) = \frac{g^2}{16\pi^2} \left[ \frac{1}{4} \frac{k^2 + 3m_I^2}{M_W^2} P - \frac{3}{8} + \frac{1}{4} A_I(k^2, m_I^2, M_W^2) \right] \hat{k} (1 + \gamma_5) \quad /2.3/$$

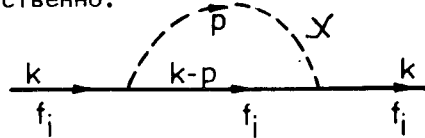
Здесь возникают недиагональные эрмитовы матрицы

$$m_I^2 = \begin{pmatrix} K m_d^2 K^+ & 0 \\ 0 & K^+ m_u^2 K \end{pmatrix} \quad /2.4/$$

$$A_I(k^2, m_I^2, M_W^2) = \begin{pmatrix} K A(k^2, m_d^2, M_W^2) K^+ & 0 \\ 0 & K^+ A(k^2, m_u^2, M_W^2) K \end{pmatrix} \quad /2.5/$$

где K - унитарная матрица смешивания фермионов /см. /II.2.3// и /II.2.4//;  $m_u$  и  $m_d$  - диагональные матрицы масс up и down фермионов соответственно.

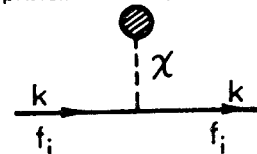
4.



$$\Sigma_X(k) = \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{m_f^2}{4M_W^2} \left[ -(\hat{k} + 2im_f) P - \hat{k} I_1(k^2, M_X^2, m_f^2) - im_f I_0(k^2, m_f^2, M_X^2) \right] \quad /2.6/$$

Функция  $I_0(k^2, M_X^2, m_f^2)$  определена формулой /I.2.22/, а  $I_1(k^2, M_X^2, m_f^2)$  дана в Приложении А.

5.



$$\Sigma_t(k) = im_f \frac{g^2}{16\pi^2} t \quad /2.7/$$

где t - константа, содержащая ультрафиолетовую расходимость.

$$6. \quad \begin{array}{c} k \\ \leftarrow \quad \times \quad \rightarrow \\ f_j \quad \quad \quad f_j \end{array}$$

$$\text{с.т.} = \hat{k} \left[ (\sqrt{Z_{fL}^+} \sqrt{Z_{fL}^-} - I) \frac{1+\gamma_5}{2} + (\sqrt{Z_{fR}^+} \sqrt{Z_{fR}^-} - I) \frac{1-\gamma_5}{2} \right] - i(Z_{mf} \frac{1-\gamma_5}{2} + Z_{mf}^+ \frac{1+\gamma_5}{2} - m_f). \quad /2.8/$$

Матрицы констант перенормировки для фермионов  $\sqrt{Z_{fL}^+}$ ,  $\sqrt{Z_{fR}^-}$  и  $Z_{mf}$  введены в работе /2/ формулами /II.2.9/ и /II.2.10/.

## 2.2. Константы перенормировки

Для диагональной части полного оператора собственной энергии имеем следующее перенормировочное условие на массовой поверхности:

$$[\bar{u}(k) \Sigma^D(k) \frac{\hat{k} + im_f}{k^2 + m_f^2}]_{\hat{k} = im_f} = [\frac{\hat{k} + im_f}{k^2 + m_f^2} \Sigma^D(k) u(k)]_{\hat{k} = im_f} = 0. \quad /2.9/$$

Для недиагональной части этого оператора имеем два перенормировочных условия соответственно на массовых поверхностях  $\hat{k} = im_i$  и  $\hat{k} = im_j$ :

$$[\bar{u}_i(k) \Sigma_{ij}^N(k) \frac{\hat{k} + im_j}{k^2 + m_j^2}]_{\hat{k} = im_i} = 0, \quad /2.10/$$

$$[\frac{\hat{k} + im_i}{k^2 + m_i^2} \Sigma_{ij}^N(k) u_j(k)]_{\hat{k} = im_j} = 0. \quad /2.11/$$

Решая уравнения для констант перенормировки, мы получаем в матричном виде

$$\begin{aligned} \sqrt{Z_{fL}^+} \sqrt{Z_{fL}^-} - I &= \frac{g^2}{16\pi^2} \{ (1-R) Q_f^2 [2P + 4P_{fR} - 4 + 3 \text{Ln} \frac{m_f^2}{M_W^2}] + \\ &+ [(1+(1-R)|Q_f|) \frac{m_f^2}{M_W^2} - \frac{3}{2} \frac{m_f^2}{M_W^2}] P + \frac{(1-R)^2}{R} Q_f^2 [\frac{3}{2} + \alpha] - \frac{1}{2} \frac{1-R}{R} \cdot \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times |Q_f| [3 + \alpha - A(-m_f^2, m_f^2, M_W^2)] + \frac{1}{8R} [3 + \beta] + \frac{m_f^2}{M_W^2} [\frac{1}{2} (1-R) |Q_f| - \\ &- \frac{1}{8}] \text{Ln} \frac{M_Z^2}{M_W^2} + \frac{1}{4} [3 + \beta_f] + 2N_L + \gamma \}, \quad /2.12/ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sqrt{Z_{fR}^+} \sqrt{Z_{fR}^-} - I &= \frac{g^2}{16\pi^2} \{ (1-R) Q_f^2 [2P + 4P_{fR} - 4 + 3 \text{Ln} \frac{m_f^2}{M_W^2}] + \\ &+ (1 - (1-R)|Q_f|) \frac{m_f^2}{M_W^2} P + \frac{(1-R)^2}{R} Q_f^2 [\frac{3}{2} + \alpha] - \frac{1}{2} \frac{1-R}{R} |Q_f| [A(-m_f^2, \end{aligned} \quad /2.13/$$

$$\begin{aligned} &m_f^2, M_Z^2) + \alpha] + \frac{1}{4R} m_f^2 A'(-m_f^2, m_f^2, M_W^2) + \frac{m_f^2}{M_W^2} [\frac{1}{8} - \frac{1}{2} (1-R) |Q_f|] \times \\ &\times \text{Ln} \frac{M_Z^2}{M_W^2} + \frac{1}{2} m_f^2 A'_{fD}(-m_f^2, m_f^2, M_W^2) + 2N_R + \gamma \}, \end{aligned}$$

$$Z_{mf} \frac{1-\gamma_5}{2} + Z_{mf}^+ \frac{1+\gamma_5}{2} - m_f = m_f \frac{g^2}{16\pi^2} \{ (1-R) Q_f^2 [8P + 4P_{fR} - 8 + 6 \text{Ln} \frac{m_f^2}{M_W^2}] +$$

$$+ [6 \frac{(1-R)^2}{R} Q_f^2 - 3 \frac{1-R}{R} |Q_f| + \frac{1}{4} \frac{m_f^2}{M_W^2}] P + \frac{1}{2} t + [3 \frac{(1-R)^2}{R} Q_f^2 - \frac{3}{2} \frac{1-R}{R} |Q_f| +$$

$$+ \frac{1}{8} \frac{m_f^2}{M_W^2}] \text{Ln} \frac{M_Z^2}{M_W^2} + (-\frac{(1-R)^2}{R} Q_f^2 + \frac{1}{2} \frac{1-R}{R} |Q_f|) [1 + \delta] + \frac{1}{4R} m_f^2 \times$$

$$\begin{aligned} &\times A'(-m_f^2, m_f^2, M_Z^2) + \frac{1}{2} m_f^2 A'_{fD}(-m_f^2, m_f^2, M_W^2) + \epsilon \} + \frac{g^2}{16\pi^2} m_f \times \end{aligned}$$

$$\times N_R (1 - \gamma_5) + N_R m_f (1 + \gamma_5), \quad /2.14/$$

где через  $N_L$  и  $N_R$  обозначены недиагональные матрицы  $(i \neq j)$  с элементами

$$N_{Lij} = \frac{1}{4} \left[ -\frac{m_i^2}{m_i^2 - m_j^2} A_{ij}(-m_i^2, m_i^2, M_W^2) + \frac{m_j^2}{m_i^2 - m_j^2} A_{ij}(-m_j^2, m_j^2, M_W^2) \right], \quad /2.15/$$

$$N_{Pij} = \frac{1}{4} \frac{m_i m_j}{m_i^2 - m_j^2} [-A_{ij}(-m_i^2, m_i^2, M_W^2) + A_{ij}(-m_j^2, m_j^2, M_W^2)]. \quad /2.16/$$

Выражения для констант  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\beta_1$ ,  $\gamma$  и  $\delta$ ,  $\epsilon$  даны в Приложении А. Обозначение  $A_{ID}$  показывает, что взята лишь диагональная часть матрицы  $A_I$ ,  $A'$  означает производную по импульсу, взятую на массовой поверхности /недиагональные части констант перенормировки фермионов вычисляются также в работах /24/.

Приведенные выше выражения /2.12/, /2.13/ и /2.14/ отличаются от соответствующих /II.2.18/, /II.2.19/ и /II.2.20/ тем, что здесь учтены конечные члены, пропорциональные  $m_f^2/M_V^2$ , вследствие чего появились члены, в которых проявляется действие матрицы смешивания фермионов, как диагональные ( $A_{ID}, A'_{ID}$ ), так и недиагональные ( $N_L, N_R$ ).

Отметим, что такой же порядок малости  $m_f^2/M_V^2$  имеют все недиагональные однопетлевые вклады в амплитуды с нейтральным током фермионов, т.е. все эффекты смешивания фермионов в процессах с нейтральными токами пропорциональны фермионным массам. Матрица констант перенормировки фермионных масс  $Z_{mf}$  оказывается неэрмитовой, для матриц же  $\sqrt{Z_{fL}}$  и  $\sqrt{Z_{fR}}$  можем принять /в рамках однопетлевого приближения/, что они эрмитовы<sup>25/</sup>. Это позволяет найти из /2.12/ и /2.13/ собственно  $\sqrt{Z_{fL}}$  и  $\sqrt{Z_{fR}}$ . Недиagonalная часть перенормированного фермионного оператора собственной энергии имеет вид

$$\Sigma_{ij}^{Ren}(k) = \frac{g^2}{16\pi^2} \left\{ \left[ \frac{1}{4} (A_{ij}(k, m_i^2, M_W^2) + N_{Lij}) \hat{k} - im_j N_{Rij} \right] (1 + \gamma_5) + (\hat{k} - im_i) N_{Rij} (1 - \gamma_5) \right\}. \quad /2.17/$$

#### ПРИЛОЖЕНИЕ А

1.

$$A(k^2, m^2, M_V^2) = \frac{1}{2} + \frac{m^2}{M_V^2} \left( \ln \frac{m^2}{M_V^2} - 1 \right) + I_0(k^2, m^2, M_V^2) - 2I_1(k^2, M_V^2, m^2) + \frac{k^2 + m^2}{M_V^2} \left( I_1(k^2, m^2, M_V^2) - \frac{1}{2} \ln \frac{M_V^2}{M_W^2} \right). \quad /A.1/$$

Функция  $I_0(k^2, M_1^2, M_2^2)$  определена формулой /I.2.22/. Для функции  $I_1(k^2, M_1^2, M_2^2)$  имеем\*

\*Поскольку функция  $I_1$ , определенная формулой /A.2/, очень часто входит в вершинные диаграммы и диаграммы типа "box", мы применяем обозначение  $I_1$  именно для этой функции, а не для /I.2.13/, для которой будем использовать теперь обозначение  $I_3$ .

$$I_1(k^2, M_1^2, M_2^2) = \int_0^1 x \ln \left[ x(1-x) \frac{k^2}{M_W^2} + x \frac{M_1^2}{M_W^2} + (1-x) \frac{M_2^2}{M_W^2} \right] dx = -\frac{1}{2} \ln \frac{M_1 M_2}{M_W^2} - 1 - \frac{1}{2} \frac{M_1^2 - M_2^2}{k^2} + \left[ \frac{1}{2} \frac{M_1^2}{k^2} + \frac{1}{4} \frac{(M_1^2 - M_2^2)^2}{k^4} \right] \ln \frac{M_2^2}{M_1^2} + \frac{1}{4} \left( 1 + \frac{M_1^2 - M_2^2}{k^2} \right) \frac{1}{k^2} L(k^2, M_1^2, M_2^2), \quad /A.2/$$

где  $L(k^2, M_1^2, M_2^2)$  определена формулами /I.2.14/-/I.2.16/. Функция  $A(k^2, m^2, M_V^2)$  имеет пределы

$$A(k^2, m^2, M_V^2) |_{|k^2| \approx m^2} \approx -\frac{7}{12} \frac{k^2}{M_V^2} - \frac{11}{4} \frac{m^2}{M_V^2} + \dots; \quad /A.3/$$

$$A(k^2, m^2, M_V^2) |_{|k^2| \gg m^2} \approx 1 - \frac{k^2}{M_V^2} + \frac{M_V^2}{k^2} + \left( \frac{1}{2} \frac{k^2}{M_V^2} - 1 \right) \left( 1 + \frac{M_V^2}{k^2} \right) \ln \left| 1 + \frac{k^2}{M_V^2} \right|; \quad /A.4/$$

$$A'(-m_1^2, m_2^2, M_V^2) = \frac{\partial A(k^2, m_2^2, M_V^2)}{\partial k^2} |_{k^2 = -m_1^2}. \quad /A.5/$$

2.

$$B(k^2, m^2, M_V^2) = 3 + \frac{m^2}{M_V^2} \left( 1 - \ln \frac{m^2}{M_V^2} \right) + 3 \left( I_0(k^2, m^2, M_V^2) - \ln \frac{M_V^2}{M_W^2} \right); \quad /A.6/$$

$$B(k^2, m^2, M_V^2) |_{|k^2| \approx m^2} \approx 3 \frac{k^2}{M_V^2} + \frac{m^2}{M_V^2} \left( 1 - 4 \ln \frac{m^2}{M_V^2} \right) + \dots; \quad /A.7/$$

$$B(k^2, m^2, M_V^2) |_{|k^2| \gg m^2} \approx 3 \left[ -1 + \left( 1 + \frac{M_V^2}{k^2} \right) \ln \left| 1 + \frac{k^2}{M_V^2} \right| \right]. \quad /A.8/$$

3.

$$\alpha = - \left[ A(-m_f^2, m_f^2, M_Z^2) - 2m_f^2 A'(-m_f^2, m_f^2, M_Z^2) - 2m_f^2 B'(-m_f^2, m_f^2, M_Z^2) \right]. \quad /A.9/$$

4.

$$\beta = -2 \left[ A(-m_f^2, m_f^2, M_Z^2) - m_f^2 A'(-m_f^2, m_f^2, M_Z^2) \right]. \quad /A.10/$$

$$\beta_1 = -2 \left[ A_{ID}(-m_f^2, m_f^2, M_W^2) - m_f^2 A'_{ID}(-m_f^2, m_f^2, M_W^2) \right]. \quad /A.11/$$

5.

$$\gamma = \frac{1}{4} \frac{m_f^2}{M_W^2} [I_1(-m_f^2, M_X^2, m_f^2) - 2m_f^2 I_0'(-m_f^2, m_f^2, M_X^2) - 2m_f^2 I_1'(-m_f^2, M_X^2, m_f^2)]. \quad /A.12/$$

6.

$$\delta = -[B(-m_f^2, m_f^2, M_Z^2) + 2m_f^2 A'(-m_f^2, m_f^2, M_Z^2) + 2m_f^2 B'(-m_f^2, m_f^2, M_Z^2)]. \quad /A.13/$$

7.

$$\epsilon = -\frac{1}{4} \frac{m_f^2}{M_W^2} [I_0(-m_f^2, m_f^2, M_X^2) + 2m_f^2 I_0'(-m_f^2, m_f^2, M_X^2) + 2m_f^2 I_1'(-m_f^2, M_X^2, m_f^2)]. \quad /A.14/$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bardin D.Yu., Christova P.Ch., Fedorenko O.M. Nucl.Phys., 1980, B175, p.435.
2. Bardin D.Yu., Christova P.Ch., Fedorenko O.M. Nucl.Phys., 1982, B197, p.1; Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Христова П.Х. ЯФ, 1982, 35, с.1220.
3. Glashow Sh.L. Nucl.Phys., 1961, 22, p.579; Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.1264; Salam A. Proc. of the Eight Nobel Symposium. J.Wiley, N.Y., 1968, p.367.
4. Wojcicki St.G. Preprint SLAC-PUB-2837, 1981.
5. Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. ОИЯИ, P2-10873, Дубна, 1977; Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ОИЯИ, P2-11413, P2-11414, P2-11461, Дубна, 1978; Bardin D.Yu., Fedorenko O.M., Shumeiko N.M. JINR, E2-12564, E2-12761, Dubna, 1979.
6. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ЯФ, 1979, 30, с.811; Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Шумейко Н.М. ЯФ, 1980, 32, с.782; Bardin D.Yu., Fedorenko O.M., Shumeiko N.M. J.Phys., 1981, G7, p.1331.
7. Marciano W.J. Phys.Rev., 1979, D20, p.274; Marciano W.J., Sirlin A. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.163.
8. Sirlin A. Phys.Rev., 1980, D22, p.971; Veltman M. Phys.Lett., 1980, 91B, p.95; Antonelli F. et al. Phys.Lett.,

- 1980, 91B, p.90; Nucl.Phys., 1981, B183, p.195; Aoki K.-I. et al. Prog.Theor.Phys., 1981, 65, p.1001.
9. CERN report CERN/ISR-LEP/79-33, Geneva, 1979.
10. Llewellyn Smith C.H., Wheater J.F. Phys.Lett., 1981, 105B, p.486; Preprint 5/82, Oxford, 1982.
11. Prescott C.Y. et al. Phys.Lett., 1978, 77B, p.347; 1979, 84B, p.524.
12. Dawson S., Hagelin J.S., Hall L. Phys.Rev., 1981, D23, p.2666.
13. Wheater J.F. Phys.Lett., 1981, 105B, p.483.
14. Сковпень Ю.И., Сушков О.П. ЯФ, 1981, 34, с.451.
15. Kim J.E. et al. Rev.Mod.Phys., 1981, 53, p.211.
16. Бардин Д.Ю., Докучаева В.А. ОИЯИ, P2-81-552, Дубна, 1981.
17. Marciano W.J., Sirlin A. Nucl.Phys., 1981, B189, p.442.
18. Antonelli F., Maiani L. Nucl.Phys., 1981, B186, p.269.
19. Paschos E.A., Wirbel M. Nucl.Phys., 1982, B194, p.189; Paschos E.A. Preprint DO-TH 82, 106, Dortmund, 1982.
20. Bohm M., Hollik W. Nucl.Phys., 1982, B204, p.45.
21. Lemoine M., Veltman M. Nucl.Phys., 1980, B164, p.445.
22. Philippe R. Preprint KUL-TF-81/20, Leuven, 1981.
23. Бардин Д.Ю., Христова П.Х. ОИЯИ, P2-82-836, Дубна, 1982.
24. Deshpande N.G., Eilam G. Preprint OITS-167, Eugene, Oregon, 1981; Mann G., Riemann T. Proc.Symp. Ahrenshoop, Preprint PHE-81-7, Zeuthen, 1981, p.128.
25. Marciano W.J., Sirlin A. Nucl.Phys., 1975, B93, p.303.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 декабря 1982 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Христова П.Х. P2-82-840  
Об электрослабых поправках низшего порядка для фермион-бозонного рассеяния.  
Собственно-энергетические и вершинные диаграммы

Продолжая начатую в /1,2/ программу по вычислению однопетлевого приближения для амплитуд различных процессов в теории ГВС с произвольным унитарным смешиванием фермионов, мы приводим набор формул для собственно-энергетических /фермионных/ и вершинных функций, необходимых при вычислении амплитуд процессов фермион-бозонного рассеяния /или превращения пары фермионов в пару бозонов/. Собственно-энергетические функции фермионов вычислены точно, при этом учтены эффекты смешивания фермионов. Конечные части вершинных функций вычислены в единственном приближении, когда инварианты амплитуд  $S$ ,  $t$  и  $u$  много больше квадратов масс фермионов, что позволяет использовать эти формулы при энергиях новых ускорителей: LEP, SLC, CESR, pp colliders (CERN), FNAL.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Bardin D.Yu., Fedorenko O.M., Christova P.Ch. P2-82-840  
On the Lowest Order Electroweak Corrections to Fermion-Boson Scattering.  
Self-Energy and Vertex Diagrams

Continuing our program of the investigation of one-loop amplitudes for different processes within the Glashow-Weinberg-Salam theory with arbitrary unitary mixing of fermion fields, we present now an exhaustive set of formulae for all self-energy and vertex diagrams necessary for calculating one-loop approximation for spin  $-\frac{1}{2}$  fermion-boson scattering (or fermion-antifermion annihilation into a boson pair). The self-energy fermion functions are calculated without any approximations, fermion mixing effects being taken into account. Finite parts of fermion vertices are calculated under the only restriction that all invariants of the amplitude  $S$ ,  $t$  and  $u$  be much larger than all fermion masses squared. This allows the use of formulae obtained at high energies of a new generation of accelerators: LEP, SLC, CESR, pp colliders (CERN), FNAL.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.