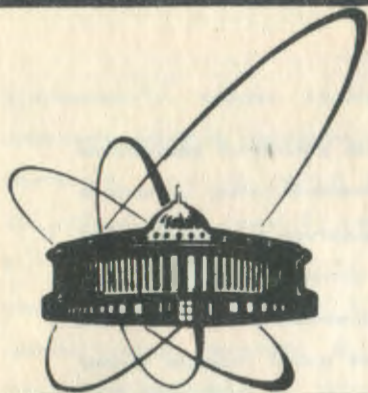


90-104



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Б 382

P2-90-104

В. А. Бедняков

СУПЕРСТРУННЫЙ Z' -БОЗОН НА СТ-ФАБРИКЕ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1990

В настоящее время значительное внимание уделяется разработке проектов e^+e^- и b -фабрик [1]. Главным элементом этих установок является электрон-позитронный коллайдер с энергией в несколько ГэВ и высокой (10^{33} см⁻¹/с) светимостью. Коллайдер должен быть источником большого числа τ -лептонов, очарованных или прелестных частиц, изучение физики которых представляет собой главную задачу e^+e^- и b -фабрик. Однако высокая светимость коллайдера позволяет также надеяться на успешное применение его для исследования ряда фундаментальных задач, таких как поиск проявлений новой физики, прецизионное определение $\sin^2\theta_W$ на масштабе нескольких ГэВ, изучение пространственно - временной и изотопической структуры нейтральных токов. При этом источником экспериментальной информации являются не конечные состояния, содержащие τ -лептоны, очарованные или прелестные частицы, а процесс их образования при e^+e^- -столкновениях. Такого сорта прецизионные данные при низких энергиях так же необходимы, как и данные при высоких энергиях (ЛЭП), более того, они представляют собой источник важной дополнительной информации. Например, из сравнения значений $\sin^2\theta_W$, полученных при нескольких ГэВ и на Z_0 -пике, можно сделать определенные выводы о характере эволюции констант связи в стандартной модели (СМ) [2].

Одним из наиболее обсуждаемых следствий суперструнной теории является дополнительный нейтральный Z' -бозон с массой не более нескольких ТэВ [3]. При отсутствии строгой схемы построения низкоэнергетической суперструнной феноменологии экспериментальное изучение характеристик Z' -бозона (его массы, угла смешивания с

Z_0 -бозоном и вершин взаимодействия с фермионами) позволит прояснить механизм нарушения исходной калибровочной E_6 -симметрии. Считается, что эта группа может нарушаться до подгрупп $G_5 = SU_{3C} \times SU_{2L} \times U_{1Y} \times U_{1\eta}$ (ранг 5) или $G_6 = SU_{3C} \times SU_{2L} \times U_{1Y} \times U_{1\psi} \times U_{1\chi}$ (ранг 6). Рассмотрение подгруппы ранга 6 дает два дополнительных нейтральных бозона Z_ψ и Z_χ . В предположении о существовании промежуточного масштаба $M_1 \approx 10^{10-11}$ ГэВ, на котором происходит спонтанное нарушение G_6 , остается лишь один "легкий" Z' -бозон [3]. Соответствующий ему U_1^1 -заряд имеет вид

$$Q^1(\psi_{E6}) = Q_\psi \cos \theta_{E6} + Q_\chi \sin \theta_{E6}, \quad (1)$$

где $Q_{\psi, \chi}$ отвечает $U_{1\psi, \chi}$ -зарядам. Угол θ_{E6} параметризует схему нарушения симметрии на промежуточном масштабе. Заряд Q_η подгруппы $U_{1\eta}$ соответствует фиксированному значению $\theta_{E6} = 142.2^\circ$.

Массовая матрица нейтральных полей Z и Z' в общем случае не диагональна. В результате диагонализации возникают поля Z_1, Z_2 с определенными массами M_1 и M_2 . Угол Z - Z' смешивания ϕ дается соотношением $\tan^2 \phi = (M_0^2 - M_1^2) / (M_2^2 - M_0^2)$, где $M_0 = 92.5$ ГэВ - массовый параметр, совпадающий с массой Z -бозона в СМ. Для полей Z_1 и Z_2 лагранжиан нейтральных токов имеет вид [4,5]

$$L_{NC} = \sum_{i=0}^2 g_i Z_i^\mu (\epsilon_L^i \bar{f}_L^\mu f_L + \epsilon_R^i \bar{f}_R^\mu f_R) = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^2 g_i Z_i^\mu \bar{f}_\mu (v^i - a^i \gamma_5) f, \quad (2)$$

где $g_0 = e$, $Z_0^\mu = A^\mu$, $g_1 = g_0 \cos^{-1} \theta_w \sin^{-1} \theta_w$, $g_2 = g_1 w = g \frac{\sqrt{5}}{1\sqrt{3}} \sin \theta_w$ [6], далее положим $\sin^2 \theta_w = 0.22$; $\epsilon_L^0(f) = \epsilon_R^0(f) = Q(f)$ -электрический заряд; $v_{\bar{f}}^1 = \epsilon_L^1(f) + \epsilon_R^1(f)$ и $a_{\bar{f}}^1 = \epsilon_L^1(f) - \epsilon_R^1(f)$. Для $i \neq 0$ и $B=L, R$

$$\begin{aligned} \epsilon_B^1(f) &= \epsilon_B^{cm}(f) \cos \phi + w \epsilon_B'(f) \sin \phi, \\ \epsilon_B^2(f) &= \epsilon_B'(f) \cos \phi - w^{-1} \epsilon_B^{cm}(f) \sin \phi. \end{aligned} \quad (3)$$

В СМ $\epsilon_L^{sm}(f) = T_{3L} - Q \sin^2 \theta_w$ и $\epsilon_R^{sm}(f) = -Q \sin^2 \theta_w$. Значения $\epsilon_B^{sm}(f)$ и $\epsilon_B'(f)$ приведены в таблице [4].

Таблица

	$\epsilon_L(e^-)$	$\epsilon_R(e^-)$	$a(e^-)$	$v(e^-)$
Z_{SM}	$-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_w$	$\sin^2\theta_w$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w$
Z_χ	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{10}}$	$\frac{2}{\sqrt{10}}$
Z_ψ	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$-\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	0
Z_η	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$	$\frac{1}{\sqrt{15}}$	$-\frac{1}{2\sqrt{15}}$	$\frac{3}{2\sqrt{15}}$

Рассмотрим процесс $e^-e^+\tau^-\tau^+$ вдали от порога (аналогично $e^-e^+\mu^-\mu^+$). Дифференциальное сечение образования τ^- под углом θ при взаимодействии лево-поляризованного электрона с позитроном можно записать в виде (для правого электрона $L \leftrightarrow R$) [4]:

$$\frac{d\sigma(e_L^-)}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2}{4s} [b_{LL}^2 (1+\cos\theta)^2 + b_{LR}^2 (1-\cos\theta)^2], \quad (4)$$

где при $A, B=L, R$ имеем

$$b_{AB} = Q_e Q_\tau + \chi_1 [\epsilon_A^1(e) \epsilon_B^1(\tau) + \epsilon_A^2(e) \epsilon_B^2(\tau) \chi_2 / \chi_1]. \quad (5)$$

$$\text{Здесь } \chi_1 = \frac{s}{\cos^2\theta_w \sin^2\theta_w} (s - M_1^2 + i\Gamma_1 M_1)^{-1}, \quad \chi_2 / \chi_1 = w^2 \frac{s - M_1^2 + i\Gamma_1 M_1}{s - M_2^2 + i\Gamma_2 M_2}.$$

Асимметрия "вперед-назад" A_{FB} записывается в виде

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3}{4} \frac{b_{LL}^2 - b_{LR}^2 + b_{RR}^2 - b_{RL}^2}{b_{LL}^2 + b_{LR}^2 + b_{RR}^2 + b_{RL}^2}. \quad (6)$$

Подставляя в A_{FB} соотношения (5) и полагая на время $\epsilon_A^2(e) \epsilon_B^2(\tau) \equiv \epsilon_A^2(e) \epsilon_B^2(\tau) \chi_2 / \chi_1$, получим для A_{FB} выражение (по $i, j=1, 2$ идет суммирование):

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \frac{2Q_e Q_\tau \chi_1 a_e^1 a_\tau^1 + \chi_1^2 a_\tau^J a_e^1 v_e^1 v_\tau^J}{4Q_e^2 Q_\tau^2 + 2Q_e Q_\tau \chi_1 v_e^1 v_\tau^1 + \frac{1}{4} \chi_1^2 (a_\tau^{12} + v_\tau^{12}) (a_e^{12} + v_e^{12})}. \quad (7)$$

Экспериментальное изучение возможных проявлений Z' -бозона может проводиться в двух взаимодополняющих направлениях. Первое – это прямое наблюдение рождения и распада Z' -бозона при сверхвысоких энергиях [7]. Второе – косвенные наблюдения малых отклонений результатов прецизионных измерений от предсказаний СМ [8]. В первом случае необходимо увеличивать энергию, во втором – точность измерений. Исследования проявлений Z' -бозона в e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях (область Z_0 -пика и выше) достаточно широко представлены в литературе [7-9]. Обсуждались вопросы как прямого рождения, так и косвенного проявления Z' -бозона в электрослабых асимметриях. При этом асимметрии на Z_0 -пике определяются резонансным вкладом Z_0 -бозона, т.е. отношением старших по χ_1 членов в числителе и знаменателе формулы (7). Однако легко заметить, что при низких энергиях, существенно ниже Z_0 -пика, резонансный вклад отсутствует, благодаря большой массе Z_0 -бозона или малости χ_1 . В этом случае асимметрия будет определяться первым членом в числителе формулы (7), т.е. произведением чисто аксиальных слабых констант лептонов. В пределе $s \ll M_1^2$ для асимметрии "вперед-назад" из (7) имеем

$$A_{FB} = \frac{3}{8} \frac{\chi_1}{Q_e Q_\tau} [a_e^1 a_\tau^1 + a_e^2 a_\tau^2 (v_{M_1}/M_2)^2]. \quad (8)$$

В СМ тогда $A_{FB}^{SM} = \frac{3}{8} \frac{\chi_1}{Q_e Q_\tau} a_e^{SM} a_\tau^{SM}$, поэтому прецизионное измерение A_{FB} по существу, означает экспериментальное определение аксиальных лептонных вершин. Если считать электронную аксиальную константу a_e^{SM} хорошо известной, то задача сводится к

экспериментальному нахождению аксиальной константы τ -лептона a_τ . Последнее интересно хотя бы с точки зрения проверки e - μ - τ -универсальности. Считая, что в древесном приближении СМ $\chi_1 = -s \frac{G_F \sqrt{2}}{\pi \alpha} \approx -6 \cdot 10^{-4} s (\text{ГэВ}^2)$, получим $A_{FB}^{SM} \approx -10^{-3}$ при $\sqrt{s} = 5$ ГэВ.

Для оценки вклада Z' -бозона вычислим не зависящее от энергии относительное отклонение $\Delta A = A_{FB} / A_{FB}^{SM} - 1$, которое необходимо сравнить с точностью измерения асимметрии A_{FB} . На рис. 1 представлены кривые, отвечающие фиксированному отклонению от СМ, как функции физической массы M_2 дополнительного Z' -бозона и угла смешивания ϕ . Здесь же даны контуры, ограничивающие допустимые в настоящее время значения параметров [10]. Имеется существенная зависимость от характера нарушения калибровочной симметрии на промежуточном масштабе (зависимость от θ_{E6}). Так, измерения с 3% точностью в случае Z_χ (рис. 1а) и Z_ψ (рис. 1б) позволят существенно уменьшить область допустимых значений параметров, 1%-ные измерения вообще могут исключить эти модели из числа феноменологически допустимых. Для Z_η (рис. 1в) лишь 1% измерений способен несколько улучшить уже имеющиеся ограничения.

Обычно для поляризованных пучков рассматривают лево-правую асимметрию $A_{LR} = \frac{\sigma(e_L) - \sigma(e_R)}{\sigma(e_L) + \sigma(e_R)}$. В пределе $s \ll M_1^2$ для нее, по аналогии с (8), имеем $A_{LR} = \frac{\chi_1}{2Q_e Q_\tau} [a_e^1 v_\tau^1 + a_e^2 v_\tau^2 (s M_1 / M_2)^2]$, однако из-за малости в СМ векторной константы $v_\tau^{SM} \approx 0.06$ ожидаемое значение A_{LR} примерно на порядок меньше A_{FB} . По этой причине ограничимся лишь указанием на то, что в отличие от A_{FB} , пропорциональной аксиальной константе a_τ , асимметрия A_{LR} определяется векторной константой v_τ .

В работе [5] для случая лептон-адронного рассеяния было

предложено соотношение R , которое представляет собой отношение различающихся вкладов нейтральных токов. Аналогичное выражение легко построить для чисто лептонного взаимодействия:

$$R = \frac{N_F(e_L^-) - N_B(e_L^-)}{N_F(e_R^-) - N_B(e_R^-)} = \frac{b_{LL}^2 - b_{LR}^2}{b_{RR}^2 - b_{RL}^2} = - \frac{\chi_1 \epsilon_L^1(e) a_\tau^1 [2Q_e Q_\tau + \chi_1 \epsilon_L^J(e) v_\tau^J]}{\chi_1 \epsilon_R^1(e) a_\tau^1 [2Q_e Q_\tau + \chi_1 \epsilon_R^J(e) v_\tau^J]}, \quad (9)$$

где $N_{F,B}(e_{L,R}^-)$ - число τ^- -лептонов, зарегистрированных в передней (задней) полусфере и рожденных электронами с левой (правой) киральностью (спиральностью). В пределе $s \ll M_1^2$ получим

$$R = - \frac{\epsilon_L^1(e) a_\tau^1}{\epsilon_R^1(e) a_\tau^1} = - \frac{\epsilon_L^1(e) a_\tau^1 + \epsilon_L^2(e) a_\tau^2 (w M_1 / M_2)^2}{\epsilon_R^1(e) a_\tau^1 + \epsilon_R^2(e) a_\tau^2 (w M_1 / M_2)^2}. \quad (10)$$

Отметим отсутствие в (10) малой величины χ_1 . В СМ получаем

$$R^{SM} = - \frac{\epsilon_L^{SM}(e)}{\epsilon_R^{SM}(e)} = - \frac{-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w}{\sin^2 \theta_w} \approx \frac{5}{4}, \quad (11)$$

при этом полностью выпадает зависимость от второго параметра СМ $\rho = M_W^2 M_Z^{-2} \cos^{-2} \theta_w$.

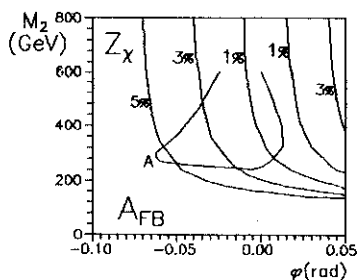
Соотношение R представляет интерес с двух точек зрения.

Во-первых, формула (11) обладает высокой чувствительностью к $\sin^2 \theta_w$:

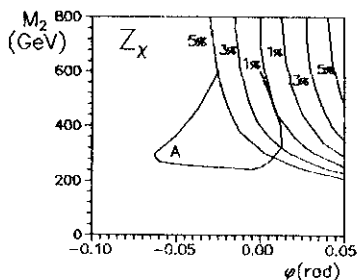
$$\Delta \sin^2 \theta_w = K \frac{-\Delta R}{R} \approx \frac{\Delta R}{8R}, \quad \text{где } K = R^{-1} \frac{dR}{d \sin^2 \theta} \approx 8 \text{ при } \sin^2 \theta_w \approx 0.22,$$

что позволяет надеяться на получение прецизионного значения $\sin^2 \theta_w$ при низких энергиях (несколько ГэВ). Если, к примеру, достичь относительной ошибки на R в 2%, то $\Delta \sin^2 \theta_w \approx 0.0025$. При практической реализации, однако, следует принять во внимание радиационные поправки.

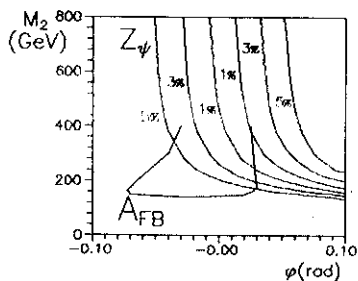
Во-вторых, формула (10) может быть использована для изучения вклада Z' -бозона. Построим относительное отклонение: $\Delta R = R/R^{SM} - 1$.



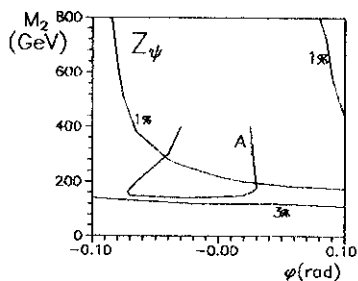
1a



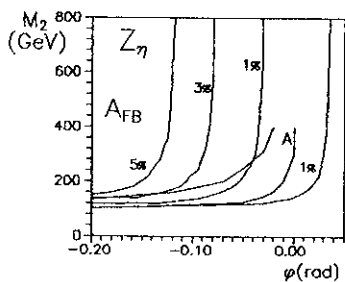
2a



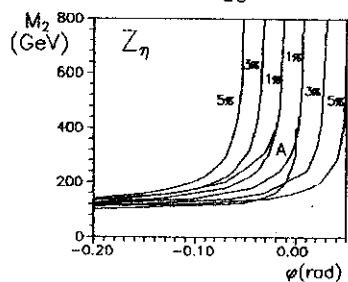
1б



2б



1в



2в

Рис. 1. Ограничения на угол $Z-Z'$ смешивания ϕ и массу Z' -бозона M_2 в моделях χ (а), ψ (б) и η (в). А - контур, ограничивающий (внутри себя) допустимую в настоящее время область параметров [10]. Кривые отвечают $n\%$ -му отклонению от стандартной модели в величине A_{FB} .

Рис. 2. То же, что на рис.1, но для величины R (10).

На рис. 2, в полной аналогии с рис. 1, представлены кривые для фиксированных значений ΔR . По сравнению с A_{FB} (рис.1) в случае Z_χ (рис. 2а) и Z_η (рис. 2в) можно достичь тех же ограничений на параметры при меньшей точности. Для Z_ψ (рис. 2б), наоборот, имеет место меньшая чувствительность.

Таким образом, вклад дополнительного Z' -бозона составляет несколько процентов, что открывает принципиальную возможность для его обнаружения на ст-фабрике. Если это сделать не удастся, то, по крайней мере, можно будет уменьшить область допустимых значений параметров. Полученные результаты могут быть использованы и в качестве оценок систематических неопределенностей при извлечении параметров стандартной модели.

Оценим необходимое для регистрации вклада Z' -бозона число полезных событий N . Будем считать, что $\Delta\%$ -отклонение от СМ в асимметрии A_{FB} может быть зарегистрировано, если это отклонение не меньше статистической относительной ошибки измерения асимметрии: $n \cdot 10^{-2} \approx \Delta A/A = \sqrt{D(A)}/N/A$. При $A \approx A_{FB}^{SM} (\sqrt{s}=6) \approx 2 \cdot 10^{-3}$ и $D(A) \approx 1/20$ получаем, что для регистрации $\Delta\%$ -отклонения необходимо иметь как минимум $N \approx n^{-2} \cdot 10^8$ полезных событий. Несомненно, данная оценка носит весьма приближенный характер (в частности, не учтено влияние систематических неопределенностей). Однако предполагается, что за год на ст-фабрике будет получено примерно 10^7 - 10^8 пар τ -лептонов [1], так что задача измерения асимметрии A_{FB} с точностью в несколько процентов статистически не кажется невыполнимой. Кроме того, в число полезных событий наряду с τ -лептонами можно также включить мюоны.

Для того чтобы выявить на опыте рассматриваемые отклонения, необходимо вычислить в СМ асимметрию A_{FB} с учетом радиационных поправок с точностью, по крайней мере, не хуже статистической.

Анализ показывает, что эта задача вполне разрешима [2,11].

Открытым остается лишь вопрос об экспериментальных систематических неопределенностях.

Отметим, наконец, возможность прецизионного измерения в e^+e^- -столкновениях аксиальной и векторной констант связи t -лептона, а также значения $\sin^2\theta_W$ при низких энергиях.

Автор благодарит Ю.П.Иванова, С.Г.Коваленко, А.А.Осипова и А.М.Рождественского за стимулирующие обсуждения.

Литература

1. J.Kirkby, CERN Prepr.CERN-EP/89-140. М.Б.Волошин и др. Препр. ИТЭФ 58-89. K.Wacker et al. Prepr. PSI, PR-88-09.
2. M.Consoli, W.Hollik, F.Jegerlehner, CERN Prepr.CERN-TH.5527-89; B.Lynn, M.E.Peskin, R.G.Stuart, SLAC Prepr.SLAC-PUB 3725 (1985), M.Bohm, W.Hollik, Nucl. Phys., 1982, B204, p.45; A.Blondel, CERN Prepr.CERN-EP/89-84.
3. M.Green, J.Schwarz, Phys. Lett., 1984, 148B, p.17; D.Gross et al., Phys. Rev. Lett., 1985, 54, p.502. R.W.Robinett, Phys. Rev., 1986, D33, p.1908; M.Dine et al., Nucl. Phys., 1985, B259, p.549; D.London, J.Rosner, Phys. Rev., 1986, D34, p.1530;
4. G.Belanger, S.Godfrey, Phys. Rev., 1986, D34, p.1309; Phys. Rev., 1987, D35, p.378; P.J.Franzini, F.J.Gilman, Phys. Rev., 1987, D35, p.855.
5. V.A.Bednyakov, S.G.Kovalenko -Prepr. JINR, E2-89-439, Dubna, 1989; To be published in Z.Phys.C.
6. R.W.Robinett, J.L.Rosner, Phys. Rev., 1982, D25, p.3036; P.Langacker, R.W.Robinett, J.L.Rosner, Phys. Rev., 1984, D30, p.1470.
7. F.del Aguila et al., Nucl. Phys., 1987, B287, p.4196; E.Cohen, J.Ellis, K.Enqvist, D.V.Nanopoulos, Phys. Lett., 1985, 165B, p.76; J.Ellis, K.Enqvist, D.V.Nanopoulos, F.Zwirner, Nucl. Phys., 1986, B276, p.436; T.G.Rizzo, Phys. Rev., 1986, D34, p.1438; V.Berger, N.G.Deshpande, K.Whisnant, Phys. Rev. Lett., 1986, 56, p.30; V.Berger et al., Phys. Rev., 1987, D35, p.2893; F.Zwirner, Int. J. Mod. Phys., 1988, A3, p.49; J.L.Hewett, T.G.Rizzo, Phys. Repts., 1989, 183, n5, 6.
8. D.London, G.Belanger, J.N.Ng, Mod. Phys. Lett., 1987, A2, p.343, F.Cornet, R.Ruckl, Phys. Lett., 1987, B184, p.263; S.Capstick, S.Godfrey, Phys. Rev., 1987, D35, p.3351; Phys. Rev., 1988, D37, p.2466; V.A.Bednyakov, S.G.Kovalenko, Sov. J. Nucl. Phys., 1989, 49, p.866; Phys. Lett., 1988, B214, p.640.
9. J.Ellis, P.J.Franzini, F.Zwirner, Phys. Lett., 1988, B202, p.417, A.A.Pankov, I.S.Satsunkevich, Sov. J. Nucl. Phys., 1988, 47, p.849; Prepr. Trieste IC/89/20; 1989;
10. L.S.Durkin, P.Langacker, Phys. Lett., 1986, B166, p.436; G.Costa et al., Nucl. Phys., 1988, B297, p.244; U.Amaldi et al., Phys. Rev., 1987, D36, p.1385.
11. D.Yu.Bardin, O.M.Fedorenko, Sov. J. Nucl. Phys., 1979, 30, p.418, Yad. Phys., 1979, 30, p.811; D.Yu.Bardin, V.M.Dokuchaeva, Sov. J. Nucl. Phys., 1982, 36, p.282, Yad. Phys., 1982, 36, p.482. A.Sirlin, W.Marciano, Nucl. Phys., 1981, B189, p.442; A.A.Akhundov, D.Yu.Bardin, T.Riemann, Nucl. Phys., 1986, B276, p.1; Д.Ю.Бардин, Прецизионные проверки стандартной теории. ОИЯИ, Дубна, 1988, P2-88-189.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 февраля 1990 года.