

УДК 530.1; 539.12

Вас.В. АНДРЕЕВ\*, В.В. АНДРЕЕВ\*, А.А. ПАНКОВ\*\*

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА $W^\pm$ -БОЗОНОВ В РЕАКЦИИ $e^-e^+ \rightarrow W^+W^-$

Выполнен модельно независимый анализ аномальных калибровочных констант связи  $W^\pm$ -бозонов и получены соответствующие ограничения на них и на связанные с ними электромагнитные характеристики  $W^\pm$ -бозонов, следующие из экспериментов на  $e^+e^-$ -Международном линейном коллайдере по измерению процесса  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow (e/\mu, \bar{\nu}) \oplus (q, \bar{q})$ . В основе метода получения модельно независимых ограничений на аномальные калибровочные константы лежит использование поляризационных сечений рассеяния при различных вариантах начальных и конечных состояний поляризации.

**Ключевые слова:** аномальные калибровочные константы, модельно независимый анализ, электрический квадрупольный и магнитный дипольный моменты.

### Введение

Проявления «новой физики» (эффекты, отличные от предсказаний Стандартной Модели (СМ)) в процессе

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- \quad (1)$$

могут возникнуть в виде дополнительных эффектов к вкладам в величину трехбозонных констант связи, называемых далее как аномальные константы. Это, в свою очередь, приводит к появлению ненулевых статических характеристик  $W^\pm$ -бозонов, таких, как аномальный магнитный дипольный и электрический квадрупольный ( $Q_W$ ) момент.

Задача по разделению эффектов аномальных трехбозонных взаимодействий и определению ограничений на их значения является чрезвычайно важной и актуальной как для процесса (1), так и для других планируемых экспериментов по исследованию самодействия калибровочных векторных бозонов на следующем поколении ускорителей (ILC) [1]. Только при существенно более высоких энергиях, достижимых на линейных  $e^+e^-$ -коллайдерах следующего поколения с  $\sqrt{s} = 0,5 - 1$  ТэВ, где действие механизма калибровочного сокращения становится определяющим в энергетическом поведении сечения рассеяния, чувствительность процесса (1) к различным эффектам новой физики и, в частности, к аномальным трехбозонным константам связи значительно возрастет и составит  $< 10^{-3}$  [2].

В [3, 4] было показано измерение конечных  $W^+W^-$ -поляризационных состояний мощным инструментом в разделении трех типов  $C$ - и  $P$ -сохраняющих форм аномальных констант. Целью данной работы является модельно независимое вычисление ограничений  $C$ - и  $P$ -сохраняющих аномальных бозонных констант связи и магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов  $W^\pm$ -бозонов на основе современных данных будущих линейных коллайдеров.

### 1. Лагранжиан трехбозонных взаимодействий

Эффективный лагранжиан, инвариантный относительно преобразований Лоренца, градиентных преобразований  $U(1)_{em}$ , а также преобразований  $C$ - и  $P$ -симметрии, можно представить в виде [5, 6]

$$L_{\text{eff}} = -i e [A_\mu (W^{-\mu\nu} W_\nu^+ - W^{+\mu\nu} W_\nu^-) + k_\gamma F_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} + \frac{\lambda_\gamma}{M_W^2} F^{\nu\lambda} W_{\lambda\mu}^- W_\nu^{+\mu}] - \\ - i e \text{ctg}\theta_W [g_1^Z Z_\mu (W^{-\mu\nu} W_\nu^+ - W^{+\mu\nu} W_\nu^-) + k_Z Z_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} + \frac{\lambda_Z}{M_W^2} Z^{\nu\lambda} W_{\lambda\mu}^- W_\nu^{+\mu}]. \quad (2)$$

Здесь  $W_{\mu\nu}^{\pm} = \partial_{\mu}W_{\nu}^{\pm} - \partial_{\nu}W_{\mu}^{\pm}$ ,  $Z_{\mu\nu} = \partial_{\mu}Z_{\nu} - \partial_{\nu}Z_{\mu}$ ,  $e = \sqrt{4\pi\alpha}$  и  $\theta_W$  – угол Вайнберга. Аномальные параметры, содержащиеся в выражении (2), выражаются через отклонения аномальных констант связи от значений, предсказываемых СМ:

$$\Delta g_1^Z = (g_1^Z - 1) \equiv \text{tg}\theta_W \delta_Z, \quad \Delta k_Z = (k_Z - 1) \equiv \text{tg}\theta_W x_Z + \Delta g_1^Z = \text{tg}\theta_W (x_Z + \delta_Z),$$

$$\Delta k_{\gamma} = (k_{\gamma} - 1) \equiv x_{\gamma}, \quad \lambda_{\gamma} \equiv y_{\gamma}, \quad \lambda_Z \equiv \text{tg}\theta_W y_Z. \quad (3)$$

Хорошо известно, что константы  $k_{\gamma}$  и  $\lambda_{\gamma}$  связаны со статическими характеристиками  $W^{\pm}$ -бозонов, такими, как магнитный дипольный  $\mu_W$  и электрический квадрупольный  $Q_W$  момент:

$$\mu_W = \frac{e}{2M_W}(1 + k_{\gamma} + \lambda_{\gamma}), \quad Q_W = -\frac{e}{M_W^2}(k_{\gamma} - \lambda_{\gamma}). \quad (4)$$

## 2. Наблюдаемые

В борновском приближении процесс (1) описывается амплитудами с обменом  $\gamma$ ,  $Z^0$  и  $\nu$ , представленными на рис. 1.

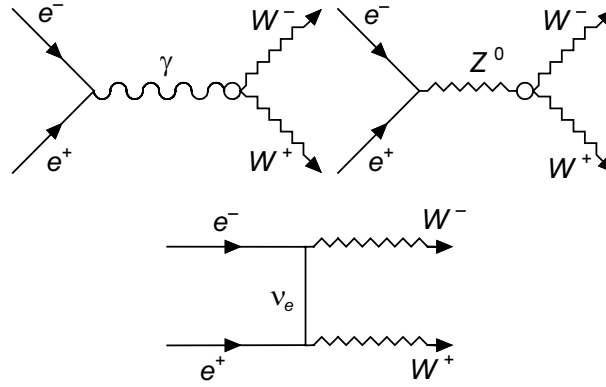


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы для  $e^{-}e^{+} \rightarrow W^{-}W^{+}$  в борновском приближении

Дифференциальное сечение для начальных  $e_{\lambda}^{+}e_{\lambda'}^{-}$  и конечных  $W_{\tau}^{+}W_{\tau'}^{-}$ -состояний может быть записано в виде

$$\frac{d\sigma_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}}{d\cos\theta} = \frac{\beta_W}{32\pi s} |M_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}|^2, \quad (5)$$

где  $\beta_W = \sqrt{1 - 1/\gamma_W^2}$  и  $\gamma_W = \sqrt{s}/(2m_W)$ . Индекс  $\lambda, (\lambda') = \pm 1$  обозначает спиральность электрона (позитрона), а  $\tau(\tau') = \pm 1(T), 0(L)$  – спиновые состояния  $W^{\pm}$ -бозонов.

Рассмотрим спиральные амплитуды  $M_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}$  в случае присутствия в трехбозонной вершине аномальных параметров:  $\delta_Z, x_{\gamma}, x_Z, y_{\gamma}, y_Z$ . В импульсном пространстве трехбозонная вершина, соответствующая лагранжиану (2), имеет вид

$$\Gamma_V^{\mu\alpha\beta}(P, k_1, k_2) = -i g_{VWW}^{SM} \tilde{\Gamma}_V^{\mu\alpha\beta}(P, k_1, k_2) = -i g_{VWW}^{SM} \times$$

$$\times \left[ \left( f_1^V g^{\alpha\beta} - \frac{f_2^V}{M_W^2} P^{\alpha} P^{\beta} \right) (k_1 - k_2)^{\mu} + f_3^V \left( P^{\alpha} g^{\mu\beta} - P^{\beta} g^{\mu\alpha} \right) \right], \quad (6)$$

где

$$f_1^{\gamma} = 1 + 2\gamma_W^2 y_{\gamma}, \quad f_2^{\gamma} = y_{\gamma}, \quad f_3^{\gamma} = 2 + x_{\gamma} + y_{\gamma}, \quad f_2^Z = \text{tg}\theta_W y_Z,$$

$$f_1^Z = 1 + \text{tg}\theta_W (\delta_Z + 2\gamma_W^2 y_Z), \quad f_3^Z = 2 + \text{tg}\theta_W (x_Z + y_Z + 2\delta_Z). \quad (7)$$

Остальные величины определены следующим образом:  $g_{\gamma WW}^{SM} = e$ ;  $g_{ZWW}^{SM} = e \operatorname{ctg} \theta_W$ . Введение аномальных констант модифицирует диаграммы с обменом фотоном и  $Z^0$ -бозоном. Амплитуда с обменом нейтрино  $M_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'}(\nu)$  остается такой же, как в СМ.

Используя метод базисных спиноров [7], получим выражения матричных элементов фейнмановских диаграмм для безмассовых фермионов с обменом нейтрино:

$$\begin{aligned} M_{0,0}^{\lambda, \lambda'}(\nu) &= 2 \delta_{\lambda', -\lambda} \delta_{\lambda, -1} n_s \left( \frac{t_W(\theta)}{\gamma_W^2} - \gamma_W^2 \right) \sin \theta, \\ M_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'}(\nu) &= \delta_{\lambda', -\lambda} \delta_{\lambda, -1} n_s \left[ 1 - t_W(\theta)(1 + \tau \beta_W)(1 - \tau' \beta_W) \right] \sin \theta, \\ M_{0, \tau}^{\lambda, \lambda'}(\nu) &= -M_{-\tau, 0}^{\lambda, \lambda'}(\nu) = \delta_{\lambda', -\lambda} \delta_{\lambda, -1} n_s \sqrt{2} \gamma_W \tau (1 + \tau \cos \theta) \left[ 1 - \frac{(1 - \tau \beta_W) t_W(\theta)}{\gamma_W^2} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

с  $t_W(\theta) = (1 + \beta_W^2 - 2\beta_W \cos \theta)^{-1}$ ,  $n_s = (2\pi\alpha)/(\beta_W s_W^2)$  и  $s_W = \sin \theta_W$ ,  $c_W = \cos \theta_W$ .

Для диаграмм с обменом фотоном и  $Z^0$ -бозоном имеем

$$M_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'}(\gamma) + M_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'}(Z) = 4\pi\alpha \lambda \delta_{\lambda, -\lambda'} \beta_W \left( A_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'}(\gamma) - \frac{g_{-\lambda}^e \chi(s)}{s_W^2} A_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'}(Z) \right), \quad (9)$$

где  $\chi(s) = s/(s - m_Z^2 + im_Z \Gamma_Z)$ ,  $g_{-\lambda}^e = -1/2(1 + \lambda) + 2s_W^2$ ; спиральные структуры  $A_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'}$  равны

$$A_{0,0}^{\lambda, \lambda'}(V) = -\left(1 + 2\gamma_W^2 [1 + f_0^V]\right) \sin \theta, \quad A_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'}(V) = (-1) f_1^V \delta_{\tau, \tau'} \sin \theta \quad (\tau, \tau' = \pm 1); \quad (10)$$

$$A_{0, \tau}^{\lambda, \lambda'}(V) = -A_{-\tau, 0}^{\lambda, \lambda'}(V) = f_3^V \gamma_W \frac{(\tau \lambda - \cos \theta)}{\sqrt{2}} \quad (\lambda, \tau = \pm 1); \quad (11)$$

$$f_0^\gamma = x_\gamma, \quad f_0^Z = x_Z + \frac{3 - \beta_W^2}{2} \delta_Z. \quad (12)$$

Как следует из (7) и (10) – (12), спиральные амплитуды, описывающие аннигиляционные переходы с фиксированными начальными и конечными поляризациями, обладают специфической зависимостью от аномальных трехбозонных констант связи. Если модификацию стандартных  $s$ -канальных амплитуд, обусловленную аномальными трехбозонными взаимодействиями, представить в виде

$$M(\gamma) + M(Z) \rightarrow M^{SM}(\gamma) + M^{SM}(Z) + \Delta M, \quad (13)$$

то вклад  $\Delta M$  в зависимости от поляризационных состояний  $W$ -бозонов ( $LL, TT, LT + TL$ ) пропорционален эффективной комбинации аномальных параметров  $\Delta_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'}$ :

$$\Delta M_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'} \sim \Delta_{\tau, \tau}^{\lambda, \lambda'} = c_{\tau, \tau}^\gamma - c_{\tau, \tau}^Z \frac{g_{-\lambda}^e \chi(s)}{2 s_W c_W}, \quad (14)$$

где соответственно

$$c_{LL}^\gamma = x_\gamma, \quad c_{TT}^\gamma = y_\gamma, \quad c_{LT}^\gamma = x_\gamma + y_\gamma; \quad (15)$$

$$c_{LL}^Z = x_Z + \frac{3 - \beta_W^2}{2} \delta_Z, \quad c_{TT}^Z = y_Z + \frac{1 - \beta_W^2}{2} \delta_Z, \quad c_{LT}^Z = x_Z + y_Z + 2 \delta_Z. \quad (16)$$

Для описания частично поляризованных наблюдаемых необходимо использовать матрицу плотности электронов и позитронов. Дифференциальное сечение для частично продольно-поляризованных фермионных пучков, полученное с помощью матрицы плотности, имеет вид [8, 9]

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{1}{4} \left[ (1+P_L)(1-P_L') \frac{d\sigma^+}{dz} + (1-P_L)(1+P_L') \frac{d\sigma^-}{dz} \right], \quad (17)$$

где

$$\frac{d\sigma^\lambda}{dz} = \frac{\beta_W}{32\pi s} |M^{\lambda,-\lambda}|^2, \quad z = \cos\theta \quad (\lambda = \pm 1). \quad (18)$$

В соотношении (17) компонента  $P_L$  определяет продольную, а  $P_T$  – поперечную поляризацию. Заметим, что в общем случае  $|\mathbf{P}| = \sqrt{P_T^2 + P_L^2} \leq 1$ , а для чистых состояний (при 100 %-й поляризации)  $|\mathbf{P}| = 1$ .

### 3. Методика определения трехбозонных аномальных констант

Общая методика оценки эффектов, отличных от СМ, рекомендует использовать для оценки чувствительности к аномальным трехбозонным константам связи наблюдаемых процесса (1) функцию вида [10]

$$\chi^2(\Omega) = \sum_{i=1}^{\text{bins}} \left[ \frac{N_i^{\text{anom}}(\Omega) - N_i^{SM}}{\delta N_i^{SM}} \right]^2, \quad (19)$$

где  $N_i^{SM}$  – число событий, попадающих в угловой интервал, ограниченный размерами  $i$ -го бина, а  $N_i^{\text{anom}}(\Omega)$  – число событий, индуцируемое взаимодействиями при наличии аномальных трехбозонных констант связи  $\Omega = \{x_{\gamma,Z}, y_{\gamma,Z}, \delta_Z\}$ . В формуле (19) суммирование выполняется по бинам, разбивающим весь разрешенный интервал угла рассеяния  $\theta$ . Число событий в  $i$ -м бине вычисляется по формуле

$$N_i = L_{\text{int}} \varepsilon \sigma_i, \quad (20)$$

где сечение рассеяния  $\sigma_i$  есть ( $z = \cos\theta$ )

$$\sigma_i \equiv \sigma(z_i, z_{i+1}) = \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left( \frac{d\sigma}{dz} \right) dz. \quad (21)$$

В (20)  $L_{\text{int}}$  – интегральная светимость установки, определяемая за весь период проведения эксперимента;  $\varepsilon$  – эффективность регистрации событий  $N_i$  экспериментальной установкой.

Ошибка измерения сечения, содержащаяся в выражении (19), состоит из двух частей, включающих статистическую и систематическую погрешности ( $\sim \delta_{\text{syst}}$ ):

$$\delta N_i^{SM} = \sqrt{N_i^{SM} + \left( \delta_{\text{syst}} N_i^{SM} \right)^2}. \quad (22)$$

При получении ограничений на аномальные параметры  $W^\pm$ -бозонов исходим из предположения о том, что результаты будущих экспериментов по измерению сечения процесса (1) согласуются с предсказаниями СМ в пределах ожидаемой точности измерений. В этом случае требование, наложенное на функцию (19) в виде неравенства

$$\chi^2(\Omega) \leq \Delta\chi_{\text{crit}}^2, \quad (23)$$

позволяет определить разрешенную область трехбозонных аномальных параметров. Здесь значение  $\Delta\chi_{\text{crit}}^2$  определяется задаваемым уровнем достоверности (С.Л.) и числом параметров, входящих в набор  $\Omega$ . Так, для С.Л. = 95 % величина  $\Delta\chi_{\text{crit}}^2 = 3,84, 5,99, 7,82$ , если число параметров равно 1, 2, 3 соответственно [10].

Специфическая зависимость матричных элементов процесса (1) от аномальных трехбозонных констант связи (см. (14) – (16)) позволяет определить оптимальные наблюдаемые с точки зрения модельно независимого анализа [3, 4]. В качестве таких наблюдаемых выберем сечение  $\sigma^{RL}$ , для

которого имеет место  $(1+P_L)(1-P'_L) \gg (1-P_L)(1+P'_L)$  в соотношении (17) и сечение  $\sigma^{LR}$  с  $(1+P_L)(1-P'_L) \ll (1-P_L)(1+P'_L)$ .

Согласно [11–14], значение  $P_L$  для электронов достигает 80 %, а для позитронов  $P'_L = 45$ –60 % (для расчетов используем значение  $P'_L = 50$  %). Таким образом, при нахождении ограничений аномальных констант имеем

$$(P_L, P'_L) = (\pm 0,8, \mp 0,5). \quad (24)$$

Для численных расчетов границ аномальных констант примем округленные значения интегральных светимостей, которые наиболее часто используют в литературе (см. [15]):

$$L_{\text{int}} = 500 \text{ фб}^{-1} \text{ (500 ГэВ)}, \quad L_{\text{int}} = 1 \text{ аб}^{-1} \text{ (1000 ГэВ)}. \quad (25)$$

Среди всех мод распада пар  $W^\pm$ -бозонов наиболее подходящим для их регистрации является канал распада в лептонную пару и две адронные струи:

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow (e/\mu, \bar{\nu}) \oplus (q, \bar{q}). \quad (26)$$

Для оценки эффективности используем значение  $\varepsilon = 0,79 \times 0,3 = 0,237$ , которое задается относительными вероятностями распада  $W$ -бозонов в лептонную пару ( $\Gamma_{\ell\nu_\ell}/\Gamma_W$ ) и две адронные струи ( $\Gamma_{q\bar{q}}/\Gamma_W$ ), а также экспериментальной эффективностью регистрации событий  $(e/\mu, \bar{\nu}) \oplus (q, \bar{q})$ . В качестве общепринятого значения систематической ошибки примем  $\delta_{\text{syst}} = 2\%$  для ILC.

Для исследования чувствительности наблюдаемых с помощью  $\chi^2$  (19) разобьем область углов вылета  $W^-$ -бозона  $\cos\theta$  ( $|\cos\theta| \leq 0,98$ ) на шесть «бинов». При дальнейших численных расчетах  $\chi^2$  будем использовать так называемую  $G$ -схему для вычисления сечений [12], в которой постоянная тонкой структуры определяется через константу Ферми:  $\alpha = \sqrt{2} G_F s_W^2 m_W^2 / \pi$ . Значения величин  $s_W$ ,  $m_W$ ,  $m_Z$  и  $G_F$  взяты из [10].

#### 4. Модельно независимый анализ аномальных констант на ILC

При использовании критерия (23) для нахождения ограничений можно уменьшить число параметров, входящих в набор  $\Omega$  до двух, если ввести так называемые «обобщенные» параметры  $c_{\tau,\tau}^\gamma(\gamma)$ ,  $c_{\tau,\tau}^Z(Z)$ , представляющие собой определенные линейные комбинации аномальных констант связи.

Для процесса  $e^+e^- \rightarrow W_\tau^+ W_\tau^-$  верхнюю границу на аномальные трехбозонные константы связи можно найти из уравнения

$$\chi_{LR}^2 \left( c_{\tau,\tau}^\gamma, c_{\tau,\tau}^Z \right) + \chi_{RL}^2 \left( c_{\tau,\tau}^\gamma, c_{\tau,\tau}^Z \right) = 5,99, \quad (27)$$

которое задает комбинированную область от двух независимых наблюдаемых  $\sigma^{RL}$  и  $\sigma^{LR}$ .

Из уравнения (27) для продольно-поляризованных  $W^\pm$ -бозонов извлечем ограничения на обобщенные параметры, выразив их в виде неравенств

$$-\alpha_1^{LL} < x_\gamma < \alpha_2^{LL}, \quad -\beta_1^{LL} < x_Z + \delta_Z \frac{3-\beta_W^2}{2} < \beta_2^{LL}, \quad (28)$$

где  $\alpha_{1,2}^{LL}$  и  $\beta_{1,2}^{LL}$  определяют границы возможного изменения параметров  $c_{LL}^\gamma$ ,  $c_{LL}^Z$  соответственно.

Возвращаясь к другим поляризационным сечениям и повторяя вышеописанный анализ для реакций  $e^+e^- \rightarrow W_T^+ W_L^- + W_L^+ W_T^-$  и  $e^+e^- \rightarrow W_T^+ W_T^-$ , получим по аналогичной схеме ограничения на обобщенные параметры ( $c_{LT}^\gamma = x_\gamma + y_\gamma$ ,  $c_{LT}^Z = x_Z + y_Z + 2\delta_Z$ ) и ( $c_{TT}^\gamma = y_\gamma$ ,  $c_{TT}^Z = y_Z + \delta_Z(1-\beta_W^2)/2$ ) соответственно.

По аналогии с формулами в (28) разрешенные области обобщенных параметров могут быть записаны в виде

$$-\alpha_1^{LT} < x_\gamma + y_\gamma < \alpha_2^{LT}, \quad -\beta_1^{LT} < x_Z + y_Z + 2\delta_Z < \beta_2^{LT}; \quad (29)$$

$$-\alpha_1^{TT} < y_\gamma < \alpha_2^{TT}, \quad -\beta_1^{TT} < y_Z + \frac{1-\beta_W^2}{2}\delta_Z < \beta_2^{TT}. \quad (30)$$

Из уравнений (28) – (30) легко получить модельно независимые ограничения на аномальные параметры  $CP$ -четной трехбозонной вершины:

$$(-1)\min\left\{\left(\alpha_1^{LT} + \alpha_1^{LL}\right), \alpha_1^{TT}\right\} < y_\gamma < \min\left\{\alpha_2^{LT} - \alpha_2^{LL}, \alpha_2^{TT}\right\}; \quad (31)$$

$$-\frac{1}{\beta_W^2}B_2 < \delta_Z < \frac{1}{\beta_W^2}B_1, \quad -\left(\beta_1^{LL} + \frac{3-\beta_W^2}{2\beta_W^2}B_1\right) < x_Z < \beta_2^{LL} + \frac{3-\beta_W^2}{2\beta_W^2}B_2; \quad (32)$$

$$-\left(\beta_1^{TT} + \frac{1-\beta_W^2}{2\beta_W^2}B_1\right) < y_Z < \beta_2^{TT} + \frac{1-\beta_W^2}{2\beta_W^2}B_2, \quad (33)$$

где  $B_1 = \beta_1^{LL} + \beta_1^{TT} - \beta_1^{LT}$  и  $B_2 = \beta_2^{LL} + \beta_2^{TT} - \beta_2^{LT}$ . Эти модельно независимые ограничения помещены в табл. 1.

Таблица 1

**Модельно независимые ограничения для пяти  $C$ ,  $P$ -четных аномальных констант связи трехбозонных взаимодействий, соответствующие уровню достоверности 95 % С.Л.**

**Исходные данные: энергии  $\sqrt{s} = 0,5$  ТэВ (1 ТэВ) и интегральные светимости  $L_{\text{int}} = 500 \text{ фб}^{-1}$  ( $1 \text{ аб}^{-1}$ ).**

**Степени продольной поляризации  $e^-e^+$ -пучков:  $P_L = \pm 0,8$ ,  $P_L' = \mp 0,5$  ( $RL$ ,  $LR$ )**

| $\sqrt{s}$ , ТэВ | $x_\gamma \cdot 10^3$ | $y_\gamma \cdot 10^3$ | $y_Z \cdot 10^3$ | $\delta_Z \cdot 10^3$ | $x_Z \cdot 10^3$ |
|------------------|-----------------------|-----------------------|------------------|-----------------------|------------------|
| 0,5              | $-0,60 \div 0,60$     | $-1,4 \div 1,5$       | $-12 \div 20$    | $-17 \div 9,1$        | $-11 \div 19$    |
| 1                | $-0,16 \div 0,16$     | $-0,87 \div 0,92$     | $-2,8 \div 3,3$  | $-1,4 \div 0,9$       | $-1,2 \div 1,8$  |

Используя соотношения (4), получим модельно независимые ограничения магнитного дипольного момента и электрического квадрупольного момента  $W^\pm$ -бозонов, которые представлены в табл. 2.

Таблица 2

**Модельно независимые ограничения магнитного дипольного момента и электрического квадрупольного момента  $W^\pm$ -бозонов, соответствующие уровню достоверности 95 % С.Л. Исходные данные такие же, как и в табл. 1**

| $\sqrt{s}$ , ТэВ | $\mu_W, e/(2M_W)$ | $Q_W$ , нб          |
|------------------|-------------------|---------------------|
| 0,5              | $2,000 \pm 0,002$ | $-18,916 \pm 0,030$ |
| 1                | $2,000 \pm 0,001$ | $-18,916 \pm 0,017$ |

Как следует из данных табл. 2, при энергиях  $\sqrt{s} \geq 1$  ТэВ возникает необходимость учета радиационных поправок к  $\mu_W$  и  $Q_W$ .

Сравнение поляризационных ограничений с неполяризованными начальными пучками дает фактор  $\approx 2-3$  в сторону уменьшения интервалов возможных значений. Это, в свою очередь, приводит к более строгим ограничениям и на электромагнитные моменты  $W^\pm$ -бозонов. Данный вывод совпадает с результатами работы [1].

### Заключение

Разработанный подход позволяет получить модельно независимые ограничения на каждый в отдельности свободный  $CP$ -четный аномальный параметр (см. (31) – (33)), при этом чувствитель-

ность поляризационных наблюдаемых является чрезвычайно высокой и достигает величины порядка  $\sim 10^{-3}$ .

Таким образом, в работе проведен модельно независимый анализ ограничений на аномальные трехбозонные константы связи, магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты в процессе  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ , базирующийся на комбинированном анализе поляризационных сечений рассеяния при различных вариантах начальных и конечных поляризационных состояний на основе современных значений технических параметров ILC.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Moortgat-Pick G.A. et al. // Phys. Rept. – 2008. – V. 460. – P. 131–243.
2. Pankov A.A. and Paver N. // Phys. Lett. – 1994. – V. B324. – P. 224–230.
3. Andreev V.V., Pankov A.A., and Paver N. // Phys. Rev. D. – 1996. – V. 53. – No. 5. – P. 2390–2402.
4. Андреев В.В., Панков А.А. // ЯФ. – 1996. – Т. 59. – № 10. – С. 1788–1806.
5. Hagiwara K., Peccei R.D., Zeppenfeld D., and Hikasa K. // Nucl. Phys. – 1987. – V. B282. – P. 253–298.
6. Gounaris G. et al. // Proceedings of the Physics Potential Conf. « $e^+e^-$  collisions at 500 GeV». Feb 4, 1991, Munich, Germany / Bielefeld Univ. – Munich, Germany, 1992. – P. 735–755.
7. Андреев В.В. // ЯФ. – 2003. – Т. 66. – № 2. – С. 410–420.
8. Zeppenfeld D. // Phys. Lett. – 1987. – V. B183. – P. 380–395.
9. Fleischer J., Kolodziej K., and Jegerlehner F. // Phys. Rev. – 1994. – V. D49. – P. 2174–2187.
10. Yao W.-M., Amsler C., Asner D., et al. // J. Phys. G. – 2006. – V. 33. – P. 1.
11. TESLA Technical Design Report Part I: Executive Summary. [Electronic resource] / F. Richard, J. R. Schneider, D. Trines, A. Wagner. – 2001. – Mode of access: <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0106314>. – Date of access: 24.03. 2006.
12. Delahaye J.P. // J. Phys. Conf. Ser. – 2008. – V. 110. – P. 012009.
13. Brau J. et al. ILC Reference Design Report Volume 1 - Executive Summary. [Electronic resource] – 2007. – Mode of access: <http://arxiv.org/pdf/0712.1950>. – Date of access: 14.01. 2008.
14. Braun H. et al. CLIC 2008 parameters – Geneva, Switzerland, 2008. – 41 P. – Preprint CERN-OPEN- 2008-021.
15. Diehl M., Nachtmann O., and Nagel F. // Eur. Phys. J. – 2003. – V. C32. – P. 17–27.

\*Гомельский госуниверситет им. Ф. Скорины, г. Гомель, Беларусь

Поступила в редакцию 23.04.09.

\*\*Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, г. Гомель, Беларусь  
E-mail: vik.andreev@gsu.by; pankov@ictp.it