

УДК 539.12

ЭФФЕКТЫ ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННЫХ КОНТАКТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА e^+e^- -КОЛЛАЙДЕРЕ ТЕСЛА

А.А. БАБИЧ, Д.В. БАЛАЩЕНКО, А.А. ПАНКОВ

*Учреждение образования «Гомельский государственный
технический университет имени П.О. Сухого»,
Республика Беларусь*

1. Введение

Прошло уже более четверти века с тех пор, как впервые были открыты слабые нейтральные токи [1], что явилось одним из первых значительных успехов Стандартной Модели (СМ). Это открытие обеспечило ее высоким феноменологическим статусом, а также инициировало активную деятельность, направленную на ее дальнейшую всестороннюю проверку в ускорительных и неускорительных экспериментах [2-4]. За прошедшее с тех пор время удалось во много раз повысить точность экспериментов по проверке СМ. В этом направлении был достигнут поистине впечатляющий прогресс, апогеем которого стали прецизионные резонансные ($\sqrt{s} = m_z$) и нерезонансные ($\sqrt{s} > m_z$) эксперименты на e^+e^- -коллайдере LEP, уровень точности для первых из которых составил 0,1 %. Здесь следует упомянуть также о недавно выполненных экспериментах по измерению эффектов нарушения пространственной четности в атомах цезия (см., например, [4]), обладающих чрезвычайно высокой чувствительностью к P -нечетным эффектам нестандартной физики. Процессы, идущие за счет нейтральных токов, являются не только мощным инструментом по проверке СМ, но и весьма действенным орудием для поиска эффектов новых частиц и взаимодействий за рамками СМ.

Наблюдение отклонений от предсказаний СМ в процессе аннигиляционного рождения фермионных пар

$$e^+ + e^- \rightarrow \bar{f} + f, \quad (1)$$

где $f = l$ ($l = \mu, \tau$) или $f = q$ ($q = u, d, c, s, b$), недвусмысленно свидетельствовало бы о существовании новой (нестандартной) физики. При низких энергиях эти отклонения могут быть систематически описаны и исследованы на основе формализма эффективных лагранжианов. В этом подходе эффективный лагранжиан строится из полей материи, имеющих место в СМ, и при низких энергиях он обладает теми же свойствами симметрии, что и СМ. Результирующее взаимодействие состоит из взаимодействия, реализуемого в СМ, как основного члена ряда, плюс серии членов высших порядков по масштабному параметру $1/\Lambda^n$, образуемых из локальных операторов более высоких (чем в СМ) размерностей. Таким образом, эффекты нестандартной физики могут наблюдаться при энергии, много меньшей параметра Λ , в виде отклонений наблюдаемых от предсказаний СМ и соответствовать некоторым эффективным контактными взаимодействиям.

Первый член эффективного лагранжиана четырехфермионного контактного взаимодействия имеет размерность $D = 6$ и содержит множитель $g_{\text{eff}}^2/\Lambda^2$. Ограничиваясь случаем фермионных токов, сохраняющих спиральность и диагональных по

аромату, общий вид четырехфермионного контактного $eeff$ -взаимодействия, инвариантного относительно группы симметрии $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, можно представить в виде [5-12]:

$$L = \sum_f \sum_{\alpha\beta} \eta_{\alpha\beta} (\bar{e}_\alpha \gamma_\mu e_\alpha) (\bar{f}_\beta \gamma^\mu f_\beta), \quad (2)$$

где восемь независимых коэффициентов $\eta_{\alpha\beta}$ имеют размерность ТэВ^{-2} и обычно записываются в виде $\eta_{\alpha\beta} = g_{\text{eff}}^2 \varepsilon_{\alpha\beta} / \Lambda_{\alpha\beta}^2$, где g_{eff}^2 – интенсивность взаимодействия. Обычно полагают $g_{\text{eff}}^2 = 4\pi$, что продиктовано соображениями, согласно которым контактные взаимодействия становятся сильными при $\sqrt{s} \rightarrow \Lambda_{\alpha\beta}$. Величина $\varepsilon_{\alpha\beta}$ принимает значения $\varepsilon_{\alpha\beta} = 0$ и ± 1 . Положительный и отрицательный знаки соответствуют конструктивному и деструктивному характерам интерференции контактных взаимодействий со стандартными амплитудами, описывающими обмен фотоном и Z -бозоном. Кроме того, здесь опущены цветовые индексы и индексы поколений. Параметры $\eta_{\alpha\beta} (\alpha, \beta = L, R)$ определяют киральную структуру взаимодействия. В выражение для эффективного лагранжиана (2) не включены члены взаимодействия, нарушающие лептонную или фермионную киральности, например, такие, как $(\bar{e}_L e_R) (\bar{f}_L f_R)$. Это объясняется тем, что в теории, инвариантной относительно преобразований $SU(2) \times U(1)$, скалярные и тензорные члены лагранжиана существенно подавлены имеющимися экспериментальными данными по измерению процесса $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$.

В контексте составных моделей лептонов и кварков контактные взаимодействия рассматриваются как «остаточное» проявление сил связи, действующих между их составными объектами (например, преонами). Кроме того, разные типы нестандартной физики, в которых взаимодействия фермионов характеризуются обменом частиц в s -, t -и u -каналах, могут описываться эффективным четырехфермионным контактным взаимодействием при условии, что квадрат массы обмениваемой частицы существенно больше соответствующих мандельштамовских переменных. Это относится, например, к эффектам, вызываемым обменом тяжелыми Z' -бозонами [13], лептокварками [14], суперсимметричными лептонами и кварками в суперсимметричных теориях с нарушенной R -четностью [15]. Концепция контактных взаимодействий получила широкое распространение при описании ряда процессов, идущих с участием нейтральных токов в e^+e^- -, ep - и $\bar{p}p$ -столкновениях [8, 9, 16]. В этих процессах ведется поиск внутренней структуры лептонов и кварков или новых тяжелых частиц, взаимодействующих с кварками и глюонами. Таким образом, контактные взаимодействия можно рассматривать как удобную параметризацию отклонений от предсказаний СМ, которые могут индуцироваться каким-либо из типов нестандартной физики.

Структура лагранжиана (2) такова, что для данного фермиона f имеется восемь возможных типов взаимодействий, соответствующих полному числу независимых моделей. Оно определяется возможным числом спиральных комбинаций $\alpha\beta = LL, RR, RL$ и LR с учетом произвола в выборе знаков (\pm) констант связи. В действительности в природе может реализовываться или какая-либо одна из этих возможностей, соответствующая той или иной модели, или любая из этих комбинаций. Перечень моделей и их параметризаций, наиболее часто обсуждаемых в литературе при анали-

зе экспериментальных данных в контексте четырехфермионных контактных взаимодействий, содержится в таблице 1 [3, 8, 17].

Отметим, что число независимых параметров четырехфермионного взаимодействия может быть уменьшено путем наложения дополнительных ограничений на симметричную структуру лагранжиана. Это влечет за собой появление определенных соотношений между константами связи. Все эти особенности отражены в таблице 1.

Таблица 1

Модели четырехфермионных контактных взаимодействий

Модель	ε_{LL}	ε_{RR}	ε_{LR}	ε_{RL}
<i>LL</i>	± 1	0	0	0
<i>RR</i>	0	± 1	0	0
<i>LR</i>	0	0	± 1	0
<i>RL</i>	0	0	0	± 1
<i>VV</i>	± 1	± 1	± 1	± 1
<i>AA</i>	± 1	± 1	∓ 1	∓ 1
<i>LL+RR</i>	± 1	± 1	0	0
<i>LR+RL</i>	0	0	± 1	± 1

Обратимся теперь к чрезвычайно важной проблеме в исследовании четырехфермионных контактных взаимодействий, связанной с наличием большого числа (восемь) параметров взаимодействия [5], о чем упоминалось выше. Действительно, в общем случае отклонения наблюдаемых от предсказаний СМ, вызываемые контактными взаимодействиями, могут одновременно зависеть от нескольких эффективных констант связи (≤ 4). Такое многообразие параметров делает задачу по их разделению и эмпирическому определению довольно сложной как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения. Очевидно, что в таком случае при выполнении процедуры обработки (фитирования) экспериментальных данных должны учитываться все возможные варианты четырехфермионных контактных взаимодействий и соответствующих констант связи. Однако в литературе, посвященной изучению четырехфермионных контактных взаимодействий (в том числе и цитируемой выше), для простоты анализа или в силу недостаточной статистики событий чаще всего приводятся ограничения на константы, полученные путем варьирования весьма ограниченного числа (одного или двух) параметров при нулевых значениях остальных. Одновременный учет вкладов от нескольких киральных констант связи может вызвать их сокращение и, как результат, уменьшение чувствительности наблюдаемых к параметрам $\Lambda_{\alpha\beta}$. В частности, как отмечалось в работе [11], учет полной зависимости наблюдаемых от всего набора параметров приводит к заметному ослаблению ограничений с $\Lambda_{\alpha\beta} \sim 10$ ТэВ, данного в [10] в качестве типичного «однопараметрического» масштаба, до 3-4 ТэВ. В качестве другого характерного примера можно привести редуцирование ограничений, полученных в атомной физике в экспериментах по обнаружению эффектов нарушения пространственной четности. В работе [11] подчеркивается, что они существенно ослабляются после одновременного учета вкладов в наблюдаемые от нескольких источников разной физической природы.

В настоящей статье предпринята попытка разрешить данную проблему. А именно, здесь разработан простой и эффективный подход для выполнения модельно независимого анализа четырехфермионных контактных взаимодействий, одновременно учитывающий весь набор параметров взаимодействия. Данный подход базируется на использовании новых интегральных наблюдаемых, построенных из сечений рассеяния вперед и назад. Ранее в работах [18, 19] схожие по структуре наблюдаемые использовались для анализа эффектов Z' -бозонов на коллайдере LEP2 с неполяризованными пучками. Однако в отличие от этого случая, где поляризация начальных пучков была невозможна, в данном анализе делается упор на возможность использования продольной поляризации пучков на линейных e^+e^- -коллайдерах для полного разделения эффектов и увеличения чувствительности наблюдаемых. Именно благодаря продольной поляризации электрон-позитронных пучков удается выделить спиральные сечения рассеяния процесса (1) и тем самым решить задачу по разделению и экстрагированию параметров четырехфермионных контактных взаимодействий. Решение этой задачи выполнено в самом общем виде, т. е. с учетом всего набора четырехфермионных констант связи. На основе данного подхода в работе выполнен модельно независимый анализ лептон-лептонных ($eell$) и лептон-кварковых ($eebb$) и ($eesc$) контактных взаимодействий в процессе (1) на линейном e^+e^- -коллайдере с продольно-поляризованными начальными пучками.

2. Поляризационные наблюдаемые

В борновском приближении, учитывающем обмен фотоном γ - и Z -бозоном, а также вклад от четырехфермионных контактных взаимодействий (2), дифференциальное сечение рассеяния процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ ($f \neq e, t$) для продольно-поляризованных электрон-позитронных пучков можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} \left[(1 + \cos\theta)^2 \sigma_+ + (1 - \cos\theta)^2 \sigma_- \right], \quad (3)$$

где θ – угол вылета фермиона по отношению к направлению электронного пучка в с.ц.м. $\bar{f}f$ – пары. Формула (3) записана в приближении $m_f \ll \sqrt{s}$. Функции σ_{\pm} выражаются через спиральные сечения $\sigma_{\alpha\beta}$:

$$\begin{aligned} \sigma_+ &= \frac{1}{4} \left[(1 - P_e)(1 + P_{\bar{e}})\sigma_{LL} + (1 + P_e)(1 - P_{\bar{e}})\sigma_{RR} \right] = \\ &= \frac{D}{4} \left[(1 - P_{\text{eff}})\sigma_{LL} + (1 + P_{\text{eff}})\sigma_{RR} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \sigma_- &= \frac{1}{4} \left[(1 - P_e)(1 + P_{\bar{e}})\sigma_{LR} + (1 + P_e)(1 - P_{\bar{e}})\sigma_{RL} \right] = \\ &= \frac{D}{4} \left[(1 - P_{\text{eff}})\sigma_{LR} + (1 + P_{\text{eff}})\sigma_{LR} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где P_e и $P_{\bar{e}}$ – степени продольной поляризации электронов и позитронов, соответственно;

$$P_{\text{eff}} = \frac{P_e - P_{\bar{e}}}{1 - P_e P_{\bar{e}}} \quad (6)$$

представляет собой эффективную поляризацию [20], $|P_{\text{eff}}| \leq 1$ и $D = 1 - P_e P_{\bar{e}}$. Очевидно, что для неполяризованных позитронов $P_{\text{eff}} \rightarrow P_e$ и $D \rightarrow 1$. Отметим также, что при $P_{\bar{e}} \neq 0$, $|P_{\text{eff}}|$ может быть больше, чем $|P_e|$. Кроме того, спиральное сечение дается выражением

$$\sigma_{\alpha\beta} = N_C \sigma_{\text{pt}} |M_{\alpha\beta}|^2. \quad (7)$$

Здесь $\alpha, \beta = L, R$. Через N_C обозначен цветовой фактор, который для кварков равен $N_C \approx 3(1 + \alpha_s/\pi)$, а для лептонов $N_C = 1$. Электромагнитное сечение $y_{\text{pt}} \equiv \sigma(e^+ e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+ l^-) = (4\pi\alpha_{em}^2)/(3s)$, где α_{em} – постоянная тонкой структуры $\alpha_{em} = e^2/4\pi$. Спиральные амплитуды $M_{\alpha\beta}$ имеют вид:

$$M_{\alpha\beta} = Q_e Q_f + g_\alpha^e g_\beta^f \chi_Z + \frac{s}{4\pi\alpha_{em}} \eta_{\alpha\beta}, \quad (8)$$

где $\chi_Z = s/(s - m_Z^2 + im_Z \Gamma_Z)$ – пропагатор нейтрального калибровочного бозона Z , а Γ_Z и m_Z – его полная ширина распада и масса. Здесь принята следующая нормировка киральных констант связи фермионов в СМ: $g_L^f = (I_{3L}^f - Q_f s_W^2)/s_W c_W$ и $g_R^f = -Q_f s_W^2/s_W c_W$, где $s_W^2 = 1 - c_W^2 \equiv \sin^2 \theta_W$, а Q_f есть электрический заряд фермионов, I_{3L}^f – слабый изотопический спин фермионов с левой спиральностью.

Дальнейший анализ основан на использовании спиральных сечений для исследования контактных взаимодействий, которые напрямую связаны с индивидуальными константами связи взаимодействий (2). Именно это свойство позволяет выполнить модельно независимый анализ контактных взаимодействий при условии, что спиральные сечения будут выделены экспериментально. Кроме того, в этом случае полностью исключается возможность сокращения эффектов, индуцируемых различными параметрами контактных взаимодействий.

С практической точки зрения для того, чтобы выделить спиральные сечения, содержащиеся в выражениях (4) и (5), необходимо выполнить эксперимент при двух различных наборах поляризаций $(P_e, P_{\bar{e}})$. В этом случае получают четыре наблюдаемых, зависящих от всего набора параметров контактных взаимодействий, что является достаточным для выделения спиральных сечений. Например, эксперимент может быть выполнен при $P_e = \pm P_1$ и $P_{\bar{e}} = \mp P_2$ ($P_{1,2} > 0$). При этом поляризация $P_{\text{eff}} = \pm P$ меняет знак, D – нет. Решение системы уравнений (4) и (5) дает

$$\sigma_{LL} = \frac{1}{D} \left[\frac{1+P}{P} \sigma_+(-P) + \frac{1-P}{-P} \sigma_+(P) \right], \quad (9)$$

$$\sigma_{RR} = \frac{1}{D} \left[\frac{1+P}{P} \sigma_+(P) + \frac{1-P}{-P} \sigma_+(-P) \right], \quad (10)$$

$$\sigma_{LR} = \frac{1}{D} \left[\frac{1+P}{P} \sigma_{-}(-P) + \frac{1-P}{-P} \sigma_{-}(P) \right], \quad (11)$$

$$\sigma_{RL} = \frac{1}{D} \left[\frac{1+P}{P} \sigma_{-}(P) + \frac{1-P}{-P} \sigma_{-}(-P) \right]. \quad (12)$$

Как следует из формул (9)-(12), спиральные сечения выражаются через функции σ_{\pm} , взятые при двух различных значениях эффективной поляризации. В свою очередь σ_{\pm} можно измерить с помощью двух интегральных сечений, определяемых в разных кинематических областях, например, сечения рассеяния в переднюю σ_F и заднюю σ_B полусферы. В частности, из формулы (3) следует:

$$\sigma_F(P, D) \equiv \int_0^1 \frac{d\sigma}{d \cos \theta} d \cos \theta = \frac{1}{8} (7\sigma_{+} + \sigma_{-}), \quad (13)$$

$$\sigma_B(P, D) \equiv \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d \cos \theta} d \cos \theta = \frac{1}{8} (\sigma_{+} + 7\sigma_{-}). \quad (14)$$

Из равенств (13) и (14) легко получить выражения для σ_{+} и σ_{-} через непосредственно измеряемые наблюдаемые σ_F и σ_B :

$$\sigma_{+} = \frac{7}{6} \sigma_F(P, D) - \frac{1}{6} \sigma_B(P, D), \quad (15)$$

$$\sigma_{-} = \frac{7}{6} \sigma_B(P, D) - \frac{1}{6} \sigma_F(P, D), \quad (16)$$

Итак, описанная выше процедура измерения спиральных сечений основана на использовании наблюдаемых σ_F и σ_B , непосредственно измеряемых в эксперименте. Действительно, из равенств (15) и (16) можно оценить σ_{+} и σ_{-} , а линейные комбинации данных величин, (9)-(12), дадут информацию о спиральных сечениях $\sigma_{\alpha\beta}$.

Отметим, что σ_{\pm} можно выразить также через наблюдаемые, традиционно измеряемые в эксперименте, а именно, сечение рассеяния σ и асимметрию вперед-назад A_{FB} :

$$\sigma_{+} = \frac{1}{2} \sigma(P, D) \left[1 + \frac{4}{3} A_{FB}(P, D) \right] = \frac{1}{2} \sigma(P, D) + \frac{2}{3} \sigma_{FB}(P, D), \quad (17)$$

$$\sigma_{-} = \frac{1}{2} \sigma(P, D) \left[1 - \frac{4}{3} A_{FB}(P, D) \right] = \frac{1}{2} \sigma(P, D) - \frac{2}{3} \sigma_{FB}(P, D), \quad (18)$$

где

$$\sigma = \sigma_{+} + \sigma_{-} = \frac{D}{4} [(1 - P_{\text{eff}})(\sigma_{LL} + \sigma_{LR}) + (1 + P_{\text{eff}})(\sigma_{RR} + \sigma_{RL})], \quad (19)$$

$$\sigma_{FB} \equiv \sigma A_{FB} = \sigma_F - \sigma_B = \frac{3}{4} (\sigma_{+} - \sigma_{-}) =$$

$$= \frac{3}{16} D[(1 - P_{\text{eff}})(\sigma_{LL} - \sigma_{LR}) + (1 + P_{\text{eff}})(\sigma_{RR} - \sigma_{RL})]. \quad (20)$$

Из формул (19) и (20) видно, что сечение σ и асимметрия A_{FB} зависят от всех четырех параметров контактных взаимодействий, в то время как наблюдаемые σ_{\pm} только от двух. По этой причине сравнительный анализ двух подходов, основанных на разном выборе наблюдаемых, не является тривиальным и требует отдельного рассмотрения.

3. Ограничения на параметры $\Lambda_{\alpha\beta}$

Как отмечалось в первом разделе, современные ограничения на масштабный параметр $\Lambda_{\alpha\beta}$ достигают нескольких ТэВ, поэтому на будущих линейных e^+e^- -коллайдерах с энергией $\sqrt{s} = 0,5$ ТэВ вклад контактных взаимодействий в амплитуду (8) процесса (1) будет подавлен множителем $s/\Lambda_{\alpha\beta}^2 \ll 1$. По этой причине контактные взаимодействия могут проявляться лишь косвенно в виде малых отклонений наблюдаемых от предсказаний СМ. В этом случае чувствительность спиральных сечений (9)-(12) процесса (1) к параметрам контактных взаимодействий можно определить как отношение их отклонений от поведения СМ, $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$, к соответствующей ошибке измерения наблюдаемых:

$$S(\sigma_{\alpha\beta}) = \frac{|\Delta\sigma_{\alpha\beta}|}{\delta\sigma_{\alpha\beta}}, \quad (21)$$

где $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ в пределе $\sqrt{s} \ll \Lambda_{\alpha\beta}$ определяется преимущественно интерференционным членом:

$$\Delta\sigma_{\alpha\beta} \equiv \sigma_{\alpha\beta} - \sigma_{\alpha\beta}^{\text{SM}} \cong 2N_C \sigma_{\text{pt}} (Q_e Q_f + g_a^e g_b^f \chi_Z) \frac{s\eta_{\alpha\beta}}{4\pi\alpha}. \quad (22)$$

Через $\delta\sigma_{\alpha\beta}$ обозначена ошибка измерения спирального сечения, состоящая из статистического и систематического вкладов. Оценку ожидаемой экспериментальной точности данных сечений можно выполнить с помощью формул (9)-(12), определяющих спиральные сечения через непосредственно измеряемые интегральные величины, (15) и (16). Суммируя неопределенности в квадратурах и пренебрегая на данном этапе систематической неопределенностью, вызванной поляризацией электронного и позитронного пучков, получим:

$$\begin{aligned} (\delta\sigma_{LL})^2 &= \frac{49}{36} \left[\left(\frac{1-P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_F(P, D))^2 + \left(\frac{1+P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_F(-P, D))^2 \right] + \\ &+ \frac{1}{36} \left[\left(\frac{1-P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_B(P, D))^2 + \left(\frac{1+P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_B(-P, D))^2 \right], \end{aligned} \quad (23)$$

$$(\delta\sigma_{RR})^2 = \frac{49}{36} \left[\left(\frac{1-P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_F(-P, D))^2 + \left(\frac{1+P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_F(P, D))^2 \right] +$$

$$+ \frac{1}{36} \left[\left(\frac{1-P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_B(-P, D))^2 + \left(\frac{1+P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_B(P, D))^2 \right], \quad (24)$$

$$(\delta\sigma_{LR})^2 = \frac{1}{36} \left[\left(\frac{1-P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_F(P, D))^2 + \left(\frac{1+P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_F(-P, D))^2 \right] +$$

$$+ \frac{49}{36} \left[\left(\frac{1-P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_B(P, D))^2 + \left(\frac{1+P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_B(-P, D))^2 \right], \quad (25)$$

$$(\delta\sigma_{RL})^2 = \frac{1}{36} \left[\left(\frac{1-P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_F(-P, D))^2 + \left(\frac{1+P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_F(P, D))^2 \right] +$$

$$+ \frac{49}{36} \left[\left(\frac{1-P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_B(-P, D))^2 + \left(\frac{1+P}{PD} \right)^2 (\delta\sigma_B(P, D))^2 \right]. \quad (26)$$

Следует отметить, что выражения для погрешностей спиральных сечений (23)-(26), представленные выше, не учитывают возможную корреляцию между наблюдаемыми σ_F и σ_B . Учет последней приводит к потере наглядности соответствующих формул, необходимых для дальнейшего анализа. Вместе с тем, количественное сравнение этих двух случаев показывает, что результаты, связанные с оценкой нижней границы величины $\Lambda_{\alpha\beta}$, остаются практически неизменными.

Суммируя в квадратурах статистическую и систематическую ошибки для $\sigma_{F,B}$, получим:

$$(\delta\sigma_{F,B})^2 \cong (\delta\sigma_{F,B}^{\text{SM}})^2 = \frac{\sigma_{F,B}^{\text{SM}}}{\varepsilon L_{\text{int}}} + (\delta^{\text{syst}} \sigma_{F,B}^{\text{SM}})^2. \quad (27)$$

Через L_{int} в (27) обозначена интегральная светимость коллайдера, накопленная за весь период проведения эксперимента. В частности, в количественных расчетах, приводимых ниже, для годовой светимости линейного коллайдера L_{int} принимаются следующие значения:

$$L_{\text{int}} = \int L dt = 50 \text{ фбн}^{-1}; 500 \text{ фбн}^{-1}. \quad (28)$$

При этом предполагается, что для каждого значения поляризации $\pm P$ светимость составляет половину от ее полного значения, $L_{\text{int}}/2$.

Особо следует остановиться на учете радиоправок. Рассматриваемые в данной работе наблюдаемые выражаются через дифференциальные сечения. Энергетические распределения последних, как известно, существенно модифицируются по форме и величине радиационными поправками, такими, например, как испускание реальных фотонов начальными электронами и позитронами. Учет радиационных поправок выполнен на основе схемы, предложенной в работе [21]. В частности, в рамках этой схемы рассчитывается вклад от излучения жестких фотонов во втором порядке по электромагнитной константе связи (α_{em}^2), оцениваются также основные вклады от мягких фотонов, а также виртуальные электромагнитные поправки. В

данной схеме радиационные поправки для дифференциальных сечений учитываются сверткой коэффициентов σ_+ и σ_- с радиаторными функциями $R_T^e(k)$ и $R_{FB}^e(k)$, соответственно, где k – доля энергии, теряемая в результате излучения. Выражение для дифференциального сечения с учетом радиационных поправок принимает вид:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} = \frac{3}{8} \left[(1 + \cos^2 \theta^*) \sigma_s + 2 \cos \theta^* \sigma_a \right], \quad (29)$$

где θ^* – угол между направлением вылета μ^- и направлением электронного пучка в системе центра масс $\mu^+ \mu^-$ -пары [22]. Симметричная σ_s и антисимметричная σ_a части сечения рассеяния определены в виде свертки наблюдаемых с радиаторными функциями:

$$\sigma_s = \int_0^\Delta dk R_T^e(k) \sigma(s'), \quad \sigma_a = \int_0^\Delta dk R_{FB}^e(k) \sigma_{FB}(s'), \quad (30)$$

где $s' = s(1-k)$. Из-за так называемого радиационного возврата к Z -резонансу при $\sqrt{s} > m_Z$ энергетический спектр излучаемых фотонов имеет максимум при $E_\gamma / E_{\text{beam}} \approx 1 - m_Z^2 / s$ [21]. Для усиления сигнала от четырехфермионных контактных взаимодействий необходимо исключить события с излучением жестких фотонов путем наложения ограничений на энергию фотонов, $\Delta = E_\gamma / E_{\text{beam}} = 0,9$, численное значение которой соответствует энергии линейного коллайдера с $\sqrt{s} = 0,5$ ТэВ. В данной схеме учет электрослабых однопетлевых СМ поправок осуществляется путем формальной замены [23]:

$$\begin{aligned} \alpha_{em} &\Rightarrow \alpha_{em}(m_Z^2) \\ g_L^f &\Rightarrow \frac{2}{\sqrt{k}} (I_{3L}^f - Q_f \sin^2 \theta_W^{\text{eff}}), \quad g_R^f \Rightarrow -\frac{2Q_f}{\sqrt{k}} \sin^2 \theta_W^{\text{eff}} \\ \sin^2 \theta_W &\Rightarrow \sin^2 \theta_W^{\text{eff}}, \quad \sin^2(2\theta_W^{\text{eff}}) \equiv k = \frac{4\pi\alpha_{em}(m_Z^2)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2 \rho}, \end{aligned} \quad (31)$$

где

$$\rho \approx 1 + \frac{3G_F m_{\text{top}}^2}{8\pi^2 \sqrt{2}}. \quad (32)$$

Кроме того, пропагатор Z -бозона имеет вид: $\chi_Z(s) \Rightarrow s / (s - m_Z^2 + i(s/m_Z^2)m_Z^2)$. При этом в качестве исходных параметров выбираются величины наиболее точно установленные на эксперименте, а именно: G_F , m_Z и $\alpha_{em}(m_Z^2)$. Данная схема расчета радиационных поправок в СМ реализована в программе ZFITTER. Количественный анализ контактных взаимодействий, представленный в последующих разделах, выполнен на основе программы ZEFIT, которая использовалась одновременно с программой ZFITTER [24] при $m_{\text{top}} = 175$ GeV и $m_H = 100$ GeV. Данная программа была специально адаптирована для анализа четырехфермионных контактных взаимодействий.

Количественный анализ, представленный ниже, базируется на следующих значениях эффективности регистрации конечных фермионных состояний, ε , и систематических ошибок δ^{sys} , присущих каждому фермионному каналу: $\varepsilon = 95\%$ и $\delta^{\text{sys}} = 0,5\%$ для лептонов l^+l^- ; $\varepsilon = 60\%$ и $\delta^{\text{sys}} = 1\%$ для $\bar{b}b$ -кварковых пар; $\varepsilon = 35\%$ и $\delta^{\text{sys}} = 1,5\%$ для $\bar{c}c$ -кварков. Предполагается, что систематическая ошибка для сечений рассеяния вперед и назад, σ_F и σ_B , одна и та же. Кроме того, планируемые характеристики коллайдера и детектора соответствуют следующим значениям энергии и полного интервала угла рассеяния: $\sqrt{s} = 0,5$ ТэВ, $|\cos\theta| \leq 0,99$.

В количественном анализе при оценке ограничений на $\Lambda_{\alpha\beta}$ нами приняты следующие значения для поляризации начальных пучков: $|P_e| = 0,9$ с $\delta P_e/P_e = 0,5\%$. Именно такая точность в определении электронной поляризации была достигнута на коллайдере SLC. Что касается позитронной поляризации, то здесь будет рассмотрено два случая, а именно: 1) неполяризованные позитроны, $|P_{\bar{e}}| = 0$; 2) продольно-поляризованные позитроны с $|P_{\bar{e}}| = 0,6$. Для первого случая $P_{\text{eff}} = P$, для второго – эффективная поляризация достигает $P_{\text{eff}} = P = 0,974$ и $D = 1,54$. До сих пор нет надежных оценок для параметра $\delta P_{\bar{e}}$, лишь определено известно, что он должен быть хуже электронной характеристики. В силу указанных причин в последующем анализе мы предполагаем $\delta P_{\bar{e}}/P_{\bar{e}} = 1\%$. Хотя в ряде случаев мы варьируем величину $\delta P_{\bar{e}}/P_{\bar{e}} = 1\%$ в довольно широком интервале величин для более точного исследования этой зависимости.

При оценке потенциальных возможностей линейных e^+e^- -коллайдеров по поиску эффектов нестандартной физики, выходящих за рамки СМ, таких, например, как четырехфермионные контактные взаимодействия, важная роль отводится разработке методики обработки и анализа экспериментальных данных. Одна из стандартных методик расчетов такого рода основана на анализе функций χ^2 , характеризующих проявление взаимодействия нового типа:

$$\chi^2 = \left(\frac{\Delta\sigma_{\alpha\beta}}{\delta\sigma_{\alpha\beta}} \right)^2. \quad (33)$$

На рис. 1 и 2 показаны модельно независимые ограничения на масштабный параметр $\Lambda_{\alpha\beta}$, полученные из процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \bar{b}b$ и $e^+e^- \rightarrow \bar{c}c$ при неполяризованном позитронном пучке и при интегральной светимости 50 и 500 фбн¹, соответственно. Видно, что спиральные сечения весьма чувствительны к параметрам четырехфермионных контактных взаимодействий. Например, при $L_{\text{int}} = 500$ фбн⁻¹ нижняя граница параметра $\Lambda_{\alpha\beta}$ лежит в интервале, который в 50-140 раз больше энергии линейного коллайдера. Наилучшей чувствительностью обладает процесс рождения $\bar{b}b$ -пар, а худшей – процесс $e^+e^- \rightarrow \bar{c}c$.

В том случае, когда статистическая ошибка в измерении наблюдаемых доминирует над систематической, увеличение чувствительности с ростом светимости от 50 фбн⁻¹ до 500 фбн⁻¹ подчиняется «скейлинговому» закону $\Lambda'_{\alpha\beta} = (L'_{\text{int}}/L_{\text{int}})^{1/4} \Lambda_{\alpha\beta}$, из

которого следует, что нижняя граница для $\Lambda_{\alpha\beta}$ увеличилась бы примерно в 1,8 раз. Однако сравнение данных, представленных на рис. 1 и 2 показывает, что данное правило выполняется лишь очень приближенно, да и то только для LR - и RL -спиральных конфигураций, для которых статистическая ошибка доминирует над систематической. Однако для комбинаций RR и LL увеличение чувствительности к $\Lambda_{\alpha\beta}$ с ростом светимости L_{int} не столь значимо из-за относительно большого вклада систематической ошибки. Зависимость предельных значений $\Lambda_{\alpha\beta}$ от энергии, интегральной светимости, а также от статистической и систематической неопределенностей можно выразить следующей компактной формулой:

$$\Lambda_{\alpha\beta} \sim (L_{\text{int}} \times s)^{1/4} \times \left[1 + (\delta^{\text{syst}} / \delta^{\text{stat}})^2 \right]^{-1/4}. \quad (34)$$

Остановимся теперь на роли позитронной поляризации в исследовании эффектов контактных взаимодействий. Из формул (3)-(5) следует, что при выборе поляризационной конфигурации, так что $P_e P_{\bar{e}} < 0$, величины $D > 1$ и $|P_{\text{эф}}| > \max(|P_e|, |P_{\bar{e}}|)$. Это значит, что можно было бы ожидать увеличения чувствительности наблюдаемых к контактным взаимодействиям при фиксированной светимости, основываясь лишь на статистических аргументах. В то же время включение позитронной поляризации ведет к увеличению общей систематической ошибки за счет неопределенности типа $\delta P_{\bar{e}} / P_{\bar{e}}$.

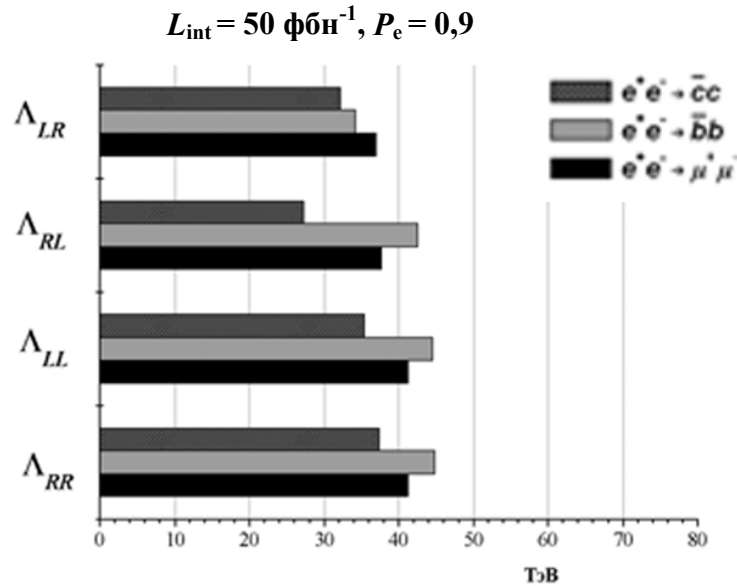


Рис. 1. Модельно независимые ограничения на параметр $\Lambda_{\alpha\beta}$ при 95 %-ном уровне достоверности, полученные из спиральных сечений на линейном e^+e^- -коллайдере с $E_{с.ц.м.} = 0,5$ ТэВ, $L_{\text{int}} = 50$ фбн⁻¹ с продольно-поляризованным электронным и неполяризованным позитронным ($P_{\bar{e}} = 0$) пучками; $\delta P_e / P_e = 0,5 \%$; $P = 0,9$

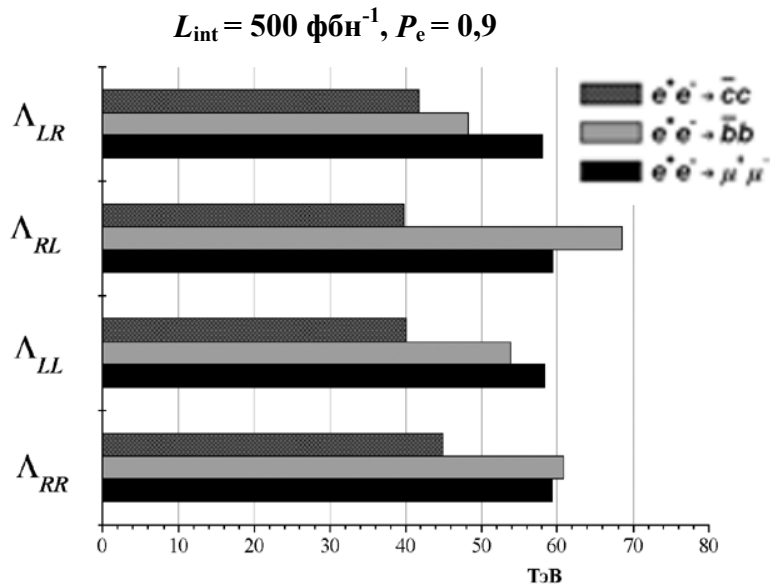


Рис. 2. Модельно независимые ограничения на параметр $\Lambda_{\alpha\beta}$ при 95 %-ном уровне достоверности, полученные из спиральных сечений на линейном e^+e^- -коллайдере с $E_{\text{с.ц.м.}} = 0,5$ ТэВ, $L_{\text{int}} = 500 \text{ фбн}^{-1}$ с продольно-поляризованным электронным и неполяризованным позитронным ($P_{\bar{e}} = 0$) пучками; $\delta P_e/P_e = 0,5\%$; $P = 0,9$

Влияние этих двух факторов по-разному отражается на чувствительности наблюдаемых, но в большинстве случаев она, как показывают расчеты, увеличивается. В таблице 2 приведены нижние границы для параметра $\Lambda_{\alpha\beta}$ для двух различных ситуаций, в первой из которых поляризованы только электроны, а позитроны неполяризованы, и во второй – поляризованы оба пучка. Для большинства случаев позитронная поляризация приводит к повышению нижней границы для $\Lambda_{\alpha\beta}$, лишь для некоторых из них, а именно – для процесса рождения лептонных пар с конфигурацией RR и LL при светимости 500 фбн^{-1} , а также процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{b}b_L$, данное предельное значение уменьшается. Это происходит из-за значительного увеличения систематической ошибки по отношению к статистической неопределенности в спиральных сечениях, индуцируемой фактором $\delta P_{\bar{e}}/P_{\bar{e}}$.

Таблица 2

Модельно независимые ограничения на параметр $\Lambda_{\alpha\beta}$ при 95 %-ном уровне достоверности, полученные из спиральных сечений при $E_{\text{с.ц.м.}} = 0,5$ ТэВ, $P_e = 0,9$, $\delta P_e/P_e = 0,5\%$, $P_{\bar{e}} = 0,6$ и $\delta P_{\bar{e}}/P_{\bar{e}} = 1,0\%$

Процесс	$L_{\text{int}}, \text{ фбн}^{-1}$	$\Lambda_{RR}, \text{ ТэВ}$	$\Lambda_{LL}, \text{ ТэВ}$	$\Lambda_{RL}, \text{ ТэВ}$	$\Lambda_{LR}, \text{ ТэВ}$
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	50	41,3 → 45,0	41,3 → 44,5	37,7 → 42,3	37,0 → 41,5
	500	59,4 → 58,4	58,4 → 56,2	59,5 → 63,0	58,1 → 61,4
$e^+e^- \rightarrow \bar{b}b$	50	44,9 → 53,2	44,6 → 46,9	42,6 → 48,9	34,2 → 37,6
	500	60,9 → 73,6	53,9 → 53,3	68,5 → 75,5	48,3 → 50,3

Окончание табл. 2

Процесс	$L_{\text{int}},$ фбн ⁻¹	$\Lambda_{RR},$ ТэВ	$\Lambda_{LL},$ ТэВ	$\Lambda_{RL},$ ТэВ	$\Lambda_{LR},$ ТэВ
$e^+e^- \rightarrow \bar{c}c$	50	37,4→40,9	35,4→37,0	27,3→31,4	32,2→35,1
	500	45,0→46,9	40,1→40,2	39,8→43,2	41,8→43,0

Примечание. Стрелки указывают изменение чувствительности при переходе от неполяризованных электронов к поляризованным: $(P_e, 0) \rightarrow (P_e, P_{\bar{e}})$.

4. Выводы

Подведем итоги и перечислим наиболее важные результаты, полученные из модельно независимого анализа четырехфермионных контактных взаимодействий на линейных e^+e^- -коллайдерах с продольно-поляризованными пучками.

1. Разработан общий подход по выделению спиральных сечений в процессе $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ на основе новых интегральных наблюдаемых, построенных из поляризационных сечений рассеяния фермионов в переднюю и заднюю полусферы, σ_F и σ_B .

2. На основе свойств спиральных сечений, заключающихся в зависимости последних лишь от одного параметра контактных взаимодействий, выполнен модельно независимый анализ и получены соответствующие ограничения на параметры взаимодействий.

3. Детально исследована зависимость ограничений на параметр $\Lambda_{\alpha\beta}$ от систематических погрешностей, вносимых соответствующими неопределенностями в продольной поляризации электронов и позитронов. Найдены области изменения величины $\delta P_{\bar{e}}/P_{\bar{e}}$, где позитронная поляризация приводит к увеличению чувствительности наблюдаемых в сравнении со случаем, когда поляризован только электронный пучок.

Литература

1. Gargamelle Collaboration (F.J. Hasert, et al.), Phys. Lett. B46, 138 (1973).
2. J. Erler and P. Langacker, Status of the Standard Model, Proceedings of the 5-th International Wein Symposium: A Conference on Physics Beyond the Standard Model (WEIN 98), Santa Fe, NM, 14-21 June 1998.
3. D. Abbaneo et al., Preprint CERN-EP-2000-016 (2000).
4. A. Gurtu, Talk at the XXX International Conference on High Energy Physics, Osaka, Japan, July 27 – August 2, 2000.
5. E.J. Eichten, K.D. Lane, M.E. and Peskin, Phys. Rev. Lett. 50, 811 (1983).
6. R. J. Cashmore et al., Phys. Rep. 122, 275 (1985); R. Ruckl, Phys. Lett. B 129, 363 (1983).
7. P. Haberl, F. Schrempp, and H.-U. Martyn, in Proceedings «Physics at HERA», Hamburg, 1991, V.2, P.1133.
8. H. Kroha, Phys. Rev. D 46, 58 (1992).
9. K. Cheung, S. Godfrey, and J.A. Hewett, in Proceedings of the 1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High Energy Physics (Snowmass 96), Ed. by D.G. Cassel, L. Trindle Gennari and R.H. Siemann (SLAC, 1997), Stanford, P.989.
10. V. Barger, K. Cheung, K. Hagiwara, and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D 57, 391 (1998).

11. V. Barger, K. Cheung, K. Hagiwara, and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. B 404, 147 (1997).
12. D. Zeppenfeld and K. Cheung, Preprint MADPH-98-1081 (1998).
13. A.A. Babich, A.A. Pankov, and N. Paver, Phys. Lett. B 452, 355 (1999).
14. J. Kalinowski, R. Ruckl, H. Spiesberger, and P. Zerwas, Phys. Lett. B 406, 314 (1997).
15. T. G. Rizzo, Preprint SLAC-PUB-7982 (1998).
16. J.A. Valls, Preprint FERMILAB-Conf-97/135-E (1997).
17. P. Abreu et al., Preprint CERN-EP/2000-068 (2000); K. Cieslik et al., Preprint DELPHI 2000-038 CONF 356 (2000); K. Cieslik et al., Preprint DELPHI 2000-129 CONF 428 (2000); A. Behrmann et al., Preprint DELPHI 2000-036 CONF 355 (2000); P. Abreu et al., Eur. Phys. J. C 11, 383 (2000). A. Behrmann et al., Preprint DELPHI 99-58 CONF 247 (1999).
18. P. Osland and A.A. Pankov, Phys. Lett. B 403, 93 (1997); B 406, 328 (1997).
19. А.А. Панков, ЯФ 63, 940 (2000).
20. K. Flottmann, Preprint DESY 95-064 (1995); K. Fujii and T. Omori, KEK preprint 95-127 (1995); T. Omori, KEK preprint 98-237 (1998).
21. Djouadi A. et al. Z. Phys. 1992. V.C56. P.289.
22. Was Z., Jadach S. Phys. Rev. 1990. V.D41. P.1425.
23. Consoli M., Hollik W., Jegerlehner F. in Z physics at LEP1, Altarelli G., Kleiss R., Verzegnassi C. (Eds.), V.1. P.7. 1989.
24. Riemann S. FORTRAN program ZEFIT Version 4.2; Bardin D. et al., preprint DESY 99-070, 1999.

Получено 27.11.2001 г.