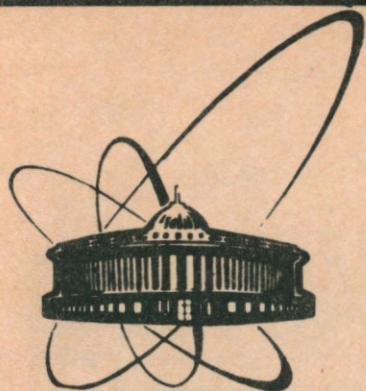


9-217



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

A 139

P2-89-217

С.К.Абдуллаев\*, А.И.Мухтаров\*

СУПЕРСТРУННЫЙ Z-БОЗОН  
В  $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$ -АННИГИЛЯЦИИ

---

\*Азербайджанский государственный университет  
им. С.М.Кирова, Баку

1989

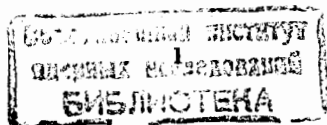
## I. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы эксперименты, выполненные на встречных электрон-позитронных пучках на PEP, PETRA и TRISTAN при энергии  $\sqrt{s} \sim 30-52$  ГэВ в США, позволили изучить вклад слабых нейтральных токов в процессах  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+$ ,  $e^+e^- \rightarrow \tau^-\tau^+$ ,  $e^+e^- \rightarrow$  адроны [1-5]. Результаты этих экспериментов хорошо согласуются со стандартной моделью (СМ) электрослабых взаимодействий Глэшоу-Вайнберга-Салама (ГВС) [6] при значении параметра  $\sin^2 \theta_w = 0,23$ .

В ближайшее время в ряде научных центров вступят в строй новые ускорительно-накопительные установки  $e^+e^-$ -пучков на энергии в диапазоне 100-200 ГэВ в США (LEP, SLC). При этом возникнет уникальная возможность для сравнения различных предсказаний СМ с экспериментом в этой области энергий. Возможно, что при сверхвысоких энергиях появятся новые экспериментальные факты, не согласующиеся с предсказаниями СМ. Интерпретация экспериментов такого рода, естественно, требует рассмотрения расширенных калибровочных моделей, отличных от стандартной.

Большим достижением последних лет в развитии физики высоких энергий является разработка теории суперструны. Суперструнная модель элементарных частиц, основанная на калибровочной симметрии  $E_8 \times E_8$ , рассматривается в качестве реального кандидата на роль последовательной единой теории всех фундаментальных взаимодействий [7]. После компактификации десятимерная группа  $E_8 \times E_8$ -суперструны приводит к 4-мерной  $N=1$  суперсимметричной теории с калибровочной группой  $E_6$ . Интересным следствием этой модели является то, что она предсказывает существование новых экзотических фермионов и как минимум одного дополнительного векторного бозона [8]. Это сильно оживило интерес к  $E_6$  теории большого объединения.

В настоящее время поискам проявлений дополнительных векторных бозонов уделяется значительное внимание [9-14]. В рамках суперструнной  $E_6$ -модели изучен вклад дополнительного  $Z'$ -бозона в глубоко неупругих процессах, в упругое нейтрино-электронное и нейтрино-нуклонное рассеяния, когерентное нейтринорождение  $\pi^0$ -мезонов на ядрах. И все же для обнаружения возможных отклонений от СМ при высоких энергиях и изучения свойств новых бозонов потребуются исследование более широкого класса процессов. Одним из эффективных способов поиска таких бозонов является изучение процессов рождения частиц в электрон-позитронных столкновениях.



Физические свойства дополнительных бозонов могут быть изучены измерением различных электрослабых асимметрий в электрон-позитронной аннигиляции при энергиях  $\sqrt{S} \geq 100$  ГэВ. Эксперименты в этой области энергий позволят определить отклонение различных электрослабых асимметрий от предсказаний теории ГВС с точностью 1% и предоставят самые реальные возможности для решения вопроса о существовании дополнительных калибровочных бозонов.

С целью всесторонней проверки SM, выявления эффектов дополнительно бозона и выбора приемлемой модели электрослабого взаимодействия при высоких энергиях в ряде работ рассмотрены электрослабые асимметрии в процессах рождения лептонов в электрон-позитронной аннигиляции [9, 15-18]. В недавней работе [19] в рамках SM получены аналитические выражения для электромагнитных поправок порядка  $\alpha^3$  в полное сечение и интегральную асимметрию вперед-назад для процесса рождения пар фундаментальных фермионов. В экспериментах с высокоэнергетическими электрон-позитронными пучками наряду с лептонами наблюдаются и частицы с другими значениями спинов. Это вызывает необходимость исследовать влияние дополнительного  $Z'$ -бозона на характеристики процессов образования пар частиц с произвольными спинами на встречных  $e^-e^+$ -пучках.

В настоящей работе изучаются эффекты дополнительного бозона в процессах

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

Здесь  $f\bar{f}$  - пара произвольных частиц (лептонов, нуклонов, гиперонов, псевдоскалярных или векторных мезонов, нуклонных резонансов и др.).

Найдены и проанализированы такие характеристики процессов (1), которые наиболее чувствительны к вкладу дополнительного векторного бозона.

## 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ФЕРМИОНОВ С ВЕКТОРНЫМИ БОЗОНАМИ

В низкоэнергетическом пределе суперструны нарушение симметрии группы  $E_6$  может происходить по схеме

$$E_6 \rightarrow SO(10) \times U_\psi(1). \quad (2)$$

Группа  $SO(10)$  содержит  $SU(5)$  в качестве своей подгруппы. Схема нарушения  $SO(10)$  выглядит следующим образом:

$$SO(10) \rightarrow SU(5) \times U_x(1), \quad (3)$$

причем

$$SU(5) \supset SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1). \quad (4)$$

Следовательно, группа  $E_6$  может нарушаться до подгрупп 5-го или 6-го

ранга

$$G_5 = SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1), \quad (5)$$

$$G_6 = SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \times U_\psi(1) \times U_x(1). \quad (6)$$

Возможны и другие варианты подгрупп ранга 6, но мы ограничимся рассмотрением указанной. Здесь мы имеем два дополнительных нейтральных бозона  $Z'_\psi$  и  $Z'_x$ , отвечающих группам  $U_\psi(1)$  и  $U_x(1)$  соответственно.

Модель с калибровочной группой  $SU_c(3) \times SU(2) \times U(1) \times U'(1)$  считается сейчас наиболее вероятным низкоэнергетическим пределом теории суперструны. В этой модели возникает дополнительный  $Z'$ -бозон, рассматриваемый как линейная комбинация  $Z'_\psi$  и  $Z'_x$ ,

$$Z' = Z'_\psi \cos \theta_E + Z'_x \sin \theta_E. \quad (7)$$

Здесь  $\theta_E$  - угол смешивания. В случае группы ранга 6 он произволен, а для группы ранга 5  $\theta_E = 142,24^\circ$ .

Заряды, характеризующие взаимодействие левого и правого спиноров с  $Z'$ -бозоном (7), определяются как

$$\begin{aligned} Q_L^{Z'} &= Q_\psi(f_L) \cos \theta_E + Q_x(f_L) \sin \theta_E, \\ Q_R^{Z'} &= -Q_\psi(f_L^c) \cos \theta_E - Q_x(f_L^c) \sin \theta_E, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} Q_\psi(f_L) &= \frac{1}{2\sqrt{6}}, \quad Q_x(f_L) = \frac{3}{2\sqrt{10}} \text{ для } f_L = (d^c, e, \nu_e)_L, \\ Q_\psi(f_L) &= \frac{1}{2\sqrt{6}}, \quad Q_x(f_L) = -1/2\sqrt{10} \text{ для } f_L = (u, d, u^c, e^c)_L \end{aligned}$$

-генераторы групп  $U_\psi(1)$  и  $U_x(1)$ .

Токи взаимодействия фундаментальных фермионов с векторными бозонами имеют вид

$$J_\mu^i = \sum_f \bar{\psi}_f \gamma_\mu [g_{Lf}^i (1 + \gamma_5) + g_{Rf}^i (1 - \gamma_5)]. \quad (9)$$

Здесь  $g_{Lf}^i$  и  $g_{Rf}^i$  - левая и правая константы связи фермиона  $f$  с  $i$ -бозоном. Выражения этих констант приведены в таблице I.

(Обозначения  $g_Z = \frac{e}{\sin 2\theta_W}$ ,  $g_{Z'} = \sqrt{\frac{5}{3}} \cdot \frac{e}{2 \cos \theta_W}$ ,  $A = \frac{1}{2\sqrt{6}} \cos \theta_E$ ,  $B = \frac{1}{2\sqrt{10}} \sin \theta_E$ ) ТАБЛИЦА I

бозон \ поля	$e, \mu, \tau$		$u, c$		$d, s, b$	
	$g_{Le}^i/g_i$	$g_{Re}^i/g_i$	$g_{Lu}^i/g_i$	$g_{Rq}^i/g_i$	$g_{Lq}^i/g_i$	$g_{Rq}^i/g_i$
$i=Z$	$-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W$	$\sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$
$i=Z'$	$A + 3B$	$B - A$	$A - B$	$B - A$	$A - B$	$-A - 3B$

Массовая матрица полей  $Z$  и  $Z'$  в общем случае недиагональна. Это приводит к  $Z-Z'$ -смешиванию

$$\begin{aligned} Z_1 &= Z \cos \varphi + Z' \sin \varphi, \\ Z_2 &= -Z \sin \varphi + Z' \cos \varphi, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  — калибровочные бозоны с физическими массами  $m_{Z_1}$  и  $m_{Z_2}$ ,  $\varphi$  — угол смешивания

$$\tan 2\varphi = (m_{Z_2}^2 - m_{Z_1}^2) / (m_{Z_2}^2 + m_{Z_1}^2).$$

Здесь  $m_Z$  — масса  $Z$ -бозона в СМ.

Выражения для токов взаимодействия фермионов с бозонами  $Z_1$  и  $Z_2$  имеют общий вид (9), но при этом

$$\begin{aligned} g_{L,R}^{Z_1} &= \cos \varphi g_{L,R}^Z + \sin \varphi g_{L,R}^{Z'}, \\ g_{L,R}^{Z_2} &= \cos \varphi g_{L,R}^{Z'} - \sin \varphi g_{L,R}^Z. \end{aligned} \quad (11)$$

### 3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$

Процессы рождения пары произвольных частиц в электрон-позитронных столкновениях описываются амплитудой

$$M = e^2 \sum_i \bar{v}_i \gamma_\mu [g_{L_e}^i (1 + \gamma_5) + g_{R_e}^i (1 - \gamma_5)] u \langle f\bar{f} | \mathcal{J}_\mu^i | 0 \rangle, \quad (12)$$

где суммирование проводится по всем калибровочным бозонам ( $i = \gamma, Z_1, Z_2, \dots$ ),  $\mathcal{D}_i = (m_i^2 - s - i m_i \Gamma_i)^{-1}$  — пропагатор векторного бозона  $i$ ,  $m_i$  и  $\Gamma_i$  — масса и полная ширина  $i$ -бозона,  $s$  — квадрат суммарной энергии  $e^-e^+$ -пары в СЦМ,  $\mathcal{J}_\mu^i$  — ток, описывающий переход  $i \rightarrow f + \bar{f}$ .

Дифференциальное сечение реакций (1) может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4} \beta \sum_{i,K} \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* L_{\mu\nu}^{iK} W_{\mu\nu}^{iK}, \quad (13)$$

где  $\beta$  — скорость частицы  $f$ ,  $L_{\mu\nu}^{iK}$  и  $W_{\mu\nu}^{iK}$  — тензоры начальных и конечных частиц.

Если массой электрона пренебречь, то лептонные тензоры станут сохраняющимися  $L_{\mu\nu}^{iK} q_\mu = L_{\mu\nu}^{iK} q_\nu = 0$ . Вследствие этого в СЦМ вклад в сечение дадут только пространственные компоненты тензоров  $L_{mn}^{iK}$  и  $W_{mn}^{iK}$ . Лептонный тензор легко вычисляется на основе матричного элемента (12) и в случае произвольно поляризованной  $e^-e^+$ -пары равен

$$\begin{aligned} L_{mn}^{iK} &= s \left\{ (\delta_{mn} - \frac{v_m v_n}{m^2}) [(g_{L_e}^i g_{L_e}^K + g_{R_e}^i g_{R_e}^K) (1 - \lambda_1 \lambda_2) + \right. \\ &+ (g_{L_e}^i g_{L_e}^K - g_{R_e}^i g_{R_e}^K) (\lambda_2 - \lambda_1)] + i \epsilon_{mnr} v_r [(g_{L_e}^i g_{L_e}^K - g_{R_e}^i g_{R_e}^K) (1 - \lambda_1 \lambda_2) \\ &+ (g_{L_e}^i g_{L_e}^K + g_{R_e}^i g_{R_e}^K) (\lambda_2 - \lambda_1)] \left. \right\} + [\eta_{1m} \eta_{2n} + \eta_{1n} \eta_{2m} - \vec{\eta}_1 \vec{\eta}_2 (\delta_{mn} - \frac{v_m v_n}{m^2})] x \end{aligned}$$

$$x (g_{L_e}^i g_{R_e}^K + g_{R_e}^i g_{L_e}^K) + i (\eta_{1m} \epsilon_{nr} + \eta_{1n} \epsilon_{mr}) v_r \eta_{2s} (g_{R_e}^i g_{L_e}^K - g_{L_e}^i g_{R_e}^K) \}. \quad (14)$$

Здесь  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  ( $\eta_1$  и  $\eta_2$ ) — величины продольных (поперечных) поляризаций электрона и позитрона,  $\vec{v}$  — единичный вектор по направлению импульса электрона.

Тензор конечных частиц имеет следующую общую структуру

$$W_{mn}^{iK} = W_1^{iK} \delta_{mn} + W_2^{iK} N_m N_n - i \epsilon_{mnr} N_r W_3^{iK}, \quad (15)$$

где  $W_1^{iK}$ ,  $W_2^{iK}$  и  $W_3^{iK}$  — структурные функции, зависящие от природы образовавшихся частиц,  $N$  — единичный вектор по направлению импульса частицы  $f$ .

Сворачивая тензоры  $L_{mn}^{iK}$  и  $W_{mn}^{iK}$  для дифференциального сечения процессов (1) находим выражение (в дальнейшем массой частицы  $f$  пренебрегаем):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{4} s \sum_{i,K} \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* \left\{ [(g_{L_e}^i g_{L_e}^K + g_{R_e}^i g_{R_e}^K) (1 - \lambda_1 \lambda_2) + \right. \\ &+ (g_{L_e}^i g_{L_e}^K - g_{R_e}^i g_{R_e}^K) (\lambda_2 - \lambda_1)] (2W_1^{iK} + W_2^{iK} \sin^2 \theta) + \\ &+ 2 [(g_{L_e}^i g_{L_e}^K - g_{R_e}^i g_{R_e}^K) (1 - \lambda_1 \lambda_2) + (g_{L_e}^i g_{L_e}^K + g_{R_e}^i g_{R_e}^K) (\lambda_2 - \lambda_1)] W_3^{iK} \cos \theta + \\ &+ \eta_1 \eta_2 [(g_{R_e}^i g_{L_e}^K + g_{L_e}^i g_{R_e}^K) \cos 2\varphi + i (g_{R_e}^i g_{L_e}^K - g_{L_e}^i g_{R_e}^K) \sin 2\varphi] W_2^{iK} \sin^2 \theta \left. \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Если электрон (позитрон) обладает правой (левой) спиральностью, то из формулы (16) имеем сечение

$$\frac{d\sigma(e_R^- e_L^+ \rightarrow f\bar{f})}{d\Omega} = \alpha^2 s \sum_{i,K} \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* g_{L_e}^i g_{R_e}^K (2W_1^{iK} + W_2^{iK} \sin^2 \theta - 2W_3^{iK} \cos \theta). \quad (17)$$

Если же электрон (позитрон) лево (право) поляризован, то сечение равно

$$\frac{d\sigma(e_L^- e_R^+ \rightarrow f\bar{f})}{d\Omega} = \alpha^2 s \sum_{i,K} \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* g_{L_e}^i g_{L_e}^K (2W_1^{iK} + W_2^{iK} \sin^2 \theta + 2W_3^{iK} \cos \theta). \quad (18)$$

Отсюда следует, что изучение реакций (1) с левополяризованными электронами  $e_L^-$  (или правополяризованными позитронами  $e_R^+$ ) позволяет получить информацию о левых константах связи лептонов с калибровочными бозонами  $g_{L_e}^i$ , в то время как сечение аннигиляции правополяризованных электронов  $e_R^-$  (или левополяризованных позитронов  $e_L^+$ ) содержит сведения о правых константах связи  $g_{R_e}^i$ .

#### 4. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$

Эффекты суперструнного бозона проявляются в различных электрослабых асимметриях, выражения которых могут быть получены из общей формулы эффективного сечения (16). Здесь рассматриваются только интегральные характеристики реакций  $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$ .

Определим следующим образом сечения рождения частицы  $f$  в передней ( $\sigma_B$ ) и задней ( $\sigma_H$ ) полусферах при аннигиляции продольно поляризованного позитрона и неполяризованного электрона

$$\begin{aligned}\sigma_B(\lambda_2) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 d\cos\theta (d\sigma/d\Omega), \\ \sigma_H(\lambda_2) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^0 d\cos\theta (d\sigma/d\Omega).\end{aligned}\quad (19)$$

Из формулы (16) имеем:

$$\begin{aligned}\sigma_B(\lambda_2) &= \frac{\pi}{6} d^2 s \sum_{i,K} \lambda_i \mathcal{D}_K^* \left\{ 2 \left[ g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K + \lambda_2 (g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K) \right] (3W_1^{iK} + W_2^{iK}) \right. \\ &\quad \left. + 3 \left[ g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K + \lambda_2 (g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K) \right] W_3^{iK} \right\},\end{aligned}\quad (20)$$

$$\begin{aligned}\sigma_H(\lambda_2) &= \frac{\pi}{6} d^2 s \sum_{i,K} \lambda_i \mathcal{D}_K^* \left\{ 2 \left[ g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K + \lambda_2 (g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K) \right] (3W_1^{iK} + W_2^{iK}) \right. \\ &\quad \left. - 3 \left[ g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K + \lambda_2 (g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K) \right] W_3^{iK} \right\}.\end{aligned}\quad (21)$$

Из (20) и (21) могут быть определены измеряемые на опыте электрослабые асимметрии:

1) поляризационная асимметрия вперед

$$\begin{aligned}A_B(\lambda_2) &= [\sigma_B(\lambda_2) - \sigma_B(-\lambda_2)] / [\sigma_B(\lambda_2) + \sigma_B(-\lambda_2)] = \\ &= \lambda^2 \frac{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* [2(g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K)(3W_1^{iK} + W_2^{iK}) + 3(g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K)W_3^{iK}]}{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* [2(g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K)(3W_1^{iK} + W_2^{iK}) + 3(g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K)W_3^{iK}]},\end{aligned}\quad (22)$$

2) поляризационная асимметрия назад

$$\begin{aligned}A_H(\lambda_2) &= [\sigma_H(\lambda_2) - \sigma_H(-\lambda_2)] / [\sigma_H(\lambda_2) + \sigma_H(-\lambda_2)] = \\ &= \lambda^2 \frac{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* [2(g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K)(3W_1^{iK} + W_2^{iK}) - 3(g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K)W_3^{iK}]}{2 \sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* [2(g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K)(3W_1^{iK} + W_2^{iK}) - 3(g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K)W_3^{iK}]},\end{aligned}\quad (23)$$

3) асимметрия вперед-назад с учетом продольной поляризации позитрона

$$\begin{aligned}A_{BH}(\lambda_2) &= [\sigma_B(\lambda_2) - \sigma_H(\lambda_2)] / [\sigma_B(\lambda_2) + \sigma_H(\lambda_2)] = \\ &= \frac{3 \sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* [g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K + \lambda_2 (g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K)] W_3^{iK}}{2 \sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* [g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K + \lambda_2 (g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K)] (3W_1^{iK} + W_2^{iK})};\end{aligned}\quad (24)$$

4) поляризационная асимметрия вперед-назад

$$\begin{aligned}\tilde{A}_{BH}(\lambda_2) &= [\sigma_B(\lambda_2) - \sigma_B(-\lambda_2) - \sigma_H(\lambda_2) + \sigma_H(-\lambda_2)] / [\sigma_B(\lambda_2) + \sigma_B(-\lambda_2) + \sigma_H(\lambda_2) + \sigma_H(-\lambda_2)] = \\ &= \frac{3}{2} \lambda^2 \frac{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* (g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K) W_3^{iK}}{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* (g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K) (3W_1^{iK} + W_2^{iK})}.\end{aligned}\quad (25)$$

Определим интегральное сечение рождения пары частиц  $f\bar{f}$  при аннигиляции продольно поляризованного позитрона

$$\begin{aligned}\sigma(\lambda_2) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d\cos\theta (d\sigma/d\Omega) = \frac{2\pi}{3} d^2 s \sum_{i,K} \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* \times \\ &\quad \times [g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K + \lambda_2 (g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K)] (3W_1^{iK} + W_2^{iK}).\end{aligned}\quad (26)$$

Отсюда можно получить выражение для право-левой асимметрии

$$A_{RL} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} = \frac{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* (g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K - g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K) (3W_1^{iK} + W_2^{iK})}{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* (g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K) (3W_1^{iK} + W_2^{iK})},\quad (27)$$

где  $\sigma_R$  и  $\sigma_L$  - сечения аннигиляции право- и левополяризованного позитрона.

При аннигиляции поперечно поляризованной  $e\bar{e}$ -пары сечение (16) приводит к следующим спиновым асимметриям

$$\begin{aligned}A_{\varphi}^{(1)} &= \frac{2}{\eta_1 \eta_2} \int_0^{2\pi} \cos 2\varphi d\varphi \int_{-1}^1 d\cos\theta (d\sigma/d\Omega) / \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d\cos\theta (d\sigma/d\Omega) = \\ &= \frac{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* (g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K) W_2^{iK}}{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* (g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K) (3W_1^{iK} + W_2^{iK})};\end{aligned}\quad (28)$$

$$\begin{aligned}A_{\varphi}^{(2)} &= \frac{2}{\eta_1 \eta_2} \int_0^{2\pi} \sin 2\varphi d\varphi \int_{-1}^1 d\cos\theta (d\sigma/d\Omega) / \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d\cos\theta (d\sigma/d\Omega) = \\ &= \frac{i \sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* (g_{\nu e}^i g_{\mu e}^K - g_{\mu e}^i g_{\nu e}^K) W_2^{iK}}{\sum \mathcal{D}_i \mathcal{D}_K^* (g_{\mu e}^i g_{\mu e}^K + g_{\nu e}^i g_{\nu e}^K) (3W_1^{iK} + W_2^{iK})}.\end{aligned}\quad (29)$$

Найдем структурные функции  $W_1^{iK}$ ,  $W_2^{iK}$  и  $W_3^{iK}$  при рождении конкретных пар частиц  $f\bar{f}$  и проведем оценки электрослабых асимметрий в рамках  $SU(2)_C \times U(1)_Y \times U(1)_{X'}$ -модели.

Рассмотрим рождение пары фундаментальных фермионов (лептонов  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ , кварков  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ ,  $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$ ). При этом ток конечных частиц дается выражением

$$\langle f\bar{f} | \mathcal{J}_\mu^i | 0 \rangle = \bar{u}_f \gamma_\mu [g_{\mu f}^i (1 + \gamma_5) + g_{\nu f}^i (1 - \gamma_5)] v_f.\quad (30)$$

Для структурных функций на основе (30) находим

$$\begin{aligned}W_1^{iK} &= -W_2^{iK} = 4N_c (g_{\mu f}^i g_{\mu f}^K + g_{\nu f}^i g_{\nu f}^K), \\ W_3^{iK} &= 4N_c (g_{\mu f}^i g_{\mu f}^K - g_{\nu f}^i g_{\nu f}^K),\end{aligned}\quad (31)$$



где  $N_c$  —цветовой множитель ( $N_c=3$ —для кварков и  $N_c=1$ —для лептонов).

Для сравнения результатов модели  $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$  с данными планируемых экспериментов нами проведены расчеты электрослабых асимметрий для случая рождения фундаментальных фермионов при энергии  $e^-e^+$ -пучков  $\sqrt{S}=90-240$  ГэВ. В расчетах принято, что угол  $Z-Z'$  смешивания  $\varphi=0^\circ$ , а для массы и ширины распада дополнительного бозона выбирались значения  $m_{Z'}=150; 200; 250; 300$  ГэВ и  $\Gamma_{Z'}=0,025 m_{Z'}$ . Некоторые результаты вычисления асимметрий в процессах  $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ ,  $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$  представлены на рис. 1-5.

На рис. 1 приведена зависимость асимметрии вперед-назад  $A_{BH}(\lambda_2)$  от  $\theta_E$  при  $m_{Z'}=200$  ГэВ,  $\Gamma_{Z'}=5$  ГэВ и разных энергиях  $\sqrt{S}$ . Как видно, характер кривых сильно зависит от энергии  $\sqrt{S}$ . Так, при  $\sqrt{S} < 140$  ГэВ асимметрия почти не зависит от угла смешивания  $\theta_E$ , а при  $140 \leq \sqrt{S} < 200$  ГэВ и  $\sqrt{S} > 200$  ГэВ кривые имеют минимум и максимум, сдвигающиеся вниз и вверх с ростом энергии. При  $\sqrt{S}=200$  ГэВ у асимметрии  $A_{BH}(\lambda_2)$  наблюдаются дополнительные ярко выраженные максимум и минимум.

Чувствительность право-левой асимметрии к выбору массы дополнительного бозона иллюстрирует рис. 2, где представлена зависимость  $A_{RL}$  от энергии  $\sqrt{S}$ . На рисунке пунктирная кривая описывает поведение асимметрии в СМ. Как видно, с ростом энергии асимметрия сначала уменьшается и достигает минимума, затем увеличивается и, достигая максимального значения вблизи  $\sqrt{S} \sim m_{Z'}$ , снова начинает уменьшаться. С увеличением массы дополнительного бозона минимумы и максимумы асимметрии  $A_{RL}$  смещаются в сторону высоких энергий. Заметно также, что предсказания модели  $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$  значительно отличаются от результатов СМ, причем отклонение от СМ увеличивается с ростом энергии  $e^-e^+$ -пучков и уменьшением массы дополнительного бозона.

Аналогичное поведение наблюдается и для асимметрий  $A_{BH}^{(1)}$  и  $A_{\varphi}^{(1)}$  (см. рис. 3, где приведена энергетическая зависимость асимметрий  $A_{BH}^{(1)}$  и  $A_{\varphi}^{(1)}$ ).

Что касается поперечной спиновой асимметрии  $A_{\varphi}^{(2)}$ , то она определяется мнимыми частями пропагаторов  $D_i$  и достигает максимального значения вблизи резонансной энергии  $\sqrt{S} \sim m_{Z'}$ . В  $Z'$ -резонансе асимметрия  $A_{\varphi}^{(2)}$  достигает нескольких процентов и чувствительна к углу  $\theta_E$  (см. рис. 4, где показана зависимость  $A_{\varphi}^{(2)}$  от  $\theta_E$  при  $m_{Z'}=200$  ГэВ и  $\Gamma_{Z'}=5$  ГэВ).

Для реакций рождения пары пионов, нуклонов, векторных  $\rho$ -мезонов и нуклонных резонансов структурные функции  $W_{1,2,3}$  выражаются через электрослабые форм-факторы адронов. Их выражения здесь не приводятся. В СМ процессы (1) исследованы в работе [20].

Исследуем степень продольной поляризации конечных частиц на примере образования лептонных пар. В случае произвольных поляризаций начальных и продольных поляризаций конечных частиц дифференциальное сечение

процесса  $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$  имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4} N_c S \sum_{i,K} D_i D_K^* \left\{ \left[ (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) (1 - \lambda_1 \lambda_2) + (g_{Le}^i g_{Le}^K - g_{Re}^i g_{Re}^K) (\lambda_2 - \lambda_1) \right] \times \right. \\ \times \left[ (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K) (1 - h_1 h_2) + (g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K) (h_2 - h_1) \right] (1 + \cos^2 \theta) + \\ + 2 \left[ (g_{Le}^i g_{Le}^K - g_{Re}^i g_{Re}^K) (1 - \lambda_1 \lambda_2) + (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) (\lambda_2 - \lambda_1) \right] \times \\ \times \left[ (g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K) (1 - h_1 h_2) + (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K) (h_2 - h_1) \right] \cos \theta - \\ - \eta_1 \eta_2 \left[ (g_{Le}^i g_{Re}^K + g_{Re}^i g_{Le}^K) \cos 2\varphi + i (g_{Re}^i g_{Le}^K - g_{Le}^i g_{Re}^K) \sin 2\varphi \right] \times \\ \left. \times \left[ (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K) (1 - h_1 h_2) + (g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K) (h_2 - h_1) \right] \right\}. \quad (32)$$

Различные частные случаи выражения (32) для дифференциального сечения процесса  $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$  были рассмотрены ранее. Так, например, если в (32) перейти к продольным поляризациям начальных частиц, то получим результат работы [15]. Если же просуммировать по поляризациям конечных частиц, то формула (32) совпадает с результатом работ [16, 17].

Дифференциальное сечение (32) приводит к следующим поляризационным асимметриям:

$$A_B(h_2) = [\sigma_B(h_2) - \sigma_B(-h_2)] / [\sigma_B(h_2) + \sigma_B(-h_2)] = \\ = h_2 \frac{\sum D_i D_K^* \left[ 4 (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K) + 3 (g_{Le}^i g_{Le}^K - g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K) \right]}{\sum D_i D_K^* \left[ 4 (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K) + 3 (g_{Le}^i g_{Le}^K - g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K) \right]}, \quad (33)$$

$$A_H(h_2) = [\sigma_H(h_2) - \sigma_H(-h_2)] / [\sigma_H(h_2) + \sigma_H(-h_2)] = \\ = h_2 \frac{\sum D_i D_K^* \left[ 4 (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K) - 3 (g_{Le}^i g_{Le}^K - g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K) \right]}{\sum D_i D_K^* \left[ 4 (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K) - 3 (g_{Le}^i g_{Le}^K - g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K) \right]}, \quad (34)$$

$$A_{BH}(h_2) = [\sigma_B(h_2) - \sigma_H(h_2)] / [\sigma_B(h_2) + \sigma_H(h_2)] = \\ = \frac{3}{4} \frac{\sum D_i D_K^* (g_{Le}^i g_{Le}^K - g_{Re}^i g_{Re}^K) [g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K + h_2 (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K)]}{\sum D_i D_K^* (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) [g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K + h_2 (g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K)]}, \quad (35)$$

$$\tilde{A}_{BH}(h_2) = [\sigma_B(h_2) - \sigma_B(-h_2) - \sigma_H(h_2) + \sigma_H(-h_2)] / [\sigma_B(h_2) + \sigma_B(-h_2) + \sigma_H(h_2) + \sigma_H(-h_2)] = \\ = \frac{3}{4} h_2 \frac{\sum D_i D_K^* (g_{Le}^i g_{Le}^K - g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K)}{\sum D_i D_K^* (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K)}; \quad (36)$$

$$P = [\sigma(f_R) - \sigma(f_L)] / [\sigma(f_R) + \sigma(f_L)] = \\ = \frac{\sum D_i D_K^* (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K - g_{Rf}^i g_{Rf}^K)}{\sum D_i D_K^* (g_{Le}^i g_{Le}^K + g_{Re}^i g_{Re}^K) (g_{Lf}^i g_{Lf}^K + g_{Rf}^i g_{Rf}^K)}. \quad (37)$$

Здесь  $\sigma(f_R)$  и  $\sigma(f_L)$  - сечения рождения фермиона  $f$  в конечном состоянии с измеряемой в эксперименте правой и левой поляризацией.

Следует отметить, что электрослабые асимметрии (33)-(37) доступны для экспериментального изучения в процессе  $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$ , посредством измерения поляризации  $\tau$ -лептона по спектру  $\bar{L}$ -мезонов в распаде  $\tau \rightarrow \bar{L} \nu_\tau$ .

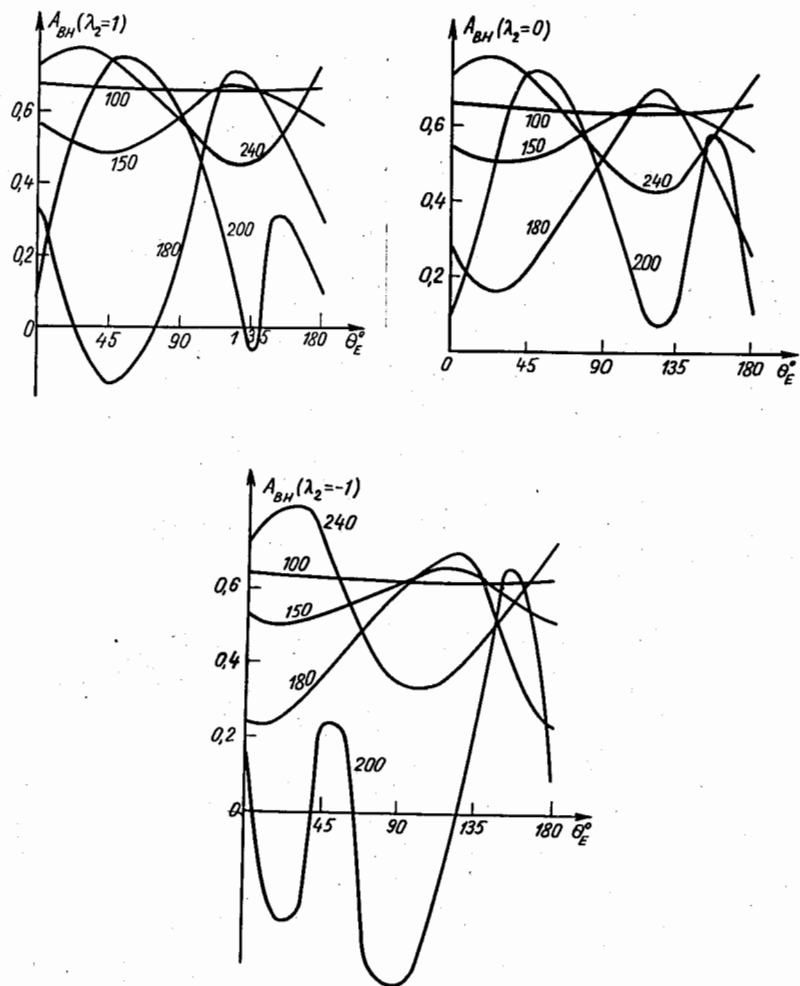


Рис.1. Зависимость асимметрии  $A_{BH}(\lambda_2)$  от угла при разных энергиях  $e^-e^+$ -лучков (цифры у кривых - энергия  $\sqrt{S}$  в ГэВ).

Рис.2. Энергетическая зависимость асимметрии  $A_{RL}$  при различных массах  $Z'$ -бозона ( $\theta_E = 90^\circ$ , цифры у кривых - масса  $m_{Z'}$  в ГэВ).

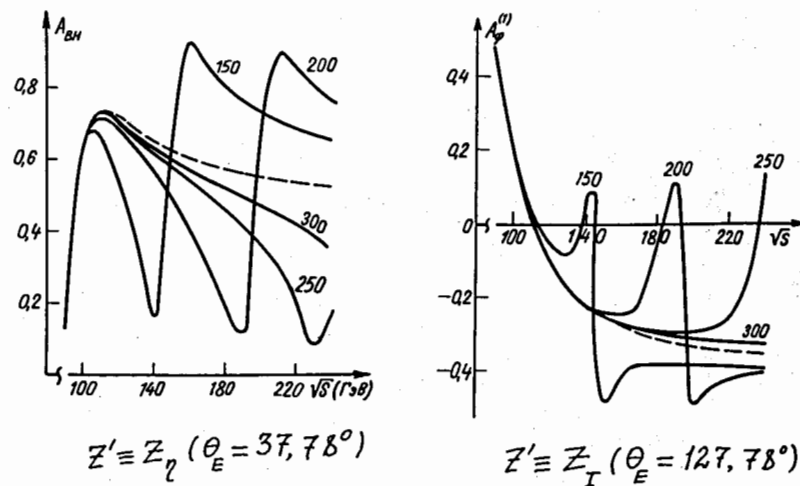
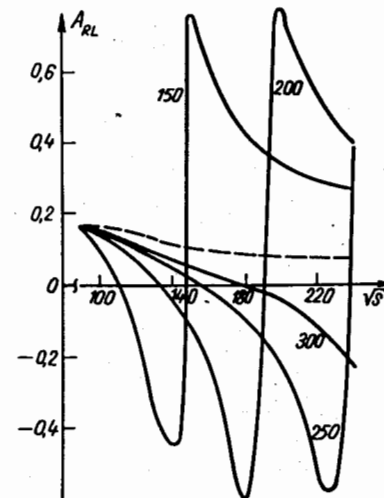


Рис.3. Зависимость асимметрий  $A_{BH}$  и  $A_{\psi}^{(1)}$  от энергии при различных массах дополнительного бозона.

На рис.5 представлена зависимость степени продольной поляризации  $\tau$ -лептона от угла  $\theta_E$  при  $m_{\tau^+} = 200$  ГэВ,  $I_{\tau^+} = 5$  ГэВ. В области энергий  $100 \leq \sqrt{s} < 200$  ГэВ ( $\sqrt{s} \gg 200$  ГэВ) рост угла приводит к уменьшению (увеличению) асимметрии  $P$ , и она достигает минимума (максимума) вблизи  $\theta_E \sim 60-80^\circ$ . Затем асимметрия снова увеличивается (уменьшается) и, достигая максимального (минимального) значения при  $\theta_E \sim 150^\circ$ , начинает уменьшаться (расти).

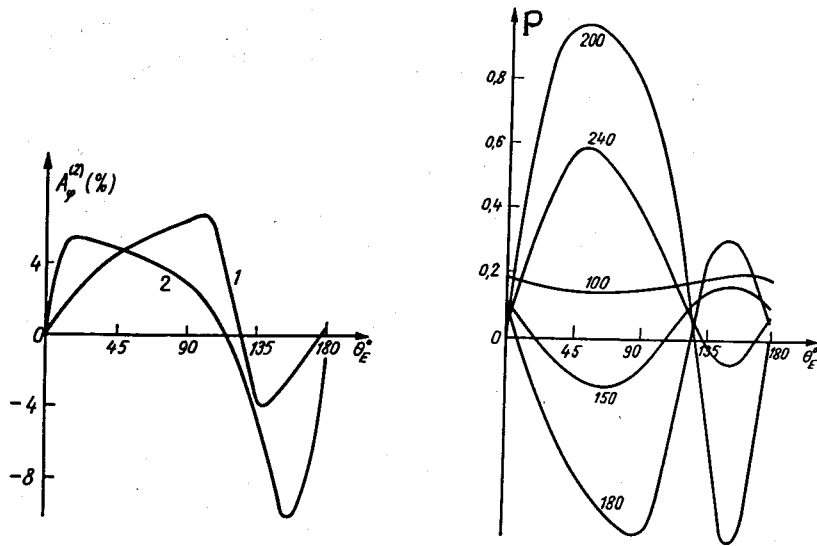


Рис.4. Зависимость поперечной спиновой асимметрии  $A_p^{(2)}$  от угла  $\theta_E$  при  $\sqrt{s} = 190$  ГэВ (кривая 1) и 200 ГэВ (кривая 2).

Рис.5. Зависимость степени продольной поляризации  $\tau$ -лептона от угла  $\theta_E$  при разных энергиях  $e^+e^-$ -пучков.

Рассмотрим режим  $S \approx m_c^2$ , который может быть изучен на будущих ускорителях встречных электрон-позитронных пучков. В этом случае вклад в сечение от  $\tilde{l}$ -бозонного ( $\tilde{l} = Z$  или  $Z'$ ) становится доминирующим, так как мы имеем дело с резонансным рождением бозона. В резонансе интегральные характеристики процесса рождения фундаментальных фермионов равны

$$A_B(\lambda_2) = \lambda_2 \frac{A_1 + 0,75 A_2}{1 + 0,75 A_1 A_2}, \quad A_H(\lambda_2) = \lambda_2 \frac{A_1 - 0,75 A_2}{1 - 0,75 A_1 A_2},$$

$$A_{RL} = A_1; \quad \tilde{A}_{BH}(\lambda_2) = 0,75 \lambda_2 \cdot A_2,$$

$$A_{BH}(\lambda_2) = 0,75 \frac{A_1 + \lambda_2 A_2}{1 + \lambda_2 A_1}, \quad A_\varphi^{(1)} = - \frac{g_{Le}^i g_{Re}^i}{(g_{Le}^i)^2 + (g_{Re}^i)^2},$$

$$A_B(h_2) = h_2 \frac{A_2 + 0,75 A_1}{1 + 0,75 A_1 A_2}, \quad A_H(h_2) = h_2 \frac{A_2 - 0,75 A_1}{1 - 0,75 A_1 A_2},$$

$$A_{BH}(h_2) = 0,75 \frac{A_2 + h_2 A_1}{1 + h_2 A_2}, \quad \tilde{A}_{BH}(h_2) = 0,75 h_2 A_1, \quad P = A_2.$$

Здесь

$$A_1 = \frac{(g_{Le}^i)^2 - (g_{Re}^i)^2}{(g_{Le}^i)^2 + (g_{Re}^i)^2}, \quad A_2 = \frac{(g_{Lf}^i)^2 - (g_{Rf}^i)^2}{(g_{Lf}^i)^2 + (g_{Rf}^i)^2}.$$

Отсюда следует, что информация о константах связи лептонов с  $\tilde{l}$ -бозоном ( $\tilde{l} = Z$  или  $Z'$ ) может быть получена изучением асимметрий  $A_{RL}$ ,  $A_\varphi^{(1)}$  и  $\tilde{A}_{BH}(h_2)$ . Степень продольной поляризации фермиона  $P$ , асимметрии вперед-назад  $A_{BH}(\lambda_2 = \pm 1)$  и  $\tilde{A}_{BH}(\lambda_2)$  содержат сведения о параметрах нейтральных токов конечных частиц.

В таблице 2 приведены значения различных электрослабых асимметрий при рождении пары фундаментальных фермионов в  $Z$ - и  $Z'$ -резонансной области энергий при  $\sin^2 \theta_W = 0,23$ .

ТАБЛИЦА 2

	$Z$						
	$A_{RL}$	$A_B(\lambda_2)$	$A_H(\lambda_2)$	$A_{BH}(\lambda_2)$	$\tilde{A}_{BH}(\lambda_2)$	$A_\varphi^{(1)}$	$P$
$e, \mu, \tau$	0,16	$0,28 \lambda_2$	$0,04 \lambda_2$	$0,12 \frac{\lambda_2 + 0,16}{1 + 0,16 \lambda_2}$	$0,12 \lambda_2$	0,5	0,16
$u, c$	0,16	$0,61 \lambda_2$	$-0,37 \lambda_2$	$0,5 \frac{\lambda_2 + 0,16}{1 + 0,16 \lambda_2}$	$0,5 \lambda_2$	0,5	0,67
$d, s, b$	0,16	$0,68 \lambda_2$	$-0,6 \lambda_2$	$0,7 \frac{\lambda_2 + 0,16}{1 + 0,16 \lambda_2}$	$0,7 \lambda_2$	0,5	0,94
	$Z' \equiv Z_x (\theta_E = 90^\circ)$						
$e, \mu, \tau$	0,8	$0,95 \lambda_2$	$0,4 \lambda_2$	$0,6 \frac{\lambda_2 + 0,8}{1 + 0,8 \lambda_2}$	$0,6 \lambda_2$	-0,3	0,8
$u, c$	0,8	$0,8 \lambda_2$	$0,8 \lambda_2$	0	0	-0,3	0
$d, s, b$	0,8	$0,4 \lambda_2$	$0,95 \lambda_2$	$-0,6 \frac{\lambda_2 + 0,8}{1 + 0,8 \lambda_2}$	$-0,6 \lambda_2$	-0,3	-0,8

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Электрослабые асимметрии  $A_{RL}$ ,  $A_{BH}(\lambda_2)$ ,  $A_\varphi^{(1)}$ ,  $P$  и др. в процессах  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  являются экспериментально измеряемыми величинами. Следует отметить, что асимметрия вперед-назад  $A_{BH}$  и степень продольной поляризации  $P$   $\tau$ -лептона уже измерены в PEP, PETRA и TRISTAN различными



коллорациями [1-5]. Однако измерения проводились в области энергий  $\sqrt{s} \sim 30-52$  ГэВ, где вклад диаграммы с  $Z'$ -бозонным обменом пренебрежимо мал из-за большого значения массы  $m_{Z'}$  в пропагаторе  $\mathcal{D}_{Z'}$ .

Наибольшего влияния дополнительного бозона на характеристики процессов  $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$  следует ожидать в области энергий сталкивающихся  $e^-e^+$ -пучков близких к массе  $m_{Z'}$  ( $\sqrt{s} > 100$  ГэВ). Эксперименты ближайшего будущего на  $e^-e^+$ -коллайдерах LEP и SLC поставят большое количество информации, которая позволит проверить ряд соотношений между наблюдаемыми в процессах  $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$ . Это даст нам возможность тщательно проверить теорию ГВС. Любое явное отклонение экспериментальных данных от предсказаний СМ будет косвенным свидетельством о другой природе электрослабых взаимодействий при высоких энергиях и о наличии дополнительного векторного бозона.

Измерение электрослабых асимметрий на опыте является одним из эффективных методов экспериментального определения киральных констант связи лептонов и кварков с дополнительным бозоном. Как следует из проведенного анализа, изучение асимметрий  $A_{RL}$  и  $A_F^{(C)}$  вблизи порога рождения дополнительного бозона является источником информации о константах связи лептонов, а степень продольной поляризации фермиона  $F$  и асимметрия  $\tilde{A}_{gH}(\lambda_2)$  содержат сведения о параметрах нейтральных токов конечных частиц.

Авторы благодарят В.Г.Кадьшевского, Д.Ю.Бардина, С.Г.Коваленко и В.А.Беднякова за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fernandez E., et al. - Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.1620.
2. Ford W.T. et al. - Preprint, SLAC-PUB-4066, 1987.
3. Adeva B. et al. - Phys.Rev., 1986, D34, p.681.
4. Ash W.W. et al. - Phys.Rev.Lett., 1987, 58, p.1084.
5. Sugimoto S. - In Proceedings of Summer Institute on Particle Physics, SLAC, 1987, p.487.
6. Glashow S.L. - Nucl.Phys., 1961, 22, p.579; Weinberg S. - Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.1264.
7. Green M.B., Schwarz J.M. - Phys.Lett., 1984, B149, p.117.
8. Robinett R.W. - Phys.Rev., 1986, D33, p.1908.
9. Belanger G., Godfrey S. - Phys.Rev., 1986, D34, p.1309.
10. Rosner J.L. - Phys.Rev., 1987, D35, p.2244.
11. Duncan M.I., Langacker P. - Nucl.Phys., 1986, B277, p.285.
12. Bednyakov V.A., Kovalenko S.G. - JINR Preprint, E2-88-157; E2-88-395; Dubna, 1988.
13. London D., Rosner J.L. - Phys.Rev., 1986, D34, p.1530.

14. London D. et al. - Phys.Rev.Lett., 1987, 58, p.6.
15. Абдуллаев С.К., Алиев Л.П. - Изв.вузов СССР, Физика, 1987, № 4, с.117.
16. Ader J.P., Narison S., Wallet J.C. - Phys.Lett., 1986, B176, p.215.
17. Cvetic M., Lynn B.W. - Phys.Rev., 1987, D35, p.51.
18. Angelopoulos V.D. et al. - Phys.Lett., 1986, B176, p.203.
19. Bardin D.Yu., Fedorenko O.M., Riemann T. - JINR Preprint, E2-87-663, Dubna, 1987.
20. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И., Мустафаев В.З. Я Ф, 1981, 33, с.763.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 мая 1989 года.