

СУПЕРСИММЕТРИЧНАЯ SU(2)xU(1)xU'(1) -МОДЕЛЬ И МАССЫ H[±] – , Z' – БОЗОНОВ

О. Б. АБДИНОВ, Ф. Т. ХАЛИЛ-ЗАДЕ, С.С. РЗАЕВА

Институт Физики им. академика Г.М.Абдуллаева

НАН Азербайджана

AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида 33

İşdə genişləndirilmiş supersimmetrik SU(2)xU(1)xU'(1) – modelin parametrləri və Z', H[±] – , h₁ – u h₂– bozonların kütlələri üçün məhdudiyətlər alınmışdır. Göstərilmişdir ki, tədqiq olunan SU(2)xU(1)xU'(1) – modeli parametrlərin sin²η=0,22, 0,28 ≤ ξ ≤ 1; 0,0197 < y_L ≤ 0,0258 ;

0,1146 ≤ y_R ≤ 0,8732; 3,406 ≤ ctg²θ_V ≤ 12,21 qiymətlərində neytral zəif cərəyanlara aid təcrübi qiymətlərə uyğundur. H[±] – , h₁ – u h₂– bozonların kütlələri üçün alınmış M_{Z'} > 279,51GeV, M_{H[±]} > 290,74GeV, M_{h₁} > 146,82GeV və M_{h₂} > 139,76GeV qiymətlər təcrübi qiymətlərə uyğundur.

В работе, получены ограничения, как на параметры расширенной суперсимметричной SU(2)xU(1)xU'(1) – модели, так и на массы Z', H[±] – , h₁ – u h₂– бозонов. Показано, что рассматриваемая SU(2)xU(1)xU'(1) – модель с параметрами sin²η = 0,22; 0,28 ≤ ξ ≤ 1; 0,0197 < y_L ≤ 0,0258; 0,1146 ≤ y_R ≤ 0,8732; 3,406 ≤ ctg²θ_V ≤ 12,21 непротиворечивым образом описывает существующие экспериментальные данные по нейтральным слабым токам. Кроме того, получены ограничения на массы нейтрального Z' – и хиггсовских H[±] – , h₁ – и h₂– бозонов:

M_{Z'} > 279,51 ГэВ, M_{H[±]} > 290,74 ГэВ, M_{h₁} > 146,82 ГэВ и M_{h₂} > 139,76 ГэВ согласующиеся с экспериментальными данным.

Restrictions on parameters of extended supersymmetric SU(2)xU(1)xU'(1) – models, as well as on the Z', H[±] – , h₁ – and h₂ – bosons masses are obtained. It is shown, that considered SU(2)xU(1)xU'(1) –model with parameters sin²η=0,22; 0,28 ≤ ξ ≤ 1; 0,0197 < y_L ≤ 0,0258; 0,1146 ≤ y_R ≤ 0,8732;

3,406 ≤ ctg²θ_V ≤ 12, 21 describes existing neutral weak currents experimental data. For the mass of neutral Z' – and Higgs H[±] – , h₁ – and h₂ – bosons we obtain: M_{Z'} > 279,51GeV,

M_{H[±]} > 290,74GeV; M_{h₁} > 146,82GeV and M_{h₂} > 139,76GeV. These restrictions agreed with experimental data.

Как известно, наиболее общее решение теоретических недостатков Стандартной Модели может быть достигнута расширением ее группы симметрии. Ярким доказательством неточности стандартной модели было бы экспериментальное обнаружение заряженных хиггсовских и дополнительного нейтрального Z' – бозонов. Отметим, что прямые исследования pp – взаимодействия в рамках SU(3)xSU(2)xU(1)xU'(1)_η модели, дают нижнюю границу для массы дополнительного нейтрального векторного бозона M_{Z_η'} > 720 ГэВ, а для массы заряженных хиггсовских бозонов M_{H[±]} > 79,3 ГэВ [1].

В работах [2-5] была рассмотрена одна из возможностей построения суперсимметричной SU(2)xU(1)xU'(1) – модели лептонов и кварков. В этих работах были подробно исследованы вопросы спонтанного нарушения суперсимметрии, получены выражения для масс калибровочных, хиггсовских бозонов и их суперпартнеров. Возможности устранения Адлеровских аномалий в этой модели была показана в работе [6]. Вопросу исследования приемлемости модели с позиций существующих экспериментальных данных по нейтральным слабым токам посвящена работа [7].

В настоящей работе, являющейся продолжением работ [2-7], получены ограничения, как на параметры модели, так и на массы Z', H[±] – , h₁ – и h₂ – бозонов.

Как было показано в работе [7], процессы ν_le – , νN – и eD – рассеяний полностью описываются четырьмя параметрами

$$\chi_1 = \frac{2tg^2\eta}{R \sin^2 2\xi} (y_L + \sin^2 \xi)^2; \tag{1}$$

$$\chi_i = \frac{\varepsilon_{li}y_L + \varepsilon_{2i} \sin^2 \xi}{y_L + \sin^2 \xi} \quad (i = 2,4,5),$$

где R = M_{Z'}²/M_W², y_L – гиперзаряд левого лептонного изомультиплета, η – и ξ – углы смешивания нейтральных полей, ε_{li} и ε_{2i} – значения соответствующие различным областям условий сокращения Адлеровских аномалий [6,7]. Отметим, что ограничения на массы нейтральных хиггсовских бозонов, полученные в настоящей работе в области сокращения Адлеровских аномалий y_R ≥ 1,45y_{QL} (y_R – и y_{QL} – гиперзаряды правого изосиглета и левого кваркового изомультиплетов, соответственно), противоречат данным [8-10]. Этот факт позволяет нам устранить неопределенность в выборе области сокращения

Адлеровских аномалий в пользу области $y_R \leq -13,48y_{QL}$.

Экспериментальные данные по нейтральным слабым токам [1,11] относительно процессов $\nu_e e^-$, νN и eD – рассеяний приводят к следующим ограничениям на параметры модели [7]

$$\begin{cases} 0,0066 \leq \chi_1 \leq 0,0084; \\ -1,4580 \leq \chi_2 \leq -0,9415; \\ -0,9599 \leq \chi_4 \leq -0,5142; \\ 0,1149 \leq \chi_5 \leq 0,5631. \end{cases} \quad (2)$$

Отметим, что выражения (2) позволяют определить практически все параметры модели и получить ограничения на массы нейтрального Z' – и хиггсовских бозонов, возникающих в рассматриваемой модели.

Прежде всего, найдем ограничение на $\sin^2 \xi$. Массы калибровочных W^\pm , Z – и Z' – бозонов в рассматриваемой модели имеют следующий вид [2-4]:

$$\begin{aligned} M_W^2 &= \frac{g^2}{4} (v_1^2 + v_2^2); \\ M_Z^2 &= \frac{1}{4} \frac{\bar{g}^2 (v_1^2 + v_2^2)}{g^2}; \\ M_{Z'}^2 &= \frac{1}{4} \frac{g_0^2 v_1^2 v_2^2}{v_1^2 + v_2^2} (y_1 + y_2)^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $g_0 = (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}$, $g = (g_0^2 g^2 + g_1^2 g_2^2)^{1/2}$, v_1 – и v_2 – вакуумные средние хиггсовских полей H_1 и H_2 . В работах [2-4] было показано, что условия минимальности скалярного потенциала и ортогональности массовой матрицы для нейтральных полей, позволяют определить гиперзаряды хиггсовских полей H_1 и H_2 следующим образом,

$$\begin{aligned} y_1 &= -\frac{1 - \sin^2 \xi \cos 2\eta}{2 \sin^2 \eta} (1 + ctg^2 \theta_V); \\ y_2 &= -\frac{\cos^2 \xi}{2 \sin^2 \eta} \frac{1 + ctg^2 \theta_V}{ctg^2 \theta_V}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $ctg^2 \theta_V = v_2^2 / v_1^2$.

Выражения (4) и (3) приводят к следующему соотношению между массами W^\pm – и Z' – бозонов

$$R ctg^2 \theta_V = (a \cdot ctg^2 \theta_V + b)^2, \quad (5)$$

где

$$a = \frac{1 - \sin^2 \xi \cos 2\eta}{2 \sin^2 \eta}; \quad b = \frac{\cos^2 \xi}{2 \sin^2 \eta}. \quad (6)$$

Из выражений (1) и ограничений (2) легко определить, что

$$y_L = \frac{\varepsilon_{22} - \chi_2}{\chi_2 - \varepsilon_{12}} \sin^2 \xi;$$

$$R = tg^2 \eta tg^2 \xi \frac{(\varepsilon_{22} - \varepsilon_{12})^2}{2 \chi_1 (\chi_2 - \varepsilon_{12})^2}. \quad (7)$$

Учитывая (7) в (5) и решая уравнение относительно $ctg^2 \theta_V$, имеем

$$ctg^2 \theta_V = \frac{1}{2a^2} [R - 2ab \pm (R - 4ab)^{1/2}]. \quad (8)$$

Очевидно, что

$$R - 4ab \geq 0. \quad (9)$$

Из (2), (7) и (9) для области $y_R \leq -13,48y_{QL}$ [6] получаем ограничение на угол смешивания ξ (в предположении $\sin^2 \eta = \sin^2 \theta_W = 0,2233$ [14])

$$0,281 \leq \sin^2 \xi < 1, \quad (10)$$

Значение (10) позволяют, получить ограничения и на остальные параметры модели

$$\begin{aligned} 0,0197 &< y_L \leq 0,02580; \\ 0,1146 &\leq y_R < 0,8732; \\ 3,406 &\leq ctg^2 \theta_V < 12,21. \end{aligned} \quad (11)$$

Используя ограничение на $ctg^2 \theta_V$ и экспериментальное значение массы W^\pm – бозона $M_{W^\pm} = 80,403 \pm 0,029$ [1], получаем следующие ограничения для вакуумных средних хиггсовских полей:

$$\begin{aligned} 518,58 \text{ ГэВ} &< v_1 < 894,00 \text{ ГэВ}; \\ 996,63 \text{ ГэВ} &< v_2 < 3129,5 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (12)$$

В расширенной суперсимметричной $SU(2)_C \times U(1)_Y \times U(1)_{Z'}$ – модели, предложенной в работах [2-5], имеются заряженные хиггсовские H^\pm – бозоны с массами

$$M_{H^\pm}^2 = M_{W^\pm}^2 + M_{Z'}^2, \quad (13)$$

и нейтральные хиггсовские h_1 – и h_2 – бозоны с массами

$$\begin{aligned} M_{h_1}^2 &= \frac{1}{4} [h^2 (v_1^2 + v_2^2) + M_Z^2 + M_{Z'}^2], \\ M_{h_2}^2 &= \frac{1}{4} [h^2 (v_1^2 + v_2^2) + M_{Z'}^2]. \end{aligned} \quad (14)$$

где h – константа связи нейтрального хиггсовского изосинглета.

Из Выражений (13) и (14) очевидно, что массы хиггсовских H^\pm , h_1 – и h_2 – бозонов больше масс Z – и Z' – бозонов. Неравенство (9), ограничение (10) и

соотношения для масс (14) приводят к следующим ограничениям для масс Z' -, H^\pm – бозонов (в области $y_R \leq -13,48y_{QL}$)

$$\begin{aligned} M_{Z'} &\geq 279,51 \text{ ГэВ}; \\ M_{H^\pm} &> 290,74 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (15)$$

Неопределенность параметра h входящего в выражения (14) не позволяет более точно определить массы h_1 – и h_2 – бозонов. В предположении малости $h \sim 0$, имеем для области $y_R \leq -13,48y_{QL}$, получаем

$$\begin{aligned} M_{h_1} &> 146,82 \text{ ГэВ}; \\ M_{h_2} &> 139,76 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (16)$$

Аналогично проведенным выше расчетам были вычислены ограничения для масс нейтрального Z' – и хиггсовских H^\pm -, h_1 – и h_2 – бозонов и для области $y_R \geq 1,45y_{QL}$:

$$M_{Z'} \geq 358,74 \text{ ГэВ}; \quad M_{H^\pm} > 367,56 \text{ ГэВ}, \quad (17a)$$

$$M_{h_1} > 184,93 \text{ ГэВ}; \quad M_{h_2} > 179,37 \text{ ГэВ}. \quad (17b)$$

Отметим что, ограничения для масс Z' – и хиггсовских H^\pm – бозонов (17a) согласуются с экспериментальными данными [1,8-11] но ограничения (17b) противоречат им.

В заключение отметим, что рассматриваемая суперсимметричная SU(2) \times U(1) \times U'(1) – модель с параметрами $\sin^2\eta=0,22$; $0,28 \leq \xi \leq 1$; $0,0197 < y_L \leq 0,02580$; $0,1146 \leq y_R \leq 0,8732$;

$3,406 \leq \text{ctg}^2\theta_V \leq 12,21$ непротиворечивым образом описывает существующие экспериментальные данные по нейтральным слабым токам. Полученные ограничения для масс нейтрального Z' – и хиггсовских H^\pm -, h_1 – и h_2 – бозонов: $M_{Z'} > 279,51 \text{ ГэВ}$, $M_{H^\pm} > 290,74 \text{ ГэВ}$, $M_{h_1} > 146,82 \text{ ГэВ}$ и $M_{h_2} > 139,76 \text{ ГэВ}$ для области $y_R \geq 1,45y_{QL}$ достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данным [1,8-11].

Вычисленные значения для масс h_1 – и h_2 –бозонов: $M_{h_1} > 184,93 \text{ ГэВ}$ и $M_{h_2} > 179,37 \text{ ГэВ}$ для области

$y_R \geq 1,45y_{QL}$ противоречат экспериментальным данным [1,8-11]. Этот факт позволяет нам устранить неопределенность в выборе области сокращения Адлеровских аномалий в пользу области $y_R \leq -13,48y_{QL}$.

[1]. <i>W. M. Yao et al.</i> , (Particle Data Group), J. Phys., G33, 1, 2006.	[7]. <i>О. Б. Абдинов, Ф. Т. Халил-заде, С. С. Рзаева</i> , Доклады НАН Азерб. Республики (в печати)
[2]. <i>Ф.Т. Халил-заде</i> . Препринт №315, ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1989.	[8]. <i>R. Barate, et. al.</i> , Phys. Lett., B565, 61, 2003. ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration and The LEP Working Group for Higgs Boson Search.
[3]. <i>Ф.Т. Халил-заде</i> . Fizika, т.5, № 1, 20, 1999.	[9]. LEP Electroweak Working Group, et. al., Report No. LEPEWWG/2005-01.
[4]. <i>Б.И. Мехтиева, Х. А. Мустафаев, Ф. Т. Халил-заде</i> . Доклады НАН Азерб. Республики, XXV, №5,13, 2005.	[10]. <i>B. A. Kniehl</i> . Int. J. M. Phys., A17, 1457, 2002.
[5]. <i>Б. И. Мехтиева, Х.А. Мустафаев, Ф.Т. Халил-заде</i> . Доклады НАН Азерб. Республики, XXVI, №5, 58, 2006.	[11]. The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavor Groups, CERN-PH-EP/2005-041.
[6]. <i>F.T. Khalil-zade</i> . Proceedings of International Workshop “Quantum particles, Fields and Strings”, p.50, Baku, September, 2005.	