

**UOT 539. 12-17****HİQQS BOZONUN ÇEVRİLMƏ KANALLARI****S.Q.ABDULLAYEV, F.A.SADDİGH NİKJEH***Bakı Dövlət Universiteti**S.abdullayev@mail.ru*

*Standart Model çərçivəsində Hiqqz bozonun bəzi çevrilmə kanallarına baxılmışdır:  $H \Rightarrow f\bar{f}$ ,  $H \Rightarrow ZZ^* \Rightarrow Zf\bar{f}$ ,  $H \Rightarrow WW^* \Rightarrow Wf\bar{f}$ '. Çevrilmə ehtimalları üçün analitik ifadələr alınmış, ehtimalların Hiqqz bozonun kütləsindən asılılığı öyrənilmişdir.*

**Açar sözlər:** Standart Model, Hiqqz bozon, Vaynberq parametri, sol və sağ rabitə sabitləri, spirallıq.

Son illərdə güclü, elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyəsi olan Vaynberq-Salam modeli (Standart Model-SM) böyük nailiyyətlər qazanmışdır [1,2]. Belə ki, təcrübələrdə zəif neytral cərəyanlar müşahidə edilmiş, aralıq  $W^\pm$  - və  $Z^0$  - bozonlar kəşf olunmuş və həmin modelin bir sıra digər müddəaları eksperimentlərdə təsdiqlənmişdir.  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$  simmetriya qrupuna əsaslanan SM -in mühüm müddəalarından biri də skalyar Hiqqz bozonun varlığını əvvəlcədən söyləməsidir. Aralıq  $W^\pm$  – və  $Z^0$  - bozonların kəşfindən sonra fiziklərin diqqəti məhz Hiqqz bozonun axtarışına yönəldilmişdi. Hiqqz bozonu aşkar etmək və onun fiziki xassələrini öyrənmək CERN-də yeni qurulan Böyük hadron kollayderinin (LHC) bir nömrəli problemi hesab edilirdi. Nəhayət, 2012-ci ildə müasir fizika üçün fundamental əhəmiyyət kəsb edən bir kəşfin baş verdiyi elan edildi. CERN-də ATLAS və CMS kollaborasiyaları tərəfindən aparılan eksperimentlərdə xassələri SM -in iddia etdiyi xassələrə oxşar olan bozon tapılmışdır [3,-5]. Yeni bozonun kütləsi təqribən 125 GeV tərtibindədir. Qeyd etmək lazımdır ki, proton-antiproton kollayderi Tevatronda (ABŞ, Fermi laboratoriyası) CDF qrupu tərəfindən aparılan təcrübələrdə də yeni bozonun varlığı aşkarlanmışdı [6-]. Hiqqz bozonun kəşfi ilə əlaqədar olaraq onun müxtəlif çevrilmə kanallarının nəzəri öyrənilməsi

mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Burada Hiqqz bozonun bəzi çevrilmə kanallarının ehtimalları hesablanmışdır.

1.  $H \Rightarrow f + \bar{f}$  çevrilməsi

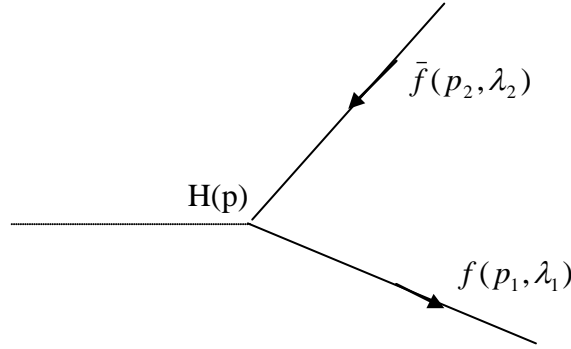
Hiqqz bozonun fermion-antifermion cütünə çevrilməsi

$$H \Rightarrow f + \bar{f} \quad (1)$$

prosesinin Feynman diaqramı 1-ci şəkildə təsvir edilmişdir (mötərizədə zərrəciklərin 4 – ölçülü impulsarı və spirallıqları göstərilmişdir). Diaqrama uyğun matris elementini yazmaq:

$$M(H \Rightarrow f\bar{f}) = \frac{m_f}{\eta} \bar{u}(p_1, \lambda_1) v(p_2, \lambda_2) \cdot H(p), \quad (2)$$

burada  $m_f$  - fermionun kütləsi,  $\eta = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 GeV$  - Hiqqz bozon sahəsinin vakuüm qiyməti,  $G_F$  - zəif qarşılıqlı təsirlərin Fermi sabiti,  $H(p)$  - Hiqqz bozonun



Şəkl. 1.  $H \Rightarrow f\bar{f}$  prosesinin Feynman diaqramı

vahidə normalanmış dalğa funksiyasıdır.

Hiqqz bozonun çevrilməsi prosesində yaranan fermion-antifermion cütü ya sol, ya da sağ spiral hallarda ola bilər:

$$H \Rightarrow f_L + \bar{f}_L, \quad H \Rightarrow f_R + \bar{f}_R$$

Burada  $f_L (\bar{f}_L)$  və  $f_R (\bar{f}_R)$  - sol və sağ polyarizə olunmuş fermiondur (antifermiondur). Bu spiral proseslərin matris elementlərinin kvadratları bir-birinə bərabərdir (Hiqqz bozonun kütləsi çox böyük olduğundan fermionların kütləsini nəzərdən atmaq olar):

$$|M(H \Rightarrow f_L \bar{f}_L)|^2 = |M(H \Rightarrow f_R \bar{f}_R)|^2 = N_C \left( \frac{m_f}{\eta} \right)^2 Sp \left[ \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5) \hat{p}_1 \cdot \frac{1}{2} (1 \mp \gamma_5) \hat{p}_2 \right] =$$

$$= 2N_C \left( \frac{m_p}{\eta} \right)^2 (p_1 \cdot p_2) \quad (3)$$

burada  $N_C$  - rəng vuruğudur (lepton cütü yarananda  $N_C = 1$ , kvark cütü yarananda isə  $N_C = 3$ -dür). Kütlə mərkəzi sistemində ümumi matris elementinin kvadratı üçün alırıq:

$$|M(H \Rightarrow f_L \bar{f}_L)|^2 + |M(H \Rightarrow f_R \bar{f}_R)|^2 = 2N_C \left( \frac{m_f}{\eta} \right)^2 \cdot M_H^2, \quad (4)$$

$M_H$  - Hiqqz bozonun kütləsidir.

$$\int d\phi = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{d\bar{p}_1}{2E_1} \cdot \frac{d\bar{p}_2}{2E_2} \delta(p - p_1 - p_2) = \frac{1}{8\pi} \quad (5)$$

son zərrəciklərin faza həcminə görə inteqrallananın aparıldığını göstərir. Beləliklə, Hiqqz bozonun fermion-antifermion cütünə çevrilməsinin eni fermionun kütləsinin kvadratı ilə mütənasibdir:

$$\Gamma(H \Rightarrow f\bar{f}) = N_C \cdot \frac{M_H}{8\pi\eta^2} \cdot m_f^2. \quad (6)$$

Hiqqz bozonun kütləsinin artması ilə onun fermion-antifermion cütünə çevrilməsinin ehtimalı da artır. Kütləsi  $M_H = 125 GeV$  olan Hiqqz bozon əsasən  $\tau^- \tau^+$  - lepton cütünə,  $c\bar{c}$  - və  $b\bar{b}$  -kvark cütlərinə çevrilə bilər,  $M_H < 2m_t$  olduğundan  $t\bar{t}$  - kvark cütünə çevrilməsi mümkün deyildir. Hiqqz bozonun  $\tau^- \tau^+$  - lepton cütünə ( $m_\tau = 1,78 GeV$ ) çevrilməsinin eni  $0,25 MeV$ ,  $H \Rightarrow c\bar{c}$  çevrilməsinin eni ( $m_c = 1,5 GeV$ )  $0,06 MeV$  və  $H \Rightarrow b\bar{b}$  çevrilməsinin ( $m_b = 4,5 GeV$ ) eni isə  $0,54 MeV$  - dir.  $H \Rightarrow e^- + e^+$  və  $H \Rightarrow \mu^- + \mu^+$  çevrilmələrinin ehtimalları olduqca kiçikdir.

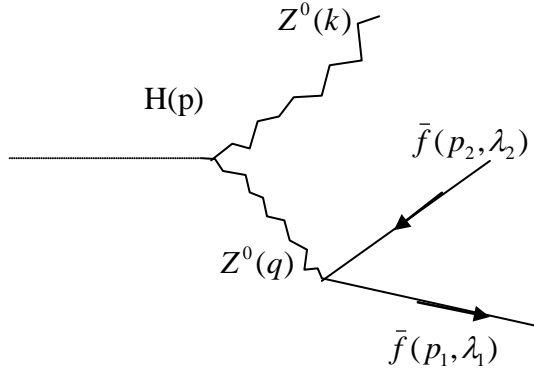
## 2. $H \Rightarrow Z^0 + Z^{0*} \Rightarrow Z^0 + f + \bar{f}$ çevrilməsi.

Hiqqz bozonun kütləsi aralıq bozonların kütlələri cəmindən kiçik olduğuna görə ( $M_H < 2M_Z$ ,  $M_H < 2M_W$ )  $H \Rightarrow Z^0 + Z^0$  və  $H \Rightarrow W^+ + W^-$  - çevrilmələri mümkün deyildir. Lakin Hiqqz bozon biri real, digəri virtual olmaqla iki bozona çevrilə bilər ( $H \Rightarrow Z^0 + Z^{0*}$ ,  $H \Rightarrow W + W^*$ ), sonra isə virtual bozon  $Z^{0*} \Rightarrow f + \bar{f}$ ,  $W^* \Rightarrow f + \bar{f}$  kanalı üzrə lepton və ya kvark cütlərinə çevriləcəkdir.

Əvvəlcə Hiqqs bozonun real və virtual  $Z^0$  - bozonlara çevrilməsinə baxaq:

$$H \Rightarrow Z^0 + Z^{0*} \Rightarrow Z^0 + f + \bar{f}. \quad (7)$$

Bu prosesin Feynman diaqramı 2-ci şəkildə verilmişdir. Həmin diaqrama yuğun matris elementini yazaq:



Şəkl. 2.  $H \Rightarrow Z^0 f \bar{f}$  prosesinin Feynman diaqramı

$$M(H \Rightarrow Z^0 f \bar{f}) = \frac{M_Z^2}{\eta} \cdot \frac{e}{\sin \theta_W \cdot \cos \theta_W} \cdot u_\mu(k) H(p) \cdot D_{\mu\nu}(q) \times \\ \times \bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_\nu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] v(p_2, \lambda_2), \quad (8)$$

burada  $u_\mu(k) - Z^0$  - bozonun polyarizasiya vektoru,

$$D_{\mu\nu}(q) = \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right) \cdot \frac{1}{q^2 - M_Z^2} \quad (9)$$

- aralıq  $Z^0$  - bozonun propaqatoru,  $\theta_W$  - Vaynberq bucağı,

$$q = p_1 + p_2, \quad g_L = I_f^{(3)} - Q_f \sin^2 \theta_W, \quad g_R = I_f^{(3)} - Q_f \sin^2 \theta_W \quad (10)$$

- fermionun  $Z^0$  - bozonla sol və sağ rabitə sabitləridir.

Yüksək enerjilərdə fermionların zəif cərəyanı saxlanılır.

$$q_\nu \bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_\nu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] v(p_2, \lambda_2) = 0$$

və (8) matris elementi sadə şəkildə düşür:

$$M(H \Rightarrow Z^0 f \bar{f}) = \frac{M_Z^2}{\eta} \cdot \frac{e}{\sin \theta_W \cdot \cos \theta_W} \cdot \frac{u_\mu(k) H(p)}{q^2 - M_Z^2} \times \\ \times \bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] v(p_2, \lambda_2). \quad (11)$$

Fermionların  $Z^0$  - bozonla qarşılıqlı təsiri vektor və aksial-vektor təbiətlidir. Yüksək enerjilərdə belə qarşılıqlı təsirlərdə zərrəciklərin spirallıqları saxlanılır. Spirallığın saxlanılması tələb edir ki,  $Z^0$  - bozon parçalananda yaranan fermionla antifermion əks spirallığa malik olsun:  $f_L \bar{f}_R$  və ya  $f_R \bar{f}_L$ . Burada  $f_L$  - sol polyarizə olunmuş fermion ( $\lambda_1 = -1$ ),  $\bar{f}_R$  isə sağ polyarizə olunmuş antifermiondur ( $\lambda_2 = +1$ ).

Əvvəlcə  $H \Rightarrow Z^0 + f_L + \bar{f}_R$  çevrilməsinin amplitudunu kvadrata yüksəldək:

$$|M(H \Rightarrow Z^0 f_L \bar{f}_R)|^2 = \left( \frac{M_Z^2}{\eta} \right)^2 \cdot \frac{e^2}{x_W(1-x_W)} N_C \cdot \frac{g_L^2}{(q^2 - M_Z^2)^2} \cdot G_{\mu\nu} \cdot T_{\mu\nu} \quad (12)$$

burada  $x_W = \sin^2 \theta_W$  - Vaynberq parametri,

$$G_{\mu\nu} = \sum_{pol} u_\mu(k) u_\nu^*(k) = -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{M_Z^2} \quad (13)$$

-  $Z^0$  - bozonun polyarizasiya hallarına görə cəmləmədən yaranan tenzor,

$$T_{\mu\nu} = Sp[ u(p_1, \lambda_1 = -1) \bar{u}(p_1, \lambda_1 = -1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v(p_2, \lambda_2 = 1) \bar{v}(p_2, \lambda_2 = 1) \gamma_\nu (1 + \gamma_5) ] =$$

$$= 8[ p_{1\mu} p_{2\nu} + p_{2\mu} p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2) g_{\mu\nu} - i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\rho} p_{2\sigma} ] \quad (14)$$

- fermion-antifermion cütünün tenzorudur. Son ifadəni alarkən yüksək enerjilərdə

$$u(p_1, \lambda_1 = -1) \bar{u}(p_1, \lambda_1 = -1) = \frac{1 + \gamma_5}{2} \hat{p}_1,$$

$$v(p_2, \lambda_2 = +1) \bar{v}(p_2, \lambda_2 = +1) = \frac{1 + \gamma_5}{2} \hat{p}_2$$

münasibətlərinin doğru olduğu nəzərə alınmışdır [1]. (13) və (14) tenzorlarının hasili bərabərdir:

$$G_{\mu\nu} T_{\mu\nu} = 8 \left[ (p_1 \cdot p_2) + \frac{2}{M_Z^2} (p_1 \cdot k)(p_2 \cdot k) \right]. \quad (15)$$

İnvariant dəyişənlər daxil edək:

$$\begin{aligned} s_1 &= q^2 = (p_1 + p_2)^2 = 2(p_1 \cdot p_2), \\ s_2 &= (k + p_2)^2 = M_Z^2 + 2(k \cdot p_2), \\ s_3 &= (k + p_1)^2 = M_Z^2 + 2(k \cdot p_1). \end{aligned} \quad (16)$$

Bu üç dəyişən arasında bir əlaqə mövcuddur:

$$s_1 + s_2 + s_3 = M_H^2 + M_Z^2. \quad (17)$$

Deməli, bir-birindən asılı olmayan iki invariant dəyişən mövcuddur:  $s_1$  və  $s_2$ .

$G_{\mu\nu}$  və  $T_{\mu\nu}$  tenzorlarının hasilini həmin invariant dəyişənlərlə ifadə edək:

$$G_{\mu\nu} T_{\mu\nu} = 4 \left[ 2s_1 + s_2 - M_H^2 + \frac{s_2}{M_Z^2} (M_H^2 - s_1 - s_2) \right]. \quad (18)$$

Son ifadəni alarkən

$$(p_1 \cdot p_2) = \frac{1}{2} s_1, \quad (p_2 \cdot k) = \frac{1}{2} (s_2 - M_Z^2),$$

$$(p_1 \cdot k) = \frac{1}{2} (s_3 - M_Z^2) = \frac{1}{2} (M_H^2 - s_1 - s_2)$$

münasibətlərindən istifadə edilmişdir.

Higgs bozonun  $H \Rightarrow Z^0 + f_L + \bar{f}_R$  kanalı üzrə çevrilməsinin ehtimalı

$$\begin{aligned} \Gamma(H \Rightarrow Z^0 f_L \bar{f}_R) &= \frac{(2\pi)^4}{2M_H} \int |M(H \Rightarrow Z^0 f_L \bar{f}_R)|^2 \cdot \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3 \cdot 2E} \cdot \frac{d\vec{p}_1}{(2\pi)^3 \cdot 2E_1} \cdot \\ &\cdot \frac{d\vec{p}_2}{(2\pi)^3 \cdot 2E_2} \delta(p - k - p_1 - p_2) = \frac{N_c}{2M_H} \cdot \left( \frac{M_Z^2}{\eta} \right) \cdot \frac{e^2 \cdot g_L^2}{x_W(1-x_W)} \cdot \int d\phi \frac{G_{\mu\nu} T_{\mu\nu}}{(s_1 - M_Z^2)^2} \end{aligned} \quad (19)$$

ifadəsi ilə verilir, burada invariant faza həcmi üzrə inteqral aparılır:

$$\frac{1}{(2\pi)^5} \int \frac{d\vec{k}}{2E} \cdot \frac{d\vec{p}_1}{2E_1} \cdot \frac{d\vec{p}_2}{2E_2} \delta(p - k - p_1 - p_2) = \frac{1}{128\pi^3 M_H^2} \iint ds_1 ds_2. \quad (20)$$

İnteqralların sərhədləri

$$0 \leq s_1 \leq M_H^2 + M_Z^2 - s_2 - \frac{M_H^2 M_Z^2}{s_2}; \quad M_Z^2 \leq s_2 \leq M_H^2 \quad (21)$$

ifadələri ilə verilir.

İnteqrallama nəticəsində alırıq:

$$\int d\phi \frac{G_{\mu\nu} T_{\mu\nu}}{(s_1 - M_Z^2)^2} = \frac{1}{384\pi^3 x} R(x), \quad (22)$$

burada  $x$  ilə  $M_Z^2/M_H^2$  nisbəti işarə edilmişdir və

$$R(x) = 47x^2 - 60x + 15 - \frac{2}{x} - 3(4x^2 - 6x + 1) \ln x + \frac{6(20x^2 - 8x + 1)}{\sqrt{4x-1}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x^{3/2}}\right) \quad (23)$$

beləliklə, Hiqq's bozonun  $H \Rightarrow Z^0 + f_L + \bar{f}_R$  kanalı üzrə çevrilməsinin ehtimalı bərabərdir:

$$\Gamma(H \Rightarrow Z^0 f_L \bar{f}_R) = \frac{e^2 N_C}{768 \pi^2} \cdot \frac{M_Z^2}{\eta} \cdot M_H \cdot \frac{g_L^2}{x_W (1 - x_W)} \cdot R(x). \quad (24)$$

Analoji şəkildə Hiqq's bozonun  $H \Rightarrow Z^0 + f_R + \bar{f}_L$  kanalı üzrə çevrilməsinin də ehtimalını hesablaya bilərik:

$$\Gamma(H \Rightarrow Z^0 f_R \bar{f}_L) = \frac{e^2 N_C}{768 \pi^2} \cdot \frac{M_Z^2}{\eta^2} \cdot M_H \cdot \frac{g_R^2}{x_W (1 - x_W)} \cdot R(x) \quad (25)$$

Həmin çevrilmə ehtimallarının nisbəti fermionun  $Z^0$  - bozonla sol və sağ rabitə sabitlərinin kvadratları nisbətində bərabərdir:

$$\frac{\Gamma(H \Rightarrow Z^0 f_L \bar{f}_R)}{\Gamma(H \Rightarrow Z^0 f_R \bar{f}_L)} = \frac{g_L^2}{g_R^2}.$$

Yüklü leptonlar üçün bu nisbət 1.32 – yə ( $x_W = 0.232$  olduqda),  $u$  və  $c$  - kvarklar üçün 4.8-ə,  $d$ -,  $s$ - və  $b$ - kvarklar üçün isə 30-a bərabərdir. Deməli, Hiqq's bozonun çevrilməsi zamanı sol polyarizə olunmuş fermionla sağ polyarizə olunmuş antifermionun yaranması ehtimalı daha böyükdür.

Hiqq's bozonun  $H \Rightarrow Z^0 + f + \bar{f}$  kanalı üzrə çevrilməsinin ümumi ehtimalı

$$\Gamma(H \Rightarrow Z^0 f \bar{f}) = \frac{e^2 N_C}{768 \pi^2} \cdot \frac{M_Z^2}{\eta^2} \cdot M_H \cdot \frac{g_L^2 + g_R^2}{x_W (1 - x_W)} R(x) \quad (26)$$

ifadəsi ilə verilir, burada  $f = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, e, \mu, \tau, u, d, s, c, b$  ola bilər, yuxarıda qeyd edildiyi kimi,  $t\bar{t}$  - kvark cütü yaranma bilməz ( $M_H < 2m_t$  olduğuna görə).

Ümumi ehtimalı hesablamaq üçün  $\sum_f (g_L^2 + g_R^2)$  ifadəsini fermionlar üzrə cəmləmək lazımdır. Fermionların sol və sağ rabitə sabitləri cədvəldə verilmişdir:

Rabitə sabiti	$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$e, \mu, \tau$	$u, c$	$d, s, b$
$g_L$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + x_W$	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3}x_W$	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}x_W$
$g_R$	0	$x_W$	$-\frac{2}{3}x_W$	$\frac{1}{3}x_W$

Zərrəciklərin rabitə sabitləri üzrə cəmləmə aparaq:

$$\begin{aligned}
\sum_f (g_L^2 + g_R^2) &= 3[g_L^2(v_e) + g_R^2(v_e)] + 3[g_L^2(e) + g_R^2(e)] + \\
&+ N_C \cdot 2[g_L^2(u) + g_R^2(u)] + N_C \cdot 3[g_L^2(d) + g_R^2(d)] = \\
&= 3 \cdot \frac{1}{4} + 3 \cdot \left[ \left( -\frac{1}{2} + x_W \right)^2 + x_W^2 \right] + 3 \cdot 2 \left[ \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} x_W \right)^2 + \frac{4}{9} x_W^2 \right] + \\
&+ 3 \cdot 3 \left[ \left( -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} x_W \right)^2 + \frac{1}{9} x_W^2 \right] = 3 \left( \frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right). \quad (27)
\end{aligned}$$

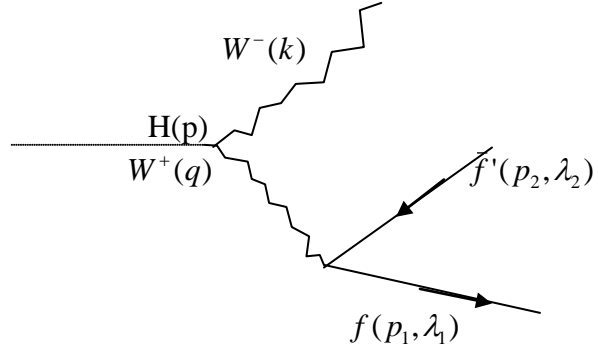
Son nəticədə  $H \Rightarrow Z^0 + f + \bar{f}$  çevrilməsinin ehtimalı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\Gamma(H \Rightarrow Z^0 f \bar{f}) = \frac{1}{64\pi^2} \cdot \left( \frac{M_Z}{\eta} \right)^4 \cdot M_H \cdot \left( \frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right) \cdot R(x). \quad (28)$$

Göründüyü kimi, Hiqq्स bozonun kütləsinin artması ilə  $H \Rightarrow Z^0 + f + \bar{f}$  çevrilməsinin ehtimalı artır,  $M_H = 125 \text{ GeV}$  olduqda çevrilmənin tam eni  $0,01 \text{ MeV}$  tərtibindədir.

### 3. $H \Rightarrow W + f + \bar{f}'$ çevrilməsi.

İndi Hiqq्स bozonun  $H \Rightarrow W^- + f + \bar{f}'$  kanalı üzrə çevrilməsinə baxaq, burada  $f = v_e, v_\mu, v_\tau, u, c$  və  $f' = e, \mu, \tau, d, s$  ola bilər. Çevrilmənin Feynman diaqramı



Şək. 3.  $H \Rightarrow W^- \bar{f} f'$  çevrilməsinin Feynman diaqramı

3-cü şəkildə verilmişdir. Həmin diaqrama uyğun matris elementini yazmaq (fermionların kütlələri nəzərə alınmadığından zəif cərəyan saxlanılır):

$$M(H \Rightarrow W^- \bar{f}f') = \frac{2M^2}{\eta} \cdot u_\mu(k) \frac{1}{q^2 - M_W^2} \cdot \frac{g}{2\sqrt{2}} u_{ff'} H(p) \times$$

$$\times \bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v(p_2, \lambda_2), \quad (28)$$

burada  $g = \frac{e}{\sin \theta_W}$ , lepton cütü yarananda  $u_{ev_i} = 1$ , kvark cütü yarananda isə

$u_{ud} = u_{cs} = \cos \theta_c$ ,  $u_{us} = -u_{cd} = \sin \theta_c$  - dir ( $\theta_c$  - Kabibbo bucağıdır).

Matris elementinin kvadratı bərabərdir:

$$\sum_{pol} |M(H \Rightarrow W^- \bar{f}f')|^2 = \frac{g^2}{2} \left( \frac{M_W^2}{\eta} \right)^2 |u_{ff'}|^2 \cdot \frac{G_{\mu\nu} T_{\mu\nu}}{(q^2 - M_W^2)^2}, \quad (29)$$

$G_{\mu\nu}$  və  $T_{\mu\nu}$  uyğun olaraq  $W^-$  - bozon və fermion tenzorlarıdır. Onların hasili Lorens invariant kəmiyyət olub, (18) ifadəsinə oxşar ifadə ilə təyin olunur:

$$G_{\mu\nu} T_{\mu\nu} = 4 \left[ 2s_1 + s_2 - M_H^2 + \frac{s_2}{M_W^2} (M_H^2 - s_1 - s_2) \right]. \quad (30)$$

Higgs bozonun mümkün olan ikinci növ çevrilmə kanalı da mövcuddur:

$$H \Rightarrow W^+ + W^{*-}, \quad W^{*-} = f' + \bar{f}.$$

Bu çevrilmənin də amplitudunun kvadratı (29) ifadəsinin üzərinə düşür, ona görə  $H \Rightarrow W + f + \bar{f}'$  çevrilməsinin eni

$$\Gamma(H \Rightarrow Wf\bar{f}') = N_c \frac{g^2}{M_H} \left( \frac{M_W^2}{\eta} \right) |u_{ff'}|^2 \int d\phi \frac{G_{\mu\nu} T_{\mu\nu}}{(s_1 - M_W^2)^2} \quad (31)$$

ifadəsi ilə təyin ediləcəkdir. Beləliklə, faza həcminə görə inteqrallanma aparıldıqda  $H \Rightarrow W + f + \bar{f}'$  çevrilməsinin ehtimalı üçün alırıq:

$$\Gamma(H \Rightarrow Wf\bar{f}') = \frac{g^2}{M_H} \left( \frac{M_W^2}{\eta} \right) \left( 3 + \sum_{q,q'} |u_{qq'}|^2 \right) \int d\phi \frac{G_{\mu\nu} T_{\mu\nu}}{(s_1 - M_W^2)^2} = \frac{3M_W^4}{64\pi^3 \eta^4} \cdot M_H R(x). \quad (32)$$

Bu halda  $x = H_W^2 / M_H^2$  olub,  $R(x)$  funksiyası (23) düsturu ilə təyin edilir.

## ƏDƏBİYYAT

1. Abdullayev S.Q. Lepton-lepton və lepton-hadron qarşılıqlı təsirlərində zəif cərəyan effektləri (I hissə), Bakı: “AM 965 MMC” nəşriyyatı, 2012, 482 s.
2. Abdullayev S.Q. Lepton-lepton və lepton-hadron qarşılıqlı təsirlərində zəif cərəyan effektləri (II hissə), Bakı: “AM 965 MMC” nəşriyyatı, 2013, 204 s.
3. Chatrhyan S. et al. (CMS Collab.). Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC. Archive: 1207.7235.
4. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Observation of a New Particle in the Search for the Standart Model Higgs Boson With the ATLAS Detector at the LHC. Phys. Lett., 2012, B 716, p. 1-29.
5. Рубаков В.А. К открытию на Большом адронном коллайдере новой частицы со свойствами бозона Хиггса. Успехи физических наук, 2012, т. 182, N. 10, с. 1017-1025.
6. Aaltonen T. et al. (CDF Collab.). Combined Search for the Standart Model Higgs boson Decaying to a  $b\bar{b}$  Pair using the Full CDF Data Set. Archive:1207. 1707.

## КАНАЛЫ РАСПАДА ХИГГС БОЗОНА

С.К.АБДУЛЛАЕВ, Ф.А.САДЫХ НИКЕШ

## РЕЗЮМЕ

В рамках Стандартной Модели рассмотрены каналы распада Хиггс бозона  $H \Rightarrow f\bar{f}$ ,  $H \Rightarrow ZZ^* \Rightarrow Zf\bar{f}$ ,  $H \Rightarrow WW^* \Rightarrow Wf\bar{f}$ . Получены аналитические выражения для вероятностей этих распадов, изучена зависимость вероятностей от массы Хиггс бозона.

**Ключевые слова:** стандартная модель, Хиггс бозон, параметр Вайнберга, левая и правая константы взаимодействия, спиральность.

## HIGGS BOSON DECAY CHANNELS

S.G.ABDULLAYEV, F.A.SADDIGH NIKJEH

## SUMMARY

The Higgs boson decay channels  $H \Rightarrow f\bar{f}$ ,  $H \Rightarrow ZZ^* \Rightarrow Zf\bar{f}$ ,  $H \Rightarrow WW^* \Rightarrow Wf\bar{f}$  are studied in the framework of Standard Model. The expressions for Higgs boson decay widths are obtained. We observe that the total decay width increases with the Higgs mass.

**Key words:** Standard model, Higgs boson, Weinberg's parameter, left and right interaction-constants, spirality.

*Redaksiyaya daxil oldu: 07.03.2014-cü il.*

*Çapa imzalandı: 04.04.2014-cü il.*