

UOT 539. 12-17

MÜON-ELEKTRON SƏPİLMƏSİNDƏ
HİQQS BOZONUN YARANMASI

S.Q.ABDULLAYEV, M.Ş.QOCAYEV, F.A.SADDİH

Bakı Dövlət Universiteti

s_abdullayev@mail.ru, m_qocayev@mail.ru, f_seddig@yahoo.com

Standart model çərçivəsində müon-elektron səpilməsi zamanı skalyar Hiqqs bozonun yaranması prosesinə baxılmışdır. Z -bozonların birləşməsi nəticəsində Hiqqs bozonun yaranması mexanizmi nəzərdən keçirilmişdir ($ZZ \Rightarrow H$). Göstərilmişdir ki, $\mu e \Rightarrow H\mu e$ prosesi dörd spiral amplitudla təsvir olunur: F_{LL}, F_{LR}, F_{RL} və F_{RR} (burada birinci və ikinci indekslər müonla elektronun spirallıqlarını göstərir). Həmin amplitudlar $\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L$, $\mu_L e_R \Rightarrow H\mu_L e_R$, $\mu_R e_L \Rightarrow H\mu_R e_L$ və $\mu_R e_R \Rightarrow H\mu_R e_R$ spiral proseslərə uyğundur. Spiral proseslərin effektiv kəşkləri üçün analitik ifadələr alınmış, $\mu e \Rightarrow H\mu e$ prosesinin tam effektiv kəşiyinin enerjidən və Hiqqs bozonun kütləsindən asılılığı öyrənilmişdir. $WW \Rightarrow H$ mexanizmi üzrə Hiqqs bozonun yaranması prosesinin də təhlili aparılmışdır.

Açar sözlər: Hiqqs bozon, sol və sağ rabitə sabitləri, spirallıq, spiral amplitudlar, Vaynberq parametri

Elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyəsi olan Standart model (SM) son illərdə böyük nailiyyətlər qazanmışdır [1]. SM-in mühüm müddəələrindən biri də skalyar Hiqqs bozonun mövcudluğunu əvvəlcədən söyləməsidir. Aralıq W^\pm - və Z -bozonların kəşfindən sonra fiziklərin diqqəti məhz Hiqqs bozonun axtarışlarına yönəldilmişdi. Hiqqs bozonu aşkar etmək və onun fiziki xassələrini öyrənmək Böyük Hadron Kollayderinin (LHC) əsas məqsədlərindən biri olmuşdur. Nəhayət, 2012-ci ildə Böyük Hadron Kollayderində ATLAS və CMS kollaborasiyaları tərəfindən aparılan eksperimentlərdə Hiqqs bozon kəşf edildi [2-5]. Onun kütləsinin 125 GeV tərtibində olduğu məlum olmuşdur. Hiqqs bozonun kəşfi ilə əlaqədar olaraq onun müxtəlif yaranma və parçalanma kanallarının nəzəri öyrənilməsi mühüm əhəmiyyət kəsb edir [6-9]. Bu işdə müon-elektron səpilməsində Hiqqs bozonun doğulması prosesi tədqiq edilmişdir:

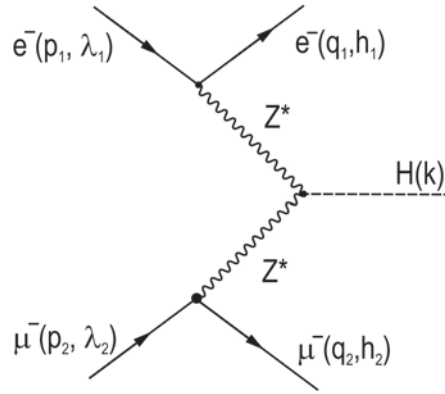
$$\mu(p_2, \lambda_2) + e(p_1, \lambda_1) \Rightarrow H(k) + \mu(q_2, h_2) + e(q_1, h_1) \quad (1)$$

mötərizələrdə zərrəciklərin 4-ölçülü impulsar və spirallıqlar göstərilmişdir. Z -

bozonların birləşməsi nəticəsində Hiqqz bozonun yaranması mexanizminə uyğun Feynman diaqramı 1-ci şəkildə təsvir edilmişdir. Məlum olduğu kimi, elektronun (müonun) Z-bozonla və Z-bozonların Hiqqz bozonla qarşılıqlı təsir laqranjianları aşağıdakı şəkildə yazılır [1]:

$$L_{eeZ} = \frac{e}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \cdot \bar{e} \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] e \cdot Z_\mu, \quad (2)$$

$$L_{ZZH} = \frac{eM_Z}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} Z_\mu Z_\rho g_{\mu\rho} H(k). \quad (3)$$



Şəkl. 1. $\mu e \Rightarrow H\mu e$ prosesinin Feynman diaqramı

Burada

$$g_L = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w, \quad g_R = \sin^2 \theta_w \quad (4)$$

elektronun (müonun) Z-bozonla sol və sağ rabitə sabitləri, θ_w – Vaynberq bucağıdır.

Yuxarıda verilmiş laqranjianlara istinad edərək, (1) prosesinin matris elementini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\begin{aligned} M(\mu e \rightarrow H\mu e) &= \left(\frac{e}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \right)^3 \cdot M_Z D_{\mu\rho}(k_1) \cdot D_{\nu\rho}(k_2) \times \\ &\times \bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_1, \lambda_1) \times \\ &\times \bar{u}(q_2, h_2) \gamma_\nu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_2, \lambda_2). \end{aligned} \quad (5)$$

Burada

$$\begin{aligned} D_{\mu\rho}(k_1) &= \left(-g_{\mu\rho} + \frac{k_{1\mu} k_{1\rho}}{M_Z^2} \right) \cdot \frac{1}{k_1^2 - M_Z^2}, \\ D_{\nu\rho}(k_2) &= \left(-g_{\nu\rho} + \frac{k_{2\nu} k_{2\rho}}{M_Z^2} \right) \cdot \frac{1}{k_2^2 - M_Z^2} \end{aligned} \quad (6)$$

– Z bozonların propaqatorları; $k_1 = p_1 - q_1$; $k_2 = p_2 - q_2$; $M_Z - Z$ -bozonun kütləsidir.

Yüksək enerjilərdə müonun və elektronun kütlələrini nəzərdən atmaq olar, nəticədə onların cərəyanları saxlanılacaqdır:

$$(p_1 - q_1)_\mu \bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_1, \lambda_1) = 0,$$

$$(p_2 - q_2)_\nu \bar{u}(q_2, h_2) \gamma_\nu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_2, \lambda_2) = 0.$$

Bu halda (5) matris elementi sadələşir:

$$M(\mu e \Rightarrow H \mu e) = \left(\frac{e}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \right)^3 M_Z \cdot D_1 \cdot D_2 \times$$

$$\times \bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_1, \lambda_1) \times$$

$$\times \bar{u}(q_2, h_2) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_2, \lambda_2). \quad (7)$$

Burada

$$D_1 = (k_1^2 - M_Z^2)^{-1}, \quad D_2 = (k_2^2 - M_Z^2)^{-1}. \quad (8)$$

Yüksək enerjilərdə zəif qarşılıqlı təsir proseslərində spirallıq saxlanılır. Spirallığın saxlanılmasına görə, hər bir təcədə başlanğıc və son elektronun (müonun) spirallıqları eyni olmalıdır: $e_{L,R} \Rightarrow e_{L,R}(\mu_{L,R} \Rightarrow \mu_{L,R})$. Burada $e_L(e_R)$ – sol (sağ) polyarizə olunmuş elektrondur: $\lambda_1 = h_1 = -1$ ($\lambda_1 = h_1 = +1$). Deməli, (1) prosesinə dörd spiral amplitud uyğun gəlir: F_{LL} , F_{LR} , F_{RL} və F_{RR} (burada birinci və ikinci indekslər müonun və elektronun spirallıqlarını göstərir). Həmin spiral amplitudlar aşağıdakı prosesləri təsvir edir:

$$\mu_L + e_L \Rightarrow H + \mu_L + e_L, \quad \mu_R + e_R \Rightarrow H + \mu_R + e_R,$$

$$\mu_R + e_L \Rightarrow H + \mu_R + e_L, \quad \mu_L + e_R \Rightarrow H + \mu_L + e_R.$$

SM çərçivəsində spiral amplitudlar

$$F_{LL} = D_1 D_2 g_L^2, \quad F_{LR} = D_1 D_2 g_L g_R$$

$$F_{RL} = D_1 D_2 g_R g_L, \quad F_{RR} = D_1 D_2 g_R^2 \quad (9)$$

ifadələri ilə verilir.

Prosesin (7) matris elementini spiral amplitudlarla ifadə edək:

$$M(\mu e \Rightarrow H \mu e) = \left(\frac{e}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \right)^3 M_Z \times$$

$$\times \{ F_{LL} [\bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, \lambda_1)] \cdot [\bar{v}(q_2, h_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_2, \lambda_2)] +$$

$$+ F_{LR} [\bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_1, \lambda_1)] \cdot [\bar{v}(q_2, h_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_2, \lambda_2)] +$$

$$+ F_{RL} [\bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, \lambda_1)] \cdot [\bar{v}(q_2, h_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_2, \lambda_2)] +$$

$$+ F_{RR} [\bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_1, \lambda_1)] \cdot [\bar{v}(q_2, h_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_2, \lambda_2)] \}. \quad (10)$$

İndi spiral proseslərdən birinin, məsələn, $\mu_L e_L \Rightarrow H \mu_L e_L$ prosesinin matris elementini kvadrata yüksəldək:

$$\begin{aligned}
M(\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L) &= \left(\frac{e}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \right)^3 M_Z F_{LL} \times \\
&\times [\bar{u}(q_1, h_1 = -1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, \lambda_1 = -1)] \cdot [\bar{u}(q_2, h_2 = -1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_2, \lambda = -1)]; \\
M(\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L) &= \left(\frac{e}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \right)^3 M_Z F_{LL} \times \\
&\times [\bar{u}(p_1, \lambda_1 = -1) \gamma_\nu (1 + \gamma_5) u(q_1, h_1 = -1)] \cdot [\bar{u}(p_2, \lambda_2 = -1) \gamma_\nu (1 + \gamma_5) u(p_2, h_2 = -1)]; \\
|M(\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L)|^2 &= \left(\frac{e^2}{4x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 F_{LL}^2 \cdot T_{\mu\nu}^{(1)} T_{\mu\nu}^{(2)}. \quad (11)
\end{aligned}$$

Burada $x_w = \sin^2 \theta_w$ – Vaynberq parametri, $T_{\mu\nu}^{(1)}$ və $T_{\mu\nu}^{(2)}$ – elektronla müonun tenzorlarıdır:

$$\begin{aligned}
T_{\mu\nu}^{(1)} &= Sp[u(q_1, h_1 = -1) \bar{u}(q_1, h_1 = -1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, \lambda_1 = -1) \times \\
&\times \bar{u}(p_1, \lambda_1 = -1) \gamma_\nu (1 + \gamma_5)] = Sp \left[\frac{1 + \gamma_5}{2} \hat{q}_1 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \cdot \frac{1 + \gamma_5}{2} \hat{p}_1 \gamma_\nu (1 + \gamma_5) \right] = \\
&= 2Sp[\hat{q}_1 \gamma_\mu \hat{p}_1 \gamma_\nu (1 + \gamma_5)] = 8[p_{1\mu} q_{1\nu} + q_{1\mu} p_{1\nu} - (p_1 \cdot q_1) g_{\mu\nu} - i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\rho} q_{1\sigma}]; \\
T_{\mu\nu}^{(2)} &= Sp[u(q_2, h_2 = -1) \bar{u}(q_2, h_2 = -1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_2, \lambda_2 = -1) \times \\
&\times \bar{u}(p_2, \lambda_2 = -1) \gamma_\nu (1 + \gamma_5)] = Sp \left[\frac{1 + \gamma_5}{2} \hat{q}_2 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \cdot \frac{1 + \gamma_5}{2} \hat{p}_2 \gamma_\nu (1 + \gamma_5) \right] = \\
&= 2Sp[\hat{q}_2 \gamma_\mu \hat{p}_2 \gamma_\nu (1 + \gamma_5)] = 8[p_{2\mu} q_{2\nu} + q_{2\mu} p_{2\nu} - (p_2 \cdot q_2) g_{\mu\nu} - i \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_{2\alpha} q_{2\beta}].
\end{aligned}$$

Həmin tenzorların hasilı sadə bir ifadəyə bərabərdir:

$$T_{\mu\nu}^{(1)} \cdot T_{\mu\nu}^{(2)} = 2^8 (p_1 \cdot p_2) (q_1 \cdot q_2).$$

Beləliklə, $\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L$ spiral prosesin amplitudunun kvadratı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$|M(\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L)|^2 = 4 \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 F_{LL}^2 \cdot (p_1 \cdot p_2) (q_1 \cdot q_2). \quad (12)$$

Baxılan spiral prosesin tam effektiv kəsiyi

$$\sigma(\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L) = \int \frac{|M|^2}{16s(2\pi)^5} \cdot \frac{d\vec{q}_1}{E_1} \cdot \frac{d\vec{q}_2}{E_2} \cdot \frac{d\vec{k}}{E_H} \delta(p_1 + p_2 - k - q_1 - q_2) \quad (13)$$

ifadəsi ilə hesablanır, burada $s = (p_1 + p_2)^2 = 2(p_1 \cdot p_2)$ və $|M|^2$ isə (12) düsturu ilə verilmişdir.

Toquşan zərrəciklərin enerjilərinin böyük qiymətlərində ($\sqrt{s} \gg M_Z$) Z - bozon şüalandırıldıqdan sonra onların hərəkət istiqamətləri çox cüzi dəyişəcəkdir, yəni son zərrəciklərin eninə impulslarını uzununa impulslarına nəzərən çox kiçik hesab etmək olar. Bu halda zərrəciklərin impulslarını Feynman dəyişənləri x və \vec{p}_T ilə ifadə etmək əlverişlidir:

$$\begin{aligned}
p_1 &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}, \frac{1}{2}\sqrt{s}, \vec{0} \right), \\
p_2 &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{s}, -\frac{1}{2}\sqrt{s}, \vec{0} \right), \\
q_1 &= \left(\frac{x_1}{2}\sqrt{s} + \frac{p_{T1}^2}{x_1\sqrt{s}}, \frac{x_1}{2}\sqrt{s}, \vec{p}_{T1} \right), \\
q_2 &= \left(\frac{x_2}{2}\sqrt{s} + \frac{p_{T2}^2}{x_2\sqrt{s}}, \frac{x_2}{2}\sqrt{s}, \vec{p}_{T2} \right).
\end{aligned} \tag{14}$$

Bu halda p_{T1}^2/\sqrt{s} və p_{T2}^2/\sqrt{s} tərtibli hədləri nəzərdən atmaqla, aşağıdakı nəticələri ala bilirik:

$$\begin{aligned}
(p_1 \cdot p_2) &= \frac{s}{2}, & (q_1 \cdot q_2) &= x_1 x_2 \frac{s}{2}, \\
(p_1 \cdot q_1) &= \frac{p_{T1}^2}{2x_1}, & (p_2 \cdot q_2) &= \frac{p_{T2}^2}{2x_2}
\end{aligned}$$

Onda matris elementinin kvadratı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$|M(\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L)|^2 = \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 \cdot s^2 \frac{(x_1 x_2)^3 \cdot g_L^4}{(p_{T1}^2 + x_1 M_Z^2)^2 (p_{T2}^2 + x_2 M_Z^2)^2} \tag{15}$$

Faza həcmi aşağıdakı kimi sadələşdirək:

$$\begin{aligned}
d\Phi &= \frac{d\vec{q}_1}{E_1} \cdot \frac{d\vec{q}_2}{E_2} \cdot \frac{d\vec{k}}{E_H} \delta(p_1 + p_2 - k - q_1 - q_2) = \frac{d\vec{q}_1}{E_1} \cdot \frac{d\vec{q}_2}{E_2} 2\delta(k^2 - M_H^2) \theta(k_0) \approx \\
&\approx \frac{dx_1}{x_1} \cdot \frac{dx_2}{x_2} d^2 \vec{p}_{T1} d^2 \vec{p}_{T2} \cdot \frac{2}{s} \delta((1-x_1)(1-x_2) - r_H),
\end{aligned} \tag{16}$$

burada $r_H = M_H^2/s$ əvəzləməsi aparılmışdır, M_H – Hiqqs bozonun kütləsidir.

(13), (15) və (16) düsturları əsasında $\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L$ spiral prosesin tam effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\begin{aligned}
\sigma(\mu_L e_L \Rightarrow H\mu_L e_L) &= \frac{1}{4\pi^2} \cdot \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 \cdot g_L^4 \times \\
&\times \int \frac{(x_1 x_2)^2}{(p_{T1}^2 + x_1 M_Z^2)^2 (p_{T2}^2 + x_2 M_Z^2)^2} dx_1 dx_2 d^2 \vec{p}_{T1} d^2 \vec{p}_{T2} \delta[(1-x_1)(1-x_2) - r_H] = \\
&= \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \frac{g_L^4}{M_Z^2} \int x_1 x_2 dx_1 dx_2 \delta[(1-x_1)(1-x_2) - r_H] = \\
&= \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot \frac{g_L^4}{M_Z^2} \cdot f(r_H).
\end{aligned} \tag{17}$$

Burada

$$f(r_H) = (1 + r_H) \ln(1/r_H) - 2 + 2r_H \quad (18)$$

funksiyası daxil edilmişdir.

Analoji şəkildə digər spiral proseslərin də tam effektiv kəsikləri hesablanmışdır (spiral amplitudlar arasında interferensiya baş vermir):

$$\begin{aligned} \sigma(\mu_R e_L \Rightarrow H \mu_R e_L) &= \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot \frac{g_L^2 g_R^2}{M_Z^2} \cdot f(r_H), \\ \sigma(\mu_L e_R \Rightarrow H \mu_L e_R) &= \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot \frac{g_L^2 g_R^2}{M_Z^2} \cdot f(r_H), \\ \sigma(\mu_R e_R \Rightarrow H \mu_R e_R) &= \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot \frac{g_R^4}{M_Z^2} \cdot f(r_H). \end{aligned} \quad (19)$$

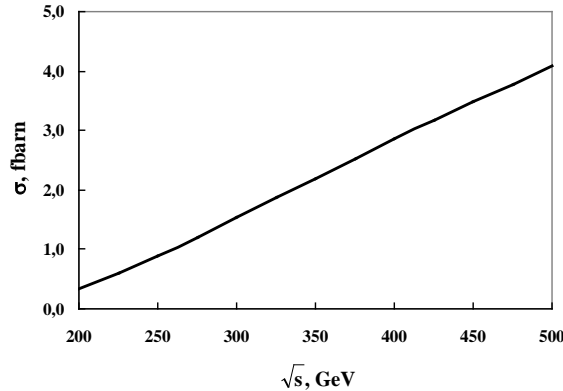
Başlanğıc zərrəciklərin spirallıqlarına görə ortalanmış, son zərrəciklərin spin hallarına görə cəmlənmiş effektiv kəsik bərabərdir:

$$\begin{aligned} \sigma(\mu e \Rightarrow H \mu e) &= \frac{1}{4} [\sigma(\mu_L e_L \Rightarrow H \mu_L e_L) + \sigma(\mu_L e_R \Rightarrow H \mu_L e_R) + \sigma(\mu_R e_L \Rightarrow H \mu_R e_L) + \\ &+ \sigma(\mu_R e_R \Rightarrow H \mu_R e_R)] = \frac{1}{16} \cdot \frac{1}{M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 (g_L^2 + g_R^2)^2 f(r_H). \end{aligned} \quad (20)$$

2-ci şəkildə müon-elektron səpilməsində Hiqqsbosonun $ZZ \Rightarrow H$ mexanizmi üzrə doğulması prosesinin effektiv kəsiyinin \sqrt{s} enerjisindən asılılıq qrafiki verilmişdir. Hiqqsbosonun kütləsinin $M_H = 125 \text{ GeV}$, Vaynberq parametrisinin isə $x_w = 0,232$ olduğu qəbul edilmişdir. Qrafikdən görüldüyü kimi, $\mu e \Rightarrow H \mu e$ prosesinin effektiv kəsiyi bir neçə fbarn tərtibindədir və toqquşan zərrəciklərin enerjisinin 200 GeV-dən 500 GeV-ə qədər yüksəlməsi ilə effektiv kəsik 12 dəfə artır. Enerjinin çox böyük qiymətlərində ($\sqrt{s} \gg M_H$) effektiv kəsik

$$\sigma \sim 2 \left(\ln \frac{\sqrt{s}}{M_H} - 1 \right)$$

qanunu ilə artır.



Şək. 2. $\mu e \Rightarrow H \mu e$ prosesinin effektiv kəsiyinin enerjidən asılılığı

Qeyd etməliyik ki, antimüon-elektron toqquşmasında da skalyar Hiqqş bozon yarana bilər:

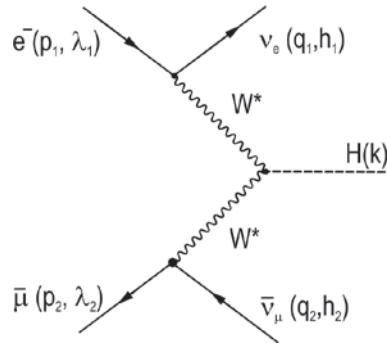
$$\bar{\mu}(p_2, \lambda_2) + e(p_1, \lambda_1) \Rightarrow H(k) + \bar{\mu}(q_2, h_2) + e(q_1, h_1). \quad (21)$$

$ZZ \Rightarrow H$ mexanizmi üzrə antimüon-elektron toqquşmasında Hiqqş bozonun doğulması prosesi də dörd spiral amplituda malikdir. Həmin amplitudlar əvvəlki F_{LL}, F_{LR}, F_{RL} və F_{RR} amplitudlarında müonun sol g_L (sağ g_R) rabitə sabitinin sağ g_R (sol g_L) rabitə sabiti ilə əvəz edilməsi ilə fərqlənir. Bu fakt onunla əlaqədardır ki, g_L sol (g_R sağ) rabitə sabiti sol polyarizə olunmuş müonun və sağ polyarizə olunmuş antimüonun Z -bozonla qarşılıqlı təsir sabitidir. Beləliklə, $\bar{\mu}e \Rightarrow H \bar{\mu}e$ prosesində Hiqqş bozonun yaranmasının spiral effektiv kəşikləri üçün aşağıdakı münasibətləri alırıq:

$$\begin{aligned} \sigma(\bar{\mu}_L e_L \Rightarrow H \bar{\mu}_L e_L) &= \frac{1}{4M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 g_L^2 g_R^2 f(r_H), \\ \sigma(\bar{\mu}_R e_L \Rightarrow H \bar{\mu}_R e_L) &= \frac{1}{4M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 g_L^4 f(r_H), \\ \sigma(\bar{\mu}_L e_R \Rightarrow H \bar{\mu}_L e_R) &= \frac{1}{4M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 g_R^4 f(r_H), \\ \sigma(\bar{\mu}_R e_R \Rightarrow H \bar{\mu}_R e_R) &= \frac{1}{4M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 g_R^2 g_L^2 f(r_H). \end{aligned} \quad (22)$$

Polyarizə olunmamış zərrəciklər halında $\bar{\mu}e \Rightarrow H \bar{\mu}e$ prosesinin də effektiv kəşiyi, $\mu e \Rightarrow H \mu e$ prosesinin effektiv kəşiyi kimi, (20) düsturu ilə təyin edilir.

Maraqlıdır ki, $\bar{\mu}e \Rightarrow H \bar{\mu}e$ prosesində Hiqqş bozon $WW \Rightarrow H$ mexanizmi üzrə də yarana bilər. Həmin mexanizmə uyğun Feynman diaqramı 3-cü şəkildə verilmişdir.



Şəkl. 3. $\bar{\mu}e \Rightarrow H \nu_e \bar{\nu}_\mu$ prosesinin Feynman diaqramı

Bu diaqramaya uyğun matris elementi

$$M(\bar{\mu}_R e_L \Rightarrow H v_e \bar{\nu}_\mu) = \left(\frac{g}{2\sqrt{2}} \right)^2 g M_w D_3 \cdot D_4 \times \\ \times [u(q_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, \lambda_1 = -1)] [\bar{v}(p_2, \lambda_2 = +1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(q_2)] \quad (23)$$

şəklində yazılır, burada

$$D_3 = (k_1^2 - M_w^2)^{-1}, \quad D_4 = (k_2^2 - M_w^2)^{-1}. \quad (24)$$

$g = e/\sin \theta_w - W$ -bozonla qarşılıqlı təsir sabiti, M_w - aralıq W -bozonun kütləsidir.

Qeyd etməliyik ki, yüklü zəif cərəyanlarda sol (sağ) polyarizə olunmuş zərrəciklər (antizərrəciklər) iştirak etdiyindən $WW \Rightarrow H$ mexanizmi üzrə Hiqqz bozonun yaranması prosesinə yalnız bir spiral amplitud uyğundur. (23) matris elementinin kvadratı bərabərdir:

$$|M(\bar{\mu}_R e_L \Rightarrow H v_e \bar{\nu}_\mu)|^2 = \left(\frac{g^3}{8} \right)^2 M_w^2 D_3^2 D_4^2 X_{\mu\nu}^{(1)} \cdot X_{\mu\nu}^{(2)} \quad (25)$$

Burada

$$X_{\mu\nu}^{(1)} = Sp[u(q_1) \bar{u}(q_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, \lambda_1 = -1) \bar{u}(p_1, \lambda_1 = -1) \gamma_\nu (1 + \gamma_5)] = \\ = Sp \left[\hat{q}_1 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \frac{1 + \gamma_5}{2} \hat{p}_1 \gamma_\nu (1 + \gamma_5) \right] = \\ = 8[q_{1\mu} p_{1\nu} + p_{1\mu} q_{1\nu} - (p_1 \cdot q_1) g_{\mu\nu} - i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\rho} q_{1\sigma}];$$

$$X_{\mu\nu}^{(2)} = Sp[v(p_2, \lambda_2 = 1) \bar{v}(p_2, \lambda_2 = 1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(q_2) \bar{u}(q_2) \gamma_\nu (1 + \gamma_5)] = \\ = Sp \left[\frac{1 + \gamma_5}{2} \hat{p}_2 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \hat{q}_2 \gamma_\nu (1 + \gamma_5) \right] = \\ = 8[p_{2\mu} q_{2\nu} + q_{2\mu} p_{2\nu} - (p_2 \cdot q_2) g_{\mu\nu} + i \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_{2\alpha} q_{2\beta}].$$

Tenzorların vurulması nəticəsində matris elementinin kvadratı üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır:

$$|M(\bar{\mu}_R e_L \Rightarrow H v_e \bar{\nu}_\mu)|^2 = 4 \left(\frac{e^2}{x_w} \right)^3 M_w^2 D_3^2 D_4^2 (p_1 \cdot q_2) (p_2 \cdot q_1) = \\ = \left(\frac{e^2}{x_w} \right)^3 M_w^2 \frac{(x_1 x_2)^3 s^2}{(p_{T1}^2 + x_1 M_w^2)^2 (p_{T2}^2 + x_2 M_w^2)^2} \quad (26)$$

Spiral $\bar{\mu}_R e_L \Rightarrow H v_e \bar{\nu}_\mu$ prosesinin tam effektiv kəsiyi bərabərdir:

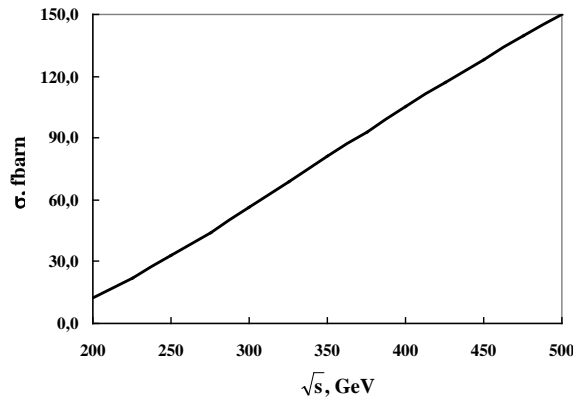
$$\sigma(e_L \bar{\mu}_R \Rightarrow H v_e \bar{\nu}_\mu) = \frac{1}{16s} \cdot \frac{1}{(2\pi)^5} \cdot |M(e_L \bar{\mu}_R \Rightarrow H v_e \bar{\nu}_\mu)|^2 \times \\ \times \frac{dx_1}{x_1} \cdot \frac{dx_2}{x_2} d^2 \bar{p}_{T1} d^2 \bar{p}_{T2} \cdot \frac{2}{s} \delta((1-x_1)(1-x_2) - r_H) = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{M_w^2} \left(\frac{\alpha}{x_w} \right)^3 \cdot f(r_H) \quad (27)$$

Zərrəciklərin spin hallarına görə ortalanmış effektiv kəşik

$$\sigma(e_L \bar{\mu}_R \Rightarrow H \nu_e \bar{\nu}_\mu) = \frac{1}{16M_w^2} \left(\frac{\alpha}{x_w} \right)^3 \cdot f(r_H) \quad (28)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

4-cü şəkildəki asılılıq $WW \Rightarrow H$ mexanizmi üzrə Higgs bozonun yaranması prosesinə uyğundur. W -bozonun kütləsinin $M_w = 80,425 \text{ GeV}$ olduğu qəbul edilmişdir. Göründüyü kimi, $WW \Rightarrow H$ mexanizmi üzrə Higgs bozonun yaranması prosesinin effektiv kəsiyi daha böyükdür.



Şəkl. 4. $\bar{\mu}e \Rightarrow H \nu_e \bar{\nu}_\mu$ prosesinin effektiv kəsiyinin enerjiden asılılığı

ƏDƏBİYYAT

1. Abdullayev S.Q. Lepton-lepton və lepton-hadron qarşılıqlı təsirlərində zəif cərəyan effektləri (I hissə), Bakı, «AM 965 MMC», 2012, 484 s.
2. ATLAS Collaboration. Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Letters, 2012, B716, p. 1-29.
3. ATLAS Collaboration. Combined Search for the Standard Model Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS Detector // Phys. Review, 2012, D 86, 032003-1-31.
4. The CMS Collaboration. Combined Results of Search for the Standard Model Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // Arxiv: 1202, 1488 v 1 [hep-ex], 2012.
5. Рубаков В.А. К открытию на Большом адронном коллайдере новой частицы со свойствами бозона Хиггса // Успехи физических наук, 2012, т. 182, №10, с. 1017-1025.
6. Abdullayev S.Q., Gojayev M.Sh., Saddigh F.A.. Higgs Boson Production in Electron-Positron Annihilation // Azerbaijan Journal of Physics. Fizika, 2014, v. XX, No 2, p. 29-35.
7. Abdullayev S.Q., Gojayev M.Sh., Saddigh F.A. Higgs Boson Production in Electron-Positron Scattering // Azerbaijan Journal of Physics Fizika, 2014, v. XX, No 3, p. 35-41.
8. Djouadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking (tome I). The Higgs Boson in the Standard Model// arXiv: hep-ph/050317 v2, 2005.
9. De Florian D., Ferrera G., Grazzini M., Tommasini D. Higgs Boson Production at the LHC // arXiv: 1203.6321 v1, 2012.

РОЖДЕНИЕ ХИГГС БОЗОНА В МЮОН-ЭЛЕКТРОННОМ РАССЕЙЯНИИ

С.К.АБДУЛЛАЕВ, М.Ш.ГОДЖАЕВ, Ф.А.САДДИХ

РЕЗЮМЕ

В рамках Стандартной модели исследован процесс рождения Хиггс бозона в мюон-электронном рассеянии. Показано, что рождение Хиггс бозона по механизму $ZZ \Rightarrow H$ характеризуется четырьмя спиральными амплитудами: F_{LL} , F_{LR} , F_{RL} и F_{RR} . Эти амплитуды соответствуют спиральным процессам $\mu_L e_L \Rightarrow H \mu_L e_L$, $\mu_L e_R \Rightarrow H \mu_L e_R$, $\mu_R e_L \Rightarrow H \mu_R e_L$, $\mu_R e_R \Rightarrow H \mu_R e_R$. Механизму $WW \Rightarrow H$ соответствует только одна спиральная амплитуда. Получены аналитические выражения для эффективных сечений спиральных процессов, изучена зависимость эффективного сечения от энергии.

Ключевые слова: Хиггс бозон, левая и правая константы взаимодействия, спиральность, спиральные амплитуды, параметр Вайнберга.

HIQQS BOSON PRODUCTION IN MUON-ELECTRON SCATTERING

S.G.ABDULLAYEV, M.Sh.GOJAYEV, F.A.SADDIGH

SUMMARY

In the framework of Standard Model, the process of scalar Higgs boson production in muon-electron scattering has been investigated. It is shown that mechanism $ZZ \Rightarrow H$ is defined by only four helicity amplitudes: F_{LL} , F_{LR} , F_{RL} and F_{RR} , which describe the following reactions: $\mu_L e_L \Rightarrow H \mu_L e_L$, $\mu_L e_R \Rightarrow H \mu_L e_R$, $\mu_R e_L \Rightarrow H \mu_R e_L$, $\mu_R e_R \Rightarrow H \mu_R e_R$. The $WW \Rightarrow H$ mechanism is defined by only one helicity amplitude. We have calculated the cross sections for the helicity processes.

Key words: Higgs boson, left and right coupling constants, helicity, helicity amplitudes, Weinberg's parameter.

Redaksiyaya daxil oldu: 03.04.2015-ci il
Çapa imzalandı: 20.04.2015-ci il.