

Research Paper

Direct Decay of The Higgs Boson into Upsilon Meson via Fragmentation¹

Tawfigh Osati²

Received: 2021.11.13

Revised: 2022.01.17

Accepted: 2022.02.27

Abstract

One of the dominant modes of decay of the standard model Higgs boson is its decay into $b\bar{b}$ pair. Subsequently, either b or \bar{b} can fragment directly into the upsilon meson. In this paper, the direct branching fractions of the standard model Higgs boson to the upsilon meson are calculated via direct fragmentation b and \bar{b} quarks. The results obtained from our calculations show that, the decay ratio of the Higgs boson to the upsilon pair is equal to 1.362×10^{-3} , which is a very good agreement with the value reported by CMS Collaboration which is equal to 1.4×10^{-3} . In addition, the direct decay branching fraction of the Higgs boson to the pair upsilon with longitudinal polarization from our calculations, compare to its decay to the unpolarization upsilon pair, it shows a 13% reduction, which is comparable to the 22% decrease is reported by the CMS Collaboration. Therefore, it can be concluded that the dominant contribution in the decay of the Higgs boson to the upsilon, is the direct fragmentation of the quark b and antiquark \bar{b} .

Keywords: *Higgs Boson, Branching Fraction, Decay Rate, Fragmentation.*

¹ DOI: 10.22051/ijap.2022.38455.1247

² Assistant Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Razi University, Kermanshah, Iran.

Email: a.osati1379@gmail.com



واپاشی مستقیم بوزون هیگز به مزون آپسیلون به طریق

ترکش^۱

توفیق اوسطی^۲

تاریخ دریافت: ۱۴۰۰/۰۸/۲۲

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۰/۱۰/۲۷

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۰/۱۲/۰۸

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا

سال دوازدهم، پیاپی ۲۹، تابستان ۱۴۰۱

صص ۲۲ - ۳۸

چکیده:

یکی از مدهای غالب واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد، واپاشی آن به جفت $b\bar{b}$ است که پس از این هریک از کوارک‌های b و \bar{b} می‌توانند بطور مستقیم به مزون آپسیلون ترکش کنند. در این مقاله نسبت‌های واپاشی مستقیم بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون آپسیلون به روش ترکش مستقیم کوارک‌های b و \bar{b} محاسبه شده است. نتایج بدست آمده از محاسبات ما برای نسبت واپاشی بوزون هیگز به جفت آپسیلون برابر 1.362×10^{-3} است که سازگاری بسیار خوبی با مقدار اندازه‌گیری شده آن در CMS که برابر 1.4×10^{-3} می‌باشد، دارد. علاوه بر این نسبت انشعاب واپاشی مستقیم بوزون هیگز به جفت آپسیلون با قطبش طولی بدست آمده از محاسبات ما در مقایسه با واپاشی آن به جفت آپسیلون بدون قطبش ۱۳ درصد کاهش را نشان می‌دهد که قابل مقایسه با ۲۲ درصد کاهش گزارش شده توسط گروه CMS است. از این رو می‌توان نتیجه گرفت که سهم غالب در واپاشی بوزون هیگز به مزون آپسیلون ترکش مستقیم کوارک b و پادکوارک \bar{b} است.

واژگان کلیدی: بوزون هیگز، نسبت انشعاب، آهنگ واپاشی، ترکش.

^۱ DOI: 10.22051/ijap.2022.38455.1247

^۲ استادیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه رازی، کرمانشاه، ایران. Email: a.osati1379@gmail.com

۱. مقدمه

در حدود پنجاه سال پیش پیتز هیگز^۱، بوزون هیگز مدل استاندارد (SM) را پیش‌بینی کرد [۱-۴] و سرانجام در سال ۲۰۱۲ به دست گروه‌های همکار ATLAS و CMS کشف شد [۵-۷]. ویژگی‌های ذره کشف شده با استفاده از مجموعه داده‌های گردآوری شده در اجرای ۱، LHC در انرژی مرکز جرم 7TeV و 8TeV اندازه‌گیری شده است که با موارد پیش‌بینی شده‌ی مدل استاندارد (SM) با عدم قطعیتی از مرتبه ۲۰٪ سازگار است [۸-۱۱]. مجموعه داده‌های گردآوری شده در طول اجرای ۲، با انرژی 13TeV فرصتی را برای افزایش دقت چنین اندازه‌گیری‌ها و به چالش کشیدن پیش‌بینی‌های نظری فراهم کرده است. در حدود ده سالی که از کشف بوزون هیگز می‌گذرد، داده‌های بدست آمده به ابزاری قدرتمند برای کشف ظاهر مدل استاندارد و بررسی فضای فیزیکی ورای آن تبدیل شده است.

مدهای غالب واپاشی بوزون هیگز، $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ و $H^0 \rightarrow WW^*$ ، $H^0 \rightarrow gg$ ، $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ و $H^0 \rightarrow c\bar{c}$ می‌باشد. همچنین با نسبت‌های واپاشی کمتر بوزون هیگز در کانال‌های $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ، $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ، $H^0 \rightarrow \gamma Z$ نیز واپاشی می‌کند. در برخوردهای هادرونی، امیدوارکننده‌ترین کانال برای کاوش جفت‌شدگی میدان هیگز به کوارک‌ها و لپتون‌ها به ترتیب $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ و $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ است. به تازگی از راه ترکیب نتایج بدست آمده از اجرای ۱ و ۲، ATLAS و CMS شواهد مستقیمی برای جفت‌شدگی بوزون هیگز به فرمیون‌ها از راه واپاشی بوزون هیگز به لپتون‌های τ مشاهده شده است [۱۱، ۱۲]. برای $m_H = 125\text{GeV}$ ، واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به جفت کوارک‌های $b\bar{b}$ دارای نسبت انشعاب ۵۸٪ و به جفت $\tau^+\tau^-$ حدود ۶٪ است، که در بین تمام حالت‌های واپاشی آن بیشترین مقدار می‌باشد [۱۳، ۱۴]. حساس‌ترین حالت‌های تولید برای کاوش واپاشی $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ مواردی است که در آن بوزون هیگز همراه با بوزون W یا Z تولید می‌شود [۱۶]. جستجو برای واپاشی بوزون هیگز به $b\bar{b}$ در توایرون بدست گروه‌های CDF و D0 انجام شده است [۱۷]. جستجوی پیرامون واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به جفت $b\bar{b}$ هنگامی که همراه با بوزون W یا Z تولید می‌شود با آشکارساز ATLAS انجام شده است. داده‌های تجزیه و تحلیل شده متناظر با درخشندگی کامل 36.1fb^{-1} است که در طول اجرای ۲، شتابدهی بزرگ هادرونی پروتون-پروتون و در انرژی

^۱ Peter Ware Higgs

مرکز جرم 13TeV گردآوری شده است. حالت‌های نهایی شامل صفر، یک و دو لپتون باردار (الکترون یا میون) در نظر گرفته می‌شوند، که واپاشی‌های $Z \rightarrow l\bar{l}$ و $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ، $W \rightarrow l\nu$ و $W \rightarrow \nu\bar{\nu}$ هدف قرار می‌دهند [۱۸]. مطالعه فراگیر کانال‌های گوناگون واپاشی و مدهای مختلف تولید بوزون هیگز نشان می‌دهد که ویژگی‌های بوزون جدید با بوزون هیگز مدل استاندارد سازگار است [۲۱-۱۹].

به تازگی، جفت‌شدگی بوزون هیگز به کوارک‌های t و b به صورت مستقیم اندازه‌گیری شده است [۲۲-۲۵]. واپاشی‌های منحصر بفرد و نادر بوزون هیگز به مزون‌ها به صورت تجربی حالت‌های نهایی تمیزی برای مطالعه جفت‌شدگی‌های یوکاوا به کوارک‌ها و فیزیک ورای مدل استاندارد فراهم می‌سازد. با استفاده از یک رویکرد پدیده شناختی در مرجع [۲۶] نشان داده‌اند که مد غالب واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ می‌باشد. با تاکید بر دامنه‌هایی که در آن بوزون هیگز به صورت غیرمستقیم به مزون‌ها در حالت نهایی جفت می‌شوند و بدون در نظر گرفتن تصحیحات نسیتی ناشی از حرکت داخلی کوارک‌ها، نسبت‌های انشعاب مزون هیگز به جفت‌های $J/\psi/\psi$ و $\Upsilon\Upsilon$ محاسبه شده است [۲۷]. روشی که در آن بوزون هیگز به صورت مستقیم به کوارک‌های c و b جفت می‌شود و سپس هادرونی شدن به کوارکونیوم‌های سنگین در مرجع [۲۸] مطالعه شده است که نتایج بدست آمده نشان دهنده افزایش یک مرتبه‌ی بزرگی در $B(H^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ را نشان می‌دهد.

به تازگی واپاشی بوزون‌های هیگز و Z به جفت‌های مزونی غیرقطبی J/ψ و Υ به دست گروه همکار CMS^۱ با استفاده از داده‌های جمع‌آوری شده از برخوردهای پروتون-پروتون در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ انجام شده است. در کانال واپاشی $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ نسبت انشعاب برابر 1.4×10^{-3} گزارش شده است [۲۹]. روش پیروز برای تولید مستقیم حالت‌های آپسیلون در واپاشی H^0 ، واپاشی آن به جفت $b\bar{b}$ و سپس ترکش کوارک b و یا \bar{b} به حالت‌های آپسیلون می‌باشد. فرآیند ترکش کوارک b و یا \bar{b} با تابع ترکش توصیف می‌شود. توابع ترکش کوارک‌های سنگین به هادرون‌های سنگین را می‌توان با استفاده از نظریه اختلال مکانیک کوانتومی رنگ (pQCD) محاسبه نمود [۳۰-۳۸]. در این مقاله نسبت‌های واپاشی و همچنین آهنگ واپاشی H^0 به آپسیلون از راه ترکش مستقیم کوارک - پادکوارک b محاسبه می‌شود. به این دلیل در بخش ۲، تابع ترکش پادکوارک \bar{b} به آپسیلون در مقیاس اولیه $\mu = 3m_b$ با استفاده از pQCD در مرتبه

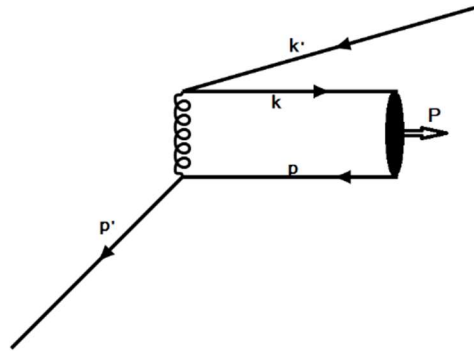
^۱ Compact Muon Selenoid



اول اختلال بر حسب α_s محاسبه می‌شود و با استفاده از معادله ی آلتارلی - پاریزی تا مقیاس $\frac{m_H}{2}$ که برای واپاشی H^0 مناسب است، دگرگون می‌شود. در بخش ۳، نسبت‌های انشعاب H^0 به آپسیلون به روش ترکش مستقیم کوارک‌های b محاسبه می‌شود و سرانجام در بخش ۴ به بحث و نتیجه گیری پرداخته‌ایم.

۲. محاسبه تابع ترکش $\bar{b} \rightarrow Y \bar{b}$

نمودار فاینمن در اولین مرتبه اختلال برای ترکش پاد کوارک \bar{b} به مزون Y (دستگاه $b\bar{b}$) در شکل (۱) داده شده است. برای دوری از حرکت فرمی ذرات تشکیل دهنده مزون محاسبات را در چارچوب تکانه‌ی بی نهایت انجام می‌شود. همچنین فرض می‌شود تکانه‌ی عرضی پاد کوارک اولیه به وسیله‌ی پاد کوارک نهایی حمل می‌شود.



شکل ۱ نمودار فاینمن در اولین مرتبه اختلال برای ترکش پاد کوارک \bar{b} به مزون Y .

پارامتر Z به عنوان کسری از انرژی پاد کوارک اولیه که توسط هادرون نهایی حمل می‌شود به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Z = \frac{(E+p_{\parallel})_M}{(E+p_{\parallel})_Q} = \frac{P_0+P_1}{p'_0+p'_1} \quad (1)$$

که در آن p'_0 و p'_1 به ترتیب انرژی و تکانه طولی پاد کوارک اولیه و P_0 و P_1 به ترتیب انرژی و تکانه‌ی طولی مزون می‌باشند که در چارچوب تکانه‌ی بی نهایت به صورت $Z = \frac{E_M}{E_Q}$ در می‌آید. با استفاده از تعریف Z ، کسر انرژی که توسط هر یک از ذرات در حالت نهایی حمل می‌شود بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$p_0 = \alpha z p'_0, k_0 = \alpha z p'_0, P_0 = z p'_0, k'_0 = (1 - z) p'_0 \quad (۲)$$

در اینجا $\alpha = \frac{m}{M}$ می‌باشد که در آن m و M به ترتیب جرم پادکوارک سازنده و مزون Y می‌باشد. همچنین انرژی کوارک سنگین حالت اولیه، p_0 و k_0 انرژی پادکوارک و کوارک سازنده و k'_0 انرژی پادکوارک خروجی است.

فرآیند ترکش بیشتر به وسیله تابع ترکش توصیف می‌شود. تابع ترکش پاد کوارک سنگین \bar{b} در مقیاس اولیه انرژی μ_0 که برابر جرم ذرات در حالت نهایی است به صورت زیر تعریف می‌شود [۳۴-۳۸].

$$D_{\bar{b} \rightarrow Y}(z, \mu_0) = \int |T_{\bar{b} \rightarrow Y}|^2 \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{k} + \mathbf{k}' - \mathbf{p}') d^3 p d^3 k d^3 k' \quad (۳)$$

در رابطه اخیر $T_{\bar{b} \rightarrow Y}$ دامنه‌ی تولید مزون برداری Y است که با استفاده از قضیه عاملبندی آن را به صورت آمیزه‌ای از بخش سخت دامنه پراکندگی T_M که اثرات فاصله‌ی کوتاه را پوشش می‌دهد و دامنه‌ی احتمال $\Phi_M(x_i, q'^2)$ که گذار کوارک - پادکوارک به حالت مقید را توصیف می‌کند، می‌توان نوشت:

$$T_{\bar{b} \rightarrow Y}(P, p', k, k') = \int d[x] T_M \Phi_M(q'^2, x_i) \quad (۴)$$

که در آن،

$$T_M(P, p', k, k') = \frac{2\pi\alpha_s(2m_b)C_F}{\sqrt{2k_0k'_0p'_0P_0}} \frac{\Gamma}{q^2 D_0} \quad (۵)$$

$$\Phi_M(q'^2, x_i) = \frac{f_M}{2\sqrt{3}} \delta\left(x_i - \frac{m_i}{M}\right) \quad (۶)$$

که در آن،

$d_0 = [P_0 + k_0 + k'_0 - p'_0]$ و $d[x] = dx_1 dx_2 dx_3 [1 - x_1 - x_2 - x_3]$ از پایستگی تکانه- انرژی آشکار می‌شود، مخرج انرژی نامیده می‌شود و Γ بخش اسپنوری دامنه است که از ترکیب اسپنورهای دیراک و بردارهای قطبش بدست می‌آید. همچنین، C_F ضریب رنگ مزون و f_M ثابت واپاشی مزون، $\alpha_s(2m_b)$ ثابت جفت شدگی روان و $q^2 = (k + k')^2$ مربع چهار تکانه گلئون است.



با قرار دادن رابطه‌های (۵) و (۶) در رابطه (۴) و انجام انتگرال‌گیری برای دامنه‌ی تولید مزون برداری Y خواهیم داشت:

$$T_{\bar{b} \rightarrow Y}(P, p', k, k') = \frac{\pi \alpha_s (2m_b) f_M C_F}{\sqrt{6k_0 k'_0 p'_0 P_0}} \frac{\Gamma}{q^2 D_0} \quad (7)$$

با توجه به نمودار فاینمن شکل ۱، بخش اسپینوری دامنه برابر است با:

$$\Gamma = \bar{v}^-(p') \gamma_\mu \not{E}(P+M) \gamma^\nu v(k') \quad (8)$$

از راه جمع بستن روی اسپین حالت‌های اولیه و نهایی و متوسط‌گیری روی اسپین حالت اولیه و انجام تریس‌های لازم، برای مربع بخش اسپینوری دامنه $|\Gamma|^2$ خواهیم داشت:

$$|\Gamma|^2 = 8M^2 [2(p' \cdot \epsilon)(k' \cdot \epsilon) + (k' \cdot p') - m_b^2] \quad (9)$$

در رابطه (۹)، ϵ بردار قطبش مزون می‌باشد که برای حالت‌های قطبش عرضی و طولی به ترتیب به صورت زیر داده می‌شود [۳۰]:

$$\epsilon_T^{\lambda=\pm 1} = \mp \frac{(0,0,1,\pm i)}{\sqrt{2}} \quad (10)$$

$$\epsilon_L^{\lambda=0} = \frac{(|\vec{p}|, E_M, 0, 0)}{M} \quad (11)$$

برای به دست آوردن تابع ترکش با قطبش طولی در رابطه (۹) بردار قطبش طولی $\epsilon^{(L)}$ و برای به دست آوردن تابع ترکش با قطبش عرضی به روشی مشابه، بردار قطبش عرضی $\epsilon^{(T)}$ را جایگذاری می‌کنیم. با قراردادن مربع بخش اسپینوری دامنه $|\Gamma|^2$ در مربع دامنه $|T_{\bar{b} \rightarrow Y}|^2$ خواهیم داشت:

$$|T_{\bar{b} \rightarrow Y}|^2 = \frac{4\pi M^2 \alpha_s^2 (2m_b) C_F^2 f_M^2}{3k_0 k'_0 p'_0 P_0} \frac{[2(p' \cdot \epsilon)(k' \cdot \epsilon) + (k' \cdot p') - m_b^2]}{[(k+k')^2]^2 [P_0+k_0+k'_0-p'_0]^2} \quad (12)$$

با قراردادن رابطه (۱۲) در رابطه (۳) خواهیم داشت:

$$D_{\bar{b} \rightarrow Y}(z, \mu_0) = \text{const} \int \frac{1}{p_0 p'_0 k_0 k'_0} \frac{[2(p' \cdot \epsilon)(k' \cdot \epsilon) + (k' \cdot p') - m_b^2]}{[(k+k')^2]^2 (p_0+k_0+k'_0-p'_0)^2} \delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{k} + \mathbf{k}' - \mathbf{p}') d^3 p d^3 k d^3 k' \quad (13)$$

که در آن،

$$const = \frac{4 \pi^2 \alpha_s^2 (2m_b) C_F^2 f_M^2 \beta^2}{3 \alpha M^2} \quad (14)$$

با انتگرال گیری روی تکانه \mathbf{p} خواهیم داشت:

$$I_1 = \int \frac{p'_0}{p_0} \frac{\delta^{(3)}(\mathbf{p} + \mathbf{k} + \mathbf{k}' - \mathbf{p}') d^3 \mathbf{p}}{[p_0(p_0 + k_0 + k'_0) - (p'_0)^2]} = \frac{p'_0}{p_0} \frac{1}{[(\mathbf{p} + \mathbf{k} + \mathbf{k}')^2]^2} \quad (15)$$

با قرار دادن $p_0 = \alpha z p'_0$ خواهیم داشت:

$$I_1 = \frac{1}{\alpha z} \frac{1}{[(\mathbf{p} + \mathbf{k} + \mathbf{k}')^2]^2} \quad (16)$$

با قراردادن رابطه (۱۶) در (۱۳) خواهیم داشت:

$$D_{\bar{b} \rightarrow \gamma}(z, \mu_0) = const \int \frac{1}{k_0 k'_0} \frac{[2(\mathbf{p}' \cdot \boldsymbol{\varepsilon})(\mathbf{k}' \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) + (\mathbf{k}' \cdot \mathbf{p}') - m_b^2]}{\alpha z [(k + k')^2]^2 [(p + k + k')^2]^2} d^3 \mathbf{k} d^3 \mathbf{k}' \quad (17)$$

با برابر قراردادن $p'_T{}^2$ با $k'_T{}^2$ و تعریف $d(z, k_T'^2) = \frac{[2(\mathbf{p}' \cdot \boldsymbol{\varepsilon})(\mathbf{k}' \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) + (\mathbf{k}' \cdot \mathbf{p}') - m_b^2]}{z [(k + k')^2]^2 [(p + k + k')^2]^2}$ معادله (۱۷) تنها تابعی از z و $k_T'^2$ است، از این رو خواهیم داشت:

$$D_{\bar{b} \rightarrow \gamma}(z, \mu_0) = const \int \frac{d(z, k_T'^2)}{\alpha k_0 k'_0} d^3 \mathbf{k} d^3 \mathbf{k}' \quad (18)$$

با در نظر گرفتن این نکته که $d^3 \mathbf{k} \rightarrow dk_L$ و $d^3 \mathbf{k}' = dk'_L d^2 k'_T$ و با توجه به اینکه در چارچوب تکانه بی نهایت کار می کنیم انتگرال روی k_L و k'_L کم و بیش برابر k_0 و k'_0 می باشد. همچنین به جای انتگرال گرفتن روی تکانه ی عرضی ذرات می توان مقدار میانگین مربعی تکانه ی عرضی آن را $\langle k_T'^2 \rangle$ قرار داد. از این رو خواهیم داشت:

$$I_2 = \int d^3 \mathbf{k}' d(z, k_T'^2) = m_b^2 k'_0 d(z, \langle k_T'^2 \rangle) \quad (19)$$

با قرار دادن نتایج بدست آمده از انجام انتگرال های فضای فاز در رابطه (۱۳)، تابع ترکش $D_{\bar{b} \rightarrow \gamma}(z, \mu_0)$ برابر است با:

$$D_{\bar{b} \rightarrow \gamma T}(z, \mu) = \frac{4 \pi^2 \alpha_s^2 (2m_b) C_F^2 f_M^2 \beta^2}{3 \alpha M^2} d(z, \langle k_T'^2 \rangle) \quad (20)$$



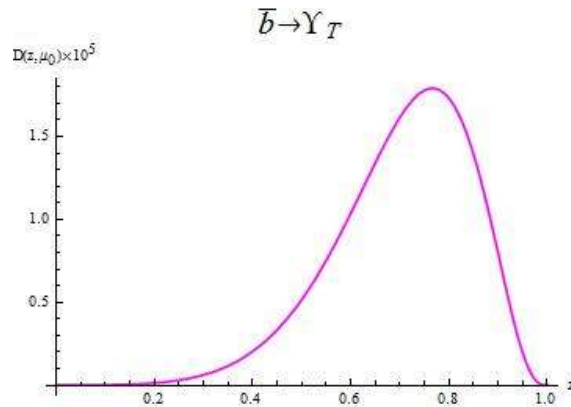
اگر در رابطه (۱۳) ضرب‌های $p'.\varepsilon_T$ و $k'.\varepsilon_T$ قرار دهیم، رابطه (۲۰) تابع ترکش با قطبش عرضی را بدست می‌دهد که شکل تحلیلی آن به صورت زیر می‌باشد.

$$D_{\bar{b} \rightarrow \gamma_T}(z, \mu_0) = \text{const} \frac{G_T(z)}{F_T(z)} \quad (21)$$

$$G_T(z) = -((-1+z)^3 z^3 ((-1+z)^2 \alpha^2 + 2\alpha\beta(-1+z) + \beta^2 + (2-2z+z^2)\delta^2)) \quad (22)$$

$$F_T(z) = \left(2\beta^2(1+2z(-1+\beta)) + z^2(1-2\beta+\beta^2+\delta^2) \right)^2 \left(-(-1+z)z\alpha^2 + \alpha(1+2z(-1+\beta)) + z^2(1-2\beta+\beta^2+\delta^2) \right) + \beta(1+2z(-1+\beta) + z^2(1-2\beta+\beta^2+\delta^2)) \quad (23)$$

در شکل (۲) رفتار تابع ترکش $D_{\bar{b} \rightarrow \gamma_T}(z, \mu)$ بر حسب z نشان داده شده است.



شکل ۲ تابع ترکش $D_{\bar{b} \rightarrow \gamma_T}(z, \mu_0)$ بر حسب z

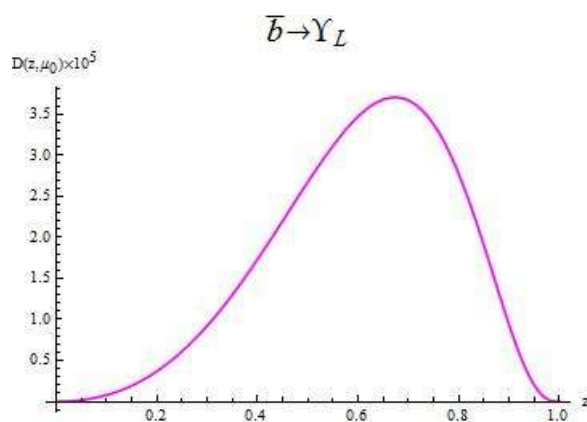
اگر در رابطه (۱۳) ضرب‌های $p'.\varepsilon_L$ و $k'.\varepsilon_L$ را قرار دهیم، رابطه (۲۰) تابع ترکش با قطبش طولی را به دست می‌دهد که شکل تحلیلی آن به صورت زیر است.

$$D_{\bar{b} \rightarrow \gamma_L}(z, \mu_0) = \text{const} \frac{G_L(z)}{F_L(z)} \quad (24)$$

$$G_L(z) = -((-1+z)^3 z^3 (1 - 2\beta^2 + z(\alpha^2 - 2\alpha\beta + 5\beta^2)) + 2z^4 \beta^2 (\alpha^2 + \delta^2) - z^3 (-1 + 4\beta^2) (\alpha^2 + \delta^2) + z^2 (2\alpha\beta + \alpha^2 (-3 + 2\beta^2)) - \delta^2 + 2\beta^2 (-1 + \delta^2))) \quad (25)$$

$$F_L(z) = \left(2\beta^2 (1 + 2z(-1 + \beta) + z^2 (1 - 2\beta + \beta^2 + \delta^2))^2 \left(-(-1+z)z\alpha^2 + \alpha(1 + 2z(-1 + \beta) + z^2 (1 - 2\beta + \beta^2 + \delta^2)) \right)^2 + \beta(1 + 2z(-1 + \beta) + z^2 (1 - 2\beta + \beta^2 + \delta^2)) \right)^2 \quad (26)$$

شکل (۳) رفتار تابع ترکش طولی $D_{\bar{b} \rightarrow \gamma_L}(z, \mu)$ بر حسب z داده شده است.



شکل ۳ تابع ترکش $D_{\bar{b} \rightarrow \gamma_L}(z, \mu_0)$ بر حسب z .

با استفاده از $D_{\bar{b} \rightarrow \gamma}(z, \mu_0) = D_{\bar{b} \rightarrow \gamma_L}(z, \mu_0) + 2D_{\bar{b} \rightarrow \gamma_T}(z, \mu_0)$ تابع ترکش حالت بدون قطبش برابر است با:

$$D_{\bar{b} \rightarrow \gamma}(z, \mu_0) = \text{const} \frac{G(z)}{F(z)} \quad (27)$$

که در آن،

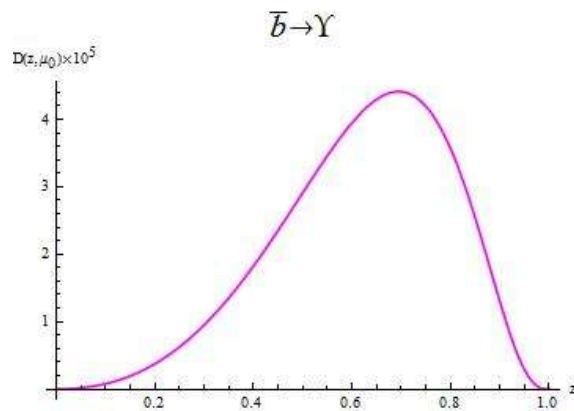
$$G(z) = \left((-1+z)^3 z^3 (-1 + 2\beta^2 - 2z^4 \beta^2 (\alpha^2 + \delta^2) + z^3 (-3 + 4\beta^2) (\alpha^2 + \delta^2) + z^2 (-6\alpha\beta + \alpha^2 (7 - 2\beta^2) + 5\delta^2 - 2\beta^2 (-1 + \delta^2)) - \right.$$



$$z(\alpha^2 - \epsilon\alpha\beta + \nu\beta^2 + \delta^2)) \quad (28)$$

$$F(z) = (\nu\beta^2((1+z(-1+\beta))^2 + z^2\delta^2)^{-1} - (-1+z)z\alpha^2 + \alpha((1+z(-1+\beta))^2 + z^2\delta^2)^{-1} + \beta((1+z(-1+\beta))^2 + z^2\delta^2)^{-1}) \quad (29)$$

در اینجا $\beta = \frac{m_b}{M}$ و $\delta = \frac{\sqrt{\langle k_T'^2 \rangle}}{M}$ است. در شکل (۴) تابع رفتار ترکش $D_{\bar{b} \rightarrow \gamma}(z, \mu_0)$ بر حسب z داده شده است.



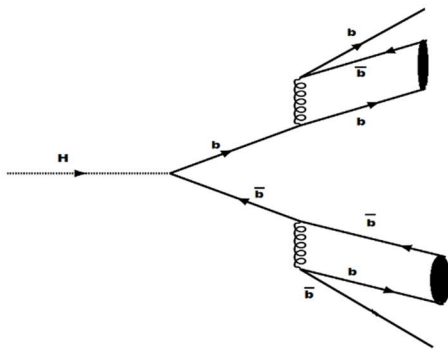
شکل ۴ تابع ترکش $D_{\bar{b} \rightarrow \gamma}(z, \mu_0)$ بر حسب z

۳. محاسبه نسبت انشعاب و پهنای واپاشی بوزون هیگز به آپسیلون

یکی از مدهای غالب واپاشی H^0 ، واپاشی آن به حالت‌های آپسیلون است [۲۹]. برای واپاشی غیر انحصاری H^0 به حالت‌های آپسیلون، در ابتدا H^0 به جفت $b\bar{b}$ واپاشی می‌کند و در مرحله بعد هر یک از کوارک‌های b و یا \bar{b} به حالت‌های آپسیلون ترکش می‌کنند. شکل (۵) نمودار فاینمن مربوط به واپاشی بوزون هیگز در اولین مرتبه اختلال به روش ترکش را نشان می‌دهد. عبارت کلی برای آهنگ واپاشی دیفرانسیلی تولید مزون γ با چهار تکانه p در واپاشی H^0 به روش ترکش مستقیم بصورت زیر داده شده است [۳۳]:

$$d\Gamma(H^0 \rightarrow Y(p) + X) = \sum_i \int_0^1 dz d\hat{\Gamma} \left(H^0 \rightarrow i \left(\frac{p}{z} \right) + X, \mu \right) D_{i \rightarrow Y}(z, \mu) \quad (30)$$

در این رابطه روی پارتون‌های نوع i جمع بسته شده است. Z کسر تکانه طولی Y نسبت به پارتون می‌باشد. تعبیر فیزیکی رابطه (۳۰) این است که مزون Y با تکانه P می‌تواند از راه تولید پارتون i با تکانه‌ی زیاد P/z که در مرحله بعد به مزون آپسیلون، که کسر Z از تکانه پارتون را حمل می‌کند، ترکش می‌کند، تولید شود. عبارت (۳۰) شکل خلاصه شده آهنگ واپاشی دیفرانسیلی است که در آن تمام وابستگی به انرژی Y یا بطور معادل روی جرم M_H در آهنگ واپاشی زیر فرآیند $d\hat{\Gamma}$ می‌باشد، در حالی که تمام وابستگی به جرم کوارک b در تابع ترکش $D_{b \rightarrow Y}$ نهفته است.



شکل ۵ نمودار فاینمن در اولین مرتبه اختلال برای واپاشی بوزون هیگز به جفت مزون آپسیلون.

برای حفظ این شکل، با اینکه لگاریتم‌های بزرگ $\frac{M_H}{m_b}$ از نظریه اختلال ناشی می‌شود، باید مقیاس عامل‌بندی μ معرفی شود. بدین ترتیب وابستگی به مقیاس دلخواه مابین دو عامل از بین می‌رود. با انتخاب مقیاس μ از مرتبه‌ی جرم M_Y از لگاریتم‌های بزرگ $\frac{M_H}{\mu}$ در آهنگ واپاشی زیر فرآیندها $\hat{\Gamma}$ می‌توان دوری کرد. با استفاده از حل معادلات تحول، لگاریتم‌های بزرگ $\frac{\mu}{m_b}$ که بیاست در توابع ترکش ظاهر شوند را می‌توان برطرف نمود [۲۹].

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_{i \rightarrow Y}(z, \mu) = \sum_j \int_z^1 \frac{dy}{y} p_{i \rightarrow j} \left(\frac{z}{y}, \mu \right) D_{j \rightarrow Y}(y, \mu) \quad (31)$$



در اینجا $p_{i \rightarrow j}$ تابع آلتارلی- پاریزی برای انشعاب پارتون نوع i به پارتون نوع j و با کسر تکانه طولی x می‌باشد. برای مثال برای انشعاب $b \rightarrow b$ ، تابع انشعاب برای کوارک b با کسر انرژی بیشتر از جرم آن بصورت زیر داده می‌شود:

$$p_{b \rightarrow b}(x, \mu) = \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \left(\frac{8}{3} \frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \delta(1-x) \right) \quad (32)$$

شرایط مرزی روی معادله تحول (۳۱) این است که تابع ترکش اولیه $D_{i \rightarrow \gamma}(Z, \mu_0)$ در مقیاس اولیه μ_0 که از مرتبه جرم کوارک b ، است در دسترس باشد. به آسانی می‌توان مرتبه α_s را برای سهم ترکش در تولید γ در واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد (H^0) برشمرد. آهنگ واپاشی زیر فرآیند $\hat{\Gamma}$ برای تولید گلوئون از مرتبه α_s است در حالی که برای تولید کوارک‌ها از مرتبه α_s^4 است. تابع ترکش گلوئون به γ از مرتبه α_s^3 و برای ترکش کوارک‌های سبک به γ از مرتبه α_s^4 می‌باشد. در حالی که تابع ترکش کوارک b و یا پاد آن به γ که در بخش دوم محاسبه شده است، از مرتبه α_s^2 است. روشن است که در بین این واکنش‌ها سهم غالب در واپاشی H^0 به γ ترکش مستقیم کوارک b یا پاد آن می‌باشد. از این رو، تنها با نگر داشتن سهم‌های مربوط به کوارک b و پاد آن در رابطه (۲۹) خواهیم داشت:

$$\frac{d\Gamma(H^0 \rightarrow \gamma(E)+X)}{dz} = 2\hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow b\bar{b})D_{b \rightarrow \gamma}\left(z, \frac{M_{H^0}}{2}\right), \quad z = \frac{2E}{M_{H^0}} \quad (33)$$

در رابطه (۳۳)، عامل z برای به حساب آوردن سهم ترکش پاد کوارک b می‌باشد. به منظور دوری از پدیدار شدن لگاریتم‌های بزرگ در مرتبه‌های بالاتر اختلال، مقیاس عامل بندی را برابر $\frac{M_{H^0}}{2}$ قرار می‌دهیم. در مرتبه پیشرو α_s ، تنها پارامتر قطری در معادله (۳۱) باقی می‌ماند.

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_{b \rightarrow \gamma}(z, \mu) = \int_z^1 \frac{dy}{y} p_{b \rightarrow b}\left(\frac{z}{y}, \mu\right) D_{b \rightarrow \gamma}(y, \mu) \quad (34)$$

با انتگرال‌گیری روی انرژی از رابطه (۳۳)، آهنگ کل برای تولید غیرانحصاری γ برابر است با:

$$\Gamma(H^0 \rightarrow \gamma(E) + X) = 2\hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow b\bar{b}) \int_0^1 dz D_{b \rightarrow \gamma}\left(z, \frac{M_{H^0}}{2}\right) \quad (35)$$

با توجه به این که در مرتبه پیشرو α_s تابع انشعاب آلتارلی- پاریزی (۳۳) انتگرال $\int_0^1 dz p_{b \rightarrow b}(x, \mu) = 0$ را برآورده می‌سازد، مقیاس ترکش برابر $3m_b$ قرار داده می‌شود. از این رو، معادله تحول (۳۴) بر این نکته پافشاری دارد که احتمال کل ترکش $\int_0^1 dz D_{b \rightarrow \gamma}(z, \mu)$ با مقیاس μ تغییر نمی‌کند.

با تقسیم طرفین رابطه (۳۵) بر پهنای واپاشی کل H^0 خواهیم داشت:

$$\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow \gamma(E)+X)}{\Gamma_{tot}} = 2 \frac{\hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma_{tot}} \int_0^1 dz D_{b \rightarrow \gamma}(z, 3m_b) \quad (۳۶)$$

در رابطه بالا $\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow \gamma(E)+X)}{\Gamma_{tot}}$ نسبت انشعاب H^0 به γ و $\frac{\hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma_{tot}}$ نسبت انشعاب H^0 به $b\bar{b}$ می‌باشد.

چنانچه در رابطه (۳۶) توابع ترکش برای حالت‌های با قطبش طولی و عرضی را جداگانه جایگذاری کنیم، می‌توانیم نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز مدل استاندارد به حالت‌های با قطبش طولی و عرضی مزون آپسیلون را به صورت زیر بدست آوریم.

$$\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow \gamma_{L/T}(E)+X)}{\Gamma_{tot}} = 2 \frac{\hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma_{tot}} \int_0^1 dz D_{b \rightarrow \gamma_{L/T}}(z, 3m_b) \quad (۳۷)$$

در جدول (۱) نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون آپسیلون در حالت موج S با در نظر گرفتن قطبش‌های عرضی و طولی داده شده است. با ضرب طرفین رابطه (۳۷) در پهنای واپاشی کل بوزون هیگز مدل استاندارد Γ_{tot} ، پهنای کل واپاشی بوزون هیگز به مزون آپسیلون بدست خواهد آمد که نتایج آن در جدول (۲) داده شده است.

$$\Gamma(H^0 \rightarrow \gamma(E) + X) = \Gamma_{tot} * 2 \frac{\hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma_{tot}} \int_0^1 dz D_{b \rightarrow \gamma}(z, 3m_b) \quad (۳۸)$$



جدول ۱ نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز به مزون آپسیلون در حالت موج S با مقادیر ورودی $m_b = 4.25 GeV$ ، $[40] M_\Upsilon = 9.460 GeV$ ، $[41] f_B = 0.66 GeV$ ، $k_T = 1 GeV$ ، $\alpha_s = 0.178$ ، $[40] 4.25 GeV$ ، $[18] Br(H^0 \rightarrow b\bar{b}) = 0.586$.

نسبت انشعاب (Br)	فرآیند واپاشی
1.194×10^{-3}	$H^0 \rightarrow \Upsilon_L \Upsilon_L$
9.384×10^{-5}	$H^0 \rightarrow \Upsilon_T \Upsilon_T$
1.362×10^{-3}	$H^0 \rightarrow \Upsilon \Upsilon$

جدول ۲ پهنای واپاشی بوزون هیگز به مزون آپسیلون در حالت موج S با مقادیر ورودی $m_b = 4.25 GeV$ ، $[40] M_\Upsilon = 9.460 GeV$ ، $[41] f_B = 0.66 GeV$ ، $k_T = 1 GeV$ ، $\alpha_s = 0.178$ ، $[40] \Gamma_{tot} = 3.2^{+2.8}_{-2.2} MeV$ و $[18] b\bar{b} = 0.586$.

پهنای واپاشی (MeV)	فرآیند واپاشی
3.822×10^{-3}	$H^0 \rightarrow \Upsilon_L \Upsilon_L$
2.683×10^{-4}	$H^0 \rightarrow \Upsilon_T \Upsilon_T$
4.358×10^{-3}	$H^0 \rightarrow \Upsilon \Upsilon$

۴. بحث و نتیجه‌گیری

برای درک و بررسی نتایج تجربی، ناگزیر به محاسبه نسبت‌های واپاشی مربوط به بوزون هیگز مدل استاندارد هستیم. در این مقاله نسبت‌های واپاشی و پهنای واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون آپسیلون در حالت موج S به روش ترکش مستقیم کوارک‌های b و \bar{b} محاسبه شده است. برای این منظور در بخش ۲ این مقاله، تابع ترکش پادکوارک \bar{b} در اولین مرتبه اختلال با استفاده از pQCD محاسبه شده است. با استفاده از این توابع در بخش ۳، نسبت انشعاب و پهنای واپاشی کل بوزون هیگز مدل استاندارد در واپاشی مستقیم به مزون آپسیلون با در نظر گرفتن قطبش‌های عرضی و طولی محاسبه شده است که نتایج آن در جدول‌های (۱) و (۲) آمده است. نتایج بدست آمده از محاسبات

ما برای نسبت انشعاب بوزون هیگز به جفت آپسیلون به ازای مقادیر وردی ثابت جفت شدگی روان $M_\gamma = 0.178$ ، ثابت واپاشی $\alpha_s = 0.178$ ، جرم حالت مقید γ ، $f_B = 0.667 \text{ GeV}$ [۴۱]، جرم کوارک b $m_b = 4.25 \text{ GeV}$ و ضریب رنگ مزون $C_F = \frac{4}{3}$ برابر 1.362×10^{-3} می‌باشد. ضریب رنگ مزون سازگاری بسیار خوبی با مقدار 1.4×10^{-3} دارد که گروه همکار CMS با استفاده از داده‌های جمع‌آوری شده از برخوردهای پروتون-پروتون در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ گزارش داده است [۲۹]. همچنین محاسبات ما نشان می‌دهد که نسبت انشعاب هیگز به جفت مزون آپسیلون با قطبش طولی یک مرتبه‌ی بزرگی بیشتر از واپاشی آن به جفت مزون آپسیلون با قطبش عرضی است. علاوه بر این نسبت انشعاب واپاشی مستقیم بوزون هیگز به جفت آپسیلون با قطبش طولی، در مقایسه با واپاشی آن به جفت آپسیلون بدون قطبش ۱۳ درصد کاهش نشان می‌دهد که با مقدار گزارش شده‌ی گروه همکار CMS برای آن که برابر ۲۲ درصد کاهش است قابل مقایسه می‌باشد. از اینجا می‌توان نتیجه گرفت که سهم غالب در واپاشی مستقیم بوزون هیگز مدل استاندارد به جفت مزون آپسیلون ساز و کار ترکش کوارک‌های b و \bar{b} می‌باشد. برای پی‌بردن به تاثیر جرم کوارک وردی m_b روی نسبت‌های واپاشی، افزون بر مقدار 4.25 GeV به ازای دو مقدار 4.5 GeV و 4.65 GeV محاسبات را تکرار کردیم. نتایج بدست آمده در جدول ۳ نشان می‌دهد که به ازای $m_b = 25/4 \text{ GeV}$ ، نسبت‌های واپاشی بوزون هیگز به جفت آپسیلون گزارش شده از محاسبات ما سازگاری بسیار خوبی با نتایج بدست آمده برای نسبت‌های واپاشی بوزون هیگز به جفت مزون آپسیلون در CMS دارد [۲۹].

جدول ۳ نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز به مزون آپسیلون در حالت موج S با $\alpha_s = 178/0$ ، $k_T = 1 \text{ GeV}$ ، $\Gamma_{tot} = 0.586$ ، $M_\gamma = 9.460 \text{ GeV}$ [۴۰]، $f_B = 0.66 \text{ GeV}$ [۴۱] و $\text{Br}(H^0 \rightarrow b\bar{b}) = 0.18$ [۱۸]

$[40] 3.2^{+2.8}_{-2.2} \text{ MeV}$

فرآیند واپاشی	$Br(m_b = 4.25 \text{ GeV})$	$Br(m_b = 4.5 \text{ GeV})$	$Br(m_b = 4.65 \text{ GeV})$
$H^0 \rightarrow Y_L Y_L$	1.194×10^{-3}	7.92×10^{-4}	8.26×10^{-4}
$H^0 \rightarrow Y_T Y_T$	9.384×10^{-5}	5.928×10^{-5}	4.86×10^{-5}
$H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	1.362×10^{-3}	9.10×10^{-4}	7.24×10^{-4}



۵. تقدیر و تشکر

از آقای آرمین اوسطی دانشجوی مهندسی شیمی دانشگاه رازی که محاسبات عددی را به عهده داشتند، کمال تشکر و قدردانی را می نمایم.

منابع

- [1] Englert, François, and Robert Brout. "Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons." *Physical review letters* 13.9 (321) 1964.
- [2] Higgs, Peter Ware. "Broken symmetries, massless particles and gauge fields." *Phys. Lett.* 12 (132-133) 1964.
- [3] Higgs, Peter W. "Broken symmetries and the masses of gauge bosons." *Physical Review Letters* 13.16 (508)1964.
- [4] Guralnik, Gerald S., Carl R. Hagen, and Thomas WB Kibble. "Global conservation laws and massless particles." *Physical Review Letters* 13.20 (585) 1964.
- [5] Alekhin, S., Abdel Djouadi, and S. Moch. "The top quark and Higgs boson masses and the stability of the electroweak vacuum." *Physics Letters B* 716., (214-219) 2012.
- [6] Collaboration, C., et al. "Jinst 3 (2008) p10007. 7 citations** author (100%) 285 the cms electromagnetic calorimeter at the lhc by cms ecal collaboration (dja cockerill for the collaboration). ichep 2008." *Phys. Lett* 716 (30-61) 2012.
- [7] Evans, Lyndon, and Philip Bryant. "LHC machine." *Journal of instrumentation* 3.08 (S08001) 2008.
- [8] Aad, G., et al. "Corrigendum to "Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC" [Phys. Lett. B 726 (1-3) (2013) 88].", 2014
- [9] Chatrchyan, Serguei, et al. "Search for a Higgs boson decaying into a Z and a photon in pp collisions at s= 7 and 8TeV." *Physics Letters B* 726.4-5 (587-609) 2013.
- [10] López-Val, David, Tilman Plehn, and Michael Rauch. "Measuring extended Higgs sectors as a consistent free couplings model." *Journal of High Energy Physics* 2013.10 (1-65) 2013.
- [11] ATLAS collaboration. "Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s}= 7$ and 8 TeV." *The Journal of High Energy Physics* 2016.8 (45) 2016.
- [12] Sirunyan, Albert M., et al. "Observation of the Higgs boson decay to a pair of τ leptons with the CMS detector." *Physics Letters B* 779 (283-316) 2018.
- [13] Heinemeyer, S., et al. "Handbook of LHC Higgs cross sections: 3. Higgs properties." *arXiv preprint arXiv:1307.1347*, 2013.
- [14] de Florian, Daniel, et al. "Handbook of LHC Higgs cross sections: 4. Deciphering the nature of the Higgs sector." *arXiv. Org*, 2016.
- [15] Mariotti, C., G. Passarino, and R. Tanaka. "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties." *arXiv preprint arXiv:1307.1347*, 2013.
- [16] Glashow, S. L., Dimitri V. Nanopoulos, and A. Yildiz. "Associated production of Higgs bosons and Z particles." *Physical Review D* 18.5 (1724) 1978.
- [17] Aaltonen, Timo, et al. "Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron." *Physical review letters* 109.7 (071804) 2012.

- [18] Aaboud, M., Juan Antonio Aguilar Saavedra, and Atlas Collaboration. "Measurement of the $t\bar{t} Z\bar{t}t$ Z and $t\bar{t} W\bar{t}t$ W production cross sections in multilepton final states using 3.2 fb⁻¹ of pppp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector.", 2017.
- [19] Backović, Mihailo, Alberto Mariotti, and Diego Redigolo. "Di-photon excess illuminates Dark Matter." *Journal of High Energy Physics* 2016.3, 1-21(2016).
- [20] Aad, Georges, et al. "Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in p p Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments." *Physical review letters* 114.19 (191803) 2015.
- [21] Collaboration, C. M. S. "Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at." *Eur. Phys. J. C* 79 (421) 2019.
- [22] Belforte, S., et al. "Search for Higgs and Z boson decays to J/psi or Y pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV." (1-22) 2019.
- [23] ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B 784 (173) 2018.
- [24] Sirunyan, Albert M., et al. "Observation of Higgs boson decay to bottom quarks." *Physical review letters* 121.12 (121801) 2018.
- [25] Celiberto, F. G., D. Gordo Gómez, and A. Sabio Vera. "Forward Drell-Yan production at the LHC in the BFKL formalism with collinear corrections." *Physics Letters B* 786 (201-206) 2018.
- [26] Bander, Myron, and Amarjit Soni. "Decays of Higgs scalars into vector mesons and photons." *Physics Letters B* 82.3-4 (411-414) 1979.
- [27] Kartvelishvili, V., A. V. Luchinsky, and A. A. Novoselov. "Double vector quarkonia production in exclusive Higgs boson decays." *Physical Review D* 79.11 (114015) 2009.
- [28] Bodwin, Geoffrey, et al. "Higgs boson decays to quarkonia and the $H c\bar{c}$ coupling." *Physical Review D* 88.5 (053003) 2013.
- [29] Sirunyan, Albert M., et al. "Search for Higgs and Z boson decays to J/ψ or Y pairs in the four-muon final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV." *Physics Letters B* 797 (134811) 2019.
- [30] Suzuki, Mahiko. "Spin property of heavy hadron in heavy-quark fragmentation: A simple model." *Physical Review D* 33.3 (676) 1986.
- [31] Braaten, Eric, and Tzu Chiang Yuan. "Gluon fragmentation into heavy quarkonium." *Physical Review Letters* 71.11 (1673) 1993.
- [32] Bratten E. et al., Phys. Rev. D 48 (5049) 1993.
- [33] Bratten E. et al., Phys. Rev. D 48 (4230) 1993.
- [34] Nobary, MA Gomshi, and R. Sepahvand. "Fragmentation production of triply heavy baryons at the CERN LHC." *Physical Review D* 71.3 (034024) 2005.
- [35] Nobary, MA Gomshi, and R. Sepahvand. "An investigation of triply heavy baryon production at hadron colliders." *Nuclear Physics B* 741.1-2 (34-41) 2006.
- [36] Sepahvand, R., and S. Dadfar. "NLO corrections to c- and b-quark fragmentation into j/ψ and γ." *Physical Review D* 95.3 (034012) 2017.
- [37] Sepahvand, Reza, and Sareh Dadfar. "One loop corrections on fragmentation function of 1S wave charmed mesons." *Nuclear Physics A* 960 (36-52) 2017.
- [38] Boroun G. R., Osati T. and Zarrin S., IJTP 54 (3831-3840) 2015.
- [39] Collins, John C., and George Sterman. "Soft partons in QCD." *Nuclear Physics B* 185.1 (172-188) 1981.
- [40] Zyla P. A. et al., Prog. Theor. Exp. Phys.2020 (083C01) 2020.
- [41] McNeile, C., et al. "Heavy meson masses and decay constants from relativistic heavy quarks in full lattice QCD." *Physical Review D* 86.7 (074503) 2012.

© 2020 Alzahra University, Tehran, Iran. This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

