



واپاشی مستقیم بوزون هیگز به $J/\psi(1S)$ بطریق ترکش

توفیق اوسطی*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه رازی، صندوق پستی: ۶۷۱۴۹۶۷۳۴۶، کرمانشاه - ایران

*Email: a.osati1379@gmail.com

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۸/۲۹ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۰/۱۲/۹

چکیده

در آشکارساز CMS نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز مدل استاندارد به جفت‌های $J/\psi(1S)$ و $c\bar{c}$ به ترتیب برابر 1.8×10^{-3} و 2.89×10^{-2} اندازه‌گیری شده است. به لحاظ نظری یکی از سناریوهای ممکن برای تولید مستقیم $J/\psi(1S)$ این است که بوزون هیگز در آغاز به جفت $c\bar{c}$ واپاشی نماید و سپس در مرحله‌ی بعد هر یک از کوارک‌های c و $\bar{c}$ به طور مستقیم به مزون $J/\psi(1S)$ ترکش کنند. بر اساس این سناریو در این مقاله نسبت‌های واپاشی مستقیم بوزون هیگز مدل استاندارد به $J/\psi(1S)$ بطریق ترکش مستقیم کوارک‌های c و $\bar{c}$ با استفاده از نظریه اختلال مکانیک کوانتومی رنگ (pQCD) و با در نظر گرفتن حالت‌های قطبش طولی و عرضی $J/\psi(1S)$ محاسبه شده است. نتایج حاصل از محاسبات ما برای نسبت واپاشی مستقیم بوزون هیگز به جفت $J/\psi(1S)$ برابر 1.562×10^{-3} است که توافق بسیار خوبی با مقدار اندازه‌گیری شده‌ی آن در آزمایش CMS دارد. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که سهم غالب در واپاشی بوزون هیگز بوزون به مزون $J/\psi(1S)$ ترکش مستقیم کوارک c و پادکوارک $\bar{c}$ می‌باشد.

کلیدواژه‌ها: بوزون هیگز، نسبت انشعاب، آهنگ واپاشی، ترکش

Direct decay of the Higgs boson $J/\psi(1S)$ via fragmentation

T. Osati*

Department of Physics, Faculty of Science, Razi University, P.O.Box: 6714967346, Kermanshah - Iran

Research Article

Received 20.11.2021, Accepted 28.2.2022

Abstract

In the CMS detector, the branching fractions of Higgs boson to $J/\psi(1S)$ and $c\bar{c}$ pairs have been measured equal to 1.8×10^{-3} and 2.89×10^{-2} , respectively. Theoretically, one possible scenario for direct production $J/\psi(1S)$ is that the Higgs boson initially decays into the pair of $c\bar{c}$. Then, in the next step, each of the c and $\bar{c}$ directly fragments into $J/\psi(1S)$ a meson. Based on this scenario, in this paper, the direct branching fractions of the standard model Higgs boson to $J/\psi(1S)$ is calculated by direct fragmentation of c and $\bar{c}$ using of perturbative Quantum-Chromodynamics(pQCD) and also taking account the longitudinal and transverse polarization states $J/\psi(1S)$. The results of our calculations for the direct branching fraction of the Higgs boson to a pair $J/\psi(1S)$ equal to 1.562×10^{-3} , agree well with the measured value in the CMS detector. Therefore, it can be concluded that the predominant contribution in the decay of the Higgs boson into the $J/\psi(1S)$ meson is the direct fragment of c quark and antiquark $\bar{c}$.

Keywords: Higgs boson, Branching fraction, Decay rate, Fragmentation



۱. مقدمه

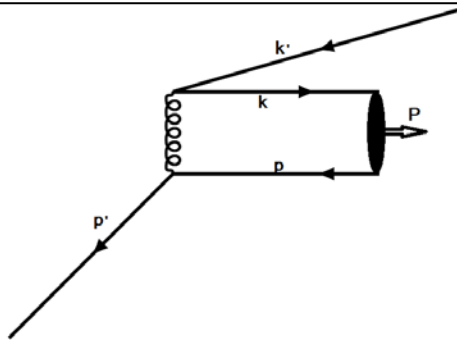
حدود ده سال از کشف بوزون هیگز مدل استاندارد می‌گذرد در این مدت داده‌های حاصل از آزمایش‌های ATLAS و CMS به ابزاری قدرتمندی برای کشف مظاهر مختلف مدل استاندارد و بررسی مسایل و رای آن تبدیل شده است. مطالعه جامع کانال‌های گوناگون واپاشی و مدهای مختلف تولید بوزون هیگز نشان می‌دهد که خواص بوزون جدید کشف شده در سال ۲۰۱۲ میلادی در آزمایش‌های ATLAS و CMS با بوزون هیگز مدل استاندارد سازگار است [۱-۳]. اخیراً جفت-شدگی بوزون هیگز به کوارک‌های سنگین به طور مستقیم اندازه‌گیری شده است [۴-۷]. از نقطه‌نظر تجربی واپاشی‌های منحصر بفرد و نادر بوزون هیگز به مزون‌ها، حالت‌های نهایی تمیزی را برای مطالعه‌ی جفت‌شدگی یوکاوا بوزون هیگز به کوارک‌ها و هم‌چنین فیزیک و رای مدل استاندارد فراهم می‌سازد. مدهای غالب واپاشی بوزون هیگز، $H^0 \rightarrow ZZ^*$, $H^0 \rightarrow WW^*$, $H^0 \rightarrow c\bar{c}$, $H^0 \rightarrow b\bar{b}$, $H^0 \rightarrow gg$ و $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ واپاشی کم‌تر در کانال‌های $H^0 \rightarrow \gamma Z$ واپاشی می‌کند. از جمله کانال‌های جذاب برای کاوش جفت‌شدگی میدان هیگز به کوارک‌ها و لپتون‌ها در برخوردهای هادرونی به ترتیب $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ و $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ است. در جدول ۱ نسبت‌های واپاشی و عدم قطعیت‌های نسبی آن‌ها برای بوزون هیگز مدل استاندارد با جرم ۱۲۵ GeV داده شده است [۸، ۹]. اخیراً از طریق ترکیب نتایج حاصل از اجرا های ۱ و ۲ ATLAS و CMS شواهد مستقیمی برای جفت‌شدگی بوزون هیگز به فرمیون‌ها از طریق واپاشی بوزون هیگز به لپتون‌های τ مشاهده شده است [۱۰، ۱۱]. با تأکید بر دامنه‌هایی که در آن بوزون هیگز به طور غیرمستقیم به مزون‌ها در حالت نهایی جفت می‌شود و بدون در نظر گرفتن تصحیحات نسبیتی ناشی از حرکت داخلی کوارک‌ها نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز به جفت‌های $J/\psi J/\psi$ و $J/\psi \gamma$ محاسبه شده است [۱۲]. مکانیزمی که در آن بوزون هیگز به طور مستقیم به کوارک‌های c و b جفت می‌شود و سپس هادرونی‌شدن به کوارکونیوم‌های سنگین در مرجع [۱۳] توضیح داده شده است.

جدول ۱. نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز به همراه عدم قطعیت‌های نسبی آن‌ها

مد واپاشی	نسبت انشعاب	عدم قطعیت نسبی
$H \rightarrow \gamma\gamma$	2.27×10^{-2}	$\pm 2.1\%$
$H \rightarrow ZZ$	2.62×10^{-2}	$\pm 1.5\%$
$H \rightarrow W^+W^-$	2.14×10^{-1}	$\pm 1.5\%$
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	6.27×10^{-2}	$\pm 1.6\%$
$H \rightarrow b\bar{b}$	5.82×10^{-1}	$+1.2\%$ -1.3%
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.89×10^{-2}	$+5.5\%$ -2.0%
$H \rightarrow Z\gamma$	1.53×10^{-2}	$\pm 5.8\%$
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	2.18×10^{-4}	$\pm 1.7\%$

اخیراً بررسی واپاشی بوزون‌های هیگز و Z به زوج‌های غیر قطبی J/ψ و Υ که در نهایت به جفت میون‌ها واپاشی می‌کنند توسط آشکارساز CMS واقع در LHC با استفاده از داده‌های جمع‌آوری شده از برخوردهای پروتون-پروتون در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ انجام شده است و نسبت انشعاب در کانال واپاشی $J/\psi J/\psi$ با قطعیت بالای ۹۵٪ برابر 1.8×10^{-2} گزارش شده است [۱۴]. این مقدار برای حالت با قطبش کامل طولی J/ψ ۲۲٪ کاهش و برای حالت قطبش کامل عرضی ۱۰٪ افزایش نشان می‌دهد. این نتیجه‌ی تجربی انگیزه لازم برای محاسبه‌ی نسبت‌های واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون J/ψ در چارچوب نظریه اختلال مکانیک کوانتومی رنگ (pQCD) را فراهم کرده است تا به این پرسش پاسخ داده شود که آیا پیش‌بینی‌های مدل استاندارد برای نسبت‌های واپاشی بوزون هیگز به مزون J/ψ با نتایج تجربی سازگاری دارد؟ به لحاظ نظری یکی از سناریوهای ممکن، واپاشی مستقیم بوزون هیگز به J/ψ به طریق ترکش می‌باشد که در این مقاله تحت بررسی قرار می‌گیرد. مکانیسم واپاشی مستقیم بوزون هیگز مدل استاندارد به J/ψ را می‌توان بدین‌صورت تصور کرد که در آغاز بوزون هیگز به جفت کوارک‌های $c\bar{c}$ واپاشی می‌کند همان‌طور که در جدول ۱ نشان داده شده است نسبت انشعاب $H^0 \rightarrow c\bar{c}$ برابر ۲/۸۹٪ است. سپس در مرحله‌ی هادرونی شدن کوارک c و پادکوارک $\bar{c}$ به مزون J/ψ ترکش می‌کنند. فرایند ترکش کوارک‌های سنگین به وسیله‌ی تابع ترکش توصیف می‌شود. توابع ترکش کوارک‌های سنگین به هادرون‌های سنگین را می‌توان با استفاده از pQCD محاسبه نمود [۱۵-۲۳]. در ادامه سازمان‌دهی این مقاله بدین شرح است که در بخش دوم تابع ترکش پادکوارک





شکل ۱. نمودار فاینمن در اولین مرتبه اختلال برای ترکش پادکوارک $\bar{c}$ به مزون J/ψ .

فرایند ترکش معمولاً به وسیله تابع ترکش توصیف می‌شود. تابع ترکش پاد کوارک سنگین $\bar{c}$ در مقیاس اولیه انرژی $\mu_0 = 3m_c$ ، که برابر جرم ذرات در حالت نهایی است به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۹-۲۳].

$$D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu_0) = \int |T_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}|^2 \delta^{(3)}(p + k + k' - p') d^3 p d^3 k d^3 k' \quad (3)$$

در رابطه اخیر $T_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}$ دامنه‌ی تولید مزون برداری J/ψ است که با استفاده از قضیه عامل‌بندی^۱ می‌توان آن را به صورت تلفیقی از بخش سخت دامنه پراکندگی T_M که اثرات فاصله کوتاه پوشش را می‌دهد و دامنه‌ی احتمال $\phi_M(x_i, q^2)$ که گذار کوارک-پادکوارک به حالت مقید را توصیف می‌نماید، نوشت.

$$T_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(P, p', k, k') = \int d[x] T_M \Phi_M(q^2, x_i) \quad (4)$$

که در آن

$$T_M(P, p', k, k') = \frac{2\pi\alpha_s(3m_c)C_F}{\sqrt{2k_0 k'_0 p'_0 P_0}} \frac{\Gamma}{q^2 D_0} \quad (5)$$

$$\Phi_M(q^2, x_i) = \frac{f_M}{2\sqrt{3}} \delta\left(x_i - \frac{m_i}{M}\right) \quad (6)$$

که در آن $D_0 = [P_0 + k_0 + k'_0 - p'_0]$ از پایستگی تکانه-انرژی ظاهر می‌شود و $d[x] = d[1 - x_1 - x_2 - x_3]$ است. بخش اسپنوری دامنه است که از ترکیب اسپنورهای دیراک Γ و بردارهای قطبش حاصل می‌شود. علاوه بر این‌ها C_F ضریب رنگ مزون و f_M ثابت واپاشی مزون، $\alpha_s(3m_c)$ ثابت جفت شدگی روان و $q^2 = (k + k')^2$ مربع چهار تکانه گلئون است.

$\bar{c}$ به J/ψ با در نظر گرفتن حالت‌های با قطبش طولی و عرضی در مقیاس انرژی اولیه $\mu_0 = 3m_c$ با استفاده از pQCD در مرتبه‌ی اول اختلال برحسب ثابت جفت شدگی رونده α_s محاسبه می‌شود و با استفاده از معادله‌ی آلتارلی-پاریزی تا مقیاس $\frac{m_H}{2}$ که برای واپاشی H^0 مناسب است، تحول داده می‌شود. در بخش سوم، نسبت‌های انشعاب H^0 به J/ψ بطریق ترکش مستقیم کوارک و پادکوارک چارم محاسبه می‌شود. و در نهایت در بخش ۴ بحث و نتیجه‌گیری ارائه شده است.

۲. محاسبه‌ی تابع ترکش $\bar{c} \rightarrow J/\psi \bar{c}$

نمودار فاینمن در اولین مرتبه اختلال برای ترکش پادکوارک $\bar{c}$ به مزون J/ψ (دستگاه $c\bar{c}$) در شکل ۱ نشان داده شده است. برای اجتناب از حرکت فرمی ذرات تشکیل‌دهنده‌ی مزون محاسبات را در چارچوب تکانه‌ی بی‌نهایت انجام می‌شود. همچنین فرض می‌شود که تکانه‌ی عرضی پادکوارک اولیه به وسیله‌ی پادکوارک نهایی حمل می‌شود.

پارامتر z به عنوان کسری از انرژی-تکانه‌ی پاد کوارک اولیه که توسط هادرون نهایی حمل می‌شود به صورت زیر تعریف می‌گردد:

$$z = \frac{(E + P)_{\parallel M}}{(E + P)_{\parallel Q}} = \frac{(P_0 + P_1)}{(p'_0 + p'_1)} \quad (1)$$

که در آن P'_0 و P'_1 به ترتیب انرژی و تکانه‌ی طولی پاد کوارک اولیه، P_0 و P_1 به ترتیب انرژی و تکانه‌ی طولی مزون است که در چارچوب تکانه‌ی بی‌نهایت به صورت $z = \frac{E_M}{E_Q}$ ظاهر می‌گردد. کسر انرژی ذرات درگیر فرایند ترکش در حالت نهایی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$p_0 = \alpha z p'_0, \quad k_0 = \alpha z p'_0, \quad P_0 = z p'_0, \quad k'_0 = (1 - z) p'_0 \quad (2)$$

که در آن m و M به ترتیب جرم پادکوارک سازنده و مزون J/ψ ، $\alpha = \frac{m}{M}$ ، p_0 ، k_0 انرژی پادکوارک و کوارک سازنده و k'_0 انرژی پادکوارک خروجی است.



با قرار دادن (۵) و (۶) در (۴) و انجام انتگرال گیری، برای دامنه‌ی تولید مزون برداری J/ψ خواهیم داشت:

$$T_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(P, p', k, k') = \frac{\pi \alpha_s (\gamma m_c) f_M C_F}{\sqrt{\epsilon k_o k_o' p_o' p_o}} \frac{\Gamma}{q^2 D_o} \quad (7)$$

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

$$\Gamma = \bar{v}(p') \gamma_\mu \epsilon(P+M) \gamma^\mu v(k') \quad (8)$$

از طریق جمع بستن روی اسپین حالت‌های اولیه و نهایی و متوسط گیری روی اسپین حالت اولیه و انجام تریس‌های لازم، مربع بخش اسپینوری دامنه $|\Gamma|^2$ برابر است با:

$$|\Gamma|^2 = 4M^2 \left[\gamma(p'.\epsilon)(k'.\epsilon) + (k'.p') - m_c^2 \right] \quad (9)$$

در رابطه‌ی اخیر ϵ بردار قطبش مزون می‌باشد که برای حالت‌های قطبش عرضی و طولی به ترتیب به صورت زیر داده می‌شود [۲۳]:

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

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

برای به دست آوردن تابع ترکش با قطبش طولی در رابطه‌ی (۹) بردار قطبش طولی $\epsilon^{(L)}$ و برای به دست آوردن تابع ترکش با قطبش عرضی به طریق مشابه بردار قطبش عرضی $\epsilon^{(T)}$ را جاگذاری می‌کنیم. با قراردادن مربع بخش اسپینوری دامنه $|\Gamma|^2$ در مربع دامنه $|T_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}|^2$ خواهیم داشت:

$$|T_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}|^2 = \frac{4\pi M^2 \alpha_s^2 (\gamma m_c) C_F^2 f_M^2}{\epsilon k_o k_o' p_o' p_o} \frac{[\gamma(p'.\delta)(k'.\delta) + (k'.p') - m_c^2]}{[(k+k')^2]^\gamma [p_o + k_o + k_o' - p_o']^\gamma} \quad (12)$$

با قرار دادن مربع دامنه $|T_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}|^2$ در معادله (۳) برای تابع ترکش خواهیم داشت:

$$D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu_o) = \text{const} \int \frac{1}{p_o p_o' k_o k_o'} \frac{[\gamma(p'.\epsilon)(k'.\epsilon) + (k'.p') - m_c^2]}{[(k+k')^2]^\gamma (p_o + k_o + k_o' - p_o')^\gamma} \times \delta^{(2)}(p+k+k'-p') d^3 p d^3 k d^3 k' \quad (13)$$

که در آن

$$\text{const} = \frac{\pi^2 \alpha_s^2 (\gamma m_c) C_F^2 f_M^2 \beta^\gamma}{\epsilon \alpha M^\gamma} \quad (14)$$

با انتگرال گیری روی تکانه‌ی برداری p خواهیم داشت:

$$I_\gamma = \int \frac{p_o' \delta^{(2)}(p+k+k'-p') d^3 p}{p_o [p_o(p_o+k_o+k_o') - (p_o')^2]} = \frac{p_o'}{p_o [(p+k+k')^2]^\gamma} \quad (15)$$

با قرار دادن $p_o = \alpha z p_o'$ خواهیم داشت:

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

با قراردادن (۱۶) در (۱۳) خواهیم داشت:

$$D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu_o) = \text{const} \int \frac{1}{k_o k_o' \alpha z} \frac{[\gamma(p'.\epsilon)(k'.\epsilon) + (k'.p') - m_c^2]}{[(k+k')^2]^\gamma [(p+k+k')^2]^\gamma} d^3 k d^3 k' \quad (17)$$

با تعریف $d(z, k_T'^\gamma) = \frac{[\gamma(p'.\epsilon)(k'.\epsilon) + (k'.p') - m_c^2]}{z [(k+k')^2]^\gamma [(p+k+k')^2]^\gamma}$ و با مساوی قراردادن $p_T'^\gamma$ با $k_T'^\gamma$ معادله‌ی (۱۷) فقط تابعی از z و $k_T'^\gamma$ خواهد شد و لذا خواهیم داشت:

$$D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu_o) = \text{const} \int \frac{d(z, k_T'^\gamma)}{\alpha k_o k_o'} d^3 k d^3 k' \quad (18)$$

با در نظر گرفتن این نکته که $d^3 k' = dk_L' d^2 k_T'^\gamma$ و $d^3 k \rightarrow dk_L$ و با توجه به این که در چارچوب تکانه‌ی بی‌نهایت کار می‌کنیم انتگرال روی k_L و k_L' به ترتیب برابر k_o و k_o' هستند هم‌چنین به جای انتگرال گرفتن روی تکانه‌ی عرضی ذرات می‌توان مقدار میانگین مربعی تکانه‌ی عرضی آن $\langle k_T'^\gamma \rangle$ قرار داد. بنابراین خواهیم داشت:

$$I_\gamma = \int d^3 k d^2(z, k_T'^\gamma) = m_c^2 k_o' d(z, k_T'^\gamma) \quad (19)$$

با قرار دادن نتایج حاصل از انجام انتگرال‌های فضای فاز در (۱۳)، تابع ترکش $D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu_o)$ برابر است با:

$$D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu_o) = \frac{\pi^2 \alpha_s^2 (\gamma m_c) C_F^2 f_M^2 \beta^\gamma}{\epsilon \alpha M^\gamma} \times d(z, k_T'^\gamma) \quad (20)$$



$$GL\epsilon = z^{\gamma}(-1 + \epsilon\beta^{\gamma})(\alpha^{\gamma} + \delta^{\gamma}) \quad (37)$$

$$GL\delta = z^{\gamma} \left(\epsilon\alpha\beta + \alpha^{\gamma}(-\gamma + \gamma\beta^{\gamma}) - \delta^{\gamma} + \gamma\beta^{\gamma}(-1 + \delta^{\gamma}) \right) \quad (38)$$

$$FL\gamma = \gamma\beta^{\gamma} \left(\frac{1 + \gamma z(-1 + \beta) + z^{\gamma}(1 - \gamma\beta + \beta^{\gamma} + \delta^{\gamma})}{z^{\gamma}(1 - \gamma\beta + \beta^{\gamma} + \delta^{\gamma})} \right)^{\gamma} \quad (39)$$

$$FL\gamma = -(-1 + z)z\alpha^{\gamma} \quad (40)$$

$$FL\gamma = \alpha \left(\frac{1 + \gamma z(-1 + \beta) + z^{\gamma}(1 - \gamma\beta + \beta^{\gamma} + \delta^{\gamma})}{z^{\gamma}(1 - \gamma\beta + \beta^{\gamma} + \delta^{\gamma})} \right) \quad (41)$$

$$FL\epsilon = \beta \left(\frac{1 + \gamma z(-1 + \beta) + z^{\gamma}(1 - \gamma\beta + \beta^{\gamma} + \delta^{\gamma})}{z^{\gamma}(1 - \gamma\beta + \beta^{\gamma} + \delta^{\gamma})} \right) \quad (42)$$

اگر در رابطه‌ی (۱۳) ضرب‌های p', ϵ_T و k', ϵ_T قرار دهیم، رابطه‌ی (۲۰) تابع ترکش با قطبش عرضی را به دست می‌دهد که شکل تحلیلی آن به صورت زیر می‌باشد.

$$D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi_T}(z, \mu_o) = \text{const} \frac{G_T(z)}{F_T(z)} \quad (21)$$

که در آن $G_T(z)$ و $F_T(z)$ به ترتیب عبارتند از:

$$G_T(z) = -((-1 + z)^{\gamma} z^{\gamma} ((-1 + z)^{\gamma} \alpha^{\gamma} + \epsilon\alpha\beta(-1 + z) + \beta^{\gamma} + (\gamma - \gamma z + z^{\gamma})\delta^{\gamma})) \quad (22)$$

$$F_T(z) = \gamma\beta^{\gamma} (FT\gamma + FT\gamma) \times \left(\frac{-FT\gamma + \alpha (FT\epsilon + FT\delta) + \gamma}{\beta (FT\epsilon + FT\gamma)} \right)^{\gamma} \quad (23)$$

که در آن

$$FT\gamma = 1 + \gamma z(-1 + \beta) \quad (24)$$

$$FT\gamma = z^{\gamma}(1 - \gamma\beta + \beta^{\gamma} + \delta^{\gamma}) \quad (25)$$

$$FT\gamma = (-1 + z)z\alpha^{\gamma} \quad (26)$$

$$FT\epsilon = 1 + \gamma z(-1 + \beta) \quad (27)$$

$$FT\delta = z^{\gamma}(1 - \gamma\beta + \beta^{\gamma} + \delta^{\gamma}) \quad (28)$$

$$FT\epsilon = 1 + \gamma z(-1 + \beta) \quad (29)$$

$$FT\gamma = z^{\gamma}(1 - \gamma\beta + \beta^{\gamma} + \delta^{\gamma}) \quad (30)$$

در حالت غیرقطبی تابع ترکش به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu_o) = D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi_L}(z, \mu_o) + \gamma D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi_T}(z, \mu_o) \quad (43)$$

با جاگذاری $D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi_T}$ و $D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi_L}$ خواهیم داشت:

$$D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu_o) = \text{const} \frac{G(z)}{F(z)} \quad (44)$$

که در آن توابع $G(z)$ و $F(z)$ به ترتیب عبارتند از:

$$G(z) = G\gamma(G\gamma + G\gamma - G\epsilon + z^{\gamma}(G\delta + G\epsilon)) \quad (45)$$

$$F(z) = F\gamma(F\gamma + F\gamma + F\epsilon)^{\gamma} \quad (46)$$

که در آن

$$G\gamma = (-1 + z)^{\gamma} z^{\gamma} \quad (47)$$

$$G\gamma = -1 + \gamma\beta^{\gamma} - \gamma z^{\gamma}\beta^{\gamma}(\alpha^{\gamma} + \delta^{\gamma}) \quad (48)$$

$$G\gamma = z^{\gamma}(-\gamma + \epsilon\beta^{\gamma})(\alpha^{\gamma} + \delta^{\gamma}) \quad (49)$$

$$G\epsilon = z(\gamma\alpha^{\gamma} - \epsilon\alpha\beta + \gamma\beta^{\gamma} + \epsilon\delta^{\gamma}) \quad (50)$$

$$G\delta = -\epsilon\alpha\beta + \alpha^{\gamma}(\gamma - \gamma\beta^{\gamma}) \quad (51)$$

$$G\epsilon = \delta\delta^{\gamma} - \gamma\beta^{\gamma}(-1 + \delta^{\gamma}) \quad (52)$$

$$F\gamma = \gamma\beta^{\gamma} \left((1 + z(-1 + \beta))^{\gamma} + z^{\gamma}\delta^{\gamma} \right)^{\gamma} \quad (53)$$

$$F\gamma = -(-1 + z)z\alpha^{\gamma} \quad (54)$$

$$F\gamma = \alpha \left((1 + z(-1 + \beta))^{\gamma} + z^{\gamma}\delta^{\gamma} \right) \quad (55)$$

$$F\epsilon = \beta \left((1 + z(-1 + \beta))^{\gamma} + z^{\gamma}\delta^{\gamma} \right) \quad (56)$$

اگر در رابطه‌ی (۱۳) ضرب‌های p', ϵ_L و k', ϵ_L قرار دهیم، رابطه‌ی (۲۰) تابع ترکش با قطبش طولی را به دست می‌دهد که شکل تحلیلی آن به صورت زیر می‌باشد.

$$D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi_L}(z, \mu_o) = \text{const} \frac{G_L(z)}{F_L(z)} \quad (31)$$

که در آن $G_L(z)$ و $F_L(z)$ به ترتیب عبارتند از:

$$G_L(z) = -(GL\gamma(GL\gamma + GL\gamma - GL\epsilon + GL\delta)) \quad (32)$$

$$F_L(z) = FL\gamma^{\gamma} (FL\gamma + FL\gamma + FL\epsilon)^{\gamma} \quad (33)$$

که آن

$$GL\gamma = (-1 + z)^{\gamma} z^{\gamma} \quad (34)$$

$$GL\gamma = 1 - \gamma\beta^{\gamma} + z(\alpha^{\gamma} - \epsilon\alpha\beta + \delta\beta^{\gamma}) \quad (35)$$

$$GL\gamma = \gamma z^{\gamma}\beta^{\gamma}(\alpha^{\gamma} + \delta^{\gamma}) \quad (36)$$



برای حفظ این شکل علی‌رغم وجود لگاریتم‌های بزرگ $\frac{M_H}{m_c}$ که از نظریه اختلال ناشی می‌شود باید مقیاس عامل‌بندی μ معرفی شود. با انتخاب مقیاس μ از مرتبه‌ی جرم $M_{J/\psi}$ از لگاریتم‌های بزرگ $\frac{M_H}{\mu}$ در آهنگ واپاشی زیر فرایندها $\hat{\Gamma}$ می‌توان اجتناب کرد و از طریق حل معادلات تحول می‌توان از ظهور لگاریتم‌های بزرگ $\frac{\mu}{m_c}$ در توابع ترکش ظاهر اجتناب کرد [۱۸].

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_{i \rightarrow J/\psi}(z, \mu) = \sum_j \int_z^1 \frac{dy}{y} p_{i \rightarrow j}\left(\frac{z}{y}, \mu\right) D_{j \rightarrow J/\psi}(y, \mu) \quad (58)$$

در این جا $p_{i \rightarrow j}$ تابع آلتارلی- پاریزی برای انشعاب پارتون نوع i به پارتون نوع j و با کسر تکانه‌ی طولی x می‌باشد. برای مثال برای انشعاب $c \rightarrow C$ ، تابع انشعاب برای کوآرک C با کسر انرژی بیش‌تر از جرم آن به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$p_{c \rightarrow C}(x, \mu) = \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \left(\frac{1}{3} \frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \delta(1-x) \right) \quad (59)$$

شرایط مرزی روی معادله‌ی تحول (۵۷) این است که تابع ترکش اولیه $D_{i \rightarrow J/\psi}(z, \mu_0)$ در مقیاس اولیه‌ی μ_0 که از مرتبه‌ی جرم کوآرک C است در دسترس باشد. به آسانی می‌توان مرتبه‌ی α_s را برای سهم ترکش در تولید J/ψ در واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد (H°) بر شمرد. آهنگ واپاشی زیر فرایند $\hat{\Gamma}$ برای تولید گلئون از مرتبه‌ی α_s است در حالی که برای تولید کوآرک‌ها از مرتبه‌ی ۱ می‌باشد. تابع ترکش گلئون به J/ψ از مرتبه‌ی α_s^2 و برای ترکش کوآرک‌های سبک به J/ψ از مرتبه‌ی α_s^2 می‌باشد. در حالی که تابع ترکش کوآرک C و یا پاد آن به J/ψ به‌صورتی که در بخش دوم محاسبه شده است از مرتبه‌ی α_s^2 می‌باشد. بنابراین سهم غالب در واپاشی H° به J/ψ ترکش مستقیم کوآرک C یا پاد آن می‌باشد. بنابراین تنها با نگه داشتن سهم‌های مربوط به کوآرک C و پاد آن در رابطه‌ی (۵۶) خواهیم داشت:

$$\frac{d\Gamma(H^\circ \rightarrow J/\psi(E) + X)}{dz} = 2\hat{\Gamma}(H^\circ \rightarrow c\bar{c}) D_{b \rightarrow J/\psi}\left(z, \frac{M_{H^\circ}}{2}\right) \quad (60)$$

در (۵۹) عامل ۲ برای به حساب آوردن سهم ترکش پاد کوآرک $\bar{C}$ می‌باشد. به منظور اجتناب از ظهور لگاریتم‌های بزرگ در مرتبه‌های بالاتر اختلال، مقیاس عامل‌بندی را برابر

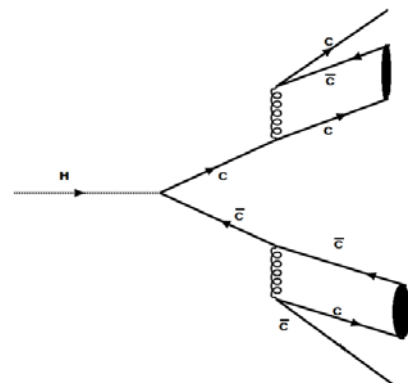
$$\text{در این جا } \beta = \frac{m_c}{M} \text{ و } \delta = \frac{\sqrt{k_T^2}}{M} \text{ است.}$$

۳. محاسبه‌ی نسبت انشعاب بوزون هیگز به J/ψ

یکی از مدهای واپاشی H° ، واپاشی آن به J/ψ است [۱۴]. برای واپاشی غیرانحصاری H° به J/ψ در ابتدا H° به جفت $c\bar{c}$ واپاشی می‌کند و در مرحله‌ی بعد هر یک از کوآرک‌های C و $\bar{C}$ به J/ψ ترکش می‌کنند. شکل ۲ نمودار فاینمن مربوط به واپاشی بوزون هیگز در اولین مرتبه‌ی اختلال بطریق ترکش را نشان می‌دهد. عبارت کلی برای آهنگ واپاشی دیفرانسیلی تولید مزون J/ψ با چهار تکانه‌ی p در واپاشی H° بطریق ترکش مستقیم به صورت زیر داده شده است [۱۸]:

$$d\Gamma(H^\circ \rightarrow J/\psi(p) + X) = \sum_i \int_0^1 dz d\hat{\Gamma}\left(H^\circ \rightarrow i\left(\frac{p}{z}\right) + X, \mu\right) D_{i \rightarrow J/\psi}(z, \mu) \quad (57)$$

در این رابطه روی پارتون‌های نوع i جمع بسته شده است. z کسر تکانه طولی J/ψ نسبت به پارتون می‌باشد. تعبیر فیزیکی رابطه‌ی (۵۶) این است که تولید مزون J/ψ با تکانه‌ی P می‌تواند از طریق تولید پارتون i با تکانه‌ی زیاد P/z و سپس ترکش آن در مرحله بعد به مزون J/ψ که کسر z از تکانه پارتون را حمل می‌کند، صورت می‌گیرد. عبارت (۵۶) برای آهنگ واپاشی دیفرانسیلی شکل خلاصه شده‌ای دارد. تمام وابستگی به انرژی J/ψ به‌طور معادل روی جرم M_H در آهنگ واپاشی زیر فرایند $d\hat{\Gamma}$ می‌باشد در حالی که تمام وابستگی به جرم کوآرک C در تابع ترکش $D_{\bar{C} \rightarrow J/\psi}$ نهفته است.



شکل ۲. نمودار فاینمن در اولین مرتبه‌ی اختلال برای واپاشی بوزون هیگز به جفت مزون J/ψ .



جدول ۲. نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز به مزون J/ψ در حالت موج S با مقادیر ورودی $m_c = 1.25 \text{ GeV}$ [۲۴]، $\alpha_s = 0.26$ ، $k_T = 1 \text{ GeV}$ [۲۵] $\text{Br}(H^0 \rightarrow c\bar{c}) = 0.258$ [۲۴] $M_{J/\psi} = 3.096 \text{ GeV}$ [۲۵] $m_c = 0.580 \text{ GeV}$

فرایند واپاشی	نسبت انشعاب (Br)	CMS [۱۴]
$H^0 \rightarrow J/\psi_L J/\psi_L$	1.252×10^{-3}	-
$H^0 \rightarrow J/\psi_T J/\psi_T$	1.55×10^{-5}	-
$H^0 \rightarrow J/\psi J/\psi$	1.563×10^{-3}	1.563×10^{-3}

۴. بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله نسبت‌های واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به جفت مزون $J/\psi(1S)$ در حالت موج S بطریق ترکش مستقیم کوارک‌های C و $\bar{C}$ محاسبه شده است. برای این منظور در بخش ۲ این مقاله تابع ترکش پادکوارک $\bar{C}$ به $J/\psi(1S)$ در اولین مرتبه‌ی اختلال با استفاده از pQCD محاسبه شده است. در بخش ۳ نسبت انشعاب بوزون هیگز مدل استاندارد در واپاشی مستقیم به جفت مزون $J/\psi(1S)$ با در نظر گرفتن قطبش‌های عرضی و طولی محاسبه شده است که نتایج آن در جدول ۲ داده شده است. نتایج به دست آمده از محاسبات ما برای نسبت انشعاب بوزون هیگز به جفت $J/\psi(1S)$ برابر 1.563×10^{-3} می‌باشد که توافق بسیار خوبی با مقدار به دست آمده برای آن با استفاده از داده‌های جمع‌آوری شده از برخوردهای پروتون-پروتون در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ به وسیله گروه همکار CMS که 1.8×10^{-3} است، دارد [۱۴]. همچنین محاسبات ما نشان می‌دهد که نسبت انشعاب هیگز به جفت $J/\psi(1S)$ با قطبش طولی یک مرتبه‌ی بزرگی بیش‌تر از واپاشی آن به جفت $J/\psi(1S)$ با قطبش عرضی است. علاوه بر این نسبت انشعاب واپاشی مستقیم بوزون هیگز به جفت $J/\psi(1S)$ با قطبش طولی کامل، در مقایسه با واپاشی آن به جفت $J/\psi(1S)$ بدون قطبش ۲۰ درصد کاهش نشان می‌دهد که با مقدار ۲۲ درصد گزارش شده توسط آشکارساز CMS، توافق بسیار خوبی دارد از این‌جا می‌توان نتیجه گرفت که سهم غالب در واپاشی مستقیم بوزون هیگز مدل استاندارد به جفت مزون $J/\psi(1S)$ واپاشی هیگز به جفت $c\bar{c}$ و سپس ترکش کوارک‌های C و $\bar{C}$ به مزون $J/\psi(1S)$ می‌باشد. عدم قطعیت روی محاسبه‌ی نسبت‌های انشعاب واپاشی مستقیم بوزون هیگز به حالت‌های $J/\psi(1S)$ در محاسبات ما ناشی از عدم قطعیت در آهنگ واپاشی هیگز به جفت $c\bar{c}$ است که به طور تقریبی مابین ۲- تا ۵+٪ است.

$\frac{M_{H^0}}{2}$ قرار داده می‌شود. در مرتبه‌ی پیش‌رو α_s ، تنها بخش قطری در معادله‌ی (۵۷) باقی می‌ماند. بنابراین خواهیم داشت:

$$\frac{\partial}{\partial \mu} D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu) = \int_z^1 \frac{dy}{y} p_{c \rightarrow c} \left(\frac{z}{y}, \mu \right) D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(y, \mu) \quad (۶۱)$$

با انتگرال‌گیری روی انرژی از معادله‌ی (۶۰)، آهنگ کل برای تولید غیرانحصاری J/ψ برابر است با:

$$\Gamma(H^0 \rightarrow J/\psi(E) + X) = 2 \hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow c\bar{c}) \times \int_0^1 dz D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi} \left(z, \frac{M_{H^0}}{2} \right) \quad (۶۲)$$

با توجه به این واقعیت که در مرتبه‌ی پیش‌رو α_s ، تابع انشعاب انتگرال $\int_0^1 dz p_{c \rightarrow c}(x, \mu) = 0$ را برآورده می‌سازد مقیاس ترکش را برابر $3m_c$ قرار داده می‌شود. بنابراین معادله‌ی تحول (۵۹) بر این نکته تأکید دارد که احتمال کل ترکش $\int_0^1 dz D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, \mu)$ با مقیاس μ تغییر نمی‌کند. با تقسیم طرفین رابطه‌ی (۶۱) بر پهنای واپاشی کل H^0 خواهیم داشت:

$$\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow J/\psi(E) + X)}{\Gamma_{tot}} = 2 \frac{\hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma_{tot}} \int_0^1 dz D_{\bar{c} \rightarrow J/\psi}(z, 3m_b) \quad (۶۳)$$

در رابطه‌ی بالا $\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow J/\psi(E) + X)}{\Gamma_{tot}}$ نسبت انشعاب H^0 به J/ψ و $\frac{\hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma_{tot}}$ نسبت انشعاب H^0 به $c\bar{c}$ می‌باشد. چنان‌چه در رابطه‌ی (۵۶) توابع ترکش برای حالت‌های با قطبش طولی و عرضی را جداگانه جاگذاری کنیم می‌توانیم نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز مدل استاندارد به حالت‌های با قطبش طولی و عرضی مزون آپسیلون را به‌صورت زیر به‌دست آورد.

$$\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow (J/\psi)_{L/T}(E) + X)}{\Gamma_{tot}} = 2 \frac{\hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma_{tot}} \int_0^1 dz D_{\bar{c} \rightarrow (J/\psi)_{L/T}}(z, 3m_c) \quad (۶۴)$$

در جدول ۲ نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون آپسیلون در حالت موج S با در نظر گرفتن قطبش‌های عرضی و طولی داده شده است.

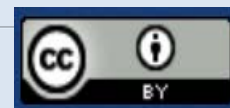


مراجع

1. G. Aad, et al, (ATLAS Collaboration, CMS 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, *JHEP*, **08**, 45 (2016).
2. G. Aad, et al, (ATLAS Collaboration, CMS Collaboration), Combined measurement of the Higgs boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS experiments, *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 191803 (2015).
3. CMS Collaboration, Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, *Eur. Phys. J. C.*, **79**, 421 (2019).
4. M. Aaboud, et al, (The ATLAS Collaboration), Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector, *Phys. Lett. B*, **784**, 173 (2018).
5. A.M. Sirunyan, et al, (CMS Collaboration), Observation of Higgs boson decay to bottom quarks, *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 121801 (2018).
6. M. Aaboud, et al, (ATLAS Collaboration, Phys), Observation of $H \rightarrow b\bar{b}$ decays and VH production with the ATLAS detector, *Phys. Lett. B*, **786**, 59 (2018).
7. S.Y. Choi, J.S. Lee, J.P. Park, Decays of higgs bosons in the standard model and beyond, *Prog. Part. Nucl. Phys*, **120**, 103880 (2021).
8. A.M. Sirunyan, et al, (CMS Collaboration), Observation of the higgs boson decay to a pair of τ leptons with the CMS detector, *Phys. Lett. B.*, **779**, 283 (2018).
9. S. Heinemeyer, et al, Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties: Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group, *CERN Report 2013*, 004 (2013).
10. D. de Florian, et al, Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector, *CERN Report 2017*, 002 (2016).
11. V. Kartvelishvili, A.V. Luchinsky, A. A. Novoselov, Double vector quark in production in exclusive higgs boson decays, *Phys. Rev. D.*, **79**, 114015 (2009).
12. G. Bodwin, et al, Higgs boson decays to quarkonia and the $Hc\bar{c}$ coupling, *Phys. Rev. D.*, **88**, 053003 (2013).
13. A.M. Sirunyan, et al, (CMS Collaboration), Search for higgs and Z boson decays to J/ψ or Υ pairs in the four-muon final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, *Phys. Lett. B.*, **797**, 134811 (2019).
14. M. Suzuki, Spin property of heavy hadron in heavy-quark fragmentation, *Phys. Rev. D.*, **33**, 676 (1986).
15. E. Bratten, T.C. Yuan, Gloun fragmentation into heavy quarkonium, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1673 (1993).
16. E. Bratten, K.C. Cheung, T.C. Yuan, QCD fragmentation functions for B_c and B_c^* production, *Phys. Rev. D.*, **48**, 5049 (1993).
17. E. Bratten, K.C. Cheung, T.C. Yuan, Z^0 Decay into charmonium via charm quark fragmentation, *Phys. Rev. D.*, **48**, 4230 (1993).
18. M.A. Gomshi Nobary, R. Sepahvand, Fragmentation production of triply heavy baryons at the CERN LHC, *Phys. Rev. D.*, **71**, 034024 (2005).
19. M.A. Gomshi Nobary, R. Sepahvand, An investigation of triply heavy baryon production at hadron colliders, *Nucl. Phys. B.*, **741**, 34 (2006).
20. R. Sepahvand, S. Dadfar, NLO corrections to c and b-quark fragmentation into j/ψ and γ , *Phys. Rev. D.*, **95**, 034012 (2017).
21. R. Sepahvand, S. Dadfar, One loop correction fragmentation function of 1S wave charmed mesons, *Nucl. Phys. A.*, **960**, 36 (2017).
22. G.R. Boroun, T. Osati, S. Zarrin, An approximation approach to the evolution of the fragmentation function, *IJTP*, **54**, 3831 (2015).
23. P.A. Zyla, et al, Review of particle physics, *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2020, 083C01 (2020).
24. D.S. Hawng, Gwang-Hee. Kim, Decay constant ratios $\frac{f_{\eta_c}}{f_{J/\psi}}$ and $\frac{f_{\eta_b}}{f_Y}$, *Z. Phys.*, **C76**, 107 (1997).
25. M. Aaboud, et al, (The ATLAS collaboration), Evidence for the $H \rightarrow b\bar{b}$ decay with ATLAS detector, *JHEP.*, **12**, 024 (2017).

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

توفیق اوسطی (۱۴۰۲)، واپاشی مستقیم بوزون هیگز به $J/\psi(1S)$ بطریق ترکش، ۱۰۳، ۸-۱

DOI: 10.24200/NST.2023.1371

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1371.html

