



واپاشی مستقیم بوزون هیگز به مزون‌های B_c و B_c^*

توفیق اوسطی

دانشکده علوم، دانشگاه رازی، کرمانشاه

پست الکترونیکی: t.osati@razi.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۵/۱۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۰۹/۲۵)

چکیده

واپاشی‌های انحصاری بوزون هیگز به مزون‌های B_c و B_c^* از طریق رویکرد ترکش مورد مطالعه قرار می‌گیرد. یکی از مدهای غالب واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد، واپاشی آن به جفت $b\bar{b}$ است که متعاقباً به طور مستقیم به مزون‌های B_c و B_c^* ترکش می‌کنند. در این مقاله، نسبت واپاشی و پهنای واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون‌های B_c و B_c^* به طریق ترکش مستقیم پاد کوارک \bar{b} در چارچوب نظریه اختلال مکانیک کوانتومی رنگ (pQCD) در مرتبه LO محاسبه شده است. نتایج حاصل از این محاسبات توافق بسیار خوبی با نتایج به دست آمده توسط سایر نویسندگان دارد.

واژه‌های کلیدی: بوزون هیگز، نسبت انشعاب، پهنای واپاشی، ترکش

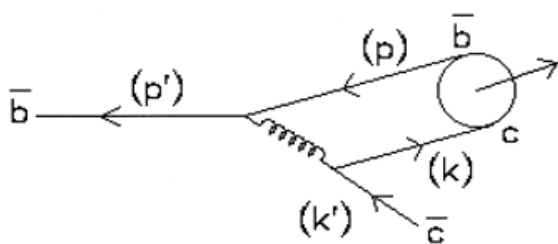
۱. مقدمه

است، به عنوان مثال، جفت‌شدن بوزون‌های برداری سنگین [۳-۵] و فرمیون‌های باردار نسل سوم به بوزون هیگز را می‌توان نام برد [۶-۱۴]. با این حال، دقت این اندازه‌گیری‌ها به دلیل محدودیت رویدادهای هیگز و پس‌زمینه پیچیده هادرونی محدود است. پس از مدتی خاموش شدن، اجرای LHC به Run 3 ارتقا یافته است. در طول اجرای Run 3، داده‌های بیشتری نسبت به دو اجرای اول جمع‌آوری می‌شود. علاوه‌براین، LHC برنامه‌ریزی شده است تا پس از اجرای ۳ به LHC با درخشندگی بالا (HL-LHC) و LHC با انرژی بالا (HE-LHC) ارتقا یابد. در HL-LHC با انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ ، و با درخشندگی یکپارچه 3ab^{-1} حدود $10^8 \times 1/8$ رویداد بوزون هیگز تولید خواهد شد. در HE-LH با انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 27\text{TeV}$ ، با درخشندگی یکپارچه

کشف بوزون هیگز در LHC [۱ و ۲] در سال ۲۰۱۲ سبب پیشرفت مهمی در درک ما از برهمکنش‌های بنیادی شد. کار مهم پس از آن مطالعه دقیق خواص بوزون هیگز، از جمله جفت‌شدن هیگز به فرمیون‌های بنیادی، بوزون‌های پیمانه‌ای و خود - جفت‌شدگی‌های بوزون هیگز است. علاوه‌براینها، آزمایش این موضوع که آیا این جفت‌شدگی‌ها کاملاً با آنهایی که توسط مدل استاندارد (SM) پیش‌بینی می‌شود مطابقت دارند یا خیر؟ از جمله کارهای مهم دیگر در این زمینه است. هر اندازه‌گیری که از پیش‌بینی SM منحرف شود، ممکن است سیگنالی از فیزیک جدید ماورای مدل استاندارد باشد. برخی از جفت‌شدگی‌های بوزون هیگز در LHC مورد مطالعه قرار گرفته

$B_c^* B_c^*$ در چارچوب مدل استاندارد در مرجع [۴۱] مطالعه شده است. بخش سخت دامنه در چارچوب مدل استاندارد محاسبه شده است. همجوشی نرم کوارک‌های سنگین به کوارکونیم در چارچوب مدل کوارک نسبیتی توصیف شده است. آنها پهنای کل واپاشی بوزون هیگز به جفت مزون‌های شبه برداری و برداری B_c را به ترتیب برابر $1/0 \times 10^{-12} GeV$ و $1/3 \times 10^{-11} GeV$ به دست آورده‌اند. فرایند واپاشی نادر بوزون هیگز به یک جفت ذره J/ψ و Υ در مدل استاندارد اختلالی و مدل کوارک نسبیتی مطالعه شده است. تصحیحات نسبیتی مرتبط با حرکت نسبی کوارک‌ها در دامنه تولید و توابع موج حالت‌های مقید محاسبه شده است. مقادیر عددی پهنای واپاشی بوزون هیگز به جفت J/ψ و Υ دست آمده است که می‌تواند برای مقایسه با داده‌های تجربی مورد استفاده قرار گیرد [۴۲]. در چارچوب کرومودینامیک غیر نسبیتی (NRQCD) پهنای واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به باریون‌های دو طعم سنگین Ξ_{cc} ، Ξ_{bc} و Ξ_{bb} محاسبه شده است [۴۳]. در [۴۴] واپاشی بوزون هیگز به مزون B_c از طریق رهیافت تابع ترکش مطالعه شده است. نویسندگان در این مقاله، حدود $1/2 \times 10^5$ رویداد تولید B_c در واپاشی هیگز در HL-LHC با $3 ab^{-1}$ و در HE-LHC با $15 ab^{-1}$ حدود $1/6 \times 10^6$ به دست آورده‌اند. در [۴۵ و ۴۶] آهنگ واپاشی بوزون هیگز به مزون‌های J/ψ و Υ به طریق فرایند ترکش مستقیم کوارک‌های c و b محاسبه شده‌اند که تطابق بسیار خوبی با نتایج تجربی دارد [۴۷]. فرایند ترکش به وسیله تابع ترکش توصیف می‌شود. توابع ترکش توابع بدون بعدی هستند که گذار یک پارتون اولیه به هادرون در حالت نهایی را توصیف می‌کنند. توابع ترکش کوارک‌های سنگین به هادرون‌های سنگین را می‌توان با استفاده از محاسبه کرد [۴۸-۵۶]. توابع ترکش پاد کوارک سنگین b به مزون‌های شبه برداری B_c و برداری B_c^* با استفاده از pQCD محاسبه شده است [۵۰ و ۵۷]. در این مقاله، نسبت‌های واپاشی و همچنین آهنگ واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون‌های شبه برداری B_c و برداری B_c^* از طریق ترکش مستقیم کوارک-پاد کوارک‌های سنگین b و c محاسبه

$15 ab^{-1}$ حدود $2/2 \times 10^9$ رویداد بوزون هیگز تولید خواهد شد [۱۵]. علاوه بر این، چندین برخورد دهنده لپتون در دست بررسی هستند، به عنوان مثال، برخورد دهنده دایره‌ای الکترون-پوزیترون (CEPC) [۱۶]، برخورد دهنده خطی بین المللی (ILC) [۱۷]، برخورد دهنده دایره‌ای الکترون-پوزیترون (FCC-ee) [۱۸] در آینده و برخورد دهنده میون [۱۹ و ۲۰]. یکی از مزایای برخورد دهنده لپتونی پس زمینه تمیز آن است، بنابراین آنها برای اندازه‌گیری دقیق خواص بوزون هیگز مناسب هستند. با این طرح‌های برخورد دهنده، برخی از واپاشی‌های نادر بوزون هیگز، مانند واپاشی هیگز به کوارکونیم و باریون‌های سه طعم سنگین ممکن است اندازه‌گیری شوند [۲۱-۳۹]. این واپاشی‌های نادر را می‌توان برای تعیین بزرگی جفت‌شدگی‌های یوکاوا بوزون هیگز به کوارک‌های سنگین مورد استفاده قرار داد، چون آنها سیگنال‌های مشخصی برای شناسایی در برخورددهنده‌های با درخشندگی بالا یا پارانرژی دارند. مزون B_c دو طعم مختلف سنگین دارد و یک سامانه حالت مقید منحصر به فرد برای آزمایش SM ارائه می‌دهد. در مرجع [۳۹]، نویسندگان واپاشی بوزون هیگز به مزون B_c را تا مرتبه پیشرو (LO) مطالعه کرده‌اند. آنها دریافتند که حدود $1/4 \times 10^5$ رویداد مزون B_c در واپاشی بوزون هیگز در HL-HC می‌توان تولید کرد. علاوه بر مطالعه خواص هیگز، از این فرایند واپاشی می‌توان برای مطالعه سازوکار تولید مزون B_c نیز استفاده کرد. در مرجع [۴۰] در چارچوب مدل استاندارد و مدل کوارک نسبیتی، تولید نادر جفت مزون B_c در حالت‌های موج S و p مطالعه شده است. دامنه‌های نسبیتی و پهنای واپاشی با در نظر گرفتن حرکت نسبی کوارک‌های تشکیل دهنده مزون B_c بنا نهاده شده‌اند. هنگام ساخت دامنه‌های واپاشی بوزون هیگز، از روش عملگرهای تصویر بر روی حالت‌های موج S و P کوارک‌ها استفاده شده است. تصحیحات نسبیتی بر حسب پارامترهای نسبت خاص بیان شده و در مدل کوارک به صورت عددی محاسبه شده است. وابستگی پهنای واپاشی بوزون هیگز به چشمه‌های مختلف تصحیحات نسبیتی بررسی شده است. واپاشی‌های انحصاری بوزون هیگز به جفت‌های $B_c B_c$ و



شکل ۱. نمودار فاینمن برای ترکش پاد کوارک b به مزون $B_c(\bar{b}c)$ در اولین مرتبه اختلال pQCD.

در نظر گرفتن حالت‌های با قطبش طولی و عرضی محاسبه کرده‌ایم که توافق بسیار خوبی با نتایج داده شده در مرجع [۵۰] دارد.

شکل تحلیلی این توابع به صورتی که در مرجع [۵۷] در مقیاس اولیه $\mu_0(m_b + 2m_c)$ محاسبه شده‌اند به صورت زیر است:

$$D_{\bar{b} \rightarrow B_c}(z, \mu_0) = \frac{C}{zF(z)} \left\{ \frac{K_T^2}{m_b^2} \frac{z^2}{(1-z)^2} + w(z) \right\}, \quad (1)$$

که در آن

$$w(z) = \left[1 + \frac{m_b}{m} - \frac{m}{m_b} \frac{1}{z} - \frac{m_b(m_b + 2m_c)}{mm_b} \frac{1}{1-z} - \frac{K_T^2}{mm_b} \frac{z}{1-z} \right], \quad (2)$$

$$D_{\bar{b} \rightarrow B_c^*}(z, \mu_0) = \frac{C}{zF(z)} \left\{ \frac{K_T^2}{m_b^2} \left[1 + \frac{1}{(1-z)^2} \right] + \left[1 - \frac{m_c}{m_b} \frac{1}{1-z} \right]^2 \right\}, \quad (3)$$

$$D_{\bar{b} \rightarrow B_{cL}^*}(z, \mu_0) = \frac{C}{zF(z)} \left\{ \left[\frac{m_b - m_c}{m} \right]^2 \frac{K_T^2}{m_b^2} \frac{z^2}{(1-z)^2} + \left[\frac{m}{m_b} \frac{1}{z} - \frac{m_b m_c + K_T^2}{mm_b} \frac{z}{1-z} \right]^2 \right\}, \quad (4)$$

تابع ترکش مزون B_c^* غیر قطبی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$f_M = 200 \text{ MeV} \quad (5)$$

که در آن

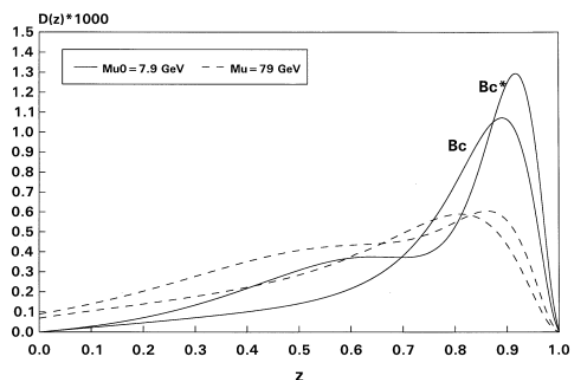
$$F(z) = \left\{ 1 - \left[\frac{m}{m_b} \right]^2 \frac{1}{z} - \frac{m_c^2 + K_T^2}{m_b^2} \frac{1}{1-z} \right\}^2, \quad (6)$$

$$C = \frac{\pi^2 m^2 \alpha_s^2(\mu_0) f_M^2}{24 m_b^2 m_c^2}, \quad (7)$$

می‌شود. با توجه به این موضوع سامان دهی این مقاله بدین شرح است که بخش دوم به ارائه توابع ترکش کوارک‌های سنگین b و c به مزون‌های شبه برداری B_c و برداری B_c^* با استفاده از pQCD اختصاص داده می‌شود. در بخش سوم، نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون‌های شبه برداری B_c و برداری B_c^* محاسبه می‌شود و در بخش چهارم، بحث و نتیجه ارائه خواهد شد.

۲. توابع ترکش مزون‌های شبه برداری B_c و برداری B_c^*

برای محاسبه سطح مقطع پراکندگی یا نرخ واپاشی فرایندهای شامل هادرون در محصولات نهایی، لازم است سازوکار تولید هادرون از پارتون‌ها را درک کنیم. این سازوکار توسط تابعی به نام تابع ترکش توصیف می‌شود. عناصر ضروری در پیش‌بینی‌های نظری برای سطح مقطع تولید هادرونی عبارتند از: (الف) توابع ترکش (FFs)، که بخش غیر اختلالی فرایندهای پراکندگی سخت را توصیف می‌کنند، (ب) توابع توزیع هادرون‌های اولیه (در برخورد هادرون-هادرون) و (پ) سطح مقطع دیفرانسیلی هادرونی [۵۸-۶۸]. مطالعات انجام شده در طول دو دهه گذشته اطلاعات مهمی در مورد ساختار هادرون‌ها در اختیار ما قرار داده است. توابع ترکش و توابع توزیع پارتونی دینامیک برهمکنش بین کوارک‌ها و گلوئون‌ها را در فواصل دور توصیف می‌کنند؛ در حالی که سطح مقطع پارتونی دینامیک فواصل کوتاه را توصیف می‌کند. تابع ترکش $D_i^H(z, \mu)$ امکان گذار پارتون i به هادرون H را توصیف می‌کند که کسر z از تکانه پارتون را حمل می‌کند. توابع ترکش کوارک‌های سنگین جهانی هستند و با استفاده از نظریه اختلال QCD در مقیاس اولیه ترکش که برابر جرم ذرات در حالت نهایی است، محاسبه می‌شوند [۴۸-۵۷]. برای اولین بار توابع ترکش کوارک‌های سنگین b و c به مزون‌های شبه برداری B_c و برداری B_c^* با استفاده از pQCD در [۵۰ و ۵۷] محاسبه شده است. ما در [۵۷] مطابق نمودار فاینمن شکل ۱ توابع ترکش کوارک‌های سنگین b و c به مزون‌های شبه برداری B_c و برداری B_c^* را با



شکل ۲. رفتار توابع ترکش بر حسب z برای فرایند ترکشی $\bar{b} \rightarrow \bar{b}c$ [۵۷].

روابط (۱) تا (۵) در مقیاس اولیه $\mu_s = 7/9 GeV$ ، $\bar{b} \rightarrow \bar{b}c$ توابع ترکش را به دست خواهند داد. در جدول ۱، مقادیر مربوط به احتمال کل ترکش و پارامتر متوسط برای فرایند ترکشی $\bar{b} \rightarrow \bar{b}c$ داده شده است. با جابه‌جا کردن جرم کوارک‌های c و b با همدیگر و قرار دادن $\alpha_s = 0/18$ در روابط (۱) تا (۴) توابع ترکش $\bar{c} \rightarrow \bar{c}b$ در مقیاس $\mu_s = 12/8 GeV$ به دست خواهد آمد. رفتار توابع ترکش برای فرایند $\bar{b} \rightarrow \bar{b}c$ در شکل ۲ داده شده است [۵۷].

۳. محاسبه نسبت انشعاب و پهنای واپاشی بوزون هیگز به مزون‌های B_c^* و B_c

از جمله مدهای غالب واپاشی H^0 ، واپاشی آن به جفت کوارک‌های سنگین $b\bar{b}$ و $c\bar{c}$ است [۶۹]. فرایند واپاشی غیر انحصاری بوزون هیگز H^0 به مزون‌های B_c و یا B_c^* بدین شرح است که در ابتدا H^0 به جفت کوارک‌های سنگین $b\bar{b}$ و $c\bar{c}$ واپاشی می‌کند سپس آنها می‌توانند مزون‌های B_c و یا B_c^* را از طریق سازوکار ترکش تولید کنند. شکل ۳ نمودار فاینمن مربوط به واپاشی بوزون هیگز در اولین مرتبه اختلال به طریق ترکش را به مزون B_c نشان می‌دهد. تحت رویکرد تابع ترکش، پهنای واپاشی دیفرانسیلی برای کانال واپاشی $H^0 \rightarrow B_c + X$ عبارت است از [۵۱]:

$$d\Gamma(H^0 \rightarrow B_c(p) + X) = \Sigma \int_0^1 dz \times d\Gamma\left(H^0 \rightarrow i\left(\frac{p}{z}\right) + X, \mu\right) D_{i \rightarrow B_c}(z, \mu) \quad (12)$$

جدول ۱. پارامتر کل ترکش و احتمال کل ترکش برای فرایند ترکشی $\bar{b} \rightarrow \bar{b}c$ [۵۷].

پارامتر	B_c	B_{cL}^*	B_{cT}^*	B_c^*
$\langle z \rangle$	۰/۷۴۳	۰/۵۶۲	۰/۸۳۱	۰/۷۱۳
$F.P \times 10^{-2}$	۲/۸۶۸	۱/۵۱۶	۰/۹۶۶۰	۳/۴۴۸

در این معادلات T و L به ترتیب قطبش عرضی و طولی مزون B_c^* را نشان می‌دهند. $\langle k_T^2 \rangle$ مقدار متوسط k_T^2 ، m_b و m_c به ترتیب جرم کوارک‌های b و c و جرم مزون B_c با m نشان داده شده است. f_M ثابت واپاشی مزون و α_s ثابت تزویج روان^۱ است. با استفاده از معادله تحول آلتارلی-پاریزی می‌توان تابع ترکش را در مقیاس‌های بالاتر انرژی μ به دست آورد.

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_{i \rightarrow Y}(z, \mu) = \sum_j \int_z^1 \frac{dy}{y} p_{i \rightarrow j}\left(\frac{z}{y}, \mu\right) D_{j \rightarrow Y}(y, \mu) \quad (8)$$

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

$$p_{\bar{b} \rightarrow \bar{b}}(x, \mu) = \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \left(\frac{1+x^2}{3(1-x)_+} + \delta(1-x) \right) \quad (9)$$

شرایط مرزی روی معادله تحول (8) این است که تابع ترکش اولیه $D_{i \rightarrow B_c}(z, \mu_0)$ در مقیاس اولیه $\mu_0 = m_b + 2m_c$ و پارامتر متوسط دسترس باشد. احتمال کل ترکش (F.P) و پارامتر متوسط ترکش $\langle z \rangle$ به عنوان متوسط انرژی - تکانه انتقال یافته از پارتون به مزون، دو پارامتر مهم در پدیده شناسی فرایند ترکش است که به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$F.P = \int_0^1 D(z, \mu) dz \quad (10)$$

$$\langle z \rangle = \frac{\int_0^1 z D(z, \mu) dz}{\int_0^1 D(z, \mu) dz} \quad (11)$$

به ازای مقادیر $m_b = 4/9 GeV$ ، $f_M = 200 MeV$ و $m_c = 1/5 GeV$ برای فرایند ترکش $\alpha_s = 0/26$

¹ Running coupling constant

جدول ۲. نسبت های انشعاب بوزون هیگز به مزون های B_c و B_c^* .

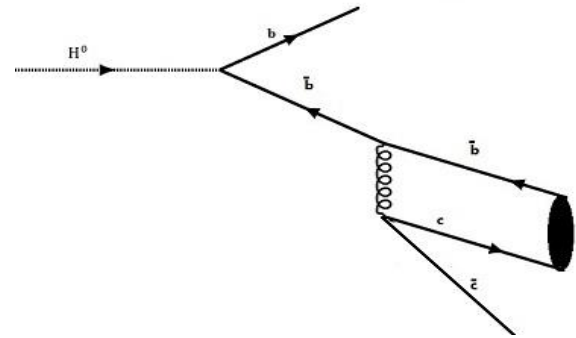
فرایند واپاشی	$Br \times 10^{-4}$
$H^0 \rightarrow B_c$	۳/۳۶۷
$H^0 \rightarrow B_{cL}^*$	۱/۷۵۸
$H^0 \rightarrow B_{cT}^*$	۱/۱۲۰
$H^0 \rightarrow B_c^*$	۳/۹۹۰

مدل استاندارد Γ_{tot} برای نسبت انشعاب بوزون هیگز به مزون B_c خواهیم داشت:

$$Br(H^0 \rightarrow B_c) = \int dz Br(H^0 \rightarrow b\bar{b}) D_{\bar{b} \rightarrow B_c}(z, m_H) \quad (13)$$

$$+ \int dz Br(H^0 \rightarrow c\bar{c}) D_{\bar{c} \rightarrow B_c}(z, m_H)$$

در رابطه بالا، $Br(H^0 \rightarrow b\bar{b})$ نسبت انشعاب H^0 به $b\bar{b}$ و $Br(H^0 \rightarrow c\bar{c})$ نسبت انشعاب بوزون هیگز به $c\bar{c}$ است که مقادیر آنها در [۸۰] داده شده است. به دلیل کوچک بودن $Br(H^0 \rightarrow c\bar{c})$ و احتمال های ترکش کوارک c به مزون های B_c و B_c^* ، از سهم کوارک و پاد کوارک c صرف نظر شده است و سهم غالب کانال $\bar{b}c \rightarrow B_c$ است. همچنین $Br(H^0 \rightarrow B_c)$ نسبت انشعاب H^0 به B_c است. با انجام محاسبات لازم و به ازای مقادیر $f_M = 200 MeV$ ، $\alpha_s(2m_c) = 0.26$ و $m_c = 1.5 GeV$ ، $m_b = 4.9 GeV$ ، $Br(H^0 \rightarrow b\bar{b})$ و $Br(H^0 \rightarrow c\bar{c})$ برای فرایند ترکش $\bar{b}c \rightarrow B_c$ ، نسبت انشعاب بوزون هیگز به B_c به دست خواهد آمد. اگر در رابطه (۱۴) تابع ترکش مزون برداری B_c^* جایگذاری شود نسبت انشعاب بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون برداری B_c^* به دست خواهد آمد. همچنین با قرار دادن توابع ترکش مزون برداری B_c^* با قطبش طولی و عرضی به طور جداگانه در رابطه (۱۴)، نسبت های انشعاب بوزون هیگز به B_c^* با حالت های قطبش عرضی و طولی به دست خواهد آمد. تمام این نتایج در جدول ۲ داده شده است. با توجه به مقدار اندازه گیری شده برای پهنای واپاشی کل بوزون هیگز $3/\sqrt{2}^{+1/9} MeV$ [۸۰]، پهنای واپاشی جزئی بوزن هیگز به حالت های موج s مزون های B_c و B_c^* را می توان محاسبه کرد. نتایج حاصل از این محاسبات به همراه نتایج متناظر در مرجع [۴۴] برای پهنای



شکل ۳. نمودار فاینمن در اولین مرتبه اختلال برای واپاشی بوزون هیگز به $\bar{b}c$ مزون.

در اینجا، جمع روی اجزای پارتونی بسته شده است.

پهنای واپاشی دیفرانسیلی پارتونی برای $d\bar{\Gamma}_{H^0 \rightarrow i+X}(y, \mu)$ تابع ترکش پارتون i به مزون $H^0 \rightarrow i+X$ ، $D_{i \rightarrow B_c}(z/y, \mu)$ کسر انرژی حمل شده از بوزون هیگز به مزون B_c و μ مقیاس عامل بندی است. پهنای واپاشی برای بوزون هیگز به یک پارتون را می توان از طریق نظریه اختلال محاسبه کرد. تا به حال، پهنای واپاشی بوزون هیگز به کوارک b تا مرتبه α_s^4 محاسبه شده است [۷۹-۷۰]. در مرجع [۴۴] پهنای واپاشی دیفرانسیلی برای $H \rightarrow g+X$ و $H \rightarrow Q+X$ تا مرتبه α_s محاسبه شده است.

به منظور اجتناب از ظاهر شدن لگاریتم های بزرگ در $d\bar{\Gamma}_{H^0 \rightarrow i+X}(y, \mu)$ مقیاس عامل بندی در معادله (۱۲) برابر جرم بوزون هیگز $\mu_F = m_H$ قرار داده می شود. با این حال لگاریتم های بزرگ $\frac{m_H^2}{m_{B_c}^2}$ در تابع ترکش ظاهر خواهند شد.

برای رهایی از این لگاریتم های بزرگ در تابع ترکش، در بخش ۲، ابتدا تابع ترکش مزون در مقیاس اولیه $\mu_{F_0} = \mu_{R_0} = m_b + 2m_c$ محاسبه شده است سپس از طریق معادله تحول DGLAP تابع ترکش در مقیاس $\mu_F = m_H$ به دست خواهد آمد. با انتگرال گیری روی انرژی از معادله (۱۲)، آهنگ کل برای تولید غیر انحصاری B_c برابر است با:

$$\Gamma(H^0 \rightarrow B_c(E) + X) = \int dz \hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow b\bar{b}) D_{\bar{b} \rightarrow B_c}(z, m_H) + \int dz \hat{\Gamma}(H^0 \rightarrow c\bar{c}) D_{\bar{c} \rightarrow B_c}(z, m_H)$$

با تقسیم طرفین رابطه (۱۳) بر پهنای واپاشی کل بوزون هیگز

جدول ۳. پهنای واپاشی Γ بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون‌های B_c و B_c^* بر حسب keV.

فرایند واپاشی	نتایج ما	[44] NRQCD	[44] FF
$H^0 \rightarrow B_c$	$1/24579^{+0/63973}_{-0/47138}$	۱/۲۰	۱/۲۲
$H^0 \rightarrow B_{cL}^*$	$0/65046^{+0/33402}_{-0/24612}$	-	-
$H^0 \rightarrow B_{cT}^*$	$0/4144^{+0/2128}_{-0/1568}$	-	-
$H^0 \rightarrow B_c^*$	$1/4763^{+0/7581}_{-0/5586}$	۱/۶۲	۱/۶۸

جدول ۴. تخمین رویدادهای تولید مزون‌های B_c و B_c^* در حالت موج S در برخورددهنده‌های مختلف با در نظر گرفتن قطبش‌های عرضی و طولی در واپاشی بوزون هیگز.

شناخت‌دهنده	B_c	B_{cL}^*	B_{cT}^*	B_c^*
HL-LHC ($\times 10^4$)	۵/۵۵	۲/۹۰	۱/۸۵	۶/۵۸
HE-LHC ($\times 10^5$)	۷/۴۰	۳/۹۷	۲/۴۶	۸/۷۸
CEPC/ILK ($\times 10^7$)	۳/۳۶	۱/۷۶	۱/۱۲	۳/۹۹

در B_c^* و B_c مزون‌های واپاشی $\alpha_s(2m_c) = 0/26$ ثابت واپاشی مزون‌های B_c و B_c^* در حالت موج s $f_M = 200 MeV$ [۵۷]، جرم حالت مقید $M_{B_c} = m_b + m_c$ جرم کوارک‌های b و c و $m_c = 1/5 GeV$ ، $m_b = 4/9 GeV$ و ضریب رنگ مزون $C_F = \frac{4}{3}$ نسبت واپاشی و پهنای واپاشی بوزون هیگز به

مزون‌های B_c و B_c^* در حالت موج S با در نظر گرفتن قطبش‌های عرضی و طولی در اولین مرتبه اختلال (LO) در این مقاله محاسبه شده است که توافق بسیار خوبی با نتایج مرجع [۴۴] در مرتبه LO دارد (جدول ۳ را ببینید). همچنین محاسبات ما نشان می‌دهد نسبت واپاشی و پهنای واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون شبه نرده‌ای B_c کمتر از مزون برداری B_c^* در حالت موج S است که در توافق با نتایج مرجع [۴۴] است. موضوع بسیار جالب در این مقاله، محاسبه نسبت واپاشی و پهنای واپاشی بوزون هیگز به مزون B_c^* با نظر گرفتن حالت‌های قطبش طولی و عرضی است که نتایج آن در جدول ۳ داده شده است. داده‌های به دست آمده در جدول‌های ۳ و ۴ نشان می‌دهد که نسبت واپاشی و پهنای واپاشی بوزون هیگز به مزون B_c^* داری قطبش طولی تقریباً یک و نیم برابر حالت دارای قطبش عرضی است. در HL-LHC که با انرژی

واپاشی بوزون هیگز به مزون‌های B_c و B_c^* که با استفاده از مکانیک کوانتومی رنگ غیر نسبی (NRQCD) و رهیافت تابع ترکش (FF approach) در مرتبه LO محاسبه شده، در جدول ۳ داده شده است.

۴. نتیجه گیری

برای درک و تفسیر نتایج تجربی، محاسبه نسبت‌های واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد ضروری است. در این مقاله، نسبت واپاشی و پهنای واپاشی بوزون هیگز مدل استاندارد به مزون‌های B_c و B_c^* در حالت موج S با در نظر گرفتن قطبش‌های عرضی و طولی به طریق ترکش مستقیم کوارک‌های b و \bar{b} محاسبه شده است. برای این منظور در بخش ۲، تابع ترکش پادکوارک \bar{b} که در اولین مرتبه اختلال (LO) با استفاده از pQCD محاسبه شده [۵۷]، ارائه شده است. با استفاده از این توابع در بخش ۳، نسبت انشعاب و پهنای واپاشی کل بوزون هیگز مدل استاندارد در واپاشی مستقیم به مزون‌های B_c و B_c^* در حالت موج S با در نظر گرفتن قطبش‌های عرضی و طولی محاسبه شده است که نتایج آن در جدول‌های ۲ و ۳ داده شده است. با قرار دادن ثابت جفت‌شدگی روان

در نظر گرفتن این شرایط، می‌توان تخمینی از تعداد رویدادهای تولید مزون‌های B_c و B_c^* در حالت موج S ، با در نظر گرفتن قطبش‌های عرضی و طولی به دست آورد که نتایج آن در جدول ۴ داده شده است.

$\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ و درخشندگی کامل 3ab^{-1} کار می‌کند $1/8 \times 10^8$ بوزون هیگز در سال تولید می‌شود. همچنین در HE-LHC با $\sqrt{s} = 27\text{TeV}$ و درخشندگی کامل 15ab^{-1} حدود $2/2 \times 10^9$ رویداد بوزون هیگز تولید می‌شود [۱۵] و [۸۱]. در شتابده‌ی الکترون-پوزیترون مانند ILDC، در آینده بیش از یک میلیون بوزون هیگز در سال تولید خواهد شد [۸۲ و ۸۳].

مراجع

1. G Aad, et al., *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1.
2. S Chatrchyan, et al., *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30.
3. G Aad, et al., *J. High Energy Phys.* **08** (2015) 137.
4. M Aaboud, et al., *Phys. Lett. B* **786** (2018) 14.
5. A M Sirunyan, et al., *Phys. Lett. B* **791** (2019) 96.
6. G. Aad, et al., *J. High Energy Phys.* **08** (2016) 045.
7. M Aaboud, et al., *Phys. Lett. B* **784** (2018) 173.
8. A M Sirunyan, et al., *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018) 231801.
9. M Aaboud, et al., *Phys. Lett. B* **786** (2018) 59.
10. A M Sirunyan, et al., *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 121801.
11. A M Sirunyan, et al., *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 421.
12. G Aad et al., *Phys. Rev. D* **101** (2020) 012002.
13. Y Noguchi, *J. Phys. Conf. Ser.* **1390** (2019) 012046.
14. A M Sirunyan et al., *Phys. Lett. B* **779** (2018) 283.
15. M Cepeda, et al., *CERN Yellow Rep. Monogr.* **7** (2019)221.
16. J Da Costa et al., <https://doi.org/10.48550/arXiv.1811.10545>.
17. H Baer, et al., <https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.6352>.
18. A Abada, et al., *Eur. Phys. J.* **228** (2019) 261.
19. J de Blas, et al., <https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.07261>.
20. K M Black, et al., <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.01318>.
21. C F Qiao, F Yuan, and K T Chao, *J. Phys. G* **24** (1998) 1219.
22. G T Bodwin, *Phys. Rev. D* **88** (2013) 053003.
23. G T Bodwin, *Phys. Rev. D* **90** (2014) 113010.
24. M König and M Neubert, *J. High Energy Phys.* **08** (2015) 012.
25. C Zhou, *Chin. Phys. C* **40** (2016) 123105.
26. T Modak, *Phys. Rev. D* **94** (2016) 075017.
27. G T Bodwin, *Phys. Rev. D* **95** (2017) 054018.
28. G T Bodwin, *Phys. Rev. D* **95** (2017) 054018, *Phys. Rev. D* **96** (2017) 116014.
29. Q F Sun and A M Wang, *Chin. Phys. C* **42** (2018) 033105.
30. Q L Liao, et al., *Phys. Rev. D* **98** (2018) 036014.
31. N Brambilla, et al., *Phys. Rev. D* **100** (2019) 054038.
32. S Mao, et al., *J. Phys. G* **46** (2019) 105008.
33. Q L Liao and J Jiang, *Phys. Rev. D* **100** (2019) 053002.
34. Z Sun and Y Ma, *Phys. Rev. D* **100** (2019) 094019.
35. X A Pan, et al., *Phys. Rev. D* **105** (2022) 014032.
36. T Han, et al., *J. High Energy Phys.* **08** (2022) 073.
37. D N Gao and X Gong, *Phys. Lett. B* **832** (2022) 137243.
38. A Batra, S Mandal and R Srivastava, <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.01200>.
39. J Jiang and C F Qiao, *Phys. Rev. D* **93** (2016) 054031.
40. R N Faustov, F A Martynenko and A P Martynenko, *Eur. Phys. J. A* **58** (2022) 4.
41. I N Belov, et al., *Nucl. Phys. A* **1015** (2021) 122285.
42. R N Faustov, A P Martynenko and F A Martynenko, *Phys. Rev. D* **107** (2023) 056002.
43. J J Niu, et al., *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 339.
44. Xu-Chang Zheng, et al., *Phys. Rev. D* **107** (2023) 074005.

45. T Osati, IJAP 12, 29 (2022) 22(Persian).
46. T Osati, JONSAT 44, 103(2023)1 (Persian).
47. A M Sirunyan, et al., (The CMC Collaboration), Phys. Lett. B 797 (2019) 134826.
48. M Suzuki, Phys. Rev. D 33(1986) 676.
49. E Bratten, T C Yuan, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 1673.
50. E Bratten, K C Cheung, and T C Yuan, Phys. Rev. D 48 (1993) 5049.
51. E Bratten, K C Cheung, and T C Yuan, Phys. Rev. D. 48 (1993) 4230.
52. M A Gomshi Nobary and R Sepahvand, Phys. Rev. D 71 (2005) 034024.
53. M A Gomshi Nobary and R Sepahvand, Nucl. Phys. B 741 (2006) 34.
54. R Sepahvand and S Dadfar, Phys. Rev. D 95 (2017) 034012.
55. R Sepahv and S Dadfar, Nucl. Phys. A 960 (2017) 36.
56. G R Boroun, T Osati, and S. Zarrin, IJTP 54 (2015) 3831.
57. M A Gomishi Nobary and T Osati, Mod. Phys. Lett. A, 15, 7 (2000) 455.
58. V Bertone, et al., Eur. Phys. J. C 77 (2017) 516.
59. D P Anderle, F Ringer, and M Stratmann, Phys. Rev. D 92 (2015) 114017.
60. J J Ethier, N Sato, and W Melnitchouk, Phys. Rev. Lett. 119 (2017) 132001.
61. S M M Nejad and P Sartipi Yarahmadi, Eur. Phys. J. A 52 (2016) 315.
62. E R Nocera and M Ubiali, <https://doi.org/10.48550/arXiv.1709.09690>.
63. T J Hou, et al., J. High Energy Phys. 02 (2018) 059.
64. K J Eskola, et al., Eur. Phys. J. C 77 (2017) 163.
65. L Frankfurt, V Guzey, and M Strikman, Phys. Rev. C 95 (2017) 055208.
66. M Goharipour and H Mehraban, Phys. Rev. D 95 (2017) 054002.
67. R Slovak, Nucl. Phys. A 967 (2017) 504.
68. D P Anderle, et al., Phys. Rev. D 96 (2017) 034028.
69. A M Sirunyan, et al.,(The CMC Collaboration), Phys. Lett. B 797 (2019) 134811.
70. E Braaten and J P Leveille, Phys. Rev. D 22 (1980) 715.
71. N Sakai, Phys. Rev. D 22 (1980) 2220.
72. S G Gorishnii, et al., Mod. Phys. Lett. A 05 (1990) 2703.
73. A L Kataev and V T Kim, Mod. Phys. Lett. A 09 (1994) 1309.
74. L R Surguladze, Phys. Lett. B 341 (1994) 60.
75. S A Larin, T van Ritbergen, and J A M Vermaseren, Phys. Lett. B 362 (1995) 134.
76. K G Chetyrkin and A Kwiatkowski, Nucl. Phys. B 461 (1996) 3.
77. K G Chetyrkin, Phys. Lett. B 390 (1997) 309.
78. P A Baikov, K G Chetyrkin, and J H Kuhn, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 012003.
79. R Mondini, M Schiavi, and C Williams, J. High Energy Phys. 06 (2019) 079.
80. S Navaset, et al., Phys. Rev. D 110 (2024) 030001.
81. D de Florian, et al., (Higgs Cross Section Working Group), <https://doi.org/10.48550/arXiv.1610.07922>
82. W Chou, et al.,(CEPC Study Group), <https://doi.org/10.48550/arXiv.1809.00285>.
83. F Simon, PoS ICHEP 2012 (2013)066.