

Direct Decay of the Z^0 Boson into Ω_{bcc} and Ω_{bbc} Baryons

Tawfigh Osati*¹

Abstract

Electron-positron annihilation experiments are crucial tools for testing the Standard Model due to the simplicity and clarity of the initial state. Several lepton colliders, such as the Electron-Positron Circular Collider, the International Linear Collider, the Future Electron-Positron Circular Collider, and the Muon Collider, are being explored and constructed. One of the possible processes in these colliders is electron-positron annihilation at high energies, processes such as $e\bar{e} \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c} \rightarrow h\bar{h} + X$, which is one of the important tools for testing the Standard Model due to the simplicity and clarity of the initial states. In this scenario, heavy quark pairs $Q\bar{Q}$ are initially produced, which can subsequently directly fragment into heavy baryon pairs Ω_{bcc} and Ω_{bbc} , respectively. In this paper, the fragmentation functions of heavy quarks b and c into triply heavy baryons Ω_{bcc} and Ω_{bbc} at the first order of perturbation are calculated using pQCD. Then, the branching Fractions of Z^0 boson to these baryons, $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ and $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + x)}{\Gamma_{tot}}$, are calculated.

Keywords: *Fragmentation, Diquark, Branching Fraction, Heavy Quark.*

¹ Assistant Professor, Department of Physics, University of Razi, Kermanshah, Iran. Email: t.osati@razi.ac.ir, a.osati1379@gmail.com

واپاشی مستقیم بوزون Z^0 به باریون‌های Ω_{bcc} و Ω_{bbc}

توفیق اوسطی^۲

چکیده:

آزمایش‌های واپاشی الکترون-پوزیترون به دلیل سادگی و وضوح حالت اولیه، یکی از ابزارهای مهم برای تست الگوی استاندارد است. بر این اساس هم اکنون چندین برخورد دهنده لپتونی گوناگونی چون برخورد دهنده دایره‌ای الکترون-پوزیترون، برخورد دهنده خطی بین‌المللی، برخورد دهنده دایره‌ای آینده الکترون-پوزیترون و برخورد دهنده میون در دست کاوش و ساخت هستند. یکی از فرآیندهای ممکن در این برخوردها نابودی الکترون-پوزیترون در انرژی‌های بالا، فرآیندهایی چون $ee \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c} \rightarrow h\bar{h} + X$ می‌باشد که به دلیل ساده و روشن بودن حالت‌های اولیه، یکی از ابزارهای مهم برای تست الگوی استاندارد است. در این سناریو زوج کوارک‌های سنگین $Q\bar{Q}$ در آغاز تولید می‌شوند که پس از این می‌توانند به صورت مستقیم به ترتیب به زوج باریون‌های سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} ترکش کنند. در این مقاله ابتدا توابع ترکش کوارک‌های سنگین b و c به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} در اولین مرتبه‌ی اختلال با استفاده از $pQCD$ محاسبه می‌شود. سپس نسبت‌های واپاشی

$$Z^0 \text{ به این باریون‌ها، } \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}} \text{ و } \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}} \text{ محاسبه می‌گردد.}$$

واژگان کلیدی: ترکش، دوکوارک، نسبت واپاشی، کوارک سنگین.

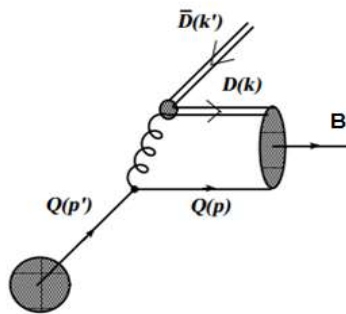
۱. مقدمه

آزمایش‌های انهدام الکترون-پوزیترون به دلیل ساده و روشن بودن حالت اولیه یکی از ابزارهای مهم برای آزمودن الگوی استاندارد است. بر این اساس هم اکنون چندین برخورد دهنده لپتونی در دست بررسی و ساخت هستند، به عنوان مثال، برخورد دهنده دایره‌ای الکترون-پوزیترون (CEPC) [۱]، برخورد دهنده خطی بین‌المللی (ILC) [۲]، برخورد دهنده دایره‌ای آینده الکترون-پوزیترون (FCC-ee) [۳] و برخورد دهنده میون [۴ و ۵]. یکی از مزایای برخورد دهنده‌های لپتونی این است که پس‌زمینه تمیز آن است، از این‌رو، آن‌ها برای اندازه‌گیری دقیق ویژگی‌های بوزون‌های پیمانه‌ای از جمله بوزون Z^0 مناسب هستند. با این برخورد دهنده، برخی از واپاشی‌های نادر بوزون Z^0 ، مانند واپاشی آن به کوارک‌های کویوم و باریون‌های سه طعم سنگین ممکن است اندازه‌گیری شوند. چنانچه انرژی مرکز جرم به حدود 91 GeV برسد، بوزون Z^0 می‌تواند تولید شود. این بوزون نیمه‌عمر بسیار کوتاهی دارد و به لپتون‌ها، کوارک‌ها و هادرون‌ها واپاشی می‌کند و تاکنون ۵۶ مدل واپاشی برای آن گزارش شده است که کسرهای انشعاب برای بیشتر آن‌ها اندازه‌گیری شده است [۶]. با توجه به اینکه سهم تابش‌های اولیه در قطب Z^0 به کمترین مقدار خود می‌رسد، از این رو محاسبه‌ی کسرهای انشعاب Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین و همچنین سطح مقطع‌های تولید این باریون‌ها اطراف قطب Z^0 جایگاه منحصربه‌فردی در فیزیک ذرات بنیادی دارد [۷]. داشتن بیان دقیقی از آهنگ‌های تولید هادرون‌های سه طعم سنگین و همچنین سطح مقطع‌های تولید آن‌ها در انهدام الکترون-پوزیترون در قطب Z^0 می‌تواند کمک بسیار مؤثری برای سنجش‌های آزمایشگاهی این ذرات باشد، که برای رسیدن به این هدف نیازمند محاسبه‌ی توابع ترکش این حالت‌ها هستیم. فرآیند ترکش با استفاده از تابع جهانی ترکش $D(z, \mu)$ بیان می‌شود. این تابع احتمال ترکش یک پارتون به هادرون مورد نظر افزون بر دیگر پارتون‌ها را نشان می‌دهد که در آن هادرون کسر z از انرژی-تکانه‌ی پارتون اولیه را در مقیاس μ حمل می‌کند. بر اساس الگوی پارتون، ابتدا در انهدام الکترون-پوزیترون بوزون Z^0/γ تولید می‌شود که پس از آن به یک جفت کوارک-پادکوارک سنگین $b\bar{b}$ یا $c\bar{c}$ با انرژی بالا واپاشی می‌کند. همچنین، در مرحله هادرونیزاسیون، به ترتیب به حالت‌های مقید باریونی Ω_{bcc} و Ω_{bbc} و سایر پارتون‌ها ترکش می‌کنند. تولید کوارک سنگین Q و پادکوارک سنگین $\bar{Q}$ با تکانه نسبی کوچک در واپاشی Z^0 یک فرآیند فاصله - کوتاه محسوب می‌شود. در حالی که، تشکیل حالت مقید باریونی یک فرآیند مربوط به اثرات فاصله - بلند که در برگیرنده تأثیرات غیراختلالی مکانیک کوانتومی رنگ (QCD) است، می‌باشد. مشخص شده است هادرون‌هایی که شامل طعم‌های سنگین کوارک می‌باشند کسر بزرگی از تکانه‌ی کوارک سنگین اولیه را حمل می‌کنند [۸] و توابع ترکش آن‌ها را می‌توان در چارچوب نظریه اختلالی مکانیک کوانتومی رنگ (pQCD) محاسبه کرد [۹ و ۱۰]. با توجه به توضیحات ارائه شده توسط کوهن و شوندر و محاسبه‌ی نسبت‌های واپاشی Z^0 به حالت‌های چارمونیم و باتمونیم، روش مسلط در تولید مستقیم چارمونیم در واپاشی Z^0 مربوط به اثرات فاصله - بلند، یعنی ترکش مستقیم کوارک‌های b و c می‌باشد [۱۱ و ۱۲]. با توجه به این حقیقت که ترکش مستقیم کوارک c سهم غالب در تولید چارمونیم دارد، سطح مقطع تولید حالت‌های چارمونیم اطراف قطب Z^0 در فرآیند انهدام الکترون-پوزیترون نیز از راه ترکش مستقیم کوارک c محاسبه شده است [۱۳]. با این فرض که روش غالب در تولید باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} به ترتیب ترکش کوارک‌های سنگین b و c می‌باشد، محاسبه‌ی کسرهای انشعاب واپاشی Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} از راه ترکش مستقیم کوارک‌های b و c هدف اصلی در این مقاله می‌باشد. برای این منظور ابتدا توابع ترکش کوارک‌های b و c به ترتیب به باریون‌های Ω_{bbc} و Ω_{bcc} در اولین مرتبه اختلال QCD که در چارچوب الگوی کوارک-دوکوارک محاسبه شده است، ارائه می‌گردد [۱۴]. سپس کسرهای انشعاب Z^0 به این باریون‌ها، یعنی $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ محاسبه می‌شود [۱۲]. از این‌رو، روش ارائه شده در این مقاله به صورت زیر است: در بخش (۲) توابع ترکش

کوارک‌های سنگین b و c به ترتیب به باریون‌های Ω_{bbc} و Ω_{bcc} به صورتی که در مرجع [۱۴] محاسبه شده‌اند، ارائه می‌شود. در بخش (۳) واپاشی بوزون پیمانه‌ای Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} از راه ترکش مورد بررسی قرار گرفته و نسبت‌های انشعاب $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ محاسبه شده است و سرانجام در بخش (۴) بحث و نتیجه‌گیری ارائه شده است.

۲. توابع ترکش باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc}

شکل (۱) نمودار فاینمن مربوط به ترکش کوارک‌های سنگین b یا c به ترتیب به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} در چارچوب الگوی کوارک-دوکوارک نشان می‌دهد. فرض می‌شود که دوکوارک حالت نهایی D و کوارک سنگین اولیه Q برای تشکیل حالت مفید باریونی به صورت موازی هم حرکت می‌کنند. بنابراین از یک چارچوب تکانه‌ی بی‌نهایت که در آن همه‌ی ذرات در یک امتداد و یک جهت حرکت می‌کنند استفاده می‌شود و به دلیل اینکه ترکش در تکانه‌های بسیار بالا رخ می‌دهد، از حرکت فرمی اجزای تشکیل دهنده‌ی باریون نسبت به یکدیگر صرف نظر شده و فرض می‌شود که تکانه‌ی عرضی کوارک سنگین اولیه با استفاده از پاد دوکوارک نهایی حمل می‌گردد.



شکل ۱ نمودار فاینمن تولید باریون سه طعم سنگین B در ترکش کوارک سنگین Q در الگوی کوارک-دوکوارک.

Fig. 1 The Feynman diagram of the production of triply heavy B in the heavy quark Q fragmentation in the quark-diquark model.

چهار- تکانه‌ی ذرات را به صورت زیر معرفی می‌شود:

$$k = (k_0, 0, \mathbf{k}_L), \quad p = (p_0, 0, \mathbf{p}_L), \quad P = (P_0, 0, \mathbf{P}_L), \quad k'_\mu = (k'_0, \mathbf{k}'_T, k'_L), \quad p'_\mu = (p'_0, \mathbf{p}'_T, p'_L) \quad (1)$$

کمیت ترکش z که کسر انرژی-تکانه‌ی طولی حمل شده توسط حالت باریونی را نشان می‌دهد، به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$z = \frac{(P_0 + \mathbf{P}_L)_B}{(p_0 + \mathbf{p}_L)_Q} \quad (2)$$

که در چارچوب تکانه‌ی بی‌نهایت می‌توان آن را به صورت زیر نوشت:

$$z = \frac{E_B}{E'_Q} = \frac{P_0}{p'_0} \quad (3)$$

با معرفی کمیت $\alpha = \frac{m_Q}{m_B}$ به عنوان کسری از انرژی باریون که توسط کوارک سنگین سازنده حمل می‌شود می‌توان کسر انرژی حمل شده توسط باریون و اجزای تشکیل دهنده‌ی آن را به صورت زیر نوشت.

$$P_0 = zp'_0, \quad p_0 = \alpha zp'_0, \quad k'_0 = (1-z)p'_0, \quad k_0 = (1-\alpha)zp'_0 \quad (4)$$

در این رابطه، P_0 انرژی باریون، p'_0 انرژی کوارک اولیه، p_0 انرژی کوارک سازنده، k_0 انرژی دوکوارک سازنده و k'_0 انرژی دوکوارک خروجی می‌باشد. همچنین m_B و m_Q به ترتیب جرم کوارک سنگین و جرم باریون می‌باشند.

تابع ترکش برای تولید باریون در حالت موج S، با سه طعم سنگین در مقیاس اولیه‌ی ترکش μ_0 ، که برابر مجموع جرم ذرات نهایی است، به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۴]:

$$D_{Q \rightarrow B}(z, \mu_0) = \int |T_B|^2 \delta^3(\mathbf{p} + \mathbf{k} + \mathbf{k}' - \mathbf{p}') d^3 p d^3 k d^3 k' \quad (5)$$

که در آن انتگرال روی فضای فاز حالت نهایی گرفته شده است. در این عبارت T_B دامنه‌ی تولید حالت مقید باریونی است. چون جرم کوارک سنگین m_Q و همچنین دو کوارک سنگین m_D از مقیاس برهم کنش‌های قوی Λ_{QCD} بزرگتر است. بنابراین می‌توان اثرات فاصله‌های کوتاه و بلند را از هم جدا کرد. به همین دلیل دامنه‌ی تولید یک هادرون به صورت حاصل ضرب یک قسمت پارتونی که از pQCD محاسبه می‌شود (T_H) و یک قسمت غیراختلالی (ϕ_B) که گذار کوارک‌های آزاد به هادرون حالت نهایی را توصیف می‌کند، نوشته می‌شود. در چارچوب الگوی کوارک غیرنسبیتی قسمت غیراختلالی با استفاده از روش‌های پتانسیل محاسبه می‌گردد. بخشی از دامنه که در چارچوب pQCD محاسبه می‌شود به بخش سخت دامنه‌ی پراکندگی معروف است (T_H)، از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$T_H(p', p, k, k') = \frac{4\pi\alpha_s(2m_Q)C_F}{2m_Q\sqrt{2p_0p'_0k_0k'_0}} \frac{\Gamma}{q^2 D_0} \quad (6)$$

که در این رابطه، Γ ترکیب مناسبی از انتشارگرها و اسپینورهای دیراک مربوط به تابع موج ذرات است که آن را قسمت اسپینوری دامنه می‌نامند. $D_0 = [p_0 + k_0 + k'_0 - p'_0]$ را مخرج انرژی گویند. همچنین C_F ضریب رنگ باریون و $\alpha_s(2m_Q)$ ثابت ترویج روان قوی است، که از جملات مربوط به رأس‌ها آشکار می‌گردد. در الگوی شبه پتانسیل، دامنه‌ی ناوردا‌ی گذار یک کوارک سنگین به یک باریون T_B ، به صورت تلفیق ساده‌ای از دامنه‌ی قسمت اختلالی T_H ، و تابع موج حالت مقید باریونی ϕ_B می‌توان نوشت:

$$T_B = \int [dx] T_H(p', p, k, k') \phi_B(x_i, q^2) \quad (7)$$

که در آن q' تکانه‌ی نسبی کوارک - دو کوارک سازنده است، و ϕ_B دامنه‌ی احتمال برای اینکه کوارک‌ها در حالت مقید باریونی تا مقیاس q^2 موازی هم باشند. x_i کسر تکانه‌ی حمل شده با استفاده از پارتون‌های سازنده است، و همچنین $[dx] = dx_1 dx_2 dx_3 \delta(1 - x_1 - x_2 - x_3)$ می‌باشد. برای حالت موج S، T_H مستقل از تکانه‌ی نسبی کوارک - دو کوارک سازنده است. لذا پس از انتگرال‌گیری خواهیم داشت:

$$T_B = \frac{f_B 4\pi\alpha_s(2m_Q)C_F}{2m_Q\sqrt{2p_0p'_0k_0k'_0}} \frac{\Gamma}{q^2 D_0} \quad (8)$$

برای محاسبه‌ی بخش اسپینوری دامنه Γ ، به جریان‌های مربوط به رئوس کوارک - کوارک و دو کوارک - پاد دو کوارک نیاز است که به ترتیب در زیر داده شده است.

$$J_\mu^Q \sim g_s [\bar{u}(p') \gamma_\mu u(p)] e^{-i(p-p')x} \quad (9)$$

$$J_s^\mu \sim g_s F_s(Q^2) q^\mu e^{-iQ.x} \quad (10)$$

Q_s^2 مربع قطب مربوط به عامل شکل دو کوارک می باشد که مقادیر آن بالای ۱ GeV می باشد [۱۵]. با استفاده جریان های داده شده بخش اسپینوری دامنه را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\Gamma = (k + k')^2 [\bar{u}(p') \gamma_\mu u(p)] = Q^\mu L_\mu^Q \quad (11)$$

پس از انجام محاسبات لازم بصورتی که در مرجع [۱۴] داده شده است، تابع ترکش، کوارک سنگین Q به باریون های سه طعم سنگین در مقیاس اولیه ی ترکش $\mu_0 = m_Q + m_D$ به صورت زیر بدست می آید.

$$D_{Q \rightarrow B}(z, \mu_0) = \frac{C_F^2 f_B^2 \pi^4 m_D^4 m_B \alpha_s^2}{m_Q^3} \frac{F(z)}{G(z)} \quad (12)$$

که در آن،

$$\begin{aligned} F(z) = & ((-1+z)^5 z^3 (-1+\alpha)^4 \gamma^4 ((-1+\alpha) \alpha \beta^2 + 2z \alpha \beta^2 (1-2\alpha+\alpha^2-\beta^2) - \\ & 2z^3 (-1+\alpha) \alpha (-\alpha^3-\alpha^4+\alpha^5+(1-2\beta^2) \delta^2 + \alpha(-2+\beta^2) \delta^2 + \alpha^2(1-2\beta^2 + \\ & \delta^2)) + z^4 (-1+\alpha) (\alpha^2+\delta^2) (2\alpha^4-\delta^2+4\alpha\delta^2+\alpha^2(2-3\beta^2-5\delta^2) + \\ & 2\alpha^3(-2+\beta^2+\delta^2)) + z^2 (-6\alpha^5+2\alpha^6+\beta^2\delta^2-\alpha(1+3\beta^2) \delta^2 + \alpha^3(-2+6\beta^2-3\delta^2) \\ & + \alpha^4(6-5\beta^2+\delta^2) + \alpha^2(2\beta^4+3\delta^2+\beta^2(-1+2\delta^2)))) \end{aligned} \quad (13)$$

و

$$G(z) = \left[\frac{2((-1+z)^2 \beta^2 + z^2 (-1+\alpha^2) \delta^2)^2 ((-1+z) \alpha^2 + \beta^2 + z^2 \delta^2 - \alpha(-1+z+z\beta^2+z^2\delta^2))^2}{((-1+z)^2 \beta^2 + z(-1+\alpha) (-(-1+z) \gamma^2 + z(-1+\alpha) \delta^2))^2} \right] \quad (14)$$

که در آن، $\beta = \frac{m_D}{m_B}$ ، $\delta = \frac{k_T'}{m_B}$ ، $\gamma = \frac{Q_s}{m_B}$ است. احتمال کل ترکش (F.P) و کمیت متوسط ترکش $\langle z \rangle$ دو کمیت مهم در فرآیند هادرونیزاسیون به ترتیب به صورت زیر داده می شوند.

$$F.P = \int_0^1 D(z) dz \quad (15)$$

$$\langle z \rangle = \frac{\int_0^1 z D(z) dz}{\int_0^1 D(z) dz} \quad (16)$$

در شکل های (۲) و (۳) رفتار توابع ترکش برحسب z داده شده است. افزون بر این ها، احتمال کل ترکش (F.P) و کمیت متوسط ترکش $\langle z \rangle$ ، برای فرآیندهای ترکشی $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ و $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ مطابق روابط (۱۵) و (۱۶) محاسبه شده است که به همراه مقادیر متناظر آن ها در [۱۶] که بر اساس الگوی کاملاً اختلالی محاسبه شده است در جدول (۱) داده شده است.

Table 1 The total fragmentation probability (F.P) and the average fragmentation parameter $\langle z \rangle$ for processes and $f_B = 0.25 \text{ GeV}$ ، $m_b = 4.25 \text{ GeV}$ ، $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ and $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ considering the values of $m_c = 1.25 \text{ GeV}$ $m_D = 5.5 \text{ GeV}$.

جدول ۱ احتمال کل ترکش (F.P) و کمیت متوسط ترکش $\langle z \rangle$ برای فرآیندهای ترکشی $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ و $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ با در نظر گرفتن مقادیر $m_D = 5.5 \text{ GeV}$ و $f_B = 0.25 \text{ GeV}$ ، $m_b = 4.25 \text{ GeV}$ ، $m_c = 1.25 \text{ GeV}$

Process	$Q_s \text{ (GeV)}$	$(F.P) \times 10^{-6}$	$\langle z \rangle$
---------	---------------------	------------------------	---------------------

		[۱۶]	Our results	[۱۶]	Our results
$b \rightarrow \Omega_{bbc}$	3.4	5.367	5.290	0.539	0.562
$c \rightarrow \Omega_{bcc}$	1.48	2.459	2.475	0.446	0.490

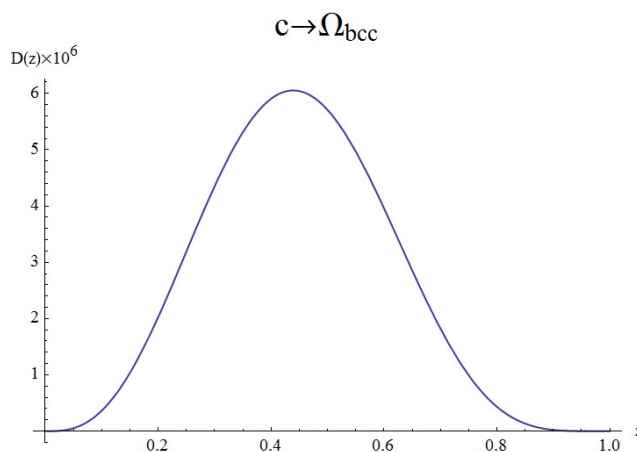


Fig. 2 The behavior of the fragmentation function $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ in terms of z .

شکل ۲ رفتار تابع ترکش $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ بر حسب z .

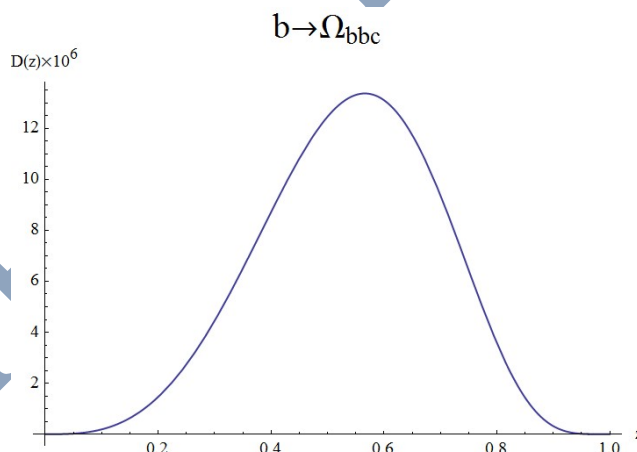


Fig. 3 The behavior of the fragmentation function $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ in terms of z .

شکل ۳ رفتار تابع ترکش $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ بر حسب z .

۳. محاسبه آهنک واپاشی Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین

یکی از ابزارهای مهم به منظور دستیابی به شواهد فیزیکی مربوط به سامانه‌های هادرونی و آزمودن الگوی استاندارد استفاده از پیشگویی‌های دقیق الگوی استاندارد واپاشی و کسرهای برای آهنک‌های انشعاب بوزون‌های پیمانه‌ای از جمله بوزون Z^0 به هادرون‌ها است. آهنک واپاشی دیفرانسیلی بوزون Z^0 به باریون‌های سنگین به روش ترکش مستقیم کوارک‌ها را می‌توان برحسب توابع ترکش کوارک‌های سنگین به این باریون‌ها به صورت زیر نوشت [۱۲]:

$$d\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega(P) + X) = \sum_i \int_0^1 dz \Gamma(Z^0 \rightarrow i(\frac{P}{z}) + X, \mu) D_i \rightarrow \Omega(z, \mu) \quad (17)$$

مطابق این سناریو، در آغاز پارتون i با تکانه بزرگ $\frac{P}{z}$ تولید می‌شود که در مرحله بعد می‌تواند به باریون سه طعم سنگین Ω_{bcc} و یا Ω_{bbc} که کسر تکانه‌ی پارتون اولیه را حمل می‌کند، به صورت مستقیم ترکش کند. در اینجا روی پارتون‌های نوع i جمع بسته شده است و Z کسر تکانه‌ی باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} نسبت به پارتون اولیه Q است. با توجه به این حقیقت که سهم غالب در تولید باریون‌های سه طعم سنگین مربوط به ترکش کوارک‌های b و c است، از این رو، می‌توان رابطه‌ی (۱۷) را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{d\Gamma}{dz}(Z^0 \rightarrow \Omega(P) + X) = \Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q}) D_{Q \rightarrow \Omega}(z, \mu = \frac{M_Z}{2}) \quad (18)$$

در رابطه (۱۸)، مقیاس عامل‌بندی μ را برابر $\frac{M_Z}{2}$ قرار داده می‌شود. با توجه به این حقیقت، که برای تابع انشعاب در اولین مرتبه اختلال بر حسب α_s ، $\int_0^1 dx P_{c \rightarrow c}(x, \mu) = 0$ می‌باشد، از این رو، احتمال کل ترکش با تحول تابع ترکش تغییر نخواهد کرد [۷]. از

این رو، می‌توان مقیاس عامل‌بندی μ را به جای $\frac{M_Z}{2}$ برابر $m_D + m_Q$ قرار داد. با انتگرال گرفتن از معادله‌ی (۱۸) نسبت به z ، نسبت آهنگ واپاشی Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین Ω به آهنگ واپاشی Z^0 به زوج $Q\bar{Q}$ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega + X)}{\Gamma_{tot}} = \int_0^1 dz \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q})}{\Gamma_{tot}} D_{Q \rightarrow \Omega}(z, m_Q + m_D) \quad (19)$$

$\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q})$ آهنگ واپاشی مربوط به زیر فرآیند واپاشی Z^0 به جفت $Q\bar{Q}$ می‌باشد. که کسر انشعاب‌های

$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma_{tot}} = (12.03 \pm 0.21)\%$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma_{tot}} = (15.12 \pm 0.05)\%$ برای آن‌ها اندازه‌گیری شده است و در آن

$\Gamma_{tot} = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}$ پهنای واپاشی کل Z^0 است [۶]. با قراردادن آن‌ها در رابطه (۱۹) و انجام انتگرال‌های لازم

نسبت‌های انشعاب $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ بدست می‌آیند. که نتایج آن در جدول (۲) داده شده است.

Table 2 The branching fractions $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ and $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ considering the values of

$m_c = 1.25 \text{ GeV}$, $m_b = 4.25 \text{ GeV}$, $m_D = 5.5 \text{ GeV}$, and $f_B = 0.25 \text{ GeV}$.

جدول ۲ کسرهای انشعاب $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ با در نظر گرفتن $m_c = 1.25 \text{ GeV}$ ، $m_b = 4.25 \text{ GeV}$ ، $m_D = 5.5 \text{ GeV}$ و $f_B = 0.25 \text{ GeV}$

Process	$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{Q\bar{Q}Q^*} + X)}{\Gamma_{tot}} \%$
$b \rightarrow \Omega_{bbc}$	8.11×10^{-5}
$c \rightarrow \Omega_{bcc}$	2.95×10^{-5}

۴. بحث و نتیجه‌گیری

در الگوی کوارک-دو کوارک باریون‌های سه طعم سنگین را می‌توان ترکیبی از کوارک و دو کوارک سازنده در نظر گرفت. بر این اساس در مورد Ω_{bbc} می‌توان آن را به صورت ترکیب دو کوارک نرده‌ای bc و کوارک c و برای Ω_{bbc} ترکیبی از کوارک سنگین b و دو کوارک نرده‌ای bc در نظر گرفت. در مرجه [۱۴] در چارچوب الگوی کوارک-دو کوارک باریون‌ها و با استفاده از

pQCD، تابع ترکش کوآرک‌های سنگین c و b به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و $\Omega_{bb\bar{c}}$ محاسبه شده است که شکل تحلیلی آن برابر با رابطه (۱۲) می باشد. بنابراین اگر در نمودار فاینمن شکل (۱)، کوآرک سنگین اولیه، کوآرک c باشد معادله (۱۲) تابع ترکش کوآرک c به Ω_{bcc} را بدست می دهد. همچنین، اگر کوآرک سنگین اولیه، کوآرک سنگین b باشد از معادله (۱۲) تابع ترکش کوآرک b به Ω_{bbc} را می توان بدست آورد. کمیت‌های ورودی در این تابع عبارتند از: m_Q جرم کوآرک سازنده، m_D جرم دو کوآرک سازنده، m_B جرم باریون سه طعم سنگین، Q_s مقدار قطب ضریب شکل دو کوآرک، f_B ثابت واپاشی باریون، C_F ضریب رنگ باریون و α_s ثابت جفت شدگی روان برهمکنش‌های قوی است. مقادیر در نظر گرفته شده برای جرم کوآرک‌های c و b به ترتیب 1.25GeV و 4.25GeV است [۶]. جرم دو کوآرک نرده‌ای bc در حد غیرنسبیتی برابر مجموع جرم کوآرک‌های c و b و برابر 5.5GeV و جرم باریون‌های Ω_{bbc} و $\Omega_{bb\bar{c}}$ در حد غیرنسبیتی برابر مجموع جرم دو کوآرک bc و کوآرک سنگین c و یا b در نظر گرفته شده است، که در مورد Ω_{bbc} برابر 6.75GeV و برای $\Omega_{bb\bar{c}}$ برابر 10.75GeV است.

در مورد ثابت جفت شدگی روان برهمکنش قوی، دو مقدار $\alpha_s(2m_b) = 0.18$ و $\alpha_s(2m_c) = 0.26$ استفاده شده است و برای ضریب رنگ باریون مقدار $C_F = \frac{4}{3}$ قرار داده شده است [۱۶]. تابع ترکش (۱۲) به Q_s ، قطب ضریب شکل حساس می باشد. نشان داده شده است که مقدار Q_s باید بیشتر از 1GeV باشد [۱۵ و ۱۹-۲۰]. از راه مساوی قرار دادن احتمال‌های ترکش بدست آمده از روش کاملاً اختلالی [۱۶] با احتمال‌های ترکش بدست آمده از محاسبات مرجع [۱۴]، در مورد Ω_{bbc} ، $c \rightarrow \Omega_{bbc}$ ، $Q_s = 1.48\text{GeV}$ و در مورد $\Omega_{bb\bar{c}}$ ، $b \rightarrow \Omega_{bb\bar{c}}$ ، $Q_s = 3.4\text{GeV}$ قرار داده شده است. با این مقادیر وردی، همچنانکه در جدول (۱) نشان داده شده است، احتمال‌های کل ترکش و کمیت متوسط ترکش بدست آمده از محاسبات مرجع [۱۴]، با نتایج مشابه در [۱۶] توافق بسیار خوبی را نشان می دهد.

هدف اصلی این مقاله محاسبه نسبت‌های انشعاب Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و $\Omega_{bb\bar{c}}$ در فرآیند ترکش مستقیم کوآرک‌ها b و c است. انگیزه اصلی برای انجام این کار به دو دلیل می باشد. دلیل اول اینکه آزمایش‌های انهدام الکترون-پوزیترون به دلیل ساده و روشن بودن حالت اولیه یکی از ابزارهای مهم برای آزمودن الگوی استاندارد است. دلیل دوم، وجود طرح‌های مختلف ساخت برخورددهنده‌های با انرژی بالای لپتون-لپتون می باشد. بنابراین نتایج بدست آمده از چنین پژوهش‌هایی می تواند راهنمای بسیار مناسبی برای پژوهشگرانی باشد که هدف آن‌ها آشکارسازی و تولید این ذرات در این گونه برخورد دهنده‌ها می باشد. به صورتی که هم اکنون چندین برخورد دهنده لپتونی در دست بررسی و ساخت هستند، به عنوان مثال، برخورد دهنده دایره‌ای الکترون-پوزیترون (CEPC) [۱]، برخورد دهنده خطی بین المللی (ILC) [۲]، برخورد دهنده دایره‌ای آینده الکترون-پوزیترون (FCC-ee) [۳] و برخورد دهنده میون [۴ و ۵]. با این برخورد دهنده، برخی از واپاشی‌های نادر بوزون Z^0 ، مانند واپاشی آن به کوآرکونیوم و باریون‌های سه طعم سنگین ممکن است اندازه گیری شوند. در این مقاله نسبت‌های واپاشی $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bb\bar{c}} + X)}{\Gamma_{tot}}$ برابر با روابطه (۱۹) محاسبه شده است و نتایج بدست آمده در جدول (۲) داده شده است.

همچنانکه که در بالا بیان شد، احتمالات ترکش به مقدار Q_s بسیار حساس می باشد. از این رو، به ازای مقادیری دیگری از Q_s نسبت‌های واپاشی Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و $\Omega_{bb\bar{c}}$ محاسبه شد. در مورد واپاشی Z^0 به $\Omega_{bb\bar{c}}$ به ازای $Q_s = 2.5\text{GeV}$ نسبت واپاشی $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bb\bar{c}} + X)}{\Gamma_{tot}} = 7.84 \times 10^{-5}\%$ بدست آمده و برای واپاشی Z^0 به Ω_{bbc} به ازای $Q_s = 1.25\text{GeV}$ نسبت واپاشی $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}} = 5.96 \times 10^{-5}\%$ بدست می آید. این نتایج نشان می دهند که احتمال واپاشی Z^0 به باریون‌های $\Omega_{bb\bar{c}}$ و Ω_{bbc} کمابیش یکسان می باشد.

نتایج بدست آمده از این پژوهش راهنمای مناسبی برای پژوهشگرانی است که به دنبال مشاهده و اندازه‌گیری آهنگ‌های واپاشی این باریون‌ها در آزمایش‌های مربوط به نابودی الکترون-پوزیترون و برخورد دهنده‌های لپتونی هستند. در چارچوب چنین الگوی محاسباتی واپاشی بوزون هیگز الگوی استاندارد به حالت‌های باتمونیوم و چارمونیم مطالعه شده است که نتایج بسیار خوبی با داده‌های تجربی دارد [۱۲ و ۱۷].

مراجع

- [1] CEPC Study Group, "CEPC conceptual design report: Volume 2-physics & detector", *arXiv preprint arXiv:1811.10545*, 2018. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1811.10545>
- [2] Baer, H., Barklow, T., Fujii, K., Gao, Y., Hoang, A., Kanemura, S., List, J., Logan, H.E., Nomerotski, A., Perelstein, M. and Peskin, M.E., "The international linear collider technical design report-volume 2: physics." *arXiv preprint arXiv:1306.6352*, 2013. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.6352>
- [3] Abada, A.E.A., Abbrescia, M., AbdusSalam, S.S., Abdyukhanov, I., Abelleira Fernandez, J., Abramov, A., Aburaia, M., Acar, A.O., Adzic, P.R., Agrawal, P. and Aguilar-Saavedra, J.A., "FCC-ee: The lepton collider: Future circular collider conceptual design report volume 2", *The European Physical Journal Special Topics* **228**, 261-623, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjst/e2019900045-4>
- [4] De Blas, J., Buttazzo, D., Capdevilla, R., Curtin, D., Franceschini, R., Maltoni, F., Meade, P., Meloni, F., Su, S., Vryonidou, E. and Wulzer, A., "The physics case of a 3 TeV muon collider stage", *arXiv preprint arXiv:2203.07261*, 2022. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.07261>
- [5] Black, K.M., Jindariani, S., Li, D., Maltoni, F., Meade, P., Stratakis, D., Acosta, D., Agarwal, R., Agashe, K., Aimè, C. and Ally, D., "Muon collider forum report", *Journal of Instrumentation* **19(02)**, T02015, 2024. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.01318>
- [6] Patrignani, C., Agashe, K., Aielli, G., Amsler, C., Antonelli, M., Asner, D.M., Baer, H., Banerjee, S., Barnett, R.M., Basaglia, T. and Bauer, C.W., "Review of particle physics", 2016. DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001>
- [7] Sjöstrand, T., "The lund monte carlo for jet fragmentation and e⁺e⁻ physics-jetset version 6.2", *Computer Physics Communications* **39(3)**, 347-407, 1986. DOI: [https://doi.org/10.1016/0010-4655\(87\)90054-3](https://doi.org/10.1016/0010-4655(87)90054-3)
- [8] Suzuki, M., "Spin property of heavy hadron in heavy-quark fragmentation: A simple model", *Physical Review D* **33(3)**, 676, 1986. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.33>
- [9] Braaten, E. and Yuan, T.C., "Gluon fragmentation into heavy quarkonium", *Physical Review Letters* **71(11)**, 1673, 1993. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1673>
- [10] Braaten, E., Cheung, K. and Yuan, T.C., "Z⁰ decay into charmonium via charm quark fragmentation", *Physical Review D* **48(9)**, 4230, 1993. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.48.4230>
- [11] Kühn, J.H. and Schneider, H., "Inclusive J/ψ's in e⁺e⁻ annihilations", *Physical Review D* **24(11)**, 2996, 1981. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.2996>; Testing QCD through inclusive J/ψ production in e⁺e⁻ annihilation, *Z. Phys.* **C11**, 263, 1981.
- [12] Osati, T., "Direct Decay of The Higgs Boson into Upsilon Meson via Fragmentation I", *Iranian Journal of Applied Physics* **12(2)**, 22-38, 2022. DOI: <https://doi.org/10.22051/ijap.2022.38455.1247>
- [13] Osati, T. and Abubakri, B., "Inclusive Cross Section Production of J/ψ in LEP", *Communications in Theoretical Physics* **67(2)**, 212, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1088/0253-6102/67/2/212>
- [14] Nobary, M.G., Nikoobakht, B. and Naji, J., "Production of Ω_bbc and Ω_bcc baryons in quark-diquark model", *Nuclear Physics A* **789(1-4)**, 243-250, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2007.02.008>
- [15] Adamov, A. and Goldstein, G.R., "Fragmentation functions for baryons in a quark-diquark model", *Physical Review D* **56(11)**, 7381, 1997. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.7381>
- [16] Nobari, M.A. and Sepahvand, R., "Fragmentation Production of Triply Heavy Baryons at the CERN LHC", *arXiv preprint hep-ph/0406148*, 2004. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.034024>
- [17] Osati, T., "Direct decay of the Higgs boson via fragmentation", *Journal of Nuclear Science, Engineering and Technology (JONSAT)* **44(1)**, 1-8, 2023. DOI: <https://doi.org/10.24200/nst.2023.1371>
- [18] Hirai, M., Kumano, S., Nagai, T.H. and Sudoh, K., "Determination of fragmentation functions and their uncertainties", *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology* **75(9)**, 094009, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.094009>
- [19] Osati, T. and Movlanaei, M., "Inclusive Production Λ_c in the e⁺e⁻-Annihilation", *International Journal of Theoretical Physics* **55**, 3911-3922, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10773-016-3019-6>
- [20] Osati, T. and Movlanaei, M., "Diquark Fragmentation Contribution in Λ_b Production", *International Journal of Theoretical Physics* **56**, 1429-1439, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10773-017-3283-0>