

Tevatron Run II LHC $B_c(S)$

r.sepahvand@gmail.com :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۹/۱۶ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۰/۳/۹)

μ_0	$B_c(S)$	μ	Tevatron Run II LHC
Tevatron Run II			
		$B_c(S)$:

توسط یک پراکندگی سخت تولید می‌شود و متعاقباً به یک مزون B_c با کسر تکانه طولی z ترکش می‌یابد. تاکنون اثر اسپین کوآرک یا پاد کوآرک اولیه که به مزون سنگین و جت کوآرک یا پاد کوآرک نهایی ترکش می‌یابد در نظر گرفته نشده است. از این رو ما در این کار اثر سمنگیری اسپین کوآرک ترکش یافته و جت کوآرک نهایی روی تولید مزون‌های B_c را در نظر گرفته و سطح مقطع آنها را در مرتبه LO و در برخورد دهنده هادرونی LHC محاسبه خواهیم نمود.

$$B_c(S)$$

تابع ترکش که آن را با $D(z)$ نشان می‌دهند، تابعی است که ترکش یک پارتون به یک هادرون را نشان می‌دهد و می‌توان آن را به عنوان چگالی احتمال تولید یک هادرون از یک پارتون اولیه در نظر گرفت.

ذرات شامل بیش از یک کوآرک سنگین اشیاء جالبی برای مطالعه نظریه QCD به حساب می‌آیند. خواص این ذرات آزمون مهمی برای مدل‌های مختلف ذرات بنیادی، از جمله قواعد جمع QCD و پتانسیل‌های غیر نسبیتی فراهم می‌کند. یکی از این ذرات مزون با دو طعم سنگین $B_c(S)$ است که در حالت‌های مختلف از جمله در دو حالت شبه نرده‌ای $B_c(S_0)$ حالت برداری $B_c(S_1)$ یافت می‌شود. تا کنون مطالعات زیادی بر روی این مزون‌ها صورت گرفته است [۱-۷]. طیف جرمی این مزون‌ها شبیه کوآرکونیم‌های Y/ψ است. بررسی‌ها نشان داده است که احتمال تولید این مزون‌ها در انرژی‌های بالا یا P_T بزرگ بیشتر می‌باشد. در P_T ‌های بزرگ مکانیسم عمده تولید مزون B_c یا هر مزون سنگین دیگری از طریق ترکش مستقیم کوآرک‌های سنگین است. در مورد B_c یک کوآرک یا پاد کوآرک سنگین b یا c در تکانه‌های عرضی بزرگ P_T

$$x_1 = \frac{m_1}{M}, \quad x_2 = \frac{m_2}{M} \quad (4)$$

در این روابط m_1 و m_2 به ترتیب جرم کوارک‌های سنگین c و b ، و M جرم مزون سنگین است.

چهار بردار اسپین برای یک کوارک با چهار تکانه چهار برابری به صورت

$$s^\mu = \frac{\gamma^\lambda}{m} (|p\rangle, p^\circ \hat{p}), \quad (5)$$

تعریف می‌شود که در آن $\gamma^\lambda = \pm 1$. چهار بردار اسپین در شرایط زیر صدق می‌کند

$$S \cdot p = 0, \quad S \cdot S = -1 \quad (6)$$

از طرف دیگر حالت مقید مزونی با حالت موج S و چهار تکانه \bar{P} می‌تواند در حالت شبه نرده ای (S_0) ، و برداری (S_1) با بردار قطبش \in قرار گیرد که این بردار و مؤلفه‌های طولی و عرضی آن در شرایط زیر صدق می‌کند

$$\sum_{r=0}^3 \epsilon_{(r)}^\mu (p) \epsilon_{(r)}^\nu (p) = -(g^{\mu\nu} - \frac{p^\mu p^\nu}{M^2}), \quad (7)$$

$$\epsilon^{(T)\mu} \cdot \bar{P}_\mu = 0 = \epsilon^{(L)\mu} \cdot \bar{P}_\mu, \quad (8)$$

$$\epsilon^{(T)\mu} \cdot \epsilon_{\mu}^{(T)} = \epsilon^{(L)\mu} \cdot \epsilon_{\mu}^{(L)} = -1,$$

$$\epsilon^{(T)} \cdot \bar{P} = 0 = \epsilon^{(L)} \times \bar{P}.$$

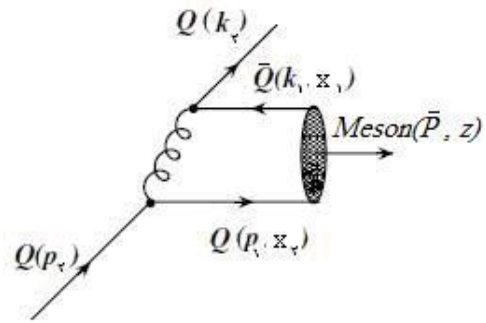
تابع ترکش تولید یک مزون سنگین حالت موج S از یک کوارک سنگین اولیه Q_i (کوارک c یا b) یا پاد کوارک‌های آنها در مقیاس اولیه ترکش μ_0 (که برابر مجموع جرم سکون ذرات نهایی است) را با تابع ترکش زیر تعریف می‌کنیم [۸ و ۹]

$$D(z, \mu_0) = \int |T_M|^2 \times \delta^3(\bar{P} + \vec{k}_1 - \vec{p}_1) d^3 \bar{P} d^3 \vec{k}_1. \quad (9)$$

در این رابطه T_M دامنه پراکندگی تولید مزون سنگین از کوارک اولیه Q_i بوده و انتگرال‌ها روی فضای فاز گرفته می‌شوند. دامنه T_M را می‌توان برحسب تابع موج حالت مقید مزونی $M\psi$ و دامنه پراکندگی سخت T_H به صورت زیر نوشت

$$T_M(\bar{P}, p_1, k_1) = \int [dx] T_H(\bar{P}, p_1, k_1) \psi_M, \quad (10)$$

که در آن



شکل ۱. نمودار فاینمن تولید مزون $B_c(1S)$ در مرتبه LO.

به منظور محاسبه توابع ترکش، مدل ساده‌ای در چارچوب تکانه بی‌نهایت و در مرتبه LO بر اساس نمودار فاینمن شکل ۱ در نظر می‌گیریم. در این فرآیند از حرکت فرمی اجزاء تشکیل دهنده مزون سنگین صرف‌نظر نموده و فرض می‌کنیم که تکانه عرضی کوارک سنگین اولیه مستقیماً به کوارک سنگین نهایی منتقل شود

$$p_1^\mu = (p_1^\circ, 0, \vec{p}_{1L}),$$

$$p_2^\mu = (p_2^\circ, \vec{p}_{2T}, \vec{p}_{2L}),$$

$$k_1^\mu = (k_1^\circ, 0, \vec{k}_{1L}),$$

$$k_2^\mu = (k_2^\circ, \vec{k}_{2T}, \vec{k}_{2L}). \quad (1)$$

همچنین انرژی ذرات نهایی بر حسب انرژی کوارک سنگین اولیه و پارامتر ترکش، $z = \frac{k_1^\circ + p_1^\circ}{p_1^\circ}$ ، که برابر کسر تکانه یا انرژی

$$\text{حمل شده توسط مزون است، به صورت زیر به دست می‌آید}$$

$$\bar{P}^\circ = z p_0^\circ, \quad p_1^\circ = x_1 z p_1^\circ, \quad (2)$$

که در آن p_1° انرژی کوارک سنگین اولیه، \bar{P}° انرژی حمل شده توسط مزون، p_1° و k_1° انرژی کوارک‌های تشکیل دهنده مزون، k_1° انرژی حمل شده توسط پادکوارک نهایی و x_i کسر انرژی از مزون است که توسط اجزای داخلی آن حمل می‌شود.

پایستگی انرژی و تکانه ایجاب می‌کند که روابط زیر بین کسر تکانه ذرات برقرار باشد

$$x_1 + x_2 = 1. \quad (3)$$

با توجه به شکل ۱ و بحث‌های مطرح شده می‌توان کسر تکانه‌های x_i را به صورت زیر بر حسب جرم کوارک‌ها و مزون نوشت

طرف دیگر اسپینور دامنه برای یک حالت مقید مزونی به جرم M ، چهار تکانه \bar{P} و عملگر تصویر اسپین Π_{s,s_z} به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۱]

$$v(k_1, s) \bar{u}(p_1, s) = (\bar{P} + M) \Pi_{s,s_z}, \quad (19)$$

برای حالت شبه نرده‌ای S_0 و برداری S_1 به ترتیب Π_{s,s_z} و $\Pi_{s_0,0} = \frac{1}{2}$ و $\Pi_{s_0,0} = \frac{1}{2}$ است. بنابراین با در نظر گرفتن اسپین کوآرک و مزون، قسمت اسپینوری دامنه به صورت زیر حاصل می‌شود

$$\Gamma \bar{\Gamma} = Tr \left[\frac{1}{4} (\mathbb{1} \pm \gamma_5 \mathcal{S}_p) (\not{p}_\nu + m) \gamma^\mu (\not{p}_\nu + m) \Pi_{s,s_z} \gamma^\mu \right. \\ \left. \times \frac{1}{4} (\mathbb{1} \pm \gamma_5 \mathcal{S}_k) (\not{k}_\nu + m) \gamma^\nu \Pi_{s,s_z} (\not{p}_\lambda + m) \gamma_\nu \right], \quad (20)$$

که در آن S_p و S_k به ترتیب چهار بردار اسپین کوآرک اولیه و نهایی هستند. برای سادگی سمتگیری‌های اسپین $\frac{1}{4} +$ و $\frac{1}{4} -$ مربوط به کوآرک‌های اولیه و نهایی را به ترتیب با علائم \uparrow و \downarrow نشان می‌دهیم.

به منظور بررسی کاملی از اثر اسپین بر روی توابع ترکش، مربع قسمت اسپینوری دامنه را برای مزون سنگین تولید شده، در سه بخش جداگانه زیر محاسبه نموده‌ایم.

(الف) سمت‌گیری یکسان کوآرک اولیه و نهایی (\uparrow, \uparrow).

(ب) سمت‌گیری متفاوت کوآرک اولیه و نهایی (\uparrow, \downarrow).

(ج) متوسط‌گیری روی اسپین کوآرک اولیه و جمع روی اسپین جت کوآرک نهایی ($A.S$).

محاسبات ما برای مربع اسپینور دامنه نشان می‌دهد که برای حالت شبه نرده‌ای و برداری روابط زیر برقرار است

$$\Gamma^\nu(p_\nu, k_\nu) = \Gamma^\nu(\uparrow, \uparrow) = \Gamma^\nu(\downarrow, \downarrow) \quad (21)$$

$$\Gamma^\nu(p_\nu, k_\nu) = \Gamma^\nu(\uparrow, \downarrow) = \Gamma^\nu(\downarrow, \uparrow) \quad (22)$$

با انجام عمل تریس در (۲۰)، استفاده از سینماتیک مسئله، جایگذاری قسمت اسپینوری دامنه در تابع ترکش (۱۴) و انجام انتگرال‌های فضای فاز مطابق [۸] نتایج زیر را برای توابع ترکش در دو حالت متفاوت تابع مزونی به دست آورده‌ایم. لازم به ذکر است که توابع ترکش در حالت مزون برداری از مجموع مؤلفه‌های عرضی و طولی به صورت زیر به دست آمده‌اند.

$$[dx] = dx_1 dx_2 \delta(1 - x_1 - x_2), \quad (11)$$

$$T_H = \frac{4\pi \alpha_s (\nu m_Q) m_\nu m_\nu C_f}{2\sqrt{2} \bar{P}^\circ p_\nu^\circ k_\nu^\circ} \times \frac{\Gamma}{(\bar{P}^\circ + k_\nu^\circ - p_\nu^\circ)} \quad (12)$$

در این رابطه $m_Q = m_\nu = m_\nu = m$ و Γ ترکیب مناسبی از یک انتشارگر گلوونی و اسپینورهای مربوط به تابع موج کوآرک‌ها است که از حل معادله دیراک به دست می‌آیند و ما آن را قسمت اسپینوری دامنه می‌نامیم. C_f ضریب رنگ و $\alpha_s(\nu m_Q)$ ثابت تزویج مربوط به برهم‌کنش قوی بین گلوئون و کوآرک در دو رأس نمودار فاینمن شکل ۱ است.

تابع موج حالت مقید مزونی که یک تابع موج حالت S است، در انتقال تکانه‌های بسیار بالا می‌تواند به صورت یک تابع دلتا دیراک مانند معادله (۱۳) در نظر گرفته شود [۱۰]. این رفتار تابع موج تضمین می‌کند که اجزای تشکیل دهنده حالت مقید به موازات یکدیگر حرکت کرده و هیچ‌گونه حرکت ارتعاشی نسبت به جهت حرکت شان نداشته باشند.

$$\psi_M = \frac{f_M}{\sqrt{3}} \delta(x_i - \frac{m_i}{M}), \quad (13)$$

که در آن f_M ثابت واپاشی حالت مقید بر حسب GeV است. با استفاده از روابط (۹) تا (۱۳) می‌توان تابع ترکش مربوط به تولید مزون سنگین را به صورت زیر به دست آورد

$$D_Q^{B(1S)}(z, \mu_0) = \frac{1}{6} m_\nu m_\nu [\pi \alpha_s^\nu(\nu m_Q) f_M C_f]^\nu \times \\ \int \frac{\bar{\Gamma} \Gamma \delta^\nu(\bar{P} + \vec{k} - \vec{p})}{(K_\nu + K_\nu)^\nu (\bar{P}^\circ p_\nu^\circ k_\nu^\circ) (\bar{P}^\circ + p_\nu^\circ - k_\nu^\circ)^\nu} d^\nu \bar{P} d^\nu \vec{k}. \quad (14)$$

در محاسبه تابع ترکش مهم‌ترین قسمت، محاسبه مربع قسمت اسپینوری دامنه یعنی $\Gamma^\nu = \bar{\Gamma} \Gamma$ است که به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\Gamma = \bar{u}(p_\nu, s) \gamma_\mu u(p_\nu, s) \bar{v}(k_\nu, s) \gamma_\mu u(k_\nu, s), \quad (15)$$

$$\bar{\Gamma} = Tr[u(p_\nu, s) \gamma^\mu \bar{u}(p_\nu, s) \bar{v}(k_\nu, s) \gamma^\mu, \\ \bar{u}(k_\nu, s) u(k_\nu, s) \gamma_\mu v(k_\nu, s) u(p_\nu, s) \gamma_\mu \bar{u}(p_\nu, s)], \quad (16)$$

که در آن

$$u(p, \lambda) \bar{u}(p, \lambda) = \frac{1}{4} (\mathbb{1} + \gamma_5 \mathcal{S})(\not{p} + m), \quad (17)$$

$$v(p, \lambda) \bar{v}(p, \lambda) = \frac{1}{4} (\mathbb{1} + \gamma_5 \mathcal{S})(\not{p} - m). \quad (18)$$

در این روابط S اسپین کوآرک و λ هلیسیتته ذرات است. از

$$\begin{aligned}
 &+ r^f z^f (92 - 100z + 12z^2 + 6z^3 - 3z^4) \\
 &+ r^d z^f (-16 + 471z^2 - 28z^3 + 5z^4) \\
 &- 2r^f (10 - 27z - 40z^2 + 70z^3 - 19z^4 + 4z^5) \\
 &+ r^f (10 - 30z - 129z^2 + 190z^3 - 72z^4 + 18z^5) \Big], \\
 \end{aligned} \tag{28}$$

$$\begin{aligned}
 D_{(\downarrow, \uparrow)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)}(z, \mu_0) &= D_{(\downarrow, \uparrow)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)}(z, \mu_0) \\
 &= \frac{3\pi^f c_{ff}^f \alpha_s^f(\nu m_Q) |R(\circ)|^f}{16(-1+r)^f \xi(z)} \times (-1+z)^f z \\
 &\times \Big[r^f (-2+3r) z^f + r^f z^f (-8+6z-3z^2+3r^f \\
 &(2-2z+3z^2) - 2r^f (6-3z+4z^2) \\
 &+ r(17-10z+5z^2)) + r^f z^f (3r^d z^f (4-4z+3z^2) \\
 &- 2r^f z^f (18-12z+5z^2) - 2(5-8z+z^2+4z^3) \\
 &+ r(25-36z+22z^2) - 2r^f (12-18z+16z^2-6z^3+3z^4) \\
 &+ 2r^f (6-12z+34z^2-23z^3+5z^4)) \\
 &+ (-4+10z+z^2-8z^2+3r^f z^f (2-2z+z^2) \\
 &- 2r^f z^f (12+9z+2z^2) + r^f z^f (44-84z+44z^2+6z^3-3z^4) \\
 &+ r(11-26z-25z^2+28z^3+4z^4) \\
 &+ r^d z^f (-8+16z+31z^2-36z^3+5z^4) + \\
 &r^f (6-18z-61z^2+98z^3-60z^4+22z^5) \Big]. \\
 \end{aligned} \tag{29}$$

از طرف دیگر توابع ترکش مزون شبه نرده‌ای و برداری با متوسط گیری روی اسپین کوارک سنگین اولیه و جمع روی اسپین حالت نهایی به ترتیب عبارتند از:

$$\begin{aligned}
 D_{(A.S)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)}(z, \mu_0) &= \frac{3\pi^f c_{ff}^f \alpha_s^f(\nu m_Q) |R(\circ)|^f}{4(-1+r)^f \xi(z)} \\
 &\times r^f (-1+z)^f \times [r^f z^f + (2-2z+(1-2r+2r^f)z^2) \\
 &+ (1-2z+(-1+8r-2r^f)z^2) \\
 &+ (2-4r-6r^f)z^2 + (1+r)^f r^f z^f], \\
 \end{aligned} \tag{30}$$

$$\begin{aligned}
 D_{(A.S)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)}(z, \mu_0) &= \frac{3\pi^f c_{ff}^f \alpha_s^f(\nu m_Q) |R(\circ)|^f}{(-1+r)^f \xi(z)} \times \\
 &r^f (-1+z)^f z \times [r^f z^f + (1-2z+(3-4r+4r^f)z^2 - \\
 &4r^f z^f (-\lambda(-1+z) + (-2+2z+(3-2r+2r^f)z^2))] \\
 \end{aligned} \tag{31}$$

$$D_{(\uparrow, \uparrow)}^V(z, \mu_0) = 2D_{(\uparrow, \uparrow)}^T(z, \mu_0) + D_{(\uparrow, \uparrow)}^L(z, \mu_0), \tag{23}$$

$$D_{(\uparrow, \downarrow)}^V(z, \mu_0) = 2D_{(\uparrow, \downarrow)}^T(z, \mu_0) + D_{(\uparrow, \downarrow)}^L(z, \mu_0). \tag{24}$$

حالت اول: اگر تابع موج مزون را به صورت تابع موج شعاعی در مبدأ در نظر بگیریم، آنگاه خواهیم داشت

$$\int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \psi_M = \frac{|R(\circ)|}{\sqrt{4\pi}}, \tag{25}$$

$$\begin{aligned}
 D_{(\uparrow, \downarrow)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)} &= D_{(\downarrow, \uparrow)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)} = \frac{6c_f^f \alpha_s^f(\nu m_Q) |R(\circ)|^f}{\xi} \times \\
 &[r^d (-1+z)^f z^f (1-2r(1+z) + \\
 &r^f (7+a^f (-2+z)^f - 8z+7z^2) - \\
 &2r^f (5-8z+4z^2+z^2 + \\
 &a^f (6-8z+3z^2)) + r^f (5-10z+7z^2 - \\
 &2z^2+z^2+a^f (12-24z+18z^2-6z^3+z^4))], \\
 \end{aligned} \tag{26}$$

$$\begin{aligned}
 D_{(\uparrow, \uparrow)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)} &= D_{(\downarrow, \downarrow)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)} = \frac{3c_f^f \alpha_s^f(\nu m_Q) |R(\circ)|^f}{\xi} \\
 &\times [r^d (-1+z)^f z (z^2 - (3+4a^f+a^f)r^d (-1+z)z^f \\
 &+ (1+a^f)r^f (-1+z)z^f - r(-1+3z+z^2+z^2) \\
 &+ r^f (-1+3z+(6+4a^f)z^2 - (5+4a^f)z^2 \\
 &+ (3+a^f)z^2) - r^f z^f (10-12z+5z^2+z^2 \\
 &+ a^f (6-4z-3z^2+3z^3)) + r^f z^f (5-10z+6z^2 \\
 &- z^2+z^2+a^f (6-12z+7z^2-z^2+z^2))], \\
 \end{aligned} \tag{27}$$

$$\begin{aligned}
 D_{(\uparrow, \uparrow)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)}(z, \mu_0) &= D_{(\downarrow, \downarrow)}^{Q \rightarrow B_c(\circ S_1)}(z, \mu_0) \\
 &= \frac{3\pi^f c_{ff}^f \alpha_s^f(\nu m_Q) |R(\circ)|^f}{16(-1+r)^f \xi(z)} \\
 &\times r^f (-1+z)^f z \times \Big[r^f (-2+3r) z^f + r^f z^f (-8+6z- \\
 &3z^2-2r^f (10-7z+4z^2) + r(21-14z+5z^2) \\
 &+ r^f (10-10z+9z^2)) + r^f z^f (-2r^f z^f (22-16z+5z^2) \\
 &+ r^d z^f (20-20z+9z^2) - 2(5-8z+z^2+4z^3) \\
 &+ r(33-52z+12z^2+18z^3) - 2r^f (20-34z+24z^2 \\
 &- 6z^3+3z^4) + 2r^f (10-20z+36z^2-21z^3+5z^4)) \\
 &+ (-4+10z+z^2-8z^2-2r^f z^f (12-9z+2z^2) \\
 &+ r^f z^f (10-10z+3z^2) + r(15-38z-21z^2+50z^3-4z^4) \\
 \end{aligned}$$

صورت می‌گیرد

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_{Q \rightarrow Q\bar{Q}}(z, \mu) = \int_z^1 \frac{dy}{y} P_{Q \rightarrow Q}(\frac{z}{y}, \mu) D_{Q \rightarrow Q\bar{Q}}(y, \mu), \quad (37)$$

که در آن تابع انشعاب $P_{Q \rightarrow Q}(x = \frac{z}{y}, \mu)$ در LO بر حسب $\alpha_s(\mu)$ به صورت زیر نوشته می‌شود

$$P_{Q \rightarrow Q}(x, \mu) = \frac{4\alpha_s(\mu)}{3\pi} \left(\frac{1+x}{1-x}\right)_+ \quad (38)$$

مقدار $\alpha_s(\mu)$ را با استفاده از مقدار تجربی $\alpha_s(M_Z) = 0.1172$ و از رابطه زیر به دست آورده‌ایم.

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(M_Z)}{1 + \lambda\pi b_0 \alpha_s(M_Z) \ln\left(\frac{\mu}{M_Z}\right)}, \quad b_0 = \frac{33 - n_f}{48\pi^2} \quad (39)$$

در این رابطه n_f ، تعداد طعم‌های کوآرکی زیر مقیاس μ بوده و مقیاس تحول μ بر حسب μ_R ، جرم عرضی کوآرک سنگین اولیه که به صورت

$$\mu_R = \sqrt{P_T^2(Parton) + m_Q^2} \quad (40)$$

تعریف می‌شود، قابل تخمین است.

توابع ترکش محاسبات شده برای هادرون‌های سنگین هنگامی قابل تفسیر هستند که بتوانیم با استفاده از آنها یک کمیت تجربی مانند سطح مقطع پراکندگی را به دست آوریم. با استفاده از روش عامل بندی می‌توان سطح مقطع دیفرانسیلی تولید یک مزون سنگین را بر حسب توابع ترکش تحول یافته و بر اساس

شکل ۲، به صورت زیر به دست آورد [۱۲]

$$\frac{d\sigma}{dp_T}(pp \rightarrow Q\bar{Q} + X) = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j dz f_i^p(x_i, \mu) f_j^p(x_j, \mu) \times [\hat{\sigma}_{ij}(i, j \rightarrow Q(p_T/z + X, \mu))] D_{Q\bar{Q}}^0(z, \mu), \quad (41)$$

که در آن $f_{i,j}$ ها توابع توزیع پارتونی با کسر تکانه‌های x_i و x_j مربوط به دو پروتون برخورد کننده، $\hat{\sigma}$ سطح مقطع پراکندگی سخت تولید کوآرک سنگین اولیه و $D_{Q\bar{Q}}^0(z, \mu)$ تابع ترکش تحول یافته مربوط به مزون سنگین در مقیاس μ است. قابل ذکر است که در معادله (۴۱) همه مقیاس‌های بازهنجارش، عاملبندی

حالت دوم: اگر تابع موج حالت مزونی را به صورت تابع دلتا دیراک زیر در نظر بگیریم

$$\psi_M(x_i, w^i) = \frac{f_M}{\sqrt{2}} \delta(x_i - \frac{m_i}{M}), \quad (32)$$

که در آن f_M ثابت واپاشی حالت مقید مزونی بر حسب GeV است. در این صورت نتایج زیر برای توابع ترکش حاصل می‌شود.

$$D_{(\uparrow, \downarrow)}^{Q \rightarrow B_c(\uparrow S_c)} = D_{(\downarrow, \uparrow)}^{Q \rightarrow B_c(\uparrow S_c)} = \frac{16\pi c_f^2 m_q f_m^2 \alpha_s^2(2m_Q)}{3\xi(z)} \times [r^5(-1+z)^2 z^2 (1-2r(1+z)) + r^2(7+a^2(-2+z)^2 - 8z+7z^2) - 2r^2(5-8z+4z^2+z^2+a^2(6-8z+3z^2)) + r^4(5-10z+7z^2-2z^2+z^2+a^2(12-24z+18z^2-6z^2+z^2))], \quad (33)$$

$$D_{(\uparrow, \uparrow)}^{Q \rightarrow B_c(\uparrow S_c)} = D_{(\downarrow, \downarrow)}^{Q \rightarrow B_c(\uparrow S_c)} = \frac{16\pi c_f^2 m_q f_m^2 \alpha_s^2(2m_Q)}{3\xi(z)} \times [r^5(-1+z)^2 z(z^2 - (3+4a^2+a^4)r^5(-1+z)z^2 + (1+a^2)r^6(-1+z)z^2 - r(-1+3z+z^2+z^2)) + r^2(-1+3z+(6+4a^2)z^2 - (5+4a^2)z^2 + (3+a^2)z^2) - r^2 z^2(10-12z+5z^2+z^2+a^2(6-4z-3z^2+3z^2)) + r^4 z^2(5-10z+6z^2-z^2+z^2+a^2(6-12z+7z^2-z^2+z^2))]. \quad (34)$$

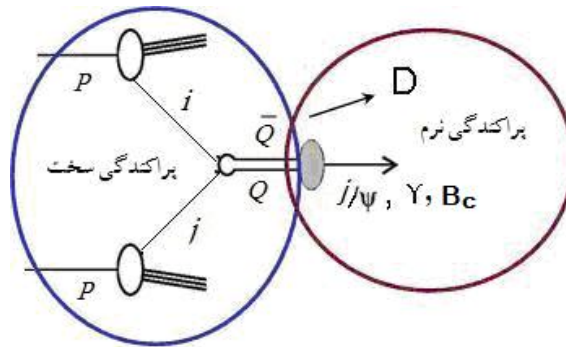
به همین ترتیب توابع ترکش برای حالت شبه نرده‌ای $B_c(\downarrow S_c)$ نیز محاسبه شده است. در کلیه این توابع

$$r = \frac{m_q^2}{M^2}, \quad M = m_\lambda + m_\nu, \quad a = \frac{k_T}{m_q} \quad (35)$$

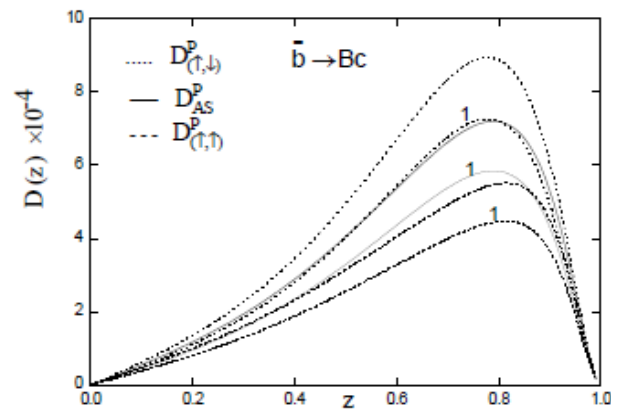
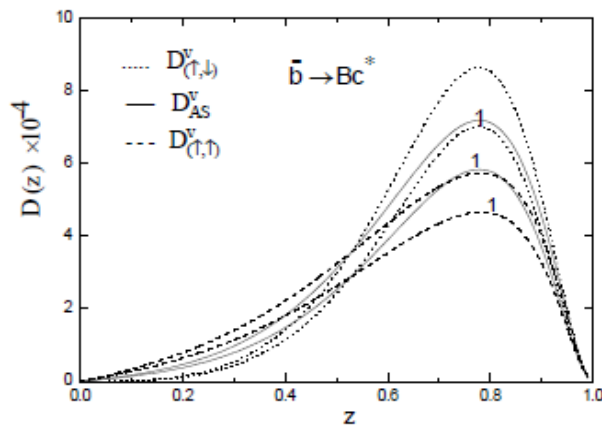
$$\xi = 16\pi m_q^2 [(-1+r)^2(1-2zr+(1+a^2)r^2 z^2)^2] \quad (36)$$

که در آن k_T تکانه عرضی کوآرک سنگین اولیه است که مستقیماً به جت کوآرک نهایی منتقل می‌شود.

توابع ترکشی که به این ترتیب محاسبه شده‌اند مربوط به مقیاس اولیه ترکش بوده و برای محاسبه سطح مقطع باید به انرژی‌های بالاتر تحول داده شوند. این کار توسط معادله آلترلی-پاریسی



شکل ۲. تولید یک مزون سنگین در برخورد دو پروتون.



شکل ۴. تابع ترکش مزون برداری B_c^* در مقیاس اولیه ترکش μ_0 . نمودارهایی که با ۱ مشخص شده‌اند مربوط به تابع موج شعاعی در مبدأ و بقیه مربوط به تابع موج دلتا دیراک است. V نشان دهنده حالت برداری است.

شکل ۳. تابع ترکش مزون شبه نرده‌ای B_c در مقیاس اولیه ترکش μ_0 . نمودارهایی که با ۱ مشخص شده‌اند مربوط به تابع موج شعاعی در مبدأ و بقیه مربوط به تابع موج دلتا دیراک می‌باشند. P نشان دهنده حالت شبه نرده‌ای است.

سمت‌گیری اسپین کوآرک‌ها و توابع موج مختلف حالت مقید در جداول ۱، ۲ و ۳ آورده شده است. نتایج حاصله نشان می‌دهند که احتمال کل ترکش برای حالت با تابع موج شعاعی در مبدأ نسبت به حالتی که تابع موج دلتای دیراک در نظر گرفته شود، کمی بزرگتر و البته با تقریب نسبتاً خوبی به هم نزدیکند. این امر نشان دهنده این است که استفاده از تابع موج دلتای دیراک به جای تابع موج شعاعی در مبدأ در نتیجه نهایی تأثیر نامطلوبی بر جای نمی‌گذارد. از آنجا که مزون $B_c(1S)$ مزون سنگینی است انتظار می‌رفت که ترکش در کسر تکانه‌های بالا اتفاق بیافتد، که این امر با توجه به نمودارها تأیید می‌شود. از طرف دیگر مقدار متوسط z برای سمتگیری‌های مختلف کوآرک ترکش یافته و نهایی در محدوده ۰/۶۲ تا ۰/۷۰ اتفاق می‌افتد.

و ترکش یکسان و برابر $\mu = 2\mu_R$ در نظر گرفته شده است.

به منظور تجزیه و تحلیل توابع ترکش و احتمال تولید هر یک از حالت‌های مزونی مورد نظر مقادیر $m_c = 1.8 \text{ GeV}$ ، $\alpha_s = 0.26$ ، $C_f = \frac{4}{3}$ ، $\langle k_T^2 \rangle = 1 \text{ GeV}^2$ ، $m_b = 5.17 \text{ GeV}$ و $f_m = 0.4 \text{ GeV}$ را در نظر گرفته‌ایم. همچنین مقدار مربع تابع موج شعاعی در مبدأ را با استفاده از حل عددی معادله موج شرودینگر برابر $|R(0)|^2 = 1.71 \text{ GeV}^3$ به دست آورده‌ایم. شکل‌های ۳ و ۴ به ترتیب تابع ترکش بر حسب پارامتر ترکش z را برای حالت شبه نرده‌ای و برداری را نشان می‌دهند. همچنین احتمال کل ترکش و مقدار متوسط پارامتر z برای اثر

جدول ۱. احتمال کل ترکش (F.P) مزون شبه نرده‌ای B_c در مقیاس اولیه ترکش μ_0 .

$F.P \times 10^{-4}$ باتابع موج دلتای دیراک	$F.P \times 10^{-4}$ با تابع موج شعاعی	فرآیند ترکش وابسته به اسپین کوآرک
۳/۱	۲/۶	$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\downarrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\uparrow)$
۲/۷۶	۲/۲۵	$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\uparrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\downarrow)$
۲/۹	۲/۴۱	$\bar{b}(Ave) \rightarrow B_c + \bar{c}(Sum)$

جدول ۲. احتمال کل ترکش (F.P) مزون برداری B_c^* در مقیاس اولیه ترکش μ_0 .

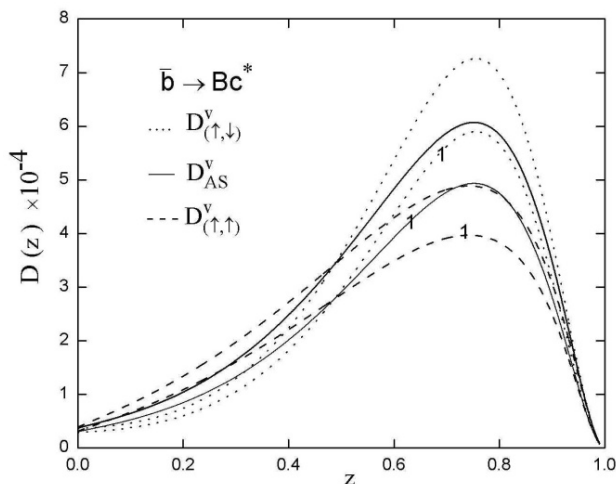
$F.P \times 10^{-4}$ باتابع موج دلتای دیراک	$F.P \times 10^{-4}$ با تابع موج شعاعی	فرآیند ترکش وابسته به اسپین کوآرک
۴/۲	۳/۵	$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\downarrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\uparrow)$
۲/۷۸	۲/۲۶	$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\uparrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\downarrow)$
۳/۵۳	۳	$\bar{b}(Ave) \rightarrow B_c + \bar{c}(Sum)$

جدول ۳. احتمال کل ترکش (F.P) و مقدار متوسط $\langle z \rangle$ مزون‌های B_c و B_c^* در مقیاس μ_0 با تابع موج شعاعی در مبدأ.

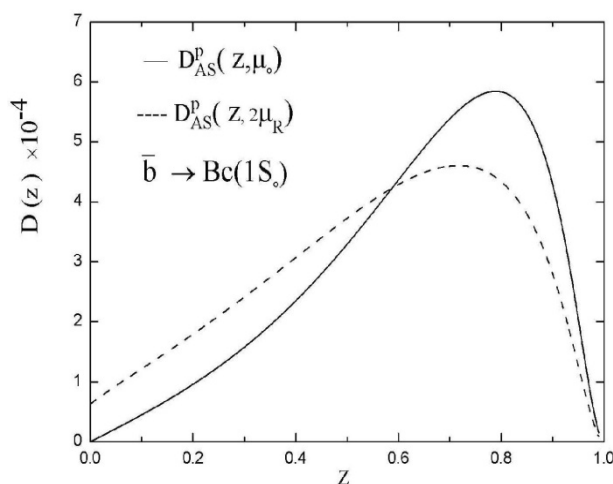
$\langle z \rangle$	$F.P \times 10^{-4}$	فرآیند ترکش وابسته به اسپین کوآرک
B_c^* B_c	B_c^* B_c	
۰/۶۷ ۰/۶۴	۲/۴۱ ۳	$\bar{b}(Ave) \rightarrow B_c(B_c^*) + \bar{c}(Sum)$
۰/۶۷ ۰/۶۴	۲/۲۵ ۲/۲۶	$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c(B_c^*) + \bar{c}(\uparrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c(B_c^*) + \bar{c}(\downarrow)$
۰/۷۰ ۰/۶۴	۳/۵۸ ۳/۵	$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c(B_c^*) + \bar{c}(\downarrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c(B_c^*) + \bar{c}(\uparrow)$

به منظور محاسبه سطح مقطع، کلیه توابع ترکش به دست آمده را با استفاده از معادله آلتزلی-پاریسی (۳۷) تا مقیاس $\mu = 2\mu_R$ تحول داده‌ایم. در شکل ۵ تغییر رفتار تابع ترکش تحول یافته نسبت به تابع ترکش در مقیاس اولیه μ_0 را برای حالتی که روی اسپین پادکوآرک سنگین اولیه متوسط گیری و روی اسپین حالت نهایی جمع زده شده، نشان داده‌ایم. به عنوان نمونه برای شکل‌های ۶ و ۷ نمودارهای مربوط به تحول توابع ترکش نشان داده شده است. بررسی‌های ما نشان می‌دهد

برای خلاصه سازی، حالت نرده‌ای ($1S_0$) B_c را با B_c و حالت برداری ($3S_1$) B_c را با B_c^* نشان داده‌ایم. همان‌طوری که از نتایج ارائه شده در جدول ۳ مشاهده می‌شود $\langle z \rangle$ در حالت B_c هیچ حساسیتی نسبت به سمتگیری اسپین از خود نشان نمی‌دهد ولی احتمال کل ترکش نسبت به سمتگیری اسپین و قطبش مزون تغییر می‌کند. در حالت B_c^* نیز این حساسیت برای $\langle z \rangle$ بسیار ناچیز و احتمال کل ترکش نسبت به سمتگیری اسپین و قطبش مزون تغییر تغییر می‌کند.



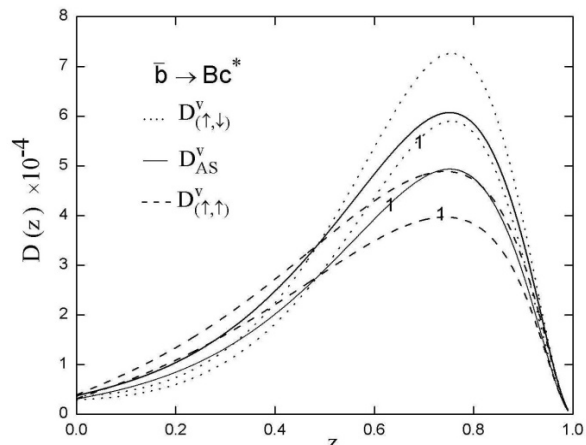
شکل ۶. توابع ترکش تحول یافته برای مزون شبه نردهای B_c در مقیاس تحول $\mu = 2\mu_R$. نمودارهایی که با ۱ مشخص شده‌اند مربوط به تابع موج شعاعی در مبدأ و بقیه مربوط به تابع موج دلتا دیراک می-باشند. P نشان دهنده حالت شبه نردهای است.



شکل ۵. مقایسه رفتار توابع ترکش مزون شبه نردهای B_c در مقیاس اولیه μ_0 و مقیاس تحول $\mu = 2\mu_R$. برای حالتی که روی اسپین کوارک اولیه متوسط‌گیری و روی اسپین حالت نهایی جمع زده شده است.

[۱۳] استفاده نموده، توزیع دیفرانسیلی تکانه عرضی سطح مقطع برای مزون‌های B_c و B_c^* را محاسبه و نتایج به دست آمده را به ترتیب در نمودارهای (۸) و (۹) برای برخورد دهنده LHC و Tevatron Run II نمایش داده‌ایم. همچنین مقادیر کل سطح مقطع برای مزون B_c و B_c^* به ترتیب در جدول‌های ۴ و ۵ برای برخوردندهای هادرونی LHC و Tevatron Run II نشان داده شده است. این نتایج با داده‌های حاصل از [۱۴] و [۱۵] مقایسه شده است. نتایج ما با سطح مقطع کل گروه [۱۵] برای تولید مزون B_c ، $1/0.7 \pm 0.32 \text{ nb}$ و برای B_c^* ، $1/83 \pm 0.46 \text{ nb}$ در برخورد دهنده Tevatron Run II همخوانی مناسبی دارد. در جدول‌های ۴ و ۵ به ترتیب سطح مقطع کل مزون‌های سنگین B_c و B_c^* برای سمت‌گیری‌های مختلف اسپین کوارک ترکش یافته و نهایی نشان داده شده است. هم‌چنین در این جداول مقدار سطح مقطع کل برای حالتی که بر روی اسپین کوارک اولیه متوسط‌گیری و بر روی اسپین کوارک نهایی جمع زده شده است، آورده شده است.

مطابق آنچه انتظار داشتیم، با افزایش انرژی برخورد دهنده هادرونی احتمال تولید مزون $b \rightarrow B_c$ افزایش می‌یابد. مطابق مرجع [۱۲] سطح مقطع کل تولید مزون B_c در انرژی



شکل ۷. توابع ترکش تحول یافته برای مزون برداری B_c^* در مقیاس تحول $\mu = 2\mu_R$. نمودارهایی که با ۱ مشخص شده‌اند مربوط به تابع موج شعاعی در مبدأ و بقیه مربوط به تابع موج دلتا دیراک است. V نشان دهنده حالت برداری است.

که قله تابع ترکش تحول یافته نسبت به تابع ترکش اولیه به سمت z های کوچکتر میل می‌کند و این موضوع برای کلیه حالت‌ها صادق است. این به آن معنی است که احتمال تولید مزون در اثر ترکش مستقیم در انرژی‌های بالاتر در کسر تکانه‌های پایین‌تر z محتملتر است.

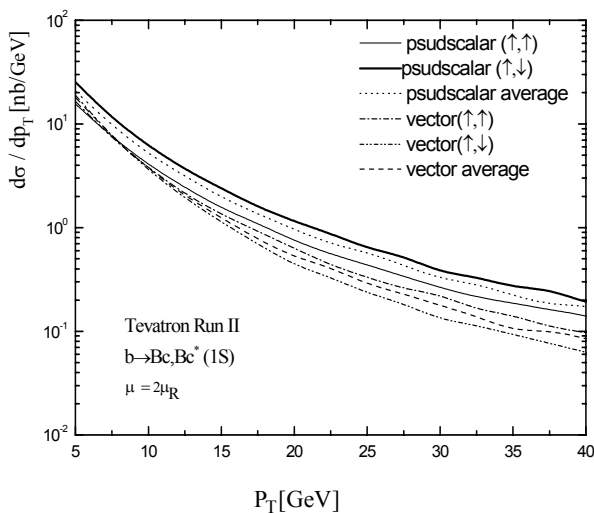
در محاسبات سطح مقطع از توابع توزیع پارتونی MRS

جدول ۴. سطح مقطع کل $\sigma[nb]$ مزون B_c در مقیاس $\mu = 2\mu_R$.

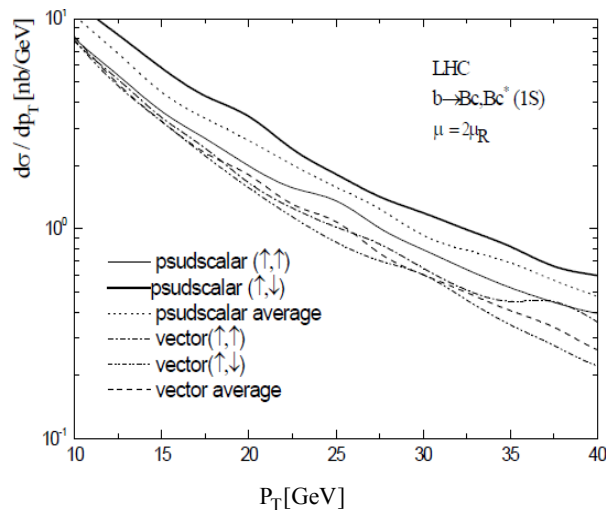
فرآیند ترکش وابسته به اسپین کوآرک	LHC $\sqrt{S} = 14 \text{ TeV}$	Tevatron Run II $\sqrt{S} = 1.96 \text{ GeV}$
$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\uparrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\downarrow)$	۱/۹	۱/۷
$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\downarrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c + \bar{c}(\downarrow)$	۳	۲/۸
$\bar{b}(Ave) \rightarrow B_c + \bar{c}(Sum)$	۲/۶	۲/۳
مرجع [۱۵]	----	۱/۴

جدول ۵. سطح مقطع کل $\sigma[nb]$ مزون B_c^* در مقیاس $\mu = 2\mu_R$.

فرآیند ترکش وابسته به اسپین کوآرک	LHC $\sqrt{S} = 14 \text{ TeV}$	Tevatron Run II $\sqrt{S} = 1.96 \text{ GeV}$
$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c^* + \bar{c}(\uparrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c^* + \bar{c}(\downarrow)$	۲/۱	۱/۹
$\bar{b}(\uparrow) \rightarrow B_c^* + \bar{c}(\downarrow)$ $\bar{b}(\downarrow) \rightarrow B_c^* + \bar{c}(\downarrow)$	۲/۴	۲/۱
$\bar{b}(Ave) \rightarrow B_c^* + \bar{c}(Sum)$	۲/۲	۲/۰۴
مرجع [۱۵]	----	۲/۳



شکل ۹. توزیع تکانه عرضی سطح مقطع دیفرانسیلی برای تولید حالت‌های شبه نردهای B_c و برداری B_c^* با تابع موج در مبدأ، در برخورددهنده Tevatron Run II با انرژی برخورد $\sqrt{S} = 1.96 \text{ GeV}$.



شکل ۸. توزیع تکانه عرضی سطح مقطع دیفرانسیلی برای تولید حالت‌های شبه نردهای B_c و برداری B_c^* با تابع موج در مبدأ، در برخورددهنده LHC با انرژی برخورد $\sqrt{S} = 14 \text{ TeV}$.

استفاده از تابع توزیع پارتونی متفاوت در محاسبات می باشد در صورتی که محاسبات ما با وارد کردن توابع توزیع پارتونی [۱۳] و در نظر گرفتن نقش اسپین به نتایج [۱۵] نزدیک تر است.

$\sigma = 0.3 - 0.8 \mu b$ ، $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ می باشد که سهم غالب تولید این مزون ها، فوژیون گلئونی می باشد به طوری که سهم ترکش دو مرتبه پایین تر از سهم گلئونی است. در محاسبات [۵] سطح مقطع کل از مرتبه پایین تری به دست آمده است و این به دلیل

9. M Suzuki, *Phys. Rev. D* **33** (1986) 676.
10. F Amiri, C R Ji, *Phys. Lett. B*, **384** (1996) 241.
11. K Kolodziej and Rückl, hep-ph/9408287, *Phys. Lett. B*, **348** (1995) 219.
12. D Acosta et al., The CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 161802.
13. A D Martin, R G Roberts, W J Stirling, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 6734.
14. M Masetti and F Sartogo, hep-ph/9503491.
15. C H Chang, Y Q Chen, G P Han, H T Jiang. *Phys. Lett. B* **364** (1995).
1. S B Baranov, *Phys. Rev. D* **56** (1997) 3046.
2. K Cheung, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 3413.
3. C H Chan, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 4086.
4. K Cheung and T C Yuan, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 3181.
5. K Cheung and T C Yuan, *Phys. Rev. D* **53** (1996) 1232.
6. K Cheung, *Phys. Lett. B* **472** (2000) 408.
7. M Beneke and G Buchalla, *Phys. Rev. D* **53** (1996) 4991.
8. M A Gomshi. Nobary and R Sepahvand, *Phys. Rev. D* **71** (2005) 034024.