نشریه علوم دانشگاه تربیت معلم
جلد۱۱، شماره ۳
تاریخ چاپ: پاییز ۱۳۹۱

تقریب مرتبه دوم ساختار پنگوئن QCD در واپاشی‌های کوارک b

حسین مهربان: دانشگاه سمنان، گروه فیزیک

چکیده

در این تحقیق ساختار پنگوئن QCD[۱] معرفی و تا تقریب مرتبه دوم محاسبه شده است. دامنهٔ واپاشی‌های مربوط به پنگوئن QCD در مدل کوارک[۲] در مرتبهٔ اول و دوم محاسبه شده است. دامنهٔ پنگوئن QCD در پایین‌ترین مرتبه α_s برای واپاشی فرایندهای مرتبهٔ اول به‌صورت $b \to q_k g \to q_k q_i \overline{q}_j$ و مرتبهٔ دوم به‌صورت $b \to q_k q_i \overline{q}_j \to q_k q_i \overline{q}_j g \to q_k q_i \overline{q}_j (q_o \overline{q}_p)$ محاسبه شده است. آهنگ زمانی واپاشی‌های مختلف کوارک b تا تقریب مرتبهٔ اول و دوم پنگوئن QCD محاسبه شده است. آهنگ زمانی واپاشی‌های مرتبهٔ دوم نسبت به مرتبهٔ اول در واپاشی‌های کوارک b بسیار کوچک است، به‌عبارت دیگر در واپاشی‌های کوارک b می‌توان با تقریب بسیار خوب از مرتبهٔ دوم پنگوئن QCD صرف‌نظر کرد. با استفاده از واپاشی‌های مختلف مدل کوارک b، واپاشی‌های دو جسمی و سه جسمی مزون‌های B را به‌دست آورده‌ایم و با مقایسهٔ نسبت تناسب[۴] تئوری و تجربی نشان داده‌ایم که تقریب مرتبهٔ دوم پنگوئن QCD در واپاشی‌های کوارک b ناچیز و قابل صرف‌نظر کردن است.

مقدمه (تئوری پنگوئن)

در سال ۱۹۵۷ نظریهٔ مناسبی برای واپاشی‌های ضعیف غیرلپتونی پیشنهاد شد که بعدها پنگوئن نامیده شد. این مکانیزم به ایدهٔ ویلسون یعنی بسط حاصل ضرب عملگری OPE[۵] [۱] در فواصل کوتاه و آشکار شدن اثر متقابل این تئوری به کوارک‌های سنگین در نظریهٔ GIM[۶] و کوارک‌های سبک در خواص کایرال از QCD[۷] گسترش یافت و به این ترتیب تئوری پنگوئن پیشنهاد شد تا نقش جدیدی در میدان‌های پدیده‌شناسی ذرات ایفا کند [۲]. واپاشی‌های پنگوئن قبل از تحلیل اثرات QCD در واپاشی‌های مزون K بیان شده بود و به‌مدت کوتاهی نمودارهای پنگوئن نقش مهمی در نقض cp ایفا کردند که ابتدا در واپاشی‌های مزون K و بعد از آن در واپاشی‌های مزون B بررسی شدند [۳]. زمانی که QCD به‌عنوان تئوری برهم‌کنش قوی در نظر گرفته شد،

واژه‌های کلیدی: پنگوئن QCD، مدل کوارک، کوارک b، مزون B، آهنگ زمانی واپاشی، نسبت تناسب
دریافت ۸۷/۸/۵ پذیرش ۹۰/۱۲/۸
*نویسنده مسئول hmehraban@semnan.ac.ir

۱. QCD- Penguin ۲. Quark Model ۳. Decay Rates ۴. Branching Ratio ۵. Operator
۶. Product Expansion ۷. Glashow-Iliopoulos-Maiani ۸. Quantum Chromodynamic

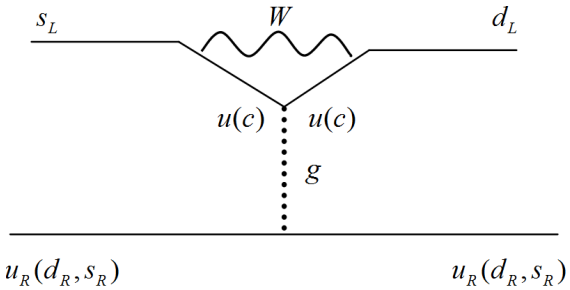
[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

اثرات آن در واپاشی‌های ضعیف بررسی شد. مهم‌ترین مسئله از برهم‌کنش‌های قوی در این واپاشی‌ها، قانون $\Delta I = 1/2$ در برهم‌کنش‌های ضعیف غیرلپتونی در مورد ذرات عجیب است [۴]. به‌وسیلهٔ پدیدهٔ آزادی مجانبی امکان کنترل کامل آزمایشگاهی در فواصل کوتاه به‌وجود آمد. در نظریهٔ QCD بسط OPE در رابطه با برهم‌کنش‌های ضعیف غیرلپتونی به چندین جملهٔ تکنیکی که می‌توانند هامیلتونی مؤثر در برهم‌کنش‌های ضعیف در فواصل کوتاه را محاسبه کند، محدود می‌شود. برهم‌کنش‌های ضعیف با بوزون W حمل می‌شوند، بنا براین فواصلی در حدود $1/M_W$ با حدود $M_W = 80\ GeV$ هستند. تحلیل نظریهٔ QCD در این فواصل با هامیلتونی مؤثر انجام می‌شود. پدیدهٔ آزادی مجانبی در فواصل کوتاه نشان می‌دهد که برهم‌کنش‌های قوی وابستگی لگاریتمی به اندازهٔ حرکت دارد [۵]. نتیجهٔ تعیین وابستگی $LogM_W / \Lambda_{QCD}$ است که Λ_{QCD} مقیاس هادرونی است. در این فرضیه $1/\Lambda_{QCD}$ برابر $1/M_W$ مقیاس‌های برای جرم کوارک‌های سنگین t، b و c هستند. حلقهٔ کوارک c در واپاشی‌های غیرلپتونی بی‌اهمیت به‌نظر می‌رسد و با حذف فاکتور $(m_c^2 - m_u^2)/M_W$ می‌توان این حلقه را به‌دست آورد زیرا اثرات کوارک‌های سنگین مهم‌تر است. حذف این فاکتور وابسته به فاصله است که اگر آن را با $r = 1/\mu$ تعریف کنیم خواهیم داشت [۶]:

$$\frac{m_c^2 - m_u^2}{\mu^2}, \qquad m_c << \mu << M_W$$

$$\log\frac{m_c^2}{\mu^2}, \qquad \mu << m_c$$

در هر حال عمل‌گرهای جدید ظاهر شده در هامیلتونی مؤثر در فواصل بزرگ‌تر از $1/m_c$ از نظر کیفی متفاوت هستند. آن‌ها میدان‌های کوارک‌های راست‌دست را در مقابل کوارک‌های چپ‌دست در فواصل بسیار کوچک‌تر از $1/m_c$ شامل می‌شوند. بدین ترتیب هنگامی که کوارک‌های راست‌دست قوی شده، در برهم‌کنش‌های ضعیف در مدل استاندارد با جریان‌های ضعیف وارد می‌شوند، چپ‌دست می‌گردند [۷]. بنا بر این کوارک‌های راست‌دست با گلئون‌ها که بدون اسپین هستند کوپل می‌شوند و عمل‌گرهای جدید فقط در جریان‌هایی با $\Delta I = 1/2$ شرکت می‌کنند. به‌عبارت دیگر افزایش جریان‌های $\Delta I = 1/2$ از اثر مهم OPE با حذف GIM و مقیاس کوارک‌های سنگین و مقیاس‌های اصلی متفاوت در هادرون‌های سبک ناشی می‌شود. این عمل‌گر جدید را پنگوئن می‌نامند. شکل زیر نمودار فاینمن برای عمل‌گرهای جدید را نشان می‌دهد:



شکل ۱. نمودار فاینمن مربوط به عمل‌گرهای پنگوئن

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

پنگوئن گلئونی

با توجه به قانون پایستگی جریان گلئونی، راس $b \to q_k g$ دارای این ساختار است [۸]، [۹]:

$$\Gamma_\mu^a(q^2) = (ig_s / 4\pi^2)\bar{u}_k(p_k)T^a V_\mu(q^2)u_b(p_b) \qquad (۱)$$

اینجا

$$V_\mu(q^2) = (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu)\gamma^\nu[F_1^L(q^2)P_L + F_1^R(q^2)P_R]$$
$$+ i\sigma_{\mu\nu}q^\nu[F_2^L(q^2)P_L + F_2^R(q^2)P_R] \qquad (۲)$$

اینجا F_1 و F_2 فرم فاکتورهای تک‌قطبی الکتریکی و دوقطبی مغناطیسی هستند، $q = q_g = p_b - p_k$ چهار اندازهٔ حرکت گلئون، $P_{L(R)} \equiv (1 \mp \gamma_5)/2$ عمل‌گرهای تصویر کایرال و T^a $(a = 1,...,8)$ مولد به‌هنجارش $SU(3)_c$ در حالت $Tr(T^a T^b) = \delta^{ab}/2$ است. همچنین برای راس $\bar{b} \to \bar{q}_k g$ می‌توان ساختاری شبیه زیر در نظر گرفت:

$$\bar{\Gamma}_\mu^a(q^2) = -(ig_s / 4\pi^2)\bar{v}_b(p_b)T^a \bar{V}_\mu(q^2)v_k(p_k) \qquad (۳)$$

اینجا $\bar{V}_\mu$ همان شکل معادلهٔ (۲) را دارد با این تفاوت که به جای $F_{1,2}^{L,R}(q^2)$ باید $\bar{F}_{1,2}^{L,R}(q^2)$ را قرار داد. در پایین‌ترین مرتبه α_s دامنهٔ پنگوئن برای واپاشی‌های $b \to q_k g \to q_k q'\bar{q}'$ $(q_k q_i \bar{q}_j)_{i=j}$ برابر است با :

$$M^{Peng} = -i(\alpha_s / \pi)[\bar{u}_k(p_k)T^a Q_\mu u_b(p_b)][\bar{u}_{q'}(p_{q'})\gamma^\mu T^a v_{\bar{q}'}(p_{\bar{q}'})] \qquad (۴)$$

اینجا $\alpha_s = g_s^2 / 4\pi$ و Q_μ برابر است با:

$$Q_\mu \equiv \gamma_\mu[F_1^L(q^2)P_L + F_1^R(q^2)P_R] + (i\sigma_{\mu\nu}q^\nu / q^2)[F_2^L(q^2)P_L + F_2^R(q^2)P_R] \qquad (۵)$$

به‌طور مشابه دامنهٔ واپاشی برای پاد کوارک $\bar{b} \to \bar{q}_k q'\bar{q}'$ برابر است با:

$$\bar{M}^{Peng} = i(\alpha_s / \pi)[\bar{v}_k(p_k)T^a \bar{Q}_\mu v_b(p_b)][\bar{u}_{q'}(p_{q'})\gamma_\mu T^a v_{\bar{q}'}(p_{\bar{q}'})] \qquad (۶)$$

اینجا $\bar{Q}_\mu$ از شکل معادلهٔ (۵) پیروی می‌کند با این تفاوت که باید به جای فرم فاکتور $F(q^2)$ فرم فاکتور $\bar{F}(q^2)$ را جای‌گذاری کرد. در رابطهٔ جمع F_2 سهم کوارک t غالب است، در نتیجه در مقیاس q^2 با تقریب خوب خواهیم داشت: $F_2^L(q^2) \approx F_2^L(0)$ و $F_2^R(q^2) \approx F_2^R(0)$ [۱۰]، و در نتیجه:

$$F_1^L(q^2) = (G_F / \sqrt{2}) \sum_{i=u,c,t} V_{ik}^* V_{ib} f_1(x_i, q^2), \qquad F_1^R(0) = 0 \qquad (۷)$$

$$F_2^L(0)/m_q = F_2^R(0)/m_b = (G_F / \sqrt{2}) \sum_{i=u,c,t} V_{iq}^* V_{ib} f_2(x_i) \qquad (۸)$$

اینجا $x_i \equiv m_i^2 / M_W^2$ $(i = u,c,t)$ و همچنین:

$$f_2(x) = -(x / 4(1-x)^4)[2 + 3x - 6x^2 + x^3 + 6x\ln x] \qquad (۹)$$

$$f_1(x) = (1/12(1-x)^4)[18x - 29x^2 + 10x^3 + x^4 - (8 - 32x + 18x^2)\ln x] \qquad (۱۰)$$

$$f_1(x_i, q^2) = (10/9) - (2/3)\ln x_i + (2/3z_i) - (2(2z_i + 1)/3z_i)g(z_i) \qquad (۱۱)$$

اینجا $z_i \equiv q^2 / 4m_i^2$ و [۱۱،۱۲]،

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

$$g(z)=\begin{cases}\sqrt{\frac{1-z}{z}}\arctan(\sqrt{\frac{z}{1-z}}), & z<1\\ \frac{1}{2}\sqrt{\frac{z-1}{z}}[\ln(\frac{\sqrt{z}+\sqrt{z-1}}{\sqrt{z}-\sqrt{z-1}})-i\pi], & z>1\end{cases} \qquad (۱۲)$$

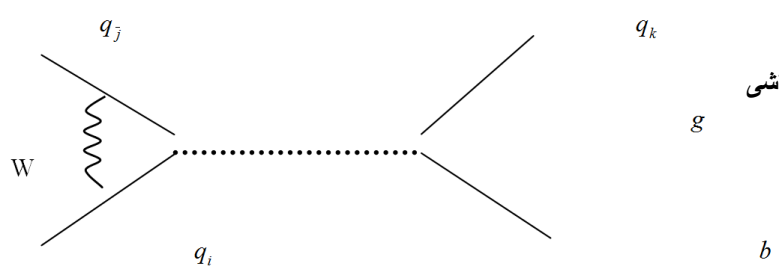
برای کوارک u مقدار z_i بزرگ است و ما می‌توانیم از شکل مجانبی رابطهٔ (۱۱) استفاده کنیم،

$$f_1(x_u,q^2)=(10/9)-(2/3)[\ln(q^2/M_W^2)-i\pi] \qquad (۱۳)$$

ملاحظه می‌کنیم که $F_1^L >> F_1^R$ و $F_2^R >> F_2^L$ است. برای دامنهٔ واپاشی $b\to dq'\bar{q}'$، ملاحظه می‌کنیم که جملهٔ مربوط به F_1^L غالب است. در فرایندهایی شبیه $b\to ds\bar{s}$ و $\bar{b}\to\bar{d}s\bar{s}$ انتظار می‌رود که سهم پنگوئن غالب باشد [۱۰] و سهم F_1^L نیز نسبت به سایر فرم فاکتورها غالب باشد. در واپاشی‌های شبیه $b\to sq'\bar{q}'$، دوباره ملاحظه می‌کنیم که $F_1^L >> F_1^R$ و $F_2^R >> F_2^L$ و سهم مربوط به فرم فاکتور F_1^L غالب است.

آهنگ زمانی واپاشی پنگوئن گلئونی تا تقریب مرتبه اول $b\to q_k q_i \bar{q}_j$

نمودار فاینمن مربوط به واپاشی پنگوئن در تقریب مرتبهٔ اول بدین‌صورت نمایش داده می‌شود:



شکل ۲. نمودار فاینمن مربوط به واپاشی پنگوئن در تقریب مرتبه اول

دامنهٔ پنگوئن گلئونی در پایین‌ترین مرتبه در g_s برای فرآیند واپاشی $b\to q_i q_k \bar{q}_j$ مطابق رابطهٔ (۴) به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$M^{peng}=\frac{g_s^2}{4\pi^2}[\bar{u}_{q_k}(p_{q_k})T^a Q_\mu u_b(p_b)][\bar{u}_{q_i}(p_{q_i})\gamma^\mu T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})] \ . \qquad (۱۴)$$

که Q_μ با رابطهٔ (۵) مشخص می‌شود. از آن‌جا که سهم F_2^L بسیار کوچک است عامل Q_μ بدین‌صورت ساده می‌شود:

$$Q_\mu=\gamma_\mu P_L F_1^L(q^2)=\gamma_\mu\frac{1-\gamma_5}{2}F_1^L(q^2)=\tilde{\sigma}_\mu F_1^L(q^2) \ . \qquad (۱۵)$$

با جای‌گذاری رابطهٔ بالا در دامنهٔ پنگوئن گلئونی (۱۴) داریم:

$$M^{peng}=\frac{g_s^2}{4\pi^2}[\bar{u}_{q_k}(p_{q_k})T^a F_1^L(q^2)\tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)][\bar{u}_{q_i}(p_{q_i})\gamma^\mu T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})] \ . \qquad (۱۶)$$

در رابطهٔ بالا مقدار γ^μ را می‌توان به‌صورت زیر در نظر گرفت:

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

$$\gamma^{\mu} = \gamma^{\mu}\frac{1-\gamma_5}{2} + \gamma^{\mu}\frac{1+\gamma_5}{2} = \tilde{\sigma}^{\mu} + \sigma^{\mu} \qquad (۱۷)$$

برای سادگی فقط جملهٔ اول رابطهٔ بالا را انتخاب می‌کنیم و در دامنهٔ پنگوئن (۱۶) قرار می‌دهیم.

$$M^{peng} = \frac{g_s^2}{4\pi^2}[\bar{u}_{q_k}(p_{q_k})T^a F_1^L(q^2)\tilde{\sigma}_{\mu}u_b(p_b)][\bar{u}_{q_i}(p_{q_i})\tilde{\sigma}^{\mu}T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})] \qquad (۱۸)$$

به‌منظور ساده نوشتن خواهیم داشت:

$$M^{peng} = \frac{g_s^2}{4\pi^2}T^a_{q_k b}T^a_{q_i q_j}F_1^L(q^2)[\tilde{\sigma}_{\mu}(q_k b)][\tilde{\sigma}^{\mu}(q_i q_j)] \qquad (۱۹)$$

اینجا،

$$[\tilde{\sigma}_{\mu}(q_k b)] = [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k})\tilde{\sigma}_{\mu}u_b(p_b)] \ ,$$

$$[\tilde{\sigma}^{\mu}(q_i q_j)] = [\bar{u}_{q_i}(p_{q_i})\tilde{\sigma}^{\mu}v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})] \ . \qquad (۲۰)$$

با محاسبهٔ مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی (۲۰) و متوسطگیری روی حالت‌های اسپینی ۱/۲ و ۱/۲- کوارک b و در نظر گرفتن هشت حالت هلیسیته[۱]، مربع دامنهٔ واپاشی برابر می‌شود با (پیوست الف را نگاه کنید):

$$\left|M^{peng}\right|^2 = [\frac{g_s^2}{4\pi^2}T^a_{q_k b}T^a_{q_i q_j}F_1^L(q^2)]^2[(\tilde{\sigma}_{\mu}(q_k b))(\tilde{\sigma}^{\mu}(q_i q_j))]^2$$

$$= [\frac{g_s^2}{4\pi^2}T^a_{q_k b}T^a_{q_i q_j}F_1^L(q^2)]^2 \ \frac{1}{2}(1 - v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)) \ . \qquad (۲۱)$$

اکنون می‌توانیم با استفاده از مجذور دامنهٔ واپاشی، آهنگ زمانی واپاشی‌های مختلف کوارک b را محاسبه کنیم. با استفاده از قاعدهٔ طلایی فرمی آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئن گلئونی کوارک $b \to q_i q_k \bar{q}_j$ تا تقریب مرتبهٔ اول برابر است با (پیوست الف را نگاه کنید):

$$\Gamma = \frac{3}{8\pi^3}(\frac{M_b}{2})^5 \int_0^1 \int_0^1 [\xi(x)]^2 xy \ f_1 \ g_1 \ dxdy \ . \qquad (۲۲)$$

در اینجا:

$$f_1 = (2 - \sqrt{x^2 + a^2} - \sqrt{y^2 + b^2})$$

$$g_1 = (1 - \frac{(f_1)^2 - (c^2 + x^2 + y^2)}{2\sqrt{x^2 + a^2}\sqrt{y^2 + b^2}})$$

$$\xi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{g_s^2}{4\pi^2}(T^a_{q_k b}T^a_{q_i q_j}) \ F_1^L(q^2) \ . \qquad (۲۳)$$

ثابت‌های a و b و c عبارتند از:

$$a = \frac{2m_i}{M_b} \ , \qquad b = \frac{2m_k}{M_b} \ , \qquad c = \frac{2m_j}{M_b} \ . \qquad (۲۴)$$

۱. helicity state

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

به‌عبارت ساده‌تر داریم:

$$\Gamma_{b\to q_i q_k \bar{q}_j} = 3\Gamma_0 I^{peng} \quad . \qquad (۲۵)$$

که در آن انتگرال فضای فاز برابر است با:

$$I^{peng} = \int_0^1 \int_0^1 [\xi(x)]^2 \; 6xy.f_1.g_1.dxdy \;, \qquad (۲۶)$$

و ثابت Γ_0 برابر با:

$$\Gamma_0 = \frac{1}{8}\frac{M_b^5}{192\pi^3} \quad . \qquad (۲۷)$$

در حد $m_q \to 0$ فرم فاکتور $F_1^L(q^2)$ برابر است با:

$$F_1^L(q^2) = F_1^L(0) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}[\sum_{i=u,c,t} V_{iq}^* V_{ib} f_1(x_i)]$$

$$= \frac{G_f}{\sqrt{2}}(V_{uq}^* V_{ub} f_1(x_u) + V_{cq}^* V_{cb} f_1(x_c) + V_{tq}^* V_{tb} f_1(x_t)) \quad . \qquad (۲۸)$$

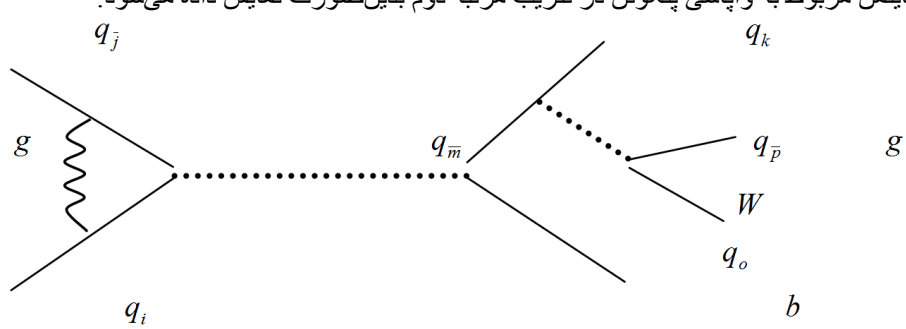
کوارک q می‌تواند کوارک‌های d و s باشد. همچنین عامل رنگ مربوط به گلئون برابر است با:

$$\sum_{a=1}^{8} T^a T^a \equiv \langle green | T^a | red \rangle \langle red | T^a | green \rangle$$

$$\equiv \frac{1}{3}\langle green | T^a T^a | green \rangle = \frac{1}{3}\frac{1}{3} Tr(T^a T^a) = \frac{1}{9}\frac{8}{2} = \frac{4}{9} \quad . \qquad (۲۹)$$

آهنگ زمانی واپاشی پنگوئن گلئونی تا تقریب مرتبهٔ دوم $b \to q_k q_i \bar{q}_j (q_o \bar{q}_p)$

نمودار فاینمن مربوط به واپاشی پنگوئن در تقریب مرتبهٔ دوم بدین‌صورت نمایش داده می‌شود:



دامنهٔ پنگوئن گلئونی در دومین مرتبه در g_s برای فرآیند واپاشی $b \to q_i q_k \bar{q}_j (q'_o q'_p)$ بدین‌صورت ارائه می‌شود:

$$M^{peng} = (\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2 [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k}) T^a Q_\mu u_b(p_b)][\bar{u}_{q_i}(p_{q_i}) \overline{W}^\mu T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})] \quad . \qquad (۳۰)$$

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

در اینجا:

$$Q_\mu \equiv \gamma_\mu[F_1^L(q^2)P_L + F_1^R(q^2)P_R] + \frac{i\sigma_{\mu\upsilon}}{q^2}[F_2^L(q^2)P_L + F_2^R(q^2)P_R] \ . \qquad (۳۱)$$

پارامترهای F_1 و F_2 فرم فاکتورهای تک‌قطبی الکتریکی و دوقطبی مغناطیسی هستند و q تکانهٔ گلئون $q = p_b - p_{q_k}$ است. عمل‌گر تصویر کایرال $P_{L(R)} = (1 \pm \gamma_5)/2$ و $a = (1,...,8)$ و T^a مولدهای $SU(3)$ هستند که تحت رابطهٔ $Tr(T^aT^b) = \delta^{ab}/2$ به‌هنجار شده‌اند. رابطهٔ (۳۱) با توجه به سهم غالب $F_1^L(q^2)$ بدین‌صورت به‌دست می‌آید:

$$Q_\mu = \gamma_\mu P_L F_1^L(q^2) = \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} F_1^L(q^2) = \tilde{\sigma}_\mu F_1^L(q^2) \ . \qquad (۳۲)$$

بنا بر این دامنهٔ واپاشی پنگوئن به‌صورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$M^{peng} = (\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2[\bar{u}_{q_k}(p_{q_k})T^a F_1^L(q^2)\tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)][\bar{u}_{q_i}(p_{q_i})\overline{W}^\mu T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})] \ . \qquad (۳۳)$$

اکنون باید قسمت اضافه شدهٔ گلئونی $g \to q'_o q'_p$ را وارد معادلهٔ بالا کنیم. این قسمت را در جملهٔ $\overline{W}^\mu$ به این صورت وارد می‌کنیم:

$$\overline{W}^\mu = \gamma^\mu[\bar{u}_{q_j}(p_{q_j})T^a\gamma_\mu v_{\bar{q}_m}(p_{\bar{q}_m})][\bar{u}_{q'_o}(p_{q'_o})\gamma^\mu T^a v_{\bar{q}'_p}(p_{\bar{q}'_p})] \ . \qquad (۳۴)$$

اکنون سعی می‌کنیم تا رابطهٔ مذکور را بر حسب تصویر کایرال بنویسیم. برای این منظور γ^μ و γ_μ رابطهٔ بالا را بدین‌صورت نمایش می‌دهیم:

$$\gamma^\mu = \gamma^\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} + \gamma^\mu \frac{(1+\gamma_5)}{2} = \tilde{\sigma}^\mu + \sigma^\mu \ ,$$

$$\gamma_\mu = \gamma_\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} + \gamma_\mu \frac{(1+\gamma_5)}{2} = \tilde{\sigma}_\mu + \sigma_\mu \ . \qquad (۳۵)$$

برای سادگی فقط جمله‌های اول روابط بالا یعنی قسمت چپ‌گرد را انتخاب می‌کنیم. با جای‌گذاری در رابطهٔ (۳۴) خواهیم داشت:

$$\overline{W}^\mu = \tilde{\sigma}^\mu[\bar{u}_{q_j}(p_{q_j})T^a\tilde{\sigma}_\mu v_{\bar{q}_m}(p_{\bar{q}_m})][\bar{u}_{q'_o}(p_{q'_o})\tilde{\sigma}^\mu T^a v_{\bar{q}'_p}(p_{\bar{q}'_p})] \ . \qquad (۳۶)$$

ابتدا شاخهٔ $g \to q'_o q'_p$ را محاسبه می‌کنیم و سپس آن را در رابطهٔ اصلی دامنهٔ پنگوئن (۳۳) قرار می‌دهیم.

رابطهٔ (۳۶) با کمی خلاصه کردن به این صورت به‌دست می‌آید:

$$\overline{W}^\mu = \tilde{\sigma}^\mu(T^a_{q_jq_m}T^a_{q'_oq'_p})[\tilde{\sigma}_\mu(q_jq_m)][\tilde{\sigma}^\mu(q'_oq'_p)] \ . \qquad (۳۷)$$

که در آن:

$$[\tilde{\sigma}_\mu(q_jq_m)] = [\bar{u}_{q_j}(p_{q_j})\tilde{\sigma}_\mu u_{q_m}(p_{q_m})] \ ,$$

$$[\tilde{\sigma}^\mu(q'_oq'_p)] = [\bar{u}_{q'_o}(p_{q'_o})\tilde{\sigma}^\mu u_{q'_p}(p_{q'_p})] \ . \qquad (۳۸)$$

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

دامنهٔ قسمت شاخه‌ای $g \to q'_o q'_p$ بدین‌صورت به‌دست می‌آید (پیوست ب را نگاه کنید):

$$\overline{W}^{\mu} = \tilde{\sigma}^{\mu}(T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p})[\tilde{\sigma}_{\mu}(q_j q_m)][\tilde{\sigma}^{\mu}(q'_o q'_p)]$$
$$= \tilde{\sigma}^{\mu}(T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p})(1+v_o)(1+v_p)(1+v_j)[1-\cos(\theta_o-\theta_j)] \ . \qquad (۳۹)$$

حال که دامنهٔ قسمت شاخه‌ای $g \to q'_o q'_p$ را به‌دست آوردیم، به قسمت اصلی یعنی دامنهٔ واپاشی پنگوئن (۳۳) باز می‌گردیم. با جای‌گذاری $\overline{W}^{\mu}$ از رابطهٔ (۳۷) در دامنهٔ واپاشی پنگوئن (۳۳) خواهیم داشت:

$$M^{peng} = (\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2 \ [\overline{u}_{q_k}(p_{q_k}) T^a_{q_k b} F_1^L(q^2) \tilde{\sigma}_{\mu} u_b(p_b)]$$
$$\times[\overline{u}_{q_i}(p_{q_i}) \ \tilde{\sigma}^{\mu}(T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p}) \ [\tilde{\sigma}_{\mu}(q_j q_m)] \ [\tilde{\sigma}^{\mu}(q'_o q'_p)] \ T^a_{q_i q_j} \ v_{\overline{q}_j}(p_{\overline{q}_j})] \ . \qquad (۴۰)$$

با کمی ساده‌سازی خواهیم داشت:

$$M^{peng} = (\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2 F_1^L(q^2) \ (T^a_{q_k b} T^a_{q_i q_j}) \ (T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p})$$
$$\times[\tilde{\sigma}_{\mu}(q_k b)] \ [\tilde{\sigma}^{\mu}(q_i q_j)] \ [\tilde{\sigma}_{\mu}(q_j q_m)] \ [\tilde{\sigma}^{\mu}(q'_o q'_p)] \ . \qquad (۴۱)$$

که در آن:

$$[\tilde{\sigma}_{\mu}(q_k b)] = [\overline{u}_{q_k}(p_{q_k}) \tilde{\sigma}_{\mu} u_b(p_b)] \ ,$$
$$[\tilde{\sigma}^{\mu}(q_i q_j)] = [\overline{u}_{q_i}(p_{q_i}) \tilde{\sigma}^{\mu} u_{\overline{q}_j}(p_{\overline{q}_j})] \ . \qquad (۴۲)$$

بعد از محاسبهٔ عبارات (۴۲) و جای‌گذاری آن در دامنهٔ واپاشی (۴۱) و مربع آن خواهیم داشت (پیوست ب را نگاه کنید):

$$\left|M^{peng}\right|^2 = \left|(\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2 F_1^L(q^2) \ (T^a_{q_k b} T^a_{q_i q_j}) \ (T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p})\right|^2$$
$$\times 64 \ [1 - v_o v_j \cos(\theta_o-\theta_j) - v_k v_i \cos(\theta_i-\theta_k) + v_j v_o v_i v_k \cos(\theta_i-\theta_k)\cos(\theta_o-\theta_j)] \qquad (۴۳)$$

اکنون می‌خواهیم با استفاده از مجذور مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی، آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئنی کوارک b تا تقریب مرتبه دوم را محاسبه کنیم. با استفاده از قاعدهٔ طلایی فرمی آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئن گلئونی کوارک $b \to q_i q_k \overline{q}_j (q'_o q'_p)$ تا تقریب مرتبه دوم برابر است با (پیوست ب را نگاه کنید):

$$\Gamma_{b \to q_i q_k \overline{q}_j (q_o q_p)} = \frac{6}{\pi^7}(\frac{16}{81})^2[\frac{g_s^2}{4\pi^2}]^4(\frac{M_b}{4})^{11}$$
$$\times \int_0^1\int_0^1\int_0^1 dxdydz \ [F_1^L(q^2)]^2 \left\{ \ \frac{xyz^5}{5} f_2 g_2 + \frac{xyz^7}{7} h f_2 - \frac{xyz^7}{7} h f_2 g_2 \ \right\} \qquad (۴۴)$$

در رابطهٔ بالا عامل رنگ مربوط به گلئون تا مرتبه دوم برابر است با:

$$\sum_{a=1}^{8} T^a T^a \sum_{a=1}^{8} T^a T^a \equiv \frac{4}{9}\frac{4}{9} = \frac{16}{81} \qquad (۴۵)$$

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

در حد $m_q \to 0$ فرم فاکتور $F_1^L(q^2)$ با رابطهٔ (۲۸) مشخص می‌شود و ثابت‌های f_2 ، g_2 و h عبارتند از:

$$f_2 = (4-\sqrt{z^2+a^2}-\sqrt{z^2+b^2})-(\sqrt{x^2+c^2}+\sqrt{y^2+d^2})$$

$$g_2 = 1-\frac{(f_2)^2-(e^2+x^2+y^2)}{2\sqrt{x^2+c^2}\sqrt{y^2+d^2}} \ ,$$

$$h = \frac{1}{\sqrt{z^2+a^2}}\frac{1}{\sqrt{z^2+b^2}} \qquad (۴۶)$$

که در آن ثابت‌های e,d,c,b,a بدین‌صورت تعریف می‌شوند:

$$a=\frac{4m_i}{M_b} \ , \ b=\frac{4m_k}{M_b} \ , \ c=\frac{4m_p}{M_b} \ , \ d=\frac{4m_j}{M_b} \ , \ e=\frac{4m_o}{M_b} \ . \qquad (۴۷)$$

نتایج عددی

با استفاده از استاندارد گروه اطلاعات ذرات [۱۳] در مورد پارامترهای ماتریس CKM با مقادیر عمومی $\theta_{12}=0.221$ ، $\theta_{13}=0.0035$ ، $\theta_{23}=0.041$ و انتخاب مقدار $\pi/2$ برای فاز δ_{13} ماتریس CKM می‌توان مثال‌هایی از مدل ارائه شده در این تحقیق به‌دست آورد. مطابق با مقالهٔ علی و گروب [۱۴]، جرم کوارک‌های ورودی و خروجی را بدین‌صورت در نظر می‌گیریم:

$$m_b = 4.70 \ \ GeV \ , \quad m_s = 0.95 \ \ GeV \ , \quad m_d = 0.007 \ \ GeV$$
$$m_u = 0.003 \ \ GeV \ , \quad m_c = 1.25 \ \ GeV \ , \quad m_W = 80.403 \ \ GeV$$

مقدار ثابت فرمی را برابر:

$$G_F = 1.16639\times10^{-5} \quad (1/(GeV)^2)$$

آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئن در تقریب مرتبهٔ اول و دوم مطابق روابط (۲۵) و (۴۴) برای هر دو ذرات و پاد ذرات $b \to ds\bar{d}, us\bar{u}, cd\bar{c}, cs\bar{c}, ud\bar{u}, sd\bar{s}, ss\bar{s}, dd\bar{d}$ به‌ترتیب در جدول ۱ و ۲ نمایش داده شده است.

کل آهنگ زمانی واپاشی حالت شاخه‌ای برابر است با [۱۵]:

$$\Gamma_{tot}^{Tree} = 3.044\times10^{-13}$$

و کل آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئن در تقریب مرتبهٔ اول و دوم برابر است با:

$$\Gamma_{tot}^{Penguin} = 5.304\times10^{-15}$$

در نتیجه کل آهنگ زمانی واپاشی‌ها برابر می‌شود با:

$$\Gamma_{tot} = 3.097\times10^{-13}$$

برای مثال، مقدار تئوری نسبت تناسب یکی از واپاشی‌های مزون B^- برابر است با:

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

$$BR_{B^-\to\pi^-\pi^0}=\frac{\Gamma_{B^-\to\pi^-\pi^0}}{\Gamma_{tot}}=\frac{\Gamma_{b\to ud\bar{u}}}{\Gamma_{tot}}=\frac{1.035\times10^{-17}}{3.097\times10^{-13}}=3.341\times10^{-5}$$

و مقدار تجربی این واپاشی مطابق اندازه‌گیری آن در شتاب‌دهندهٔ $BABAR$ برابر است با:

$$BR_{B^-\to\pi^-\pi^0}<1.7\times10^{-5}$$

بدین‌ترتیب می‌توان بین مقادیر تئوری و آزمایشگاهی نسبت تناسب واپاشی‌های مختلف مقایسه‌ای به‌عمل آورد. در جدول ۳ بین نسبت تناسب تئوری واپاشی‌های کوارک b و نسبت تناسب تجربی واپاشی‌های مزون B [۱۲] مقایسه صورت گرفته است. ملاحظه می‌کنیم که مقادیر تئوری محاسبه شده در این تحقیق به مقادیر آزمایشگاهی نزدیک است.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق آهنگ زمانی واپاشی‌های کوارک b در حالت پنگوئن گلئونی در تقریب مرتبهٔ اول و دوم محاسبه شده است. در [۱۶] و [۱۷] تقریب مرتبه اول ساختار پنگوئن QCD از طریق تئوری هامیلتونی مؤثر؛ و تقریب مرتبه اول و دوم ساختار پنگوئن QCD با استفاده از نمودارهای فاینمن محاسبه شده است. مطابق جدول ۱ واپاشی غالب در واپاشی‌های هادرونی کوارک b، واپاشی‌های $b\to ss\bar{s}$ و $b\to ds\bar{d}$ است زیرا آهنگ زمانی واپاشی‌های $b\to s$ خیلی بیش‌تر از واپاشی‌های $b\to d$ و $b\to u$ است. بر اساس این تحقیق، تقریب مرتبه دوم پنگوئن گلئونی در واپاشی‌های کوارک b و پاد کوارک $\bar{b}$ خیلی کوچک است و اثر اندکی در کل واپاشی‌ها دارد. به‌عبارت دیگر توزیع جملهٔ پنگوئن گلئونی در واپاشی‌های کوارک b کوچک و تقریب مرتبهٔ دوم آن به‌مراتب کوچک‌تر است. در نتیجه آهنگ زمانی واپاشی‌های کوارک b در حالت شاخه‌ای با مجموع حالت شاخه‌ای و پنگوئن اختلاف اندکی دارد. آهنگ زمانی و نسبت تناسب واپاشی‌های مختلف در مدل‌های مختلف بسیار به‌هم نزدیک است، ولی آهنگ زمانی کل مجموع حالت شاخه‌ای و پنگوئن نسبت به حالت شاخه‌ای در حدود 1% بیش‌تر است.

آهنگ زمانی برای واپاشی پاد ذرهٔ $\bar{b}$ یعنی $\bar{b}\to\bar{u}\bar{d}u$ بزرگ‌تر از آهنگ زمانی برای واپاشی کوارک b یعنی $b\to ud\bar{u}$ است. همچنین آهنگ زمانی واپاشی پاد ذرهٔ $\bar{b}\to\bar{u}\bar{s}u$ کم‌تر از آهنگ زمانی واپاشی ذرهٔ $b\to us\bar{u}$ است. در تقریب مرتبهٔ اول $b\to ss\bar{s}$ و $b\to ds\bar{d}$ و در تقریب مرتبهٔ دوم $b\to ss\bar{s}(c\bar{c})$ و $b\to ds\bar{d}(c\bar{c})$ به‌ترتیب واپاشی‌های غالب هستند. آهنگ زمانی واپاشی‌های مختلف کوارک b و پاد کوارک $\bar{b}$ در حالت شاخه‌ای یک‌سان است اما در واپاشی‌های پنگوئن گلئونی با یک‌دیگر متفاوتند. برای مثال $\Gamma_{b\to ds\bar{d}}<\Gamma_{\bar{b}\to\bar{d}\bar{s}d}$, $\Gamma_{b\to ud\bar{u}}<\Gamma_{\bar{b}\to\bar{u}\bar{d}u}$, $\Gamma_{b\to cd\bar{c}}<\Gamma_{\bar{b}\to\bar{c}\bar{d}c}$, $\Gamma_{b\to dd\bar{d}}<\Gamma_{\bar{b}\to\bar{d}\bar{d}d}$ و $\Gamma_{b\to c\bar{s}c}>\Gamma_{\bar{b}\to\bar{c}\bar{s}c}$, $\Gamma_{b\to ss\bar{s}}>\Gamma_{\bar{b}\to\bar{s}\bar{s}s}$, $\Gamma_{b\to us\bar{u}}>\Gamma_{\bar{b}\to\bar{u}\bar{s}u}$, $\Gamma_{b\to sd\bar{s}}>\Gamma_{\bar{b}\to\bar{s}\bar{d}s}$ هستند زیرا آهنگ زمانی کل حالت شاخه‌ای و پنگوئن گلئونی واپاشی‌های مختلف کوارک b و پاد کوارک $\bar{b}$، $\Gamma_b^{total}=\Gamma_{\bar{b}}^{total}$، برابرند.

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

به‌عبارت دیگر، در هر واپاشی با شامل شدن قسمت پنگوئن پاد متقارن شدن ماده- پاد ماده ظاهر می‌شود. بیش‌ترین این پاد تقارن در واپاشی مادهٔ $b \to ud\bar{u}$ و پاد مادهٔ $\bar{b} \to \bar{u}\bar{d}u$ ظاهر می‌شود که حدود ۷% است. به‌بیان دیگر نسبت واپاشی مادهٔ $b \to ud\bar{u}$ حدود ۷% کم‌تر از واپاشی پاد مادهٔ $\bar{b} \to \bar{u}\bar{d}u$ است. هم‌چنین نسبت واپاشی مادهٔ $b \to us\bar{u}$ بیش‌تر از نسبت واپاشی پاد مادهٔ $\bar{b} \to \bar{u}\bar{s}u$ است.

پیوست الف: محاسبهٔ آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئن گلئونی کوارک b تا تقریب مرتبهٔ اول

از آن‌جا که کوارک b در امتداد زاویهٔ θ_b دارای اسپین ۱/۲- و در امتداد زاویهٔ $\pi - \theta_b$ دارای اسپین ۱/۲ است و از آن‌جا که اسپین کوارک b را در امتداد محور z و در چارچوب آزمایشگاه در حال سکون یعنی $p_b = 0$ فرض شده است، بنا بر این تابع موج کوارک b برابر است با:

$$\left|b_{(+1/2)}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix},$$

$$\left|b_{(-1/2)}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}. \qquad \text{(الف-۱)}$$

اندازهٔ حرکت کوارک‌های p_k ، p_i ، $p_{\bar{j}}$ را در صفحهٔ xz فرض می‌کنیم $(\varphi = 0)$، و از آن‌جا که $\vec{p}_b = \vec{p}_i + \vec{p}_k + \vec{p}_{\bar{j}} = 0$ است، خواهیم داشت:

$$p_k = p_k(\sin\theta_k, 0, \cos\theta_k),$$

$$p_i = p_i(\sin\theta_i, 0, \cos\theta_i),$$

$$p_{\bar{j}} = p_{\bar{j}}(\sin\theta_{\bar{j}}, 0, \cos\theta_{\bar{j}}). \qquad \text{(الف-۲)}$$

بنا بر این مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی بدین‌صورت به‌دست می‌آید:

$$[\tilde{\sigma}_\mu(q_k b)] = \sqrt{1+v_k}\,[(-\sin(\frac{\theta_k}{2})\cos(\frac{\theta_k}{2}))\tilde{\sigma}_\mu\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} \; or \; \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}],$$

$$[\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j)] = \sqrt{1+v_i}\sqrt{1+v_j}\,[(-\sin(\frac{\theta_i}{2})\cos(\frac{\theta_i}{2}))\tilde{\sigma}^\mu\begin{pmatrix}-\sin(\frac{\theta_j}{2})\\ \cos(\frac{\theta_j}{2})\end{pmatrix}]. \qquad \text{(الف-۳)}$$

به ازای مقادیر $\mu = 0,1,2,3$ ، مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی برای کوارک b با اسپین ۱/۲ و ۱/۲- برابر می‌شود با:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))]_{LL(1/2)} =$$

$$\sqrt{1+v_i}\sqrt{1+v_j}\sqrt{1+v_k}\;\;[\sin(\frac{\theta_i-\theta_j-\theta_k}{2}) + \sin(\frac{\theta_i+\theta_j-\theta_k}{2})]$$

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))]_{LL(-1/2)} =$$

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

$$\sqrt{1+v_i}\sqrt{1+v_j}\sqrt{1+v_k}\ \ [\cos(\frac{\theta_i-\theta_j-\theta_k}{2})-\cos(\frac{\theta_i+\theta_j-\theta_k}{2})]\ . \qquad (\text{الف-۴})$$

و مربع آن برابر است با:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))]^2_{LL(\frac{1}{2})}=(1+v_i)(1+v_j)(1+v_k)$$

$$\times[\frac{1}{2}(1-\cos(\theta_i-\theta_j-\theta_k))+\frac{1}{2}(1-\cos(\theta_i+\theta_j-\theta_k))-\cos(\theta_i-\theta_k)+\cos(\theta_j)]$$

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))]^2_{LL(-1/2)}=(1+v_i)(1+v_j)(1+v_k) \qquad (\text{الف-۵})$$

$$\times[\frac{1}{2}(1+\cos(\theta_i-\theta_j-\theta_k))+\frac{1}{2}(1+\cos(\theta_i+\theta_j-\theta_k))-\cos(\theta_i-\theta_k)-\cos(\theta_j)]$$

برای به‌دست آوردن مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی، اکنون باید روی حالت‌های اسپینی ۱/۲ و ۱/۲- کوارک b متوسط گیری کنیم:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))]^2_{spin-ave}=(1+v_i)(1+v_j)(1+v_k)[1-\cos(\theta_i-\theta_k)]\ . \qquad (\text{الف-۶})$$

رابطهٔ بالا برای حالت هلیسیتهٔ دل‌خواه $(+,+,+)$ برای واپاشی $b\to q_i q_k \bar{q}_j$ است. اکنون باید همهٔ حالت‌های هلیسیته را به‌دست آورده و با هم جمع کنیم. با جمع هشت حالت هلیسیته خواهیم داشت:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))]^2_{spin-ave}=\frac{1}{2}(1-v_i v_k\cos(\theta_i-\theta_k))\ . \qquad (\text{الف-۷})$$

اکنون می‌توانیم با استفاده از مربع مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی، آهنگ زمانی واپاشی‌های مختلف کوارک b را محاسبه کنیم. با استفاده از قاعدهٔ طلایی فرمی آهنگ دیفرانسیلی زمانی چنین واپاشی‌هایی در حالت کلی برابر است با:

$$d\Gamma=V^2|M|^2\frac{d^3p_i}{(2\pi)^3}\frac{d^3p_j}{(2\pi)^3}\frac{d^3p_k}{(2\pi)^3}(2\pi)^4\delta^4(p_b-p_i-p_j-p_k)\ . \qquad (\text{الف-۸})$$

مطابق پایستگی انرژی و تکانه، $E^2=p^2+m^2c^2$، داریم:

$$E_{q_j}=\sqrt{m_{q_j}^2+p_{q_i}^2+p_{q_k}^2+2p_{q_i}p_{q_k}\cos\theta}\qquad ,(\theta=\theta_i-\theta_k) \qquad (\text{الف-۹})$$

با جای‌گذاری در رابطهٔ آهنگ دیفرانسیلی زمانی واپاشی خواهیم داشت:

$$d\Gamma=V^2[\frac{1}{V\sqrt{2}}\frac{g_s^2}{4\pi^2}T^a_{q_k b}T^a_{q_i q_j}F_1^L(q^2)]^2\times\frac{1}{2}(1-v_i v_k\cos(\theta_i-\theta_k))$$

$$\times\frac{d^3p_i}{(2\pi)^3}\frac{d^3p_j}{(2\pi)^3}\frac{d^3p_k}{(2\pi)^3}(2\pi)^4\delta^4(p_b-p_i-p_j-p_k)\ . \qquad (\text{الف-۱۰})$$

بعد از کمی ساده‌سازی و انتگرال‌گیری بر روی p_j خواهیم داشت:

$$\Gamma=[\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{g_s^2}{4\pi^2}T^a_{q_k b}T^a_{q_i q_j}]^2\frac{1}{2}\int\int[F_1^L(q^2)]^2\ \ (1-v_i v_k\cos(\theta_i-\theta_k))$$

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

$$\times \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_k}{(2\pi)^3} \ (2\pi) \ \delta(E_i + E_j + E_k - M_b) \qquad \text{(الف-۱۱)}$$

با جای‌گذاری E_j در رابطهٔ بالا و این که:

$$\int \delta(E_i + E_k + \sqrt{m_{q_j}^2 + p_{q_i}^2 + p_{q_k}^2 + 2 p_{q_i} p_{q_j} \cos(\theta_i - \theta_k)} - M_b) d(\cos(\theta_i - \theta_k)) = \frac{M_b - E_i - E_k}{p_i p_k} \qquad \text{(الف-۱۲)}$$

هم‌چنین

$$\cos(\theta_i - \theta_k) = \frac{(M_b - (E_i + E_k))^2 - (m_j^2 + p_i^2 + p_k^2)}{2 p_i p_k} \ . \qquad \text{(الف-۱۳)}$$

آهنگ زمانی واپاشی (الف-۱۱) برابر می‌شود با:

$$\Gamma = [\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T^a_{q_k b} T^a_{q_i q_j}]^2 \frac{1}{2} \frac{1}{(2\pi)^4} \int p_i^2 dp_i d\Omega \int [F_1^L(q^2)]^2 p_k^2 dp_k \frac{(M_b - E_i - E_k)}{p_i p_k} \times (1 - \frac{(M_b - (E_i + E_k))^2 - (m_j^2 + p_i^2 + p_k^2)}{2 E_i E_k}) \ . \qquad \text{(الف-۱۴)}$$

با جای‌گذاری کمیت‌های E_i و E_k برحسب اندازهٔ حرکت و جرم در رابطهٔ بالا و از آن‌جا که $-1 \le \cos\theta \le 1$ است ؛ بنا بر این:

$$0 \le p_i \le \frac{M_b}{2} \ , \qquad 0 \le p_k \le \frac{M_b}{2} \ . \qquad \text{(الف-۱۵)}$$

و فرض می‌کنیم که:

$$p_i = x \frac{M_b}{2} \ , \qquad p_k = y \frac{M_b}{2} \ . \qquad \text{(الف-۱۶)}$$

و جای‌گذاری p_i و p_k در رابطهٔ (الف-۱۴) و کمی ساده‌سازی، آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئن گلئونی کوارک $b \to q_i q_k \overline{q}_j$ تا تقریب مرتبهٔ اول برابر می‌شود با:

$$\Gamma = 3 \frac{1}{8\pi^3} (\frac{M_b}{2})^5 \int_0^1 \int_0^1 [\xi(x)]^2 xy \ f_1 \ g_1 \ dxdy \ . \qquad \text{(الف-۱۷)}$$

ضریب ۳ نمایندهٔ رنگ کوارک b است و

$$f_1 = (2 - \sqrt{x^2 + a^2} - \sqrt{y^2 + b^2})$$

$$g_1 = (1 - \frac{(f_1)^2 - (c^2 + x^2 + y^2)}{2\sqrt{x^2 + a^2}\sqrt{y^2 + b^2}})$$

$$\xi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{g_s^2}{4\pi^2} (T^a_{q_k b} T^a_{q_i q_j}) \ F_1^L(q^2) \ . \qquad \text{(الف-۱۸)}$$

ثابت‌های a و b و c عبارتند از:

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

$$a=\frac{2m_i}{M_b}\ ,\qquad b=\frac{2m_k}{M_b}\ ,\qquad c=\frac{2m_j}{M_b}\ . \qquad (\text{الف-۱۹})$$

پیوست ب: محاسبهٔ آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئن گلئونی کوارک $\boldsymbol{b}$ تا تقریب مرتبهٔ دوم

از آن‌جا که کوارک q_m در امتداد زاویهٔ θ_m دارای اسپین ۱/۲- و در امتداد زاویهٔ $\pi-\theta_m$ دارای اسپین ۱/۲ است و از آن‌جا که اسپین کوارک q_m را در امتداد محور z و در چارچوب آزمایشگاه در حال سکون یعنی $p_{q_m}=0$ فرض شده است، بنا بر این تابع موج کوارک q_m برابر است با:

$$\left|q_{m(-1/2)}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{V}}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix},$$

$$\left|q_{m(+1/2)}\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{V}}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}\ . \qquad (\text{ب-۱})$$

همچنین فرض می‌کنیم اندازهٔ حرکت کوارک‌های $p_{\bar{j}},\ p_p,\ p_o$ در صفحهٔ xz باشند، یعنی مؤلفهٔ y آن صفر باشد $(\varphi=0)$، پس از آن‌جا که $\vec{p}_{q_m}=\vec{p}_o+\vec{p}_p+\vec{p}_{\bar{j}}=0$ است، خواهیم داشت:

$$p_p=p_p(\sin\theta_p,0,\cos\theta_p)\ ,$$

$$p_o=p_o(\sin\theta_o,0,\cos\theta_o)\ ,$$

$$p_{\bar{j}}=p_{\bar{j}}(\sin\theta_{\bar{j}},0,\cos\theta_{\bar{j}})\ . \qquad (\text{ب-۲})$$

بنا بر این مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی (۳۷) بدین‌صورت به‌دست می‌آید:

$$[\tilde{\sigma}_\mu(q_jq_m)]=\sqrt{1+v_j}[(-\sin(\frac{\theta_j}{2})\cos(\frac{\theta_j}{2}))\tilde{\sigma}_\mu\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}or\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}] \qquad (\text{ب-۳})$$

$$[\tilde{\sigma}^\mu(q_o'q_p')]=\sqrt{1+v_o}\sqrt{1+v_p}[(-\sin(\frac{\theta_o}{2})\cos(\frac{\theta_o}{2}))\tilde{\sigma}^\mu\begin{pmatrix}-\sin(\frac{\theta_p}{2})\\ \cos(\frac{\theta_p}{2})\end{pmatrix}]$$

به‌ازای $\mu=0,1,2,3$ و این‌که $[\tilde{\sigma}^\mu][\tilde{\sigma}_\mu]=\tilde{\sigma}^0\tilde{\sigma}_0+\tilde{\sigma}^1\tilde{\sigma}_1+\tilde{\sigma}^2\tilde{\sigma}_2+\tilde{\sigma}^3\tilde{\sigma}_3$ است، مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی برای کوارک q_m با اسپین ۱/۲ و ۱/۲- برابر می‌شود با:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_jq_m))(\tilde{\sigma}^\mu(q_o'q_p'))]_{LL(1/2)}=$$

$$\times\sqrt{1+v_o}\sqrt{1+v_p}\sqrt{1+v_j}(\sin(\frac{\theta_o-\theta_p-\theta_j}{2})+\sin(\frac{\theta_o+\theta_p-\theta_j}{2}))\ ,$$

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_jq_m))(\tilde{\sigma}^\mu(q_o'q_p'))]_{LL(-1/2)}=$$

$$\times\sqrt{1+v_o}\sqrt{1+v_p}\sqrt{1+v_j}(\cos(\frac{\theta_o-\theta_p-\theta_j}{2})-\cos(\frac{\theta_o+\theta_p-\theta_j}{2})) \qquad (\text{ب-۴})$$

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

با مربع این جملات و متوسط گیری روی اسپین ۱/۲ و ۱/۲-، مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی کوارک q_m برابر است با:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m))(\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p))]^2_{spin-ave} = (1+v_o)(1+v_p)(1+v_j)[1-\cos(\theta_o-\theta_j)] \ . \qquad (ب-۵)$$

با جای‌گذاری رابطهٔ بالا در (۳۶)، دامنهٔ قسمت شاخه‌ای $g \to q'_o q'_p$ به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$\overline{W}^\mu = \tilde{\sigma}^\mu(T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p})[\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m)][\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p)]$$

$$= \tilde{\sigma}^\mu(T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p})(1+v_o)(1+v_p)(1+v_j)[1-\cos(\theta_o-\theta_j)] \ . \qquad (ب-۶)$$

حال که دامنهٔ قسمت شاخه‌ای $g \to q'_o q'_p$ را به‌دست آوردیم، به قسمت اصلی یعنی دامنهٔ واپاشی پنگوئن (۳۱) باز می‌گردیم. با جای‌گذاری $\overline{W}^\mu$ از رابطهٔ (۳۶) در دامنهٔ واپاشی پنگوئن (۳۱) خواهیم داشت:

$$M^{peng} = (\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2 \ [\overline{u}_{q_k}(p_{q_k}) T^a_{q_k b} F_1^L(q^2) \tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)]$$

$$\times[\overline{u}_{q_i}(p_{q_i}) \ \tilde{\sigma}^\mu(T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p}) \ [\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m)] \ [\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p)] \ T^a_{q_i q_j} \ v_{\overline{q}_j}(p_{\overline{q}_j})] \ . \qquad (ب-۷)$$

با کمی ساده‌سازی داریم:

$$M^{peng} = (\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2 F_1^L(q^2) \ (T^a_{q_k b} T^a_{q_i q_j}) \ (T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p})$$

$$\times[\tilde{\sigma}_\mu(q_k b)] \ [\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j)] \ [\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m)] \ [\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p)] \ . \qquad (ب-۸)$$

که در آن:

$$[\tilde{\sigma}_\mu(q_k b)] = [\overline{u}_{q_k}(p_{q_k}) \tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)] \ ,$$

$$[\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j)] = [\overline{u}_{q_i}(p_{q_i}) \tilde{\sigma}^\mu u_{\overline{q}_j}(p_{\overline{q}_j})] \ . \qquad (ب-۹)$$

ابتدا دو عبارت (ب-۹) را محاسبه می‌کنیم. برای این منظور تابع موج کوارک b را همانند (الف-۱) و اندازهٔ حرکت کوارک‌های $p_{\overline{j}}, \ p_i, \ p_k$ را همانند (الف-۲) در نظر می‌گیریم. برای به دست آوردن متوسط مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی همانند (الف-۶) محاسبه کرده، خواهیم داشت:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))]^2_{spin-ave} = (1+v_i)(1+v_j)(1+v_k)[1-\cos(\theta_i-\theta_k)] \ . \qquad (ب-۱۰)$$

چون برای به‌دست آوردن آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئن کوارک b احتیاج به مربع دامنهٔ واپاشی پنگوئن است لذا لازم است که مربع رابطهٔ (ب-۸) را به‌دست آوریم. با استفاده از روابط (ب-۵) و (ب-۱۰) می‌توان مربع دامنهٔ واپاشی پنگوئن (ب-۸) را به‌دست آورد:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))(\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m))(\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p))]^2_{spin-ave} =$$

$$(1+v_i)(1+v_j)(1+v_k)(1+v_o)(1+v_p)(1+v_j)[1-\cos(\theta_i-\theta_k)][1-\cos(\theta_o-\theta_j)] \ . \qquad (ب-۱۱)$$

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

عبارت بالا هنوز قانع کننده نیست، زیرا در عبارت بالا فقط یکی از حالات ممکن هلیسیته در نظر گرفته شده است. اکنون باید همهٔ حالت‌های ممکن هلیسیته را به‌دست آورده، با هم جمع کنیم. ۶۴ حالت ممکن هلیسیته داریم که بعد از جمع همهٔ آن‌ها خواهیم داشت:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))(\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m))(\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p))]^2_{spin-ave} =$$

$$64\ [1 - v_o v_j \cos(\theta_o - \theta_j) - v_k v_i \cos(\theta_i - \theta_k) + v_j v_o v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)\cos(\theta_o - \theta_j)]\ . \quad (\text{ب-۱۲})$$

با جای‌گذاری رابطهٔ بالا در دامنهٔ واپاشی پنگوئن (ب-۸)، مربع این دامنه به این صورت به‌دست می‌آید:

$$\left|M^{peng}\right|^2 = \left|(\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2 F_1^L(q^2)\ (T^a_{q_k b} T^a_{q_i q_j})\ (T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p})\right|^2$$

$$\times 64\ [1 - v_o v_j \cos(\theta_o - \theta_j) - v_k v_i \cos(\theta_i - \theta_k) + v_j v_o v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)\cos(\theta_o - \theta_j)] \quad (\text{ب-۱۳})$$

اکنون می‌خواهیم با استفاده از مجذور مؤلفه‌های دامنهٔ واپاشی، آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئنی کوارک b تا تقریب مرتبهٔ دوم را محاسبه کنیم. با استفاده از قاعدهٔ طلایی فرمی آهنگ دیفرانسیلی زمانی چنین واپاشی‌هایی در حالت کلی برابر است با:

$$d\Gamma = V^2 \left|M\right|^2 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_k}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_o}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_p}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(p_b - p_i - p_j - p_k - p_p - p_o) \quad (\text{ب-۱۴})$$

با جای‌گذاری رابطهٔ (ب-۱۳) در رابطهٔ بالا و مرتب کردن جملات بر حسب متغییرهای انتگرال‌گیری، خواهیم داشت:

$$\Gamma = 64\ [\frac{1}{\sqrt{2}} (\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2 (T^a_{q_j q_m} T^a_{q'_o q'_p})(T^a_{q_k b} T^a_{q_i q_j})]^2\ (I_1^{peng} + I_2^{peng} + I_3^{peng})\ . \quad (\text{ب-۱۵})$$

این‌جا I_1^{peng} و I_2^{peng} و I_3^{peng} انتگرال‌های فضای فاز هستند که عبارتند از:

$$I_1^{peng} = \int\int\int\int\int [F_1^L(q^2)]^2\ (1 - v_o v_j \cos(\theta_o - \theta_j))$$

$$\times (2\pi)\delta(M_b - E_k - E_i - E_j - E_o - E_p)\ (2\pi)^3 \delta^3(\vec{p}_b - \vec{p}_i - \vec{p}_j - \vec{p}_k - \vec{p}_p - \vec{p}_o)$$

$$\times \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3 p_k}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3 p_o}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3 p_p}{(2\pi)^3}\ ,$$

$$I_2^{peng} = -\int\int\int\int\int [F_1^L(q^2)]^2\ v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)$$

$$\times (2\pi)\delta(M_b - E_k - E_i - E_j - E_o - E_p)\ (2\pi)^3 \delta^3(\vec{p}_b - \vec{p}_i - \vec{p}_j - \vec{p}_k - \vec{p}_p - \vec{p}_o)$$

$$\times \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3 p_k}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3 p_o}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3 p_p}{(2\pi)^3},$$

$$I_3^{peng} = \int\int\int\int\int [F_1^L(q^2)]^2\ v_o v_j v_i v_k \cos(\theta_o - \theta_j)\cos(\theta_i - \theta_k)$$

$$\times (2\pi)\delta(M_b - E_k - E_i - E_j - E_o - E_p)\ (2\pi)^3 \delta^3(\vec{p}_b - \vec{p}_i - \vec{p}_j - \vec{p}_k - \vec{p}_p - \vec{p}_o)$$

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

$$\times \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3p_j}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3p_k}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3p_o}{(2\pi)^3}\ \frac{d^3p_p}{(2\pi)^3}\ . \qquad (ب-۱۶)$$

اکنون باید $I_1^{peng}, I_2^{peng}, I_3^{peng}$ را محاسبه کنیم وسپس در داخل رابطهٔ (ب-۱۵) قرار دهیم. همانند روشی که در پیوست الف انجام داده‌ایم، می‌توان انتگرال‌های فضای فاز را به‌صورت زیر محاسبه کرد.

$$I_1^{peng} = \frac{1}{5}\ \frac{1}{16\,\pi^7}\ (\frac{M_b}{4})^{11} \int_0^1\int_0^1\int_0^1 dx\,dy\,dz\ [F_1^L(q^2)]^2\ xyz^5\ f_2\ \ g_2\ ,$$

$$I_2^{peng} = \frac{1}{7}\ \frac{1}{16\,\pi^7}\ (\frac{M_b}{4})^{11} \int_0^1\int_0^1\int_0^1 dx\,dy\,dz\ [F_1^L(q^2)]^2\ xyz^7\ h\ f_2\ ,$$

$$I_3^{peng} = \frac{-1}{7}\ \frac{1}{16\,\pi^7}\ (\frac{M_b}{4})^{11} \int_0^1\int_0^1\int_0^1 dx\,dy\,dz\ [F_1^L(q^2)]^2\ xyz^7\ h\ f_2\ g_2\ , \qquad (ب-۱۷)$$

در این‌جا،

$$f_2 = (4-\sqrt{z^2+a^2}-\sqrt{z^2+b^2})-(\sqrt{x^2+c^2}+\sqrt{y^2+d^2})$$

$$g_2 = 1-\frac{(f_2)^2-(e^2+x^2+y^2)}{2\sqrt{x^2+c^2}\sqrt{y^2+d^2}}\ ,$$

$$h = \frac{1}{\sqrt{z^2+a^2}}\frac{1}{\sqrt{z^2+b^2}} \qquad (ب-۱۸)$$

که در آن ثابت‌های e,d,c,b,a بدین‌صورت تعریف می‌شوند.

$$a = \frac{4m_i}{M_b}\ ,\ \ b = \frac{4m_k}{M_b}\ ,\ \ c = \frac{4m_p}{M_b}\ ,\ \ d = \frac{4m_j}{M_b}\ ,\ \ e = \frac{4m_o}{M_b}\ . \qquad (ب-۱۹)$$

اکنون که مقادیر فضای فاز I_1^{peng}، I_2^{peng} و I_3^{peng} مشخص شده‌اند، می‌توان با جای‌گذاری آن‌ها در رابطهٔ (ب-۱۵)، آهنگ زمانی واپاشی گلئون پنگوئن تا تقریب مرتبهٔ دوم $b \to q_i q_k \bar{q}_j (q_o' q_p')$ را به این‌صورت به‌دست آورد:

$$\Gamma_{b\to q_i q_k \bar{q}_j (q_o q_p)} = 3\times 64\ [\frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{g_s^2}{4\pi^2})^2(\frac{16}{81})]^2\ \frac{1}{16\pi^7}(\frac{M_b}{4})^{11}$$

$$\times \int_0^1\int_0^1\int_0^1 dxdydz\ [F_1^L(q^2)]^2 \left\{ \frac{xyz^5}{5} f_2\ g_2 + \frac{xyz^7}{7} h\ f_2 - \frac{xyz^7}{7} h\ f_2 g_2 \right\}. \qquad (ب-۲۰)$$

جدول ۱. آهنگ زمانی واپاشی (DR) و نسبت تناسب (BR) واپاشی‌های کوارک b و پاد کوارک $\bar{b}$ برای واپاشی‌های پنگوئن در تقریب مرتبهٔ اول، $(DR\times 10^{-17} GeV)$ و $(BR\times 10^{-4})$

Process	DR	BR	Process	DR	BR
$b \to cd\bar{c}$	۶/۰۲۲	۱/۸۲۲	$\bar{b} \to \bar{c}\bar{d}c$	۷/۰۵۶	۲/۰۷۲
$b \to cs\bar{c}$	۱۱۷/۱۲	۳۴/۴۱	$\bar{b} \to \bar{c}\bar{s}c$	۱۱۵/۸۷	۳۴/۰۴
$b \to sd\bar{s}$	۹/۱۴۶	۲/۶۸۷	$\bar{b} \to \bar{s}\bar{d}s$	۹/۴۰۵	۲/۷۶۲
$b \to ds\bar{d}$	۱۸۳/۳۸	۵۳/۸۷	$\bar{b} \to \bar{d}\bar{s}d$	۱۸۳/۹۹	۵۴/۰۵
$b \to ud\bar{u}$	۱/۰۳۵	۰/۳۰۴	$\bar{b} \to \bar{u}\bar{d}u$	۱/۲۱۳	۰/۳۵۶
$b \to us\bar{u}$	۱۹/۷۶۶	۵/۸۰۶	$\bar{b} \to \bar{u}\bar{s}u$	۱۹/۵۳۱	۵/۷۳۸
$b \to dd\bar{d}$	۸/۱۹۶	۲/۴۰۸	$\bar{b} \to \bar{d}\bar{d}d$	۸/۹۰۱	۲/۶۱۵
$b \to ss\bar{s}$	۱۸۵/۵۷	۵۴/۵۱	$\bar{b} \to \bar{s}\bar{s}s$	۱۸۳/۰۷	۵۳/۷۸

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

جدول ۲. آهنگ زمانی (DR) واپاشی$های کوارک b برای واپاشی‌ها ی پنگوئن در تقریب مرتبهٔ دوم $(DR\times10^{-19}GeV)$.

Process	DR	Process	DR
$b\to c s\bar{c}(d\bar{d})$	۱۰۳/۲۱	$b\to c d\bar{c}(d\bar{d})$	۱۰/۳۶
$b\to c s\bar{c}(u\bar{u})$	۹۸/۷۶	$b\to c d\bar{c}(u\bar{u})$	۹/۸۱۲
$b\to c s\bar{c}(c\bar{c})$	۸۱۱/۷۳	$b\to c d\bar{c}(c\bar{c})$	۷۵/۰۹
$b\to c s\bar{c}(s\bar{s})$	۲۱۷/۰۱	$b\to c d\bar{c}(s\bar{s})$	۲۲/۴۶
$b\to s d\bar{s}(d\bar{d})$	۱۷/۸۵	$b\to d s\bar{d}(d\bar{d})$	۲۳۱/۰۲
$b\to s d\bar{s}(u\bar{u})$	۱۲/۲۳	$b\to d s\bar{d}(u\bar{u})$	۲۱۹/۸۶
$b\to s d\bar{s}(c\bar{c})$	۱۰۷/۱۶	$b\to d s\bar{d}(c\bar{c})$	۹۷۶/۵۲
$b\to s d\bar{s}(s\bar{s})$	۳۹/۴۴	$b\to d s\bar{d}(s\bar{s})$	۳۹۹/۴۱
$b\to u d\bar{u}(d\bar{d})$	۳/۳۲۸	$b\to u s\bar{u}(d\bar{d})$	۳۱/۸۶
$b\to u d\bar{u}(u\bar{u})$	۲/۴۱۵	$b\to u s\bar{u}(u\bar{u})$	۲۷/۰۵
$b\to u d\bar{u}(c\bar{c})$	۲۸/۸۹	$b\to u s\bar{u}(c\bar{c})$	۳۰۱/۱۴
$b\to u d\bar{u}(s\bar{s})$	۸/۱۹۷	$b\to u s\bar{u}(s\bar{s})$	۹۰/۶۷
$b\to d d\bar{d}(d\bar{d})$	۱۹/۲۳	$b\to s s\bar{s}(d\bar{d})$	۲۵۶/۱۱
$b\to d d\bar{d}(u\bar{u})$	۱۰/۸۱	$b\to s s\bar{s}(u\bar{u})$	۲۴۰/۸۱
$b\to d d\bar{d}(c\bar{c})$	۱۳۱/۷۶	$b\to s s\bar{s}(c\bar{c})$	۹۹۸/۷۶
$b\to d d\bar{d}(s\bar{s})$	۴۲/۲۴	$b\to s s\bar{s}(s\bar{s})$	۴۱۷/۶۲

جدول ۳. نسبت تناسب تئوری واپاشی‌های کوارک b و نسبت تناسب تجربی واپاشی‌های مزون B .

واپاشی کوارک b	واپاشی‌های مزون B	نسبت تناسب تئوری واپاشی کوارک b	نسبت تناسب تجربی واپاشی‌های مزون B
$b\to u d\bar{u}$	$\bar{B}^0\to(\pi^+,\rho^+),(\pi^-,\rho^-)$	$۸/۹۹\times۱۰^{-۳}$	$<۲/۳۰۳\times۱۰^{-۳}$
$\bar{b}\to\bar{u}\bar{d}u$	$B^+\to(\pi^0,\eta,\rho^0,\omega),(\pi^+,\rho^+)$	$۹/۴۳\times۱۰^{-۳}$	$<۱/۵۸۷\times۱۰^{-۳}$
$b\to u s\bar{u}$	$\bar{B}^0\to(\pi^+,\rho^+),(K^-,K^{*-})$	$۶/۰۱\times۱۰^{-۳}$	-------
$\bar{b}\to\bar{u}\bar{s}u$	$B^0\to(\pi^0,\eta,\rho^0,\omega),(K^0,K^{*0})$	$۵/۹۴\times۱۰^{-۳}$	$<۵/۶۷\times۱۰^{-۳}$
$b\to c d\bar{c}$	$\bar{B}^0\to(D^+,D^{*+}),(D^-,D^{*-})$	$۹/۸۵\times۱۰^{-۳}$	$<۵/۲\times۱۰^{-۳}$
$\bar{b}\to\bar{c}\bar{d}c$	$B^0\to(\chi_c,J/\psi),(\pi^0,\eta,\rho^0,\omega)$	$۹/۸۹\times۱۰^{-۳}$	--------
$b\to c s\bar{c}$	$\bar{B}^0\to(D^+,D^{*+}),(D_s^-,D_s^{*-})$	$۱۷/۰۷\times۱۰^{-۳}$	---------
$\bar{b}\to\bar{c}\bar{s}c$	$B^+\to(\bar{D}^0,\bar{D}^{*0}),(D_s^+,D_s^{*+})$	$۱۷/۱۰\times۱۰^{-۳}$	$<(۶/۱\pm۲/۳)\times۱۰^{-۳}$
$b\to s s\bar{s}$	$\bar{B}^0\to(\bar{K}^0,\bar{K}^{*0}),(\eta',\phi)$	$۵/۴۴\times۱۰^{-۳}$	$<۶/۵۳۱\times۱۰^{-۳}$
$\bar{b}\to\bar{s}\bar{s}s$	$B^+\to(K^+,K^{*+}),(\eta',\phi)$	$۵/۴۴\times۱۰^{-۳}$	$<۷/۵۸۲\times۱۰^{-۳}$

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

منابع

1. A. J. Buras, "Weak Hamiltonian, CP Violation and Rare Decays", arxive: hep-ph/ 9806471V1 (1998)
2. A. Vainshtein, "How Penguin started to fly", Int. J. Mod.Phys. A14, 4705 (1999).
3. R. Fleischer, "Exploring CP Violation and Penguin Effects through $B_d^0 \to D^+ D^{-*}$ and $B_s^0 \to D_s^+ D_s^-$ ", Eur.Phys.J.C51, 849 (2007).
4. T. N. Pham, "Charming penguin in nonleptonic B decays", AIP Conf.Proc. 602, 206 (2001).
5. R. Fleischer, S. Recksiegel, "$b \to d$ Penguins: CP Violation, General Lower Bounds on the Branching Ratios and Standard Model Tests", Contribution to the proceedings of EPS-HEP2005 , arxive:hep-ph/0511325 (2005).
6. R. Fleischer, S. Recksiegel, "General Lower Bounds for $b \to d$ Penguin Processes", Phys. Rev. D71, 051501 (2005).
7. R. Fleischer, "Flavour Physics and CP Violation", lectures at the 2005 European School of High-Energy Physics, Kitzbuehel, Austria, 21 August - 3 September 2005, arxive: hep-ph/0608010 (2006).
8. Z. Xiao, C. S. Li, K. T. Chao, "Gluon penguin enhancements to inclusive charmless decays of b quark in the 2HDM with flavor changing couplings", Phys.Lett. B473, 148 (2000).
9. M. Beneke, J. Rohrer, D. Yang, "Enhanced electroweak penguin amplitude in $B \to VV$ decays", Phys.Rev.Lett. 96, 141801 (2006).
10. S. A. Abel, W. N. Cottingham, I. B. Wittingham, "Gluon and gluino penguins and the charmless decays of the b quark", Phys.Rev. D58, 073006 (1998).
11. Z. Xiao, W. Li, L. Guo, G. Lu, "Charmless decays $B \to PP, PV$, and effects of new strong and electroweak penguins in Topcolor-assisted Technicolor model", Eur. Phys. J. C18, 681 (2001).
12. A. J. Buras, P. Gambino, U. Haisch, "Electroweak Penguin Contributions to Non-Leptonic $\Delta F = 1$ Decays at NNLO", Nucl.Phys. B570, 117 (2000).
13. "Particle Data Group", J Phys, G 33, 1 (2008).

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]

14. A. Ali, C. Greub, "An analysis of two-body non-leptonic B decays involving light mesons in the standard model", Phys.Rev. D57, 2996 (1998).
15. W. N. Cottingham, H. Mehrban, I. B. Wittingham, "Hadronic B decays: Supersymmetric enhancement and a simple spectator model", Phys.Rev. D60,114029 (1999).
16. G. Buchalla, T. K. Komatsubara, F. Muheim, L. Silvestrini, "B, D and K Decays", Eur. Phys. J C57, 309 (2008).
17. M. Artuso, E. Barberio, S. Stone, "B Meson Decays", PMC Phys. A, 33 (2009).
18. M. A. Bigdeli, G. H. Mahdavinia, S. Jafari, H. Hazarkhani, "Wet 2,4,6-trichloro [1,3,5] triazine (TCT) an efficient catalyst for synthesis of α,α'-bis(substituted-benzylidene) cycloalkanones under solvent-free conditions", Catal. Commun. 8 (2007) 2229-2231.

[Downloaded from isharat.khu.ac.ir on 2026-10-28]