

نقض CP در واپاشی‌های مزون B

حسین مهربان*

گروه فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

تاریخ دریافت: ۸۷/۱۲/۲۴

تاریخ پذیرش: ۸۸/۸/۲۸

چکیده

مقدمه: در فیزیک ذرات، نقض CP، نقض تقارن مفروض CP در قوانین فیزیک است. نقض CP ظریف ترین شکست تقارن که تاکنون در طبیعت مشاهده شده را نشان می‌دهد و امکان بررسی پدیده‌شناختی بزرگی را برای فیزیکدانان مهیا می‌سازد. نقض تقارن CP یکی از هیجان‌انگیزترین جنبه‌های فیزیک انرژی‌های بالا است که نقش مهمی را در نظریه‌های کیهان‌شناسی که تلاش می‌کنند تا غلبه ماده بر پادماده را در عالم کنونی توضیح دهند، ایفا می‌کند. امروزه مطالعه نقض CP حوزه شگفت‌انگیزی از کارهای تئوری و تجربی را می‌طلبد. از سال ۱۹۶۴، تجربه‌گران به جستجوی نقض تقارن CP در مزون‌ها پرداخته‌اند. مزون‌ها که از یک کوارک و پادکوارک ساخته شده‌اند، یعنی مخلوطی مساوی از ماده و پادماده هستند، نقشی اساسی در نقض CP دارند. خانواده مزون‌ها شامل ذراتی مانند پایون‌ها، کائون‌ها، مزون‌های B، D و غیره می‌باشد.

هدف: ابزار تئوری برای شکست تقارن CP مورد استفاده و نقض این تقارن در واپاشی‌های کوارک b بررسی شده است.

روش بررسی: در این تحقیق آهنگ واپاشی‌های کوارک b و پادکوارک \bar{b} در حالت‌های شاخه‌ای و پنگوئن بر اساس نظریه هامیلتونی مؤثر محاسبه شده است و با استفاده از آنها، مقادیر نقض CP در واپاشی‌های کوارک b بدست آمده است.

*عهده‌دار مکاتبات: hmehraban@semnan.ac.ir، تلفن: ۰۲۱-۷۷۸۷۱۷۲۳، فکس: ۰۲۳۱-۳۳۵۴۰۸۲

نتایج: با استناد به مدل کوآرک واپاشی‌های b و \bar{b} ، نتایج تئوری را با نتایج تجربی نقض CP در واپاشی‌های مزون B مقایسه کرده‌ایم. ملاحظه می‌کنیم که واپاشی‌های $b \rightarrow ud\bar{u}$ و $b \rightarrow cs\bar{c}$ به ترتیب، بیشترین و کمترین مقادیر نقض CP را به خود اختصاص می‌دهند.

نتیجه گیری: آهنگ واپاشی‌های مختلف کوآرک b و پادکوآرک \bar{b} در حالت شاخه‌ای و پنگوئن با استفاده از نظریه هامیلتونی مؤثر محاسبه شده است. در فرمول‌بندی نظریه هامیلتونی مؤثر برای بدست آوردن آهنگ مربوط به چهار واپاشی $b \rightarrow ud\bar{c}$ ، $b \rightarrow us\bar{c}$ ، $b \rightarrow cd\bar{u}$ و $b \rightarrow cs\bar{u}$ که فقط شامل حالت شاخه‌ای می‌شوند ضرایب ویلسون $C_{3, \dots, 6}$ را که در بردارنده سهم پنگوئن گلوونی می‌باشند را مساوی صفر قرار می‌دهیم. از این رو تفاوتی در آهنگ واپاشی‌های کوآرک و پادکوآرک، در این واپاشی‌ها وجود ندارد. با بکار بردن رابطه عدم تقارن CP و با استفاده از مقادیر عددی آهنگ واپاشی، نقض CP را برای آن دسته از واپاشی‌های کوآرک b که آهنگ واپاشی آنها با آهنگ واپاشی پادکوآرک متناظر به دلیل تأثیر سهم پنگوئن و حضور ضرایب ویلسون $C_{3, \dots, 6}$ در نظریه هامیلتونی مؤثر تفاوت دارد محاسبه می‌کنیم.

واژه‌های کلیدی: نقض CP، هامیلتونی مؤثر، کوآرک b ، آهنگ واپاشی، مزون B

مقدمه

برهم‌کنش‌های مختلف در طبیعت خواص تقارنی متفاوتی دارند. آزمایشات، هیچ نقضی از بقای انرژی-تکانه و بقای تکانه زاویه‌ای در همه برهم‌کنش‌های شناخته شده (گرانش، قوی و الکتروضعیف) نیافته‌اند. اینها نتایج تقارن فضا-زمان پیوسته می‌باشند.^(۱) عملگرهایی که می‌توان با اعمال پی‌درپی عملگرهای تقارنی بینهایت کوچک به‌دست آورد، عملگرهای تقارنی پیوسته نام دارند.^(۲) به عنوان مثال، دوران که می‌تواند با زوایای کوچک دلخواهی انجام پذیرد، در گروه تقارن‌های پیوسته قرار می‌گیرد. همچون تقارن‌های پیوسته، تقارن‌های فضا-زمان گسسته وجود دارند که تقارن‌های ممکن یک دستگاه فیزیکی هستند مانند: تقارن وارونی فضایی یا تقارن پاریته^۱، تقارن وارونی زمان^۲ و تقارن همیوگی بار^۳ (تقارن ذره - پادذره). تقارن همیوگی بار از این جهت به تقارن گسسته فضا-زمان مربوط می‌شود که یک پادذره را بنا بر نظر استوکلبرگ^۴ و فاینمن می‌توان به مانند ذره‌ای که در زمان «به سمت عقب» حرکت می‌کند در نظر گرفت.^(۱) تقارن‌ها در مطالعه فیزیک از اهمیت اساسی برخوردارند و ترکیب تقارن بار و پاریته از اغلب آنها شگفت‌آورتر است. تقارن CP، نماد ترکیب دو عمل مزدوج کردن بار الکتریکی (C) و وارونی فضایی یا پاریته (P) است که همه ذرات را به پادذرات آنها تبدیل و جهت همه بردارها را وارون می‌کند.^(۳) در جهان فیزیکی، برخی از تقارن‌ها پایدار و برخی از آنها شکسته شده‌اند که مطالعه هر دو نوع تقارن از اهمیت

¹ Parity

² Time reversal

³ Charge Conjugation

⁴ Stuckelberg

برخوردار است. این مطالعات، اطلاعات بسیاری را برای درک اصول بنیادی عالم، فراهم آورده است.^(۱) در فیزیک ذرات، نقض CP ، نقض تقارن مفروض CP در قوانین فیزیک است. نقض CP ظریف‌ترین شکست تقارن که تاکنون در طبیعت مشاهده شده را نشان می‌دهد و امکان بررسی پدیده‌شناختی بزرگی را برای فیزیکدانان مهیا می‌سازد.^(۴) مزون‌ها که از یک کوارک و پادکوارک ساخته شده‌اند، یعنی مخلوطی مساوی از ماده و پادماده هستند، نقشی اساسی در نقض CP دارند. خانواده مزون‌ها شامل ذراتی مانند پایون‌ها، کائون‌ها، مزون‌های B ، D و غیره می‌باشد.

اگر تقارن بار-پارته در یک سیستم فیزیکی وجود داشته باشد، طبق قضیه نوتر باید هیچ حالت فیزیکی با عدد CP برابر ۱- نتواند به حالتی با عدد CP برابر ۱+ تبدیل شود، یعنی کمیت فیزیکی عدد CP باید پایسته باشد. تا پیش از سال ۱۹۶۴ ترکیب CP در برهم‌کنش‌های ضعیف پایسته تلقی می‌شد. اما هنگامیکه در این سال جیمز کرونین^۱، وال فیچ^۲ و همکاران در آزمایشگاه بین‌المللی بروکهایون^۳ در لانگ‌آیلند، مشاهده کردند که تقریباً یکی از هر ۵۰۰ کائون با عمر طولانی (کائون‌هایی که عدد CP مساوی ۱- دارند) به دو پایون واپاشیده می‌شود، این تلقی مخدوش شد. آنها با نقض اندک CP به میزان ۰.۲٪ در واپاشی‌های کائون روبرو شدند و این معما به وجود آمد که چرا طبیعت وقتی در آینه بار-پارته منعکس می‌شود، متفاوت به نظر می‌رسد.^(۳)

نتایج و بحث

نقض تقارن CP یکی از هیجان‌انگیزترین جنبه‌های فیزیک انرژی‌های بالا است که نقش مهمی را در نظریه‌های کیهان‌شناسی که تلاش می‌کنند تا غلبه ماده بر پادماده را در عالم کنونی توضیح دهند، ایفا می‌کند. امروزه مطالعه نقض CP حوزه شگفت‌انگیزی از کارهای تئوری و تجربی را می‌طلبد. از سال ۱۹۶۴، تجربه‌گران به جستجوی نقض تقارن CP در مزون‌ها پرداخته‌اند. مزون‌های P و \bar{P} که B ، D ، K و ... \bar{B} ، \bar{D} ، \bar{K} و ... هستند بوسیله یک عدد کوانتومی درونی F (مانند شگفتی، زیبایی، عدد لبتونی و غیره) با این ویژگی که برای هامیلتونی H_{strong} و H_{QED} مقدار $\Delta F = 0$ و برای هامیلتونی H_{weak} مقدار $\Delta F = 1$ و برای H_{sw} مقدار $\Delta F = 2$ است، قابل تشخیص می‌باشند. یعنی نیروهای ضعیف، F را به اندازه یک واحد و نیروهای فوق ضعیف^۴، F را به اندازه دو واحد تغییر می‌دهند. بنابراین برهم‌کنش‌های ضعیف، این اعداد کوانتومی درونی را پایسته نگاه نمی‌دارند. اگر فقط برهم‌کنش‌های قوی و الکترومغناطیسی داشته باشیم، P و \bar{P} می‌توانند پایدار و به شکل ذره و پادذره با جرم مشترک m_p باشند. به واسطه برهم‌کنش ضعیف P و \bar{P} واپاشیده می‌شوند. به علاوه ناپایستگی برخی قوانین پایستگی در برهم‌کنش ضعیف، گذارهای P و \bar{P} را به حالت‌های مشترک n مجاز می‌سازد در نتیجه P و \bar{P} ترکیب می‌شوند، به طور مثال بین خودشان قبل از واپاشی نوسان می‌کنند.^(۴) دامنه واپاشی $P \rightarrow f$ و $\bar{P} \rightarrow \bar{f}$ را به ترتیب با $A(f)$ و $\bar{A}(\bar{f})$ نشان می‌دهیم:

¹-James Cronin

²- Val Fitch

³- Brookhaven

⁴ superweak

$$\bar{A}(f) = \langle \bar{f} | H_{\Delta F=1} | \bar{P} \rangle \quad (1)$$

$$A(f) = \langle f | H_{\Delta F=1} | P \rangle,$$

و نسبت آنها برابر است با:

$$\bar{\rho}(f) = \frac{\bar{A}(f)}{A(f)} = \frac{1}{\rho(f)} \quad (2)$$

در این حالت هیچ نوسانی رخ نمی‌دهد و عدم تقارن CP^۱ بصورت زیر تعریف می‌شود: (۴، ۵)

$$a_f = \frac{\Gamma(p \rightarrow f) - \Gamma(\bar{p} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(p \rightarrow f) + \Gamma(\bar{p} \rightarrow \bar{f})} \quad (3)$$

و بر حسب دامنه واپاشی‌های ذرات و پادذرات بصورت زیر بدست می‌آید:

$$a_f = \frac{1 - |\bar{A}/A|^2}{1 + |\bar{A}/A|^2} \quad (4)$$

اگر $a_f = 0$ باشد، $|\bar{A}(f)/A(f)| = 1$ می‌شود و در نتیجه CP نقض نمی‌شود. بنابراین نقض CP در دامنه واپاشی که آن را نقض صریح CP^۲ می‌نامند، هنگامی رخ می‌دهد است که $a_f \neq 0$ باشد.

از آنجا که واپاشی ضعیف هادرون‌ها مانند واپاشی‌های مزون B، به واسطه فرایندهایی در سطح مدل کوآرک انجام می‌شوند، در این تحقیق با استفاده از آهنگ واپاشی برای گروهی از واپاشی‌های کوآرک b که علاوه بر حالت شاخه‌ای شامل سهم پنگوئن نیز هستند، مطابق نظریه هامیلتونی مؤثر، نقض CP قابل محاسبه است. با استفاده از رابطه عدم تقارن CP برای واپاشی $b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j$ که به صورت زیر تعریف می‌شود، (۵)

$$a_{CP} = \frac{\Gamma(\bar{b} \rightarrow \bar{q}_i \bar{q}_k q_j) - \Gamma(b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j)}{\Gamma(\bar{b} \rightarrow \bar{q}_i \bar{q}_k q_j) + \Gamma(b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j)} \quad (5)$$

نقض CP برای واپاشی‌های مختلف کوآرک b و در نتیجه مزون B محاسبه شده است.

نظریه هامیلتونی مؤثر

سرآغاز هر پدیده‌شناسی واپاشی ضعیف هادرون‌ها، هامیلتونی ضعیف مؤثر است که ساختار کلی آن به صورت زیر می‌باشد: (۶)

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^i C_i(\mu) Q_i \quad (6)$$

که در آن Q_i ها عملگرهای موضعی هستند که واپاشی مورد بحث را کنترل می‌کنند. این عملگرها می‌توانند با توجه

¹- CP Asymmetry

²- Direct CP Violation

به‌ساختار دیراک، ساختار رنگ و نوع کوارک‌ها و لپتون‌های مربوط به یک واپاشی طبقه‌بندی شوند. فاکتورهای کابیو کوبایاشی - ماسکاو (V_{CKM}^i) و ضرایب ویلسون^۱ ($C_i(\mu)$)، قدرتی^۲ که یک عملگر با آن وارد هامیلتونی می‌شود را توصیف می‌کنند.^(۶) مدهای واپاشی^۳ هادرونی کوارک b (پادکوارک \bar{b}) به سه دسته تقسیم می‌شوند: دسته اول، واپاشی‌هایی هستند که توسط عملگرهای جریان-جریان ایجاد می‌شوند. این دسته از واپاشی‌ها فقط در حالت شاخه‌ای بررسی می‌شوند و آهنگ واپاشی (Γ) آنها از حاصلضرب انتگرال فضای فاز در مجذور دامنه حالت شاخه‌ای به دست می‌آید. واپاشی‌های کوارک b در این گروه عبارتند از:

$$b \rightarrow cd\bar{u}, \quad b \rightarrow cs\bar{u}, \quad b \rightarrow us\bar{c}, \quad b \rightarrow ud\bar{c}$$

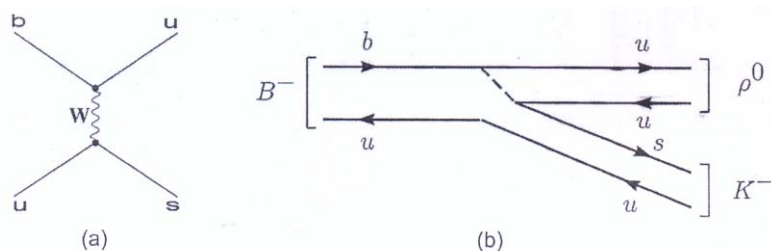
در دسته دوم واپاشی‌هایی که توسط عملگرهای جریان-جریان و عملگرهای پنگوئن ایجاد می‌شوند، قرار دارند. در این دسته اثرات نیروهای QCD اعمال می‌گردد. این اثرات ناشی از حضور زوج کوارک-پادکوارک در این واپاشی‌ها است که امکان حضور گلوئون را به عنوان انتشارگر فراهم می‌سازد. بنابراین با حضور نمودارهای پنگوئن در این قسمت دو دامنه واپاشی خواهیم داشت: دامنه واپاشی مربوط به حالت شاخه‌ای و دامنه واپاشی حالت پنگوئن که هر دو باید در نظر گرفته شوند و برای محاسبه آهنگ واپاشی، مجذور جمع این دامنه‌ها در انتگرال فضای فاز ضرب خواهد شد. واپاشی‌های کوارک b در این گروه عبارتند از:

$$b \rightarrow ud\bar{u}, \quad b \rightarrow us\bar{u}, \quad b \rightarrow cd\bar{c}, \quad b \rightarrow cs\bar{c}$$

دسته سوم، واپاشی‌های خالص پنگوئن هستند. این دسته فقط حیطة QCD را در بر می‌گیرد. واپاشی‌های کوارک b در این گروه عبارتند از:

$$b \rightarrow ddd\bar{d}, \quad b \rightarrow sdd\bar{d}, \quad b \rightarrow dss\bar{s}, \quad b \rightarrow sss\bar{s}$$

حالت شاخه‌ای: مدهایی از واپاشی کوارک b را که در آن QCD وارد نشده است و فقط به وسیله بوزون‌های واسطه W^\pm صورت می‌گیرد را حالت شاخه‌ای می‌نامند. شکل‌های (۱)، (a) و (b) نمودار حالت شاخه‌ای مربوط به گذار $b \rightarrow us\bar{u}$ را به ترتیب در سطح کوارک و در واپاشی مزون $B^-(b\bar{u}) \rightarrow K^-(s\bar{u})\rho^0(u\bar{u})$ نشان می‌دهند. همانطور که ملاحظه می‌کنیم نمودارهای حالت شاخه‌ای دارای حلقه‌های بسته نیستند.



شکل ۱- نمودار حالت شاخه‌ای.

در واپاشی‌های حالت شاخه‌ای، هامیلتونی ضعیف مؤثر تنها شامل عملگرهای Q_1 و Q_2 است که به طور مثال برای واپاشی $b \rightarrow ud\bar{u}$ می‌توان نوشت:^(۶، ۷)

¹⁻ Wilson coefficients

²⁻ strength

³⁻ decay modes

$$H_{eff} = 2\sqrt{2}G_F V_{ub}V_{ud}^* (C_1 Q_1 + C_2 Q_2) \quad (۷)$$

که در آن

$$Q_1 = (\bar{u}_\alpha b_\beta)_{V-A} (\bar{d}_\beta u_\alpha)_{V-A}, \quad Q_2 = (\bar{u}b)_{V-A} (\bar{d}u)_{V-A} \quad (۸)$$

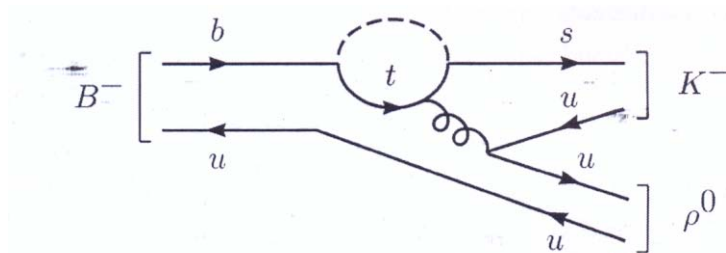
و α و β شاخص‌های رنگ کوارک می‌باشند. همچنین جریان‌های کوارکی در فضای کایرال و بر حسب اسپینورهای دو مؤلفه‌ای راستگرد و چپگرد کوارک q به صورت زیر قابل نمایش هستند:

$$(\bar{u}_\alpha b_\beta)_{V_{\mu A}} (\bar{d}_\beta u_\alpha)_{V_{\mu A}} = \left(\bar{u}_\alpha \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) b_\beta \right) \left(\bar{d}_\beta \gamma_\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) u_\alpha \right) \quad (۹)$$

$$\bar{q}_\alpha \gamma^\mu \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \right) q_\alpha = q_{\alpha L}^\dagger \bar{\sigma}_\mu q_{\alpha L}, \quad \bar{q}_\alpha \gamma^\mu \left(\frac{1+\gamma^5}{2} \right) q_\alpha = q_{\alpha R}^\dagger \sigma_\mu q_{\alpha R} \quad (۱۰)$$

که در آن $\sigma^\mu \equiv (\sigma^0, -\sigma^1, -\sigma^2, -\sigma^3)$ و $\bar{\sigma}^\mu \equiv (\sigma^0, \sigma^1, \sigma^2, \sigma^3)$ ماتریس واحد و σ^i ماتریس‌های 2×2 اسپین پائولی هستند.

حالت پنگوئن: در مدل استاندارد، جریان‌های خنثی تغییردهنده طعم ($FCNC$)^۱ ممنوع هستند. بطور مثال هیچ جفت‌شدگی مستقیمی بین کوارک b و کوارک‌های d و s وجود ندارد. در واقع در رأس‌های شامل بوزون‌های پیمانه‌ای خنثی Z, γ و g طعم کوارک ثابت می‌ماند که این حقیقت، غیاب جریان‌های $FCNC$ را در حالت شاخه‌ای نشان می‌دهد. ما می‌توانیم از رأس W^\pm استفاده کنیم و با تشکیل حلقه ساختار مورد نظر را ایجاد کنیم، به بیان دیگر، جریان‌های $FCNC$ به وسیله نمودارهای پنگوئن^۲ یا یک حلقه‌ای ایجاد می‌شوند. در این نمودارها، یک حلقه ایجاد می‌شود، بطور مثال در واپاشی $b \rightarrow s$ یک بوزون W گسیل می‌شود و طی آن کوارک b به کوارک داخلی t تبدیل می‌شود، سپس این بوزون جذب می‌شود و کوارک b به s تبدیل می‌گردد. بنابراین نمودارهای پنگوئن شامل حلقه W - بوزون- کوارک هستند. این گذار $b \rightarrow t \rightarrow s$ در واپاشی $B^- (b\bar{u}) \rightarrow K^- (s\bar{u}) \rho^0 (u\bar{u})$ را در شکل (۲) مشاهده می‌کنیم.



شکل ۲- گذار $b \rightarrow s$ در واپاشی $B^- \rightarrow K^- \rho^0$ در حالت پنگوئن.

انواع فرایندهای پنگوئن که در شکل ۳ نشان داده شده است، عبارتند از: الکترومغناطیسی^۳، الکتروضعیف^۴ و گلوئونی یا QCD^۵.

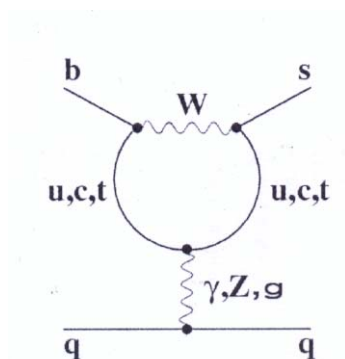
^۱- Flavour Changing Neutral Current

^۲- penguin

^۳- Electromagnetic penguin

^۴- Electroweak penguin

^۵- QCD penguin



شکل ۳- انواع نمودار پنگوئن (الکترومغناطیسی، الکتروضعیف و گلوئونی).

ما در این تحقیق به بررسی فرایندهای پنگوئن گلوئونی می‌پردازیم. از آنجا که در جفت‌شدگی گلوئونی طعم کوارک ثابت می‌ماند، واضح است که پنگوئن‌ها نمی‌توانند به عنوان مثال در واپاشی $b \rightarrow ud\bar{u}$ توسط عملگر $(\bar{u}b)_{V-A}(\bar{d}u)_{V-A}$ که نشان‌دهنده عملگرهای Q_1 و Q_2 در حالت شاخه‌ای واپاشی مذکور هستند، تولید شوند. به این ترتیب عملگرهای جدیدی وارد می‌شوند و هامیلتونی با توجه به حضور برهم‌کنش‌های اضافی در پنگوئن پیچیده‌تر می‌شود. در این حالت مجموعه‌ای از عملگرها که شامل دو عملگر جریان-جریان $(Q_1$ و $Q_2)$ و چهار عملگر پنگوئن گلوئونی $(Q_3$ و Q_4 و Q_5 و $Q_6)$ است، در هامیلتونی مؤثر ظاهر می‌شوند. مجموعه این عملگرها برای گذار $b \rightarrow ud\bar{u}$ عبارتند از: ^(۸،۶)

$$\begin{aligned} Q_1 &= (\bar{u}_\alpha b_\beta)_{V-A} (\bar{d}_\beta u_\alpha)_{V-A}, & Q_2 &= (\bar{u}b)_{V-A} (\bar{d}u)_{V-A} \\ Q_3 &= (\bar{d}b)_{V-A} \sum_q (\bar{q}q)_{V-A}, & Q_4 &= (\bar{d}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V-A} \\ Q_5 &= (\bar{d}b)_{V-A} \sum_q (\bar{q}q)_{V+A}, & Q_6 &= (\bar{d}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V+A} \end{aligned} \quad (11)$$

α و β شاخص‌های رنگ کوارک‌ها و جمع روی q به ازای همه طعم‌های کوارک موجود در نظریه مؤثر می‌باشند. آهنگ واپاشی در حالت شاخه‌ای

دامنه مربوط به واپاشی $b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j$ در حالت شاخه‌ای عبارت است از: ^(۹)

$$M = -i \frac{2\sqrt{2}G_F}{V^2} V_{ib} V_{jk}^* (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \times (\tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu) \quad (12)$$

که در آن V_{jk} و V_{ib} عناصر ماتریس CKM هستند و p_i و p_f به ترتیب چارتکانه‌های مربوط به حالت‌های اولیه و نهایی واپاشی می‌باشند. V حجمی است که توابع موج ذره و پادذره در آن بهنجار شده‌اند. با فرض در حال سکون بودن کوارک b ($\vec{p}_b = 0$)، داریم: ^(۹)

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}^\mu &= \frac{1}{2}\sqrt{1+v_i} \left[\begin{matrix} -\sin(\theta_i/2) & \cos(\theta_i/2) \end{matrix} \right] \bar{\sigma}^\mu \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \tilde{\sigma}_\mu &= \frac{1}{2}\sqrt{1+v_k}\sqrt{1+v_j} \left[\begin{matrix} -\sin(\theta_k/2) & \cos(\theta_k/2) \end{matrix} \right] \bar{\sigma}_\mu \begin{pmatrix} -\sin(\theta_j/2) \\ \cos(\theta_j/2) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (13)$$

در نتیجه حاصل ضرب $\tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu$ برابر می‌شود با:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu &= \frac{1}{4}\sqrt{1+v_i}\sqrt{1+v_k}\sqrt{1+v_j} \left[\begin{matrix} -\sin(\theta_i/2) & \cos(\theta_i/2) \end{matrix} \right] \bar{\sigma}^\mu \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &\times \left[\begin{matrix} -\sin(\theta_k/2) & \cos(\theta_k/2) \end{matrix} \right] \bar{\sigma}_\mu \begin{pmatrix} -\sin(\theta_j/2) \\ \cos(\theta_j/2) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (14)$$

v سرعت هر یک از ذرات در حالت نهایی و $\bar{\sigma}^\mu$ با (۱۰) مشخص شده است. با فرض $\varphi = 0$ (قرارگیری تکانه کوارک‌ها در صفحه $x-z$) حالت هلیسسته مثبت و منفی کوارک‌ها برابر است با:

$$|+\rangle = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) \\ \sin(\theta/2) \end{pmatrix}, \quad |-\rangle = \begin{pmatrix} -\sin(\theta/2) \\ \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \quad (15)$$

فرض می‌کنیم اسپین کوارک b در امتداد محور z باشد ($\theta_b = 0$)، در نتیجه حالت هلیسسته مثبت و منفی برابر می‌شود با:

$$|+\rangle_b = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |-\rangle_b = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (16)$$

برای محاسبه آهنگ واپاشی (Γ) به مربع دامنه واپاشی نیاز داریم. برای این منظور عبارت $[\tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu]^2$ را برای حالت اسپینی $1/2$ و $-1/2$ کوارک b بدست می‌آوریم و سپس روی آنها میانگین می‌گیریم. در نتیجه جمله میانگین اسپینی^۱ عبارت است از:

$$[\tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu]^2 = \frac{1}{16}(1+v_i)(1+v_k)(1+v_j)(1-\cos(\theta_k - \theta_i)) \quad (17)$$

رابطه بالا برای کوارک‌های نهایی در حالت هلیسسته ($b \rightarrow --+$) بدست آمده است. با جمع روی هشت حالت ممکن هلیسسته خواهیم داشت:

$$[\tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu]_{sp-av}^2 = \frac{1}{2}[1 - v_i v_k \cos(\theta_k - \theta_i)] \quad (18)$$

در نتیجه مربع دامنه پراکندگی برابر می‌شود با:

$$|M|^2 = \frac{8G_F^2}{V^4} |V_{ib} V_{jk}^*|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \times \left[\frac{1}{2}(1 - v_i v_k \cos(\theta_k - \theta_i)) \right] \quad (19)$$

با فرض $\theta = \theta_k - \theta_i$ و قوانین بقای انرژی و تکانه خواهیم داشت:

$$\cos \theta = \frac{(M_b - (E_i + E_k))^2 - (m_j^2 + p_i^2 + p_k^2)}{2p_i p_k} \quad (20)$$

با قرار دادن رابطه بالا در (۱۹) و استفاده از قاعده طلایی فرمی، آهنگ واپاشی به صورت زیر بدست می‌آید:

^۱spin average

$$\Gamma = \frac{4G_F^2}{(2\pi)^4} |V_{ib} V_{jk}^*|^2 \int \frac{p_i^2 dp_i d\Omega}{p_i} \int p_k dp_k (M_b - E_i - E_k) \times \left(1 - \frac{(M_b - (E_i + E_k))^2 - (m_j^2 + p_i^2 + p_k^2)}{2E_i E_k} \right) \quad (21)$$

زاویه بین سرعت‌های ذرات باید فیزیکی باشد، یعنی $-1 \leq \cos \theta \leq 1$ ، در نتیجه:

$$0 < p_i < \frac{M_b}{2}, \quad 0 < p_k < \frac{M_b}{2} \quad (22)$$

با استفاده از تغییر متغیر،

$$p_i = x \frac{M_b}{2}, \quad p_k = y \frac{M_b}{2} \quad (23)$$

آهنگ واپاشی بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\Gamma_{b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j}^{Tree} = 3\Gamma_{0b} |V_{ib} V_{jk}^*|^2 I \quad (24)$$

ضریب ۳ عامل رنگ برای واپاشی‌های هادرونی است و،

$$\Gamma_{0b} = \frac{G_F^2 M_b^5}{192\pi^3} \quad (25)$$

و انتگرال فضای فاز I^1 به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$I = \int_0^1 dx \int_0^1 dy 6xy \cdot f_{ab} \cdot (1 - h_{abc}) \quad (26)$$

در اینجا،

$$\begin{aligned} f_{ab} &= 2 - \sqrt{x^2 + a^2} - \sqrt{y^2 + b^2}, & h_{abc} &= \frac{(f_{ab})^2 - (c^2 + x^2 + y^2)}{2\sqrt{x^2 + a^2} \sqrt{y^2 + b^2}}, \\ f_{bc} &= 2 - \sqrt{x^2 + b^2} - \sqrt{y^2 + c^2}, & h_{bca} &= \frac{(f_{bc})^2 - (a^2 + x^2 + y^2)}{2\sqrt{x^2 + b^2} \sqrt{y^2 + c^2}}, \\ f_{ac} &= 2 - \sqrt{x^2 + a^2} - \sqrt{y^2 + c^2}, & h_{acb} &= \frac{(f_{ac})^2 - (b^2 + x^2 + y^2)}{2\sqrt{x^2 + a^2} \sqrt{y^2 + c^2}}. \end{aligned} \quad (27)$$

و ثابتهای b, a و C عبارتند از:

$$a = \frac{2m_i}{M_b}, \quad b = \frac{2m_k}{M_b}, \quad c = \frac{2m_j}{M_b} \quad (28)$$

آهنگ واپاشی در حالت شاخه‌ای و پنگوئن

هامیلتونی مؤثر در حالت شاخه‌ای و پنگوئن عبارت است از:

$$H_{eff} = 2\sqrt{2}G_F \sum_{i=1}^6 d_i(\mu) Q_i(\mu) \quad (29)$$

¹phase space

C_i ها ضرایب ویلسون، $Q_{1,2}$ عملگرهای جریان-جریان، $Q_{3,K,6}$ عملگرهای پنگوئن گلوئونی و برای واپاشی $b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j$ ضرایب $d_i(\mu)$ عبارتند از:

$$d_{1,2} \equiv V_{ib} V_{jk}^* C_{1,2}, \quad d_{3,K,6} \equiv -V_{ib} V_{ik}^* C_{3,K,6} \quad (30)$$

ملاحظه می‌شود که عملگرهای Q_1, Q_2, Q_3 و Q_4 دارای شکل چپگرد-چپگرد $(L-L)$ و عملگرهای Q_5 و Q_6 به شکل چپگرد-راستگرد $(L-R)$ هستند. مطابق با روش بخش قبل مربع میانگین اسپینی جملات Q_1, \dots, Q_6 عبارت است از:

$$\begin{aligned} [(\tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu)_{LL} + (\tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu)_{LR}]_{sp-av}^2 &= \alpha_1 \left(\frac{1}{16}\right) (1+v_i)(1+v_k)(1+v_j) [1 - \cos(\theta_k - \theta_i)] \\ &+ \alpha_2 \left(\frac{1}{16}\right) (1-v_i)(1+v_k)(1-v_j) [1 + \cos(\theta_k - \theta_j)] \\ &+ \alpha_3 \left(\frac{1}{16}\right) \sqrt{1-v_i^2} (1+v_k) \sqrt{1-v_j^2} [1 + \cos(\theta_j - \theta_i) - \cos(\theta_k - \theta_j) - \cos(\theta_k - \theta_i)]. \end{aligned} \quad (31)$$

اکنون باید هشت حالت هلیسسته کوآرک‌های نهایی را محاسبه و با هم جمع کنیم. خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} [(\tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu)_{LL} + (\tilde{\sigma}^\mu \tilde{\sigma}_\mu)_{LR}]_{sp-av}^2 &= \left(\frac{\alpha_1}{2}\right) [1 - v_i v_k \cos(\theta_k - \theta_i)] \\ &+ \left(\frac{\alpha_2}{2}\right) [1 + v_k v_j \cos(\theta_j - \theta_k)] \\ &+ \left(\frac{\alpha_3}{2}\right) \sqrt{1-v_i^2} \sqrt{1-v_j^2} \end{aligned} \quad (32)$$

در اینجا،

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= |d_1 + d_2 + d_3 + d_4|^2 + 2|d_1 + d_4|^2 + 2|d_2 + d_3|^2, \\ \alpha_2 &= |d_5 + d_6|^2 + 2|d_5|^2 + 2|d_6|^2, \\ \alpha_3 &= \text{Re}\{(3d_1 + d_2 + d_3 + 3d_4)d_6^* + (d_1 + 3d_2 + 3d_3 + d_4)d_5^*\}. \end{aligned} \quad (33)$$

زاویه بین سرعت‌های ذرات باید فیزیکی باشد، در نتیجه $-1 \leq \cos(\theta_i - \theta_k) \leq 1$ ، $-1 \leq \cos(\theta_k - \theta_j) \leq 1$ و $-1 \leq \cos(\theta_j - \theta_i) \leq 1$ باید برقرار باشند. با جایگذاری (۳۲) در مربع دامنه واپاشی و استفاده از قاعده طلایی، آهنگ واپاشی بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\Gamma_{b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j}^{EH} = \Gamma_{0b} (\alpha_1 I_1 + \alpha_2 I_2 + \alpha_3 I_3). \quad (34)$$

Γ_{0b} با (۲۵) مشخص می‌شود و انتگرال‌های فضای فاز I_1, I_2 و I_3 عبارتند از:

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_0^1 dx \int_0^1 dy 6xy \cdot f_{ab} \cdot (1 - h_{abc}), \\ I_2 &= \int_0^1 dx \int_0^1 dy 6xy \cdot f_{bc} \cdot (1 + h_{bca}), \\ I_3 &= \int_0^1 dx \int_0^1 dy 6xy \cdot f_{ac} \cdot h_{xa} \cdot h_{yc}. \end{aligned} \quad (35)$$

مقادیر $f_{ab}, f_{bc}, f_{ac}, h_{abc}$ و h_{bca} با (۲۷) مشخص شده‌اند و h_{xa} و h_{yc} عبارتند از:

$$h_{xa} = \left[1 - \frac{x^2}{x^2 + a^2}\right]^{\frac{1}{2}}, \quad h_{yc} = \left[1 - \frac{y^2}{y^2 + c^2}\right]^{\frac{1}{2}}. \quad (36)$$

مقادیر مورد نیاز برای بدست آوردن آهنگ واپاشی‌های کوآرک b و پادکوآرک \bar{b} در حالت شاخه‌ای و پنگوئن (۳۴) عبارتند از: ^(۱۰)

• جرم کوآرک‌ها (بر حسب GeV):

$$m_b = 4.68^{+0.17}_{-0.07} \quad m_c = 1.27^{+0.07}_{-0.11}$$

$$m_u = 0.00255^{+0.00075}_{-0.00105} \quad m_d = 0.00504^{+0.00096}_{-0.00154}$$

$$m_s = 0.104^{+0.026}_{-0.034}$$

• عناصر ماتریس CKM:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97419 \pm 0.00022 & 0.2257 \pm 0.0010 & 0.00359 \pm 0.00016 \\ 0.2256 \pm 0.0010 & 0.97334 \pm 0.00023 & 0.0415^{+0.0010}_{-0.0011} \\ 0.00874^{+0.00026}_{-0.00037} & 0.0407 \pm 0.0010 & 0.999133^{+0.000044}_{-0.000043} \end{pmatrix}$$

• ثابت فرمی:

$$G_F = 1.16637 \times 10^{-5} (GeV)^{-2}$$

• ضرایب ویلسون مربوط به واپاشی‌های کوآرک $b \rightarrow d$, $\bar{b} \rightarrow \bar{d}$, $b \rightarrow s$ و $\bar{b} \rightarrow \bar{s}$ در جدول ۱: ^(۱۱)

جدول ۱ - ضرایب ویلسون مؤثر در مقیاس بازپهنجارش $\mu = 2.5 GeV$.

	$b \rightarrow d$	$\bar{b} \rightarrow \bar{d}$
C_1^{eff}	$1.1679 + 0.0000i$	$1.1679 + 0.0000i$
C_2^{eff}	$-0.3525 + 0.0000i$	$-0.3525 + 0.0000i$
C_3^{eff}	$0.233 + 0.0018i$	$0.250 + 0.0047i$
C_4^{eff}	$-0.0540 - 0.0053i$	$-0.0588 - 0.0142i$
C_5^{eff}	$0.0172 + 0.0018i$	$0.0189 + 0.0047i$
C_6^{eff}	$-0.0675 - 0.0053i$	$-0.0723 - 0.0142i$
	$b \rightarrow s$	$\bar{b} \rightarrow \bar{s}$
C_1^{eff}	$1.1679 + 0.0000i$	$1.1679 + 0.0000i$
C_2^{eff}	$-0.3525 + 0.0000i$	$-0.3525 + 0.0000i$
C_3^{eff}	$0.249 + 0.0032i$	$0.248 + 0.0030i$
C_4^{eff}	$-0.0585 - 0.0095i$	$-0.0583 - 0.0090i$
C_5^{eff}	$0.0188 + 0.0032i$	$0.0187 + 0.0030i$
C_6^{eff}	$-0.0721 - 0.0095i$	$-0.0718 - 0.0090i$

آهنگ واپاشی‌های مختلف کوارک b و پادکوارک \bar{b} در حالت شاخه‌ای و پنگوئن با استفاده از نظریه هامیلتونی مؤثر (Γ^{EH})، در جدول ۲ محاسبه شده است. در فرمول‌بندی نظریه هامیلتونی مؤثر برای بدست آوردن آهنگ مربوط به چهار واپاشی $b \rightarrow ud\bar{c}$, $b \rightarrow us\bar{c}$, $b \rightarrow cd\bar{u}$ و $b \rightarrow cs\bar{u}$ که فقط شامل حالت شاخه‌ای می‌شوند ضرایب ویلسون $C_{3, \dots, 6}$ را که در بردارنده سهم پنگوئن گلئونی می‌باشند را مساوی صفر قرار می‌دهیم. از این رو چنانکه جدول ۲ نشان می‌دهد، تفاوتی در آهنگ واپاشی‌های کوارک و پادکوارک، در این واپاشی‌ها وجود ندارد. اکنون با بکار بردن رابطه عدم تقارن CP، یعنی رابطه (۵)، و با استفاده از مقادیر عددی Γ^{EH} مندرج در جدول ۲، نقض CP را برای آن دسته از واپاشی‌های کوارک b که آهنگ واپاشی آنها با آهنگ واپاشی پادکوارک متناظر به دلیل تأثیر سهم پنگوئن و حضور ضرایب ویلسون $C_{3, \dots, 6}$ در نظریه هامیلتونی مؤثر تفاوت دارد محاسبه می‌کنیم که نتایج در جدول ۳ نشان داده شده است.

جدول ۲ - آهنگ واپاشی کوارک b و پادکوارک \bar{b} در حالت شاخه‌ای و پنگوئن.

فرایند واپاشی	$\Gamma^{EH} (\times 10^{-15} GeV)$	فرایند واپاشی	$\Gamma^{EH} (\times 10^{-15} GeV)$
$b \rightarrow ud\bar{u}$	$2.817^{+0.835}_{-0.433}$	$\bar{b} \rightarrow \bar{u}d\bar{u}$	$2.874^{+0.851}_{-0.441}$
$b \rightarrow cd\bar{c}$	$5.431^{+0.643}_{-0.435}$	$\bar{b} \rightarrow \bar{c}d\bar{c}$	$5.478^{+0.651}_{-0.437}$
$b \rightarrow us\bar{u}$	$2.000^{+0.527}_{-0.228}$	$\bar{b} \rightarrow \bar{u}s\bar{u}$	$1.986^{+0.523}_{-0.226}$
$b \rightarrow cs\bar{c}$	$102.43^{+12.77}_{-4.33}$	$\bar{b} \rightarrow \bar{c}s\bar{c}$	$102.38^{+12.72}_{-4.32}$
$b \rightarrow ud\bar{c}$	$0.072^{+0.020}_{-0.013}$	$\bar{b} \rightarrow \bar{u}d\bar{c}$	$0.072^{+0.020}_{-0.013}$
$b \rightarrow us\bar{c}$	$1.343^{+0.376}_{-0.165}$	$\bar{b} \rightarrow \bar{u}s\bar{c}$	$1.343^{+0.376}_{-0.165}$
$b \rightarrow cs\bar{u}$	$9.661^{+1.889}_{-0.802}$	$\bar{b} \rightarrow \bar{c}s\bar{u}$	$9.661^{+1.889}_{-0.802}$
$b \rightarrow cd\bar{u}$	$176.5^{+43.7}_{-10.0}$	$\bar{b} \rightarrow \bar{c}d\bar{u}$	$176.5^{+43.7}_{-10.0}$

جدول ۳ - مقادیر تئوری نقض CP در واپاشی‌های کوارک b .

فرایند واپاشی	a_{CP}
$b \rightarrow ud\bar{u}$	$0.0100137^{+0.00000355}_{-0.00001453}$
$b \rightarrow us\bar{u}$	$-0.0035498^{+0.00000250}_{-0.00000174}$
$b \rightarrow cd\bar{c}$	$0.0045169^{+0.00000147}_{-0.000001343}$
$b \rightarrow cs\bar{c}$	$-0.0002197^{+0.00000005}_{-0.00000017}$

با نگاهی به جدول ۳ در می‌یابیم که واپاشی‌های $b \rightarrow ud\bar{u}$ و $b \rightarrow c\bar{s}\bar{c}$ به ترتیب، بیشترین و کمترین مقادیر نقض CP را به خود اختصاص می‌دهند. پیش از آنکه مقایسه‌ای بین نتایج تئوری و تجربی انجام دهیم یادآور می‌شویم که روشی که در این تحقیق مورد استفاده قرار گرفته است، محاسبهٔ آهنگ واپاشی در سطح واپاشی‌های کوارک‌ها است نه مزون‌ها، حال آنکه مقادیر تجربی نقض CP در مورد واپاشی‌های مزون‌ها در دسترس است. مقادیر تجربی نقض CP برای گروهی از واپاشی‌های دو جسمی^۱ مزون B که شامل گذارهای $\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{d}u$ ، $\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{s}u$ و $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{d}c$ هستند در جدول ۴ مشخص شده است.^(۱۰)

جدول ۴- مقادیر تجربی نقض CP در تعدادی از واپاشی‌های مزون B.

واپاشی کوارکی	واپاشی مزونی	a_{CP}	میانگین
$\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{d}u$	$B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$	0.01 ± 0.06	-0.035 ± 0.125
	$B^+ \rightarrow \rho^0\pi^+$	-0.07 ± 0.13	
	$B^+ \rightarrow \rho^+\pi^0$	0.02 ± 0.11	
	$B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$	-0.08 ± 0.13	
	$B^+ \rightarrow \omega\pi^+$	-0.04 ± 0.06	
	$B^+ \rightarrow \omega\rho^+$	0.04 ± 0.18	
	$B^+ \rightarrow \eta\pi^+$	-0.16 ± 0.07	
	$B^+ \rightarrow \eta\rho^+$	0.01 ± 0.16	
	$B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$	0.08 ± 0.12	
	$B^0 \rightarrow \rho^-\pi^+$	-0.16 ± 0.23	
$\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{s}u$	$B^+ \rightarrow K^+\pi^0$	0.27 ± 0.32	-0.003 ± 0.057
	$B^+ \rightarrow \eta K^+$	-0.27 ± 0.09	
	$B^+ \rightarrow \omega K^+$	0.02 ± 0.05	
	$B^+ \rightarrow \rho^0 K^+$	0.31 ± 0.10	
	$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$	-0.101 ± 0.15	
$\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{d}c$	$B^+ \rightarrow D^{*+}\bar{D}^{*0}$	-0.15 ± 0.11	-0.052 ± 0.14
	$B^+ \rightarrow D^{*+}\bar{D}^0$	-0.06 ± 0.13	
	$B^+ \rightarrow D^+\bar{D}^{*0}$	0.13 ± 0.18	
	$B^+ \rightarrow D^+\bar{D}^0$	-0.13 ± 0.14	

هرگاه مقادیر میانگین -0.035 ± 0.125 ، -0.003 ± 0.057 و -0.052 ± 0.14 به ترتیب با $a_{CP}(b \rightarrow ud\bar{u})$ ، $a_{CP}(b \rightarrow us\bar{u})$ و $a_{CP}(b \rightarrow cd\bar{c})$ در جدول ۳ مقایسه شوند ملاحظه می‌کنیم که مقادیر تئوری نقض CP به مقادیر تجربی نزدیک و از سازگاری خوبی برخوردارند.

نتیجه گیری

آهنگ واپاشی‌های مختلف کوارک b و پادکوارک \bar{b} در حالت شاخه‌ای و پنگوئن با استفاده از نظریه هامیلتونی مؤثر محاسبه شده است. در فرمول‌بندی نظریه هامیلتونی مؤثر برای بدست آوردن آهنگ مربوط به چهار واپاشی $b \rightarrow us\bar{c}$, $b \rightarrow ud\bar{c}$, $b \rightarrow cs\bar{u}$ و $b \rightarrow cd\bar{u}$ که فقط شامل حالت شاخه‌ای می‌شوند ضرایب ویلسون $C_{3,\dots,6}$ را که در بردارنده سهم پنگوئن گلئونی می‌باشند را مساوی صفر قرار می‌دهیم. از این رو تفاوتی در آهنگ واپاشی‌های کوارک و پادکوارک، در این واپاشی‌ها وجود ندارد. با بکار بردن رابطه عدم تقارن CP و با استفاده از مقادیر عددی آهنگ واپاشی، نقض CP را برای آن دسته از واپاشی‌های کوارک b که آهنگ واپاشی آنها با آهنگ واپاشی پادکوارک متناظر به دلیل تأثیر سهم پنگوئن و حضور ضرایب ویلسون $C_{3,\dots,6}$ در نظریه هامیلتونی مؤثر تفاوت دارد محاسبه می‌کنیم.

References:

1. He, X.G., *Phys. Rev. D*, **57**, 6829 (1998).
2. Sakurai, J.J., and Tuan, S.F., *Modern Quantum Mechanics*, Benjamin/Cummings, New York (1994).
3. Quinn, H.R., and Witherell, M.S., *Scientific American*, 50 (1998).
4. Bigi, I.I., and Sanda, A.I., *C. P. Violation*, Cambridge University Press, Cambridge (2000).
5. Neubert, M., *Int. J. Mod. Phys. A*, **11**, 4173 (1996).
6. Buras, A.J., *Eur. Phys. J. C*, **11**, 93 (1999).
7. Cottingham, W.N., and Greenwood, D.A., *An Introduction to the Standard Model of a Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1998).
8. Buras, A.J., *Acta. Phys. Polon. B*, **33**, 2597 (2002).
9. Shafaghi, F., and Mehrban, H.C., *Quark Decay Rates*, The Physical Society of Iran, Iran (2005).
10. Amsler, C., *Particle Data Group, Physics. Letters. B*, **667**, 1 (2008)
11. Cottingham, W.N., Mehrban, H., and Whittingham, I.B., *Phys. Rev. D*, **60**, 114029 (1999).