

اثرات برهم کنش حالت نهایی در محاسبه نسبت شاخه‌ای واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$

بهنام محمدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

پست الکترونیکی: be.mohammadi@urmia.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۷/۰۶/۳۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۷/۱۲/۰۷)

چکیده

در این مقاله واپاشی مزون B_c^+ که از دو کوارک سنگین b و c تشکیل شده است، به مزون‌های D^0 و K^+ مورد مطالعه قرار می‌گیرد. با توجه به این که نسبت شاخه‌ای تجربی این واپاشی در گستره $3/72 \times 10^{-5}$ تا $11/16 \times 10^{-5}$ به دست آمده است تصمیم بر این شد که نسبت شاخه‌ای نظری آن به وسیله برهم کنش حالت نهایی (FSI) از طریق دو کانال T و مقطع برخورد محاسبه شود، به این صورت که قبل از این که مزون B_c^+ به دو مزون حالت نهایی $D^0 K^+$ واپاشی کند ابتدا به دو مزون میانی مانند $J/\psi D_s^{*+}$ واپاشی کرده سپس این دو مزون با مبادله یک مزون دیگر مانند D^0 به دو مزون نهایی تبدیل می‌شوند. اثرات FSI به تغییرات پارامتر پدیدارشناسی که در رابطه عامل شکل ظاهر می‌شود بسیار حساس است طوری که در اغلب محاسبات، تغییر دو واحدی این پارامتر باعث چند برابر شدن نتیجه نهایی در نسبت شاخه‌ای می‌شود، لذا تصمیم استفاده از FSI دور از انتظار نیست. در این تحقیق در کانال‌های یاد شده ۱۹ حالت میانی وجود دارند که سهم تک تک آنها محاسبه شده در دامنه نهایی جمع بسته شده‌اند. بدین ترتیب مقدار عددی نسبت شاخه‌ای واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$ از طریق محاسبه اثرات FSI از $1/17 \times 10^{-5}$ تا $11/65 \times 10^{-5}$ به دست می‌آید که با نتیجه تجربی سازگاری خوبی دارد.

واژه‌های کلیدی: مدل استاندارد، فاکتور کردن، برهم کنش حالت نهایی

۱. مقدمه

همچنین واپاشی $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ در سال ۲۰۱۲ همراه با واپاشی $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ در سال ۲۰۱۳ توسط همکاران LHCb در برخورد پروتون-پروتون در انرژی مرکز جرم ۷ TeV مشاهده شده‌اند. مزون B_c^+ تنها مزونی است که تا به حال مشاهده شده است که دارای دو کوارک سنگین با طعم‌های مختلف است که هر دو کوارک تشکیل دهنده این مزون میل

کشف مزون B_c^+ برای اولین بار توسط همکاران CDF در سال ۱۹۹۸ در آزمایشگاه فرمی طی فرایند واپاشی $B_c^+ \rightarrow J/\psi \ell^+ \nu_\ell$ گزارش شده بود [۱]. پس از آن در سال ۲۰۰۸ واپاشی $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ توسط همین همکاران (CDF) با 8σ [۲] و همکاران D^0 با 5σ [۳] مشاهده شده است.

شده است. واپاشی کوآرک b فقط نزدیک به ۲۰٪ از واپاشی‌های مزون B_c^+ را به خود اختصاص داده است. در موردی که در حالت نهایی هیچ کوآرک c وجود نداشته باشد، دامنه‌های نابودی $\bar{q}q \rightarrow W^+ \rightarrow \bar{b}c$ فقط ۱۰٪ از کل واپاشی‌های مزون B_c^+ است.

نسبت شاخه‌ای واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$ قبل از این که در تجربه مشاهده شده باشد، با استفاده از روش کرومودینامیک کوانتومی اختلالی (PQCD) محاسبه شده است که مقدار 6.6×10^{-5} به دست آمده است [۴]. همچنین با بهره‌گیری از رویکرد فاکتور کردن حل شده است که نتیجه آن 1.3×10^{-7} بوده است [۵]. تا این که واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$ توسط همکاران LHCb مشاهده شده است، آنها میزان تولید B_c^+ نسبت به B^+ را به مقدار زیر به دست آورده‌اند [۶]:

$$\frac{f_c}{f_u} \times Br(B_c^+ \rightarrow D^0 K^+) = (9.3_{-2.5}^{+2.8} \pm 0.6) \times 10^{-7}, \quad (1)$$

نسبت f_c / f_u یک مقدار ناشناخته است که از طریق ارزیابی دو واپاشی $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$ [۷ و ۸] و $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ [۹] در محدوده ۰.۰۰۴ تا ۰.۰۱۲ به دست می‌آید [۶]. در این صورت نسبت شاخه‌ای که همکاران LHCb به دست آورده‌اند می‌شود:

$$Br(B_c^+ \rightarrow D^0 K^+) = (3.7_{-1.0}^{+1.2} \pm 0.24) \times 10^{-5} \\ \sim (1.1_{-3.0}^{+3.3} \pm 0.72) \times 10^{-5}, \quad (2)$$

واضح است که رویکرد فاکتور کردن در حدود ۱۰۰ مرتبه از تجربه کوچک‌تر است در حالی که نتیجه PQCD در محدوده تجربی قرار دارد. در [۵] سهم‌های غیر قابل فاکتور کردن در نظر گرفته نشده است که نشان دهنده این واقعیت است که سهم‌های گلئون تماشاگر سخت در برهم‌کنش‌های قوی صرف نظر شده است. با این اغماض کردن دیگر مهم نخواهد بود که پارامترهای دیگر مانند فاز قوی و پارامتر پدیدارشناسی چطور تنظیم شوند. پارامتر پدیدارشناسی پارامتری است که در عامل‌های شکل (فرم فکتورهای) FSI ظاهر می‌شود تا سهم‌های برهم‌کنش‌های قوی را بالا ببرد. نتایج نهایی به مقدار این پارامتر

شدیدی به واپاشی دارند. این مزون نمی‌تواند نابود شده و یک گلئون تولید کند، فقط می‌تواند توسط برهم‌کنش ضعیف واپاشی کند، به همین دلیل مزون B_c^+ یک مورد خوبی برای مطالعه سازوکار واپاشی ضعیف از طعم‌های سنگین و ارزیابی مخلوط کردن کوآرک-طعم در مدل استاندارد است.

مزون B_c^+ کانال‌های واپاشی ضعیف زیادی دارد طوری که همه آنها را می‌توان در سه کلاس مختلف دسته بندی کرد: (۱) واپاشی کوآرک b به دو کوآرک c یا u که در این مرحله یک کوآرک c دیگری به عنوان تماشاگر به مجموعه اضافه می‌شود. (۲) واپاشی کوآرک c به دو کوآرک s یا d که یک کوآرک b به عنوان تماشاگر مورد استفاده قرار می‌گیرد. (۳) کانال نابودی ضعیف.

برای کلاس (۱) عناصر ماتریس $|V_{ub}|$ و $|V_{cb}|$ از عناصر ماتریس کبیو-کوبیاشی-ماسکوا (CKM) مورد توجه هستند. برای حالت کلاس (۲) که در آن مزون‌های سنگین B_d یا B_s در حالت نهایی قرار می‌گیرند می‌تواند اثرات قابل توجهی در فضای فاز برای واپاشی کوآرک c داشته باشند. در این کلاس دو عنصر $|V_{cd}|$ و $|V_{cs}|$ از عناصر ماتریس CKM مورد توجه قرار می‌گیرند که در مقایسه با عناصر مورد استفاده در کلاس (۱) یعنی $|V_{ub}|$ و $|V_{cb}|$ مقادیر خیلی بزرگ‌تری دارند. در کلاس (۳)، واپاشی نابودی ضعیف مزون B_c^+ در مقایسه با واپاشی نابودی ضعیف مزون B^+ مقدار قابل توجهی دارد طوری که نسبت $|V_{cb}|$ در واپاشی نابودی ضعیف مزون B_c^+ به $|V_{ub}|$ در واپاشی نابودی ضعیف مزون B^+ تقریباً ۱۰۰ است، در واقع $100 \sim |V_{cb}|^2 / |V_{ub}|^2$ است. این بدان معنی است که مرحله واپاشی نابودی بر خلاف واپاشی B^+ که قابل صرف نظر کردن است در واپاشی B_c^+ دارای مقدار قابل توجهی است. در مطالعه واپاشی مزون B_c^+ هر سه کلاس دارای اهمیت بسزایی‌اند.

برخلاف واپاشی مزون‌های B^+ و B^0 ، بیش از ۷۰٪ واپاشی‌های مزون B_c^+ توسط واپاشی کوآرک c اتفاق می‌افتد که در این زمینه گذار $c \rightarrow s$ با واپاشی $B_c^+ \rightarrow B_s^0 \pi^+$ مشاهده

پاد کوارک که طعم یکسانی دارند (u) را به اشتراک می‌گذارند. مزون‌های میانی با به اشتراک گذاشتن کوارک‌های c, d و s تولید می‌شوند، در این صورت مزون‌های حالت میانی $J/\psi D_s^{+(*)}$ (هم $J/\psi D_s^+$ و هم $J/\psi D_s^{*+}$)، $D^{+(*)} K^{+(*)}$ و $D_s^{+(*)} \phi$ با مزون‌های مبادله به ترتیب D^+ ، π^- و K^- می‌توانند تولید شوند.

در کانال مقطع برخورد دو مزون نهایی هر کدام یک کوارک غیر هم طعم را به صورت ضربدری با مزون‌های میانی مبادله می‌کند که برای واپاشی $D^+ K^+ \rightarrow B_c^+$ دو مزون نهایی یعنی D^+ و K^+ کوارک‌های c و u را به طور ضربدری با مزون‌های میانی مبادله می‌کنند. در این صورت مزون‌های $P D_s^{+(*)}$ که در آن می‌تواند π^+ ، ρ^+ ، η و ω باشد در حالت میانی و مزون D^+ به عنوان مزون مبادله می‌توانند در این فرایند حضور داشته باشند. همچنین دو مزون نهایی D^+ و K^+ می‌توانند هر کدام یک پاد کوارک یعنی \bar{u} و \bar{d} را با مزون‌های حالت میانی به طور ضربدری مبادله کنند. در این صورت مزون‌های میانی همان مزون‌های قبلی یعنی $P D_s^{+(*)}$ (که انواع P قبلاً مشخص شده‌اند) خواهند بود، در حالی که مزون مبادله شده در این فرایند K^- می‌شود. در حالت کلی واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^+ K^+$ با استفاده از اثرات FSI در کانال T به واپاشی‌های زیر تبدیل می‌شود:

$$\begin{aligned} B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{+(*)} \rightarrow D^+ K^+, & \quad D^+ \text{ مبادله:} \\ B_c^+ \rightarrow D^{+(*)} K^{+(*)} \rightarrow D^+ K^+, & \quad \pi^- \text{ مبادله:} \\ B_c^+ \rightarrow D_s^{+(*)} \phi \rightarrow D^+ K^+, & \quad K^- \text{ مبادله:} \end{aligned} \quad (3)$$

و در کانال مقطع برخورد به واپاشی‌های زیر تبدیل می‌شود ($P = \pi^0, \eta, \rho^0, \omega$)

$$\begin{aligned} B_c^+ \rightarrow D_s^{+(*)} P \rightarrow D^+ K^+, & \quad D^+ \text{ مبادله:} \\ B_c^+ \rightarrow D_s^{+(*)} P \rightarrow D^+ K^+, & \quad K^- \text{ مبادله:} \end{aligned} \quad (4)$$

به عنوان نمونه برای حالت میانی $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{+(*)}$ می‌توان گفت که قبل از این که دو مزون D^+ و K^+ در حالت نهایی تولید شوند دو مزون J/ψ و $D_s^{+(*)}$ در حالت میانی تولید شده با مبادله مزون D^+ به مزون‌های مورد نظر در حالت نهایی

خیلی حساس است طوری که گستره نتایج نهایی با اندک تغییری که در پارامتر پدیدارشناسی ایجاد می‌شود به طور چشمگیری تغییر می‌کنند.

در [۶] به صراحت گفته شده است که انتظار می‌رود که این واپاشی توسط دامنه‌های پنگوئنی و نابودی ضعیف ادامه یابد، در حالی که می‌دانیم سهم عمده دامنه نهایی در نمودارهای درختی واپاشی‌ها نهفته است. در واقع از آنچه در [۵] انجام شده است سهم دامنه درختی را حذف کنیم نتیجه ۱۰۰۰ مرتبه از تجربه کوچک‌تر خواهد شد. با وارد کردن سهم‌های غیرقابل فاکتور کردن نمی‌توان ۱۰۰۰ مرتبه پایین بودن نتیجه را جبران کرد. به نظر می‌رسد نیاز به یک مدل، روش یا اعمال اثرات طبیعی است. تا بتواند این اختلاف عمده را جبران کند، ما اثرات FSI را وارد می‌کنیم. همان طوری که گفته شد محدوده تجربی واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^+ K^+$ از ۳٫۷۲ تا ۱۱٫۱۶ است که محدوده نسبتاً زیادی است. بنابر همین موضوع ما تصمیم گرفتیم نسبت شاخه‌ای این واپاشی را با وارد کردن اثرات FSI دوباره مورد محاسبه قرار دهیم. در کارهای قبلی [۱۰-۱۲] دیدیم که محاسبه اثرات حالت‌های میانی به پارامتر پدیدارشناسی خیلی حساسیت دارند طوری که در بعضی از موارد با تغییر دادن دو واحد در مقدار این پارامتر، نتیجه نهایی تا چند برابر تغییر می‌کرد. در این واپاشی مورد نظر یعنی $B_c^+ \rightarrow D^+ K^+$ چون محدوده نتیجه تجربی حدوداً سه برابر است تغییر پارامتر پدیدارشناسی می‌تواند گستره نتایج تجربی را پوشش دهد.

در این مقاله از این واقعیت صحبت می‌کنیم که در حین واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^+ K^+$ تعدادی ذرات میانی تولید می‌شوند به این صورت که قبل از این که ذرات D^+ و K^+ در حالت نهایی به وجود آیند ذرات میانی احتمالی تولید شده باشند که با مبادله ذره دیگری به مزون‌های نهایی تبدیل شده باشند. نحوه تولید این ذرات میانی و ذره مبادله شده از طریق نمودارهای فاینمن مشخص می‌شوند.

نمودارهای فاینمن برای مدل کوارکی FSI در دو نوع (۱) کانال T و (۲) کانال مقطع برخورد عرضه می‌شوند. در کانال T دو مزون نهایی یعنی D^+ و K^+ هر کدام یک کوارک و یک

در آنها به ترتیب مزون‌های D_s^+ و D^+ در عامل شکل و مزون‌های ϕ و K^0 در ثابت واپاشی قرار می‌گیرند و عنصر ماتریس CKM آنها $V_{tb}^*V_{ts}$ است.

چهارمین و پنجمین واپاشی حالت میانی $B_c^+ \rightarrow D_s^{(*)}P$ با $P = \pi^0, \eta, \rho^0, \omega$ است که دارای سهم‌های a_3 و a_4 از گذار درختی $\bar{b} \rightarrow \bar{u}$ و گذار پنگوئنی $\bar{b} \rightarrow \bar{s}$ است. عناصر مربوط به این سهم‌ها به ترتیب $V_{ub}^*V_{us}$ و $V_{ub}^*V_{us}$ هستند. چگونگی رخداد پنج واپاشی یاد شده در شکل ۱ دیده می‌شوند. در تمام این واپاشی‌ها سهم‌هایی از ویلسون وجود داشتند. این سهم‌ها از ترکیب ضرایب ویلسون به دست می‌آیند؛ به این صورت که اگر از شکل عادی این ضرایب استفاده شود فاکتور کردن را فاکتور کردن ساده، در حالی که از ضرایب موثر ویلسون استفاده شود فاکتور کردن QCD گویند.

سهم‌های درختی ویلسون از رابطه $a_{1,2} = c_{1,2} + c_{2,1}/3$ و سهم‌های پنگوئنی ویلسون از رابطه $a_{3,4} = c_{3,4} + c_{4,3}/3$ به دست می‌آیند. c_i ها ضرایب ویلسون عادی هستند که اگر سهم‌های تصحیحات رأس و پراش گلئون سخت وارد شوند، تبدیل به ضرایب موثر ویلسون می‌شوند ($c_i \rightarrow c_i^{eff}$). در تمام این واپاشی‌ها صحبت از گذار درختی، گذار پنگوئنی، عامل شکل و ثابت واپاشی شد، منظور از گذار درختی این است که برهم‌کنش کوارک‌های نسل (۱) b, d, s برای انتشار یک بوزون W^- باید با کوارک‌های نسل (۲) u, t, c انجام پذیرد. در واقع در رأس برهم‌کنش‌های ضعیف، دو کوارک از نسل (۱) نمی‌توانند شرکت کنند، ولی می‌توانند به وسیله کوارک‌های نسل (۲) به عنوان کوارک‌های واسطه در برهم‌کنش‌های ضعیف شرکت کنند. این نوع از رأس‌های برهم‌کنشی را پنگوئنی گویند. بنابراین گذارهای $\bar{b} \rightarrow \bar{u}, \bar{c}$ گذارهای درختی و گذارهای $\bar{b} \rightarrow \bar{s}, \bar{d}$ گذارهای پنگوئنی هستند. مزونی که از گذارهای گفته شده با اشتراک کوارک‌های تماشگر ساخته می‌شود مزونی است که در عامل شکل قرار می‌گیرد و مزونی که از حالت خلأ به وجود می‌آید مزونی است که در ثابت واپاشی جای می‌گیرد. این مزون‌ها می‌توانند شبه نرده‌ای و یا برداری باشند. عامل‌های

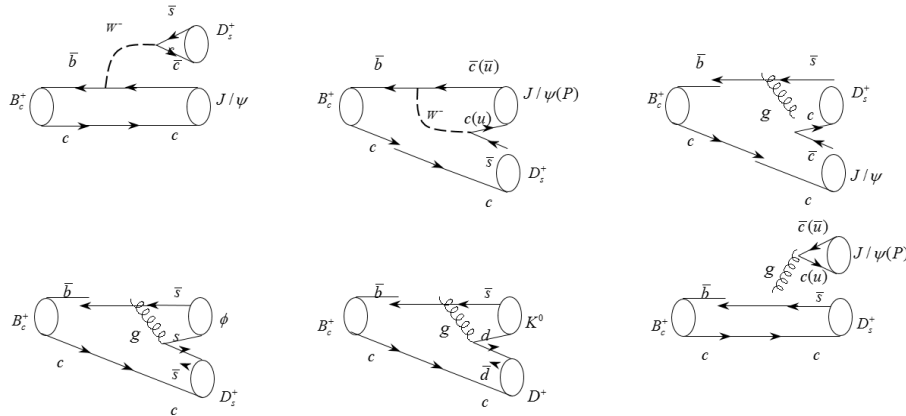
تبدیل می‌شوند. برای محاسبه دامنه کل واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^+K^+$ باید دامنه پنج کانال ذکر شده در بالا (سه کانال T و دو کانال مقطع برخورد) را از طریق محاسبه دامنه به روش FSI محاسبه کرده با هم جمع کنیم. در این محاسبات، ما به تک تک دامنه‌های حالت‌های میانی نیز نیاز پیدا خواهیم کرد. بنابراین در بخش بعدی دامنه‌های حالت میانی را محاسبه می‌کنیم.

۲. دامنه واپاشی‌های حالت میانی

هر یک از واپاشی‌های حالت میانی یک واپاشی دو جسمی از مزون B_c^+ است که تاکنون دامنه چنین واپاشی‌هایی به طرق مختلفی به دست آمده‌اند. برخی از طریق فاکتور کردن ساده، برخی از طریق فاکتور کردن QCD، تعدادی به وسیله فاکتور کردن بهبود یافته و بعضی‌ها نیز با به کار بردن QCD اختلالی محاسبه شده‌اند. ما در این بخش دامنه‌های حالت میانی را از طریق فاکتور کردن QCD به دست می‌آوریم.

اولین واپاشی حالت میانی $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{(*)}$ است. معمولاً در FSI سهم غالب از دامنه‌های میانی در نظر گرفته می‌شود، اما در این مقاله ما تمام سهم‌ها را در نظر می‌گیریم. واپاشی $B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+$ هم از طریق گذار $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ و هم از طریق گذار $\bar{b} \rightarrow \bar{s}$ اتفاق می‌افتد. گذار درختی $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ دارای دو سهم a_1 و a_4 از سهم‌های ویلسون است، عناصر ماتریس هر دو سهم، $V_{cb}^*V_{cs}$ است. برای سهم a_1 مزون J/ψ در عامل شکل و مزون D_s^+ در ثابت واپاشی قرار می‌گیرند. در سهم a_4 مزون D_s^+ در عامل شکل و مزون J/ψ در ثابت واپاشی جای می‌گیرند. گذار پنگوئنی $\bar{b} \rightarrow \bar{s}$ سهم‌های a_3 و a_4 ویلسون را دارد، در سهم a_3 مزون D_s^+ در عامل شکل و مزون J/ψ در ثابت واپاشی و در سهم a_4 مزون J/ψ در عامل شکل و مزون D_s^+ در ثابت واپاشی جایگذاری می‌شوند. عنصر ماتریس مربوطه $V_{tb}^*V_{ts}$ است.

دومین و سومین واپاشی حالت میانی $B_c^+ \rightarrow D_s^{(*)}\phi$ و $B_c^+ \rightarrow D^{(*)}K^{(*)}$ هستند. این واپاشی‌ها تنها گذار پنگوئنی $\bar{b} \rightarrow \bar{s}$ دارند، یعنی در واقع تنها دارای سهم a_4 هستند که



شکل ۱. نمودارهای فاینمن برای واپاشی‌های حالت میانی.

$$\begin{aligned}
 & [(\mathcal{E}_{J/\psi} \cdot \mathcal{E}_{D_s^*})(m_{B_c} + m_{J/\psi}) A_{B_c \rightarrow J/\psi}^{B_c \rightarrow J/\psi}(m_{D_s^*}^\gamma) \\
 & \quad - (\mathcal{E}_{J/\psi} \cdot P_{B_c})(\mathcal{E}_{D_s^*} \cdot P_{B_c}) \frac{\gamma A_{B_c \rightarrow J/\psi}^{B_c \rightarrow J/\psi}(m_{D_s^*}^\gamma)}{m_{B_c} + m_{J/\psi}}] \\
 & \times (a_\gamma V_{cb}^* V_{cs} + a_\gamma V_{tb}^* V_{ts}) + f_{J/\psi} m_{J/\psi} [(\mathcal{E}_{J/\psi} \cdot \mathcal{E}_{D_s^*}) \\
 & (m_{B_c} + m_{D_s^*}) A_{B_c \rightarrow D_s^*}^{B_c \rightarrow D_s^*}(m_{J/\psi}^\gamma) - (\mathcal{E}_{J/\psi} \cdot P_{B_c})(\mathcal{E}_{D_s^*} \cdot P_{B_c}) \\
 & \times \frac{\gamma A_{B_c \rightarrow D_s^*}^{B_c \rightarrow D_s^*}(m_{J/\psi}^\gamma)}{m_{B_c} + m_{D_s^*}}] a_\gamma V_{cb}^* V_{cs} \},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A(B_c^+ \rightarrow D_s^{*+} \phi) &= i \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_\phi m_\phi [(\mathcal{E}_\phi \cdot \mathcal{E}_{D_s^*}) \\
 (m_{B_c} + m_{D_s^*}) A_{B_c \rightarrow D_s^*}^{B_c \rightarrow D_s^*}(m_\phi^\gamma) - (\mathcal{E}_\phi \cdot P_{B_c})(\mathcal{E}_{D_s^*} \cdot P_{B_c}) \\
 & \times \frac{\gamma A_{B_c \rightarrow D_s^*}^{B_c \rightarrow D_s^*}(m_\phi^\gamma)}{m_{B_c} + m_{D_s^*}}] a_\gamma V_{tb}^* V_{ts},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A(B_c^+ \rightarrow D_s^+ \phi) &= i \sqrt{2} G_F m_\phi (\mathcal{E}_\phi \cdot P_B) a_\gamma f_\phi \\
 F_s^{B_c^+ \rightarrow D_s^+}(m_\phi^\gamma) V_{tb}^* V_{ts}, \\
 A(B_c^+ \rightarrow D^+ K^0) &= i \frac{G_F}{\sqrt{2}} a_\gamma f_{K^0} (m_{B_c^+}^\gamma - m_{D^+}^\gamma) \\
 F_s^{B_c^+ \rightarrow D^+}(m_{K^0}^\gamma) V_{tb}^* V_{ts},
 \end{aligned} \tag{۶}$$

$$\begin{aligned}
 A(B_c^+ \rightarrow D_s^+ P) &= i \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_P (m_{B_c^+}^\gamma - m_{D_s^+}^\gamma) F_s^{B_c^+ \rightarrow D_s^+} \\
 (m_P^\gamma) [a_\gamma V_{ub}^* V_{us} + a_\gamma V_{tb}^* V_{ts}], P = \pi^0, \eta, \rho^0, \omega.
 \end{aligned}$$

۳. دامنه برهم کنش‌های حالت نهایی

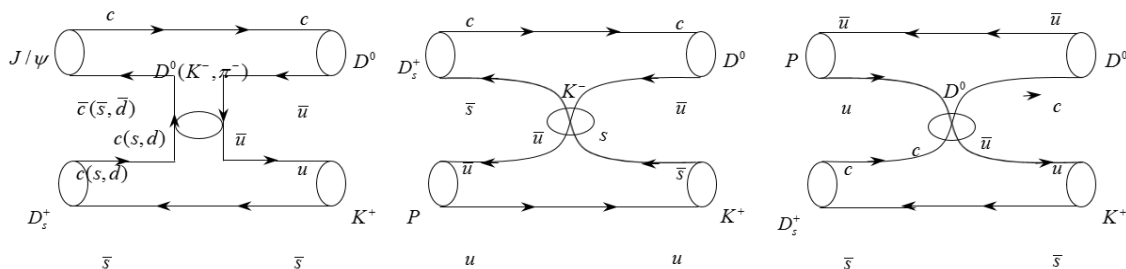
واپاشی‌های قبل از حالت نهایی را به عنوان واپاشی‌های حالت میانی می‌شناسیم. در این فرایند ابتدا مزون واپاشی کننده به

شکل و ثابت‌های واپاشی برای مزون‌های شبه نرده‌ای و برداری به ترتیب به شکل زیر هستند [۱۳]:

$$\begin{aligned}
 \langle P(p') | V_\mu | B(p) \rangle &= [(p + p')_\mu - \frac{m_B^2 - m_P^2}{q^2} q_\mu] \\
 F_V(q^2) + \frac{m_B^2 - m_P^2}{q^2} q_\mu F_A(q^2), \\
 \langle \phi | A_\mu | P(q) \rangle &= i f_P q_\mu, \\
 \langle V(\varepsilon, p') | V_\mu - A_\mu | B(p) \rangle &= (\mathcal{E}^* \cdot q) \frac{\gamma m_V}{q^2} q_\mu A_V(q^2) \tag{۵}
 \end{aligned}$$

که در آن P به عنوان مزون شبه نرده‌ای و V به عنوان مزون برداری استفاده شده است. پارامتر q چهاربردار تکانه ذره انتشارگر است که مقدار آن $q^2 = m_B^2 + m_P^2 - 2m_B p^0$ است. به این ترتیب دامنه واپاشی‌های میانی به صورت زیر در می‌آیند:

$$\begin{aligned}
 A(B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^+) &= i \sqrt{2} G_F m_{J/\psi} (\mathcal{E}_{J/\psi} \cdot P_B) \\
 \{ [a_\gamma f_{D_s^+} A_s^{B_c^+ \rightarrow J/\psi}(m_{D_s^+}^\gamma) + a_\gamma f_{J/\psi} F^{B_c^+ \rightarrow D_s^+} \\
 (m_{J/\psi}^\gamma)] V_{cb}^* V_{cs} + [a_\gamma f_{J/\psi} A_s^{B_c^+ \rightarrow D_s^+}(m_{J/\psi}^\gamma) \\
 + a_\gamma f_{D_s^+} A_s^{B_c^+ \rightarrow J/\psi}(m_{D_s^+}^\gamma)] V_{tb}^* V_{ts} \}, \\
 A(B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+}) &= i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ f_{D_s^*}^* m_{D_s^*}^*
 \end{aligned}$$



شکل ۲. نمودارهای حالت میانی و حالت نهایی همراه با مزون‌های مبادله شده.

بخش قبل متفاوت است. در واپاشی دو جسمی بخش قبل ذره مبادله شده در برهم‌کنش‌ها یا همان انتشارگر، ذره بنیادی بوزون یا گلوئون بودند اما در FSI ذره مبادله شده یک مزون است. از آنجایی که عامل‌های شکل به تکانه و جرم ذره بستگی دارد در اینجا نیز عامل شکل FSI را وابسته به جرم و تکانه به صورت پارامتر پدیدارشناسی است که از طریق رابطه $F(q^2, m_i^2) = (\Lambda^2 - m_i^2) / (\Lambda^2 - q^2)$ معرفی می‌کنیم، که در آن m_i جرم ذره مبادله شده و q تکانه آن است. پارامتر Λ یک پارامتر پدیدارشناسی است که از طریق رابطه $\Lambda = m_i + \eta \Lambda_{QCD}$ تأثیرگذاری برهم‌کنش قوی را در یک فرایند ضعیف نشان می‌دهد. پارامتر Λ_{QCD} مقیاس انرژی برهم‌کنش قوی است که مقدار آن از ۲۲۵ MeV تا ۷۵۰ MeV گسترده است. ما معمولاً مقدار Λ_{QCD} را ۲۲۵ MeV ثابت در نظر می‌گیریم، سپس پارامتر پدیدارشناسی η را تغییر می‌دهیم. گستره تغییرات این پارامتر با توجه به مزون‌های مبادله شده تعریف می‌شود. در مرجع [۱۴] مزون‌های مبادله شده D^* و D هستند که نویسندگان گستره پارامتر η را از ۰٫۵ تا ۳ در نظر گرفته‌اند. با این وجود نویسندگان مرجع [۱۵] برای مزون‌های مبادله شده مشابه قبلی، عدد ۵ را برای این پارامتر انتخاب کرده‌اند. در مقاله ای دیگر [۱۶] محاسبات به ازای $\eta = ۴$ صورت گرفته است. ما در این کار گستره η را از ۱ تا ۳ در نظر گرفته‌ایم. هر چقدر مقدار η بیشتر باشد برهم‌کنش قوی تأثیر بیشتری دارد. عامل دیگری که در FSI از اهمیت بسزایی برخوردار است عامل رأس مزون‌هاست. این عامل متناسب با ضریب جفت شدگی مزون‌ها در رأس‌ها است. در رأس بالا سه مزون و در رأس پایین هم سه مزون وجود دارند که باید از قوانین رأس مزونی پیروی کنند.

دومزون میانی واپاشی می‌کند سپس آن دو مزون میانی با مبادله یک مزون به مزون‌های نهایی تبدیل می‌شوند. FSI از طریق دو کانال به نام‌های کانال T و کانال مقطع برخورد انجام می‌گیرد. در کانال T دو مزون نهایی کوآرک و پاد کوآرک هم طعم خود را به اشتراک می‌گذارند، اما در کانال مقطع برخورد دو مزون نهایی یا دو کوآرک یا دو پاد کوآرک غیر هم طعم خود را به صورت ضربدری معاوضه می‌کنند. می‌دانیم مزون D^0 از کوآرک- پاد کوآرک $c\bar{u}$ و مزون K^+ از کوآرک- پاد کوآرک $u\bar{s}$ تشکیل شده است، بنابراین این دو مزون که در حالت نهایی قرار دارند می‌توانند کوآرک- پاد کوآرک هم طعم خود را یعنی کوآرک u را در کانال T به اشتراک بگذارند. از طرفی مزون‌های حالت میانی می‌توانند با به اشتراک گذاشتن کوآرک- پاد کوآرک هم طعم c, s, d تولید شوند که به ترتیب می‌توانند مزون‌های $J/\psi D_s^{+(*)}, \phi, D_s^{+(*)}$ و $D^{+(*)} K^{+(*)}$ باشند. مزون‌های مبادله این فرایندها به ترتیب مزون‌های مبادله به ترتیب D^0, K^-, π^- هستند.

در کانال مقطع برخورد، دو مزون حالت نهایی D^0 و K^+ به ترتیب پاد کوآرک‌های \bar{u} و \bar{s} را معاوضه می‌کنند. در این حالت مزون‌های میانی $D_s^+ P$ با $P = \pi^0, \eta, \rho^0, \omega$ و مزون مبادله K^- است. در همین کانال حالت دیگری نیز وجود دارد که در آن دو مزون حالت نهایی D^0 و K^+ به ترتیب کوآرک‌های c و u را معاوضه می‌کنند، به این ترتیب مزون‌های میانی همان مزون‌های حالت قبلی یعنی $D_s^+ P$ و مزون مبادله D^0 می‌شوند. نمودارهای FSI برای واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$ از طریق کانال‌های T و مقطع برخورد در شکل ۲ دیده می‌شوند. عامل‌های شکل مربوط به FSI با عامل‌های شکل تعریف شده در

قانون اول رأس مزونی بیان می‌کند که در هر رأس حداقل باید یک مزون برداری وجود داشته باشد. همچنین مزون‌های برداری در حالت میانی و حالت نهایی باید متقارن باشند به این صورت که اگر دو مزون نهایی شبه نرده‌ای باشند مزون‌های میانی باید یا هر دو شبه نرده‌ای یا هر دو برداری باشند. در واپاشی مورد نظر این مقاله، $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$ ، با توجه به این که دو مزون نهایی شبه نرده‌ای هستند مزون‌های میانی حتماً باید هر دو شبه نرده‌ای یا هر دو برداری باشند. در حالتی که هر دو مزون میانی شبه نرده‌ای باشند باید مزون مبادله حتماً برداری باشد تا قانون اول رأس مزونی نقض نشود. در موردی که هر دو مزون میانی برداری هستند مزون میانی می‌تواند هم شبه نرده‌ای و هم برداری باشد. با اعمال این قوانین واپاشی‌های زیر در کانال T قابل محاسبه هستند:

$$\langle D(p_1)D(p_2) | i\ell | J/\psi(\varepsilon_\gamma, p_\gamma) \rangle = -ig_{J/\psi DD} \varepsilon_\gamma \cdot (p_1 + p_2), \quad (9)$$

$$\langle K(p_1)K(p_2) | i\ell | \phi(\varepsilon_\gamma, p_\gamma) \rangle = -ig_{\phi KK} \varepsilon_\gamma \cdot (p_1 + p_2),$$

رابطه $\langle R(p_1)V_\gamma(\varepsilon_\gamma, p_\gamma) | i\ell | V_\gamma(\varepsilon_\gamma, p_\gamma) \rangle =$ برای عامل رأس‌هایی که شامل دو مزون برداری V و یک مزون شبه نرده‌ای P هستند به کار می‌رود. عامل رأس‌های $J/\psi D^* K$ و $\phi K^* K$ را نیز برای نمونه به دست می‌آوریم. داریم:

$$\langle D(p_1)D^*(\varepsilon_\gamma, p_\gamma) | i\ell | J/\psi(\varepsilon_\gamma, p_\gamma) \rangle = -i\sqrt{2}g_{J/\psi D^* D} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_\gamma^\mu \varepsilon_\gamma^{*\mu} p_1^\alpha p_2^\beta, \quad (10)$$

$$\langle K(p_1)K^*(\varepsilon_\gamma, p_\gamma) | i\ell | \phi(\varepsilon_\gamma, p_\gamma) \rangle = -i\sqrt{2}g_{\phi K^* K} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_\gamma^\mu \varepsilon_\gamma^{*\mu} p_1^\alpha p_2^\beta,$$

در نهایت دامنه نمودارهای دارای حلقه‌های مزونی که در شکل ۳ نشان داده شده‌اند برای حالتی که هر دو مزون میانی شبه نرده‌ای هستند از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$A(B_c^+ \rightarrow P_1(p_1)P_2(p_2) \rightarrow P_\gamma(p_\gamma)P_\gamma(p_\gamma)) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 \vec{p}_1}{E_1(\gamma\pi)^3} \frac{d^3 \vec{p}_2}{E_2(\gamma\pi)^3} (\gamma\pi)^\dagger \delta^4(p_{B_c} - p_1 - p_2) \times A(B_c^+ \rightarrow P_1 P_2) G(P_1 P_2 \rightarrow P_\gamma P_\gamma), \quad (11)$$

که در آن مزون‌های $P_1 P_2$ مزون‌های میانی، مزون‌های $P_\gamma P_\gamma$ مزون‌های حالت نهایی هستند و $G(P_1 P_2 \rightarrow P_\gamma P_\gamma)$ همان عامل رأس‌های مزونی را نشان می‌دهد که شامل حاصل ضرب عامل رأس بالا در عامل رأس پایین در هر نمودار است. برای حالتی که هر دو مزون میانی برداری هستند دامنه نمودارهای حلقه مزونی به وسیله رابطه زیر به دست می‌آید:

مزون‌های مبادله: D^* و D^0
 مزون مبادله: ρ^-
 مزون‌های مبادله: ρ^- و π^-
 مزون‌های مبادله: K^- و K^{*-}
 و در کانال مقطع برخورد، واپاشی‌های زیر محاسبه می‌شود:

$$B_c^+ \rightarrow J/\psi D_s^{*+} \rightarrow D^0 K^+, \quad D^*$$

$$B_c^+ \rightarrow D^+ K^+ \rightarrow D^+ K^+, \quad \rho^-$$

$$B_c^+ \rightarrow D^{*+} K^{*0} \rightarrow D^+ K^+, \quad \rho^- \text{ و } \pi^-$$

$$B_c^+ \rightarrow D_s^{*+} \phi \rightarrow D^0 K^+, \quad K^- \text{ و } K^{*-}$$

مزون مبادله: D^*

$$B_c^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \rightarrow D^0 K^+, \quad D^*$$

$$B_c^+ \rightarrow D_s^+ \eta \rightarrow D^0 K^+, \quad D^*$$

$$B_c^+ \rightarrow D_s^{*+} \rho^0 \rightarrow D^0 K^+, \quad D^* \text{ و } D^0$$

$$B_c^+ \rightarrow D_s^{*+} \omega \rightarrow D^0 K^+, \quad D^* \text{ و } D^0$$

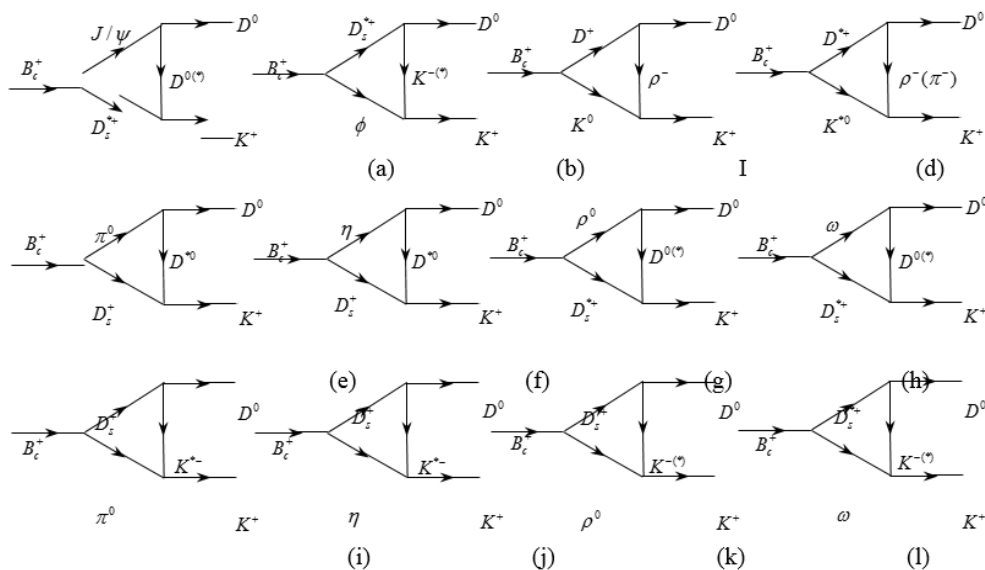
$$B_c^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0 \rightarrow D^0 K^+, \quad K^{*-}$$

$$B_c^+ \rightarrow D_s^+ \eta \rightarrow D^0 K^+, \quad K^{*-}$$

$$B_c^+ \rightarrow D_s^{*+} \rho^0 \rightarrow D^0 K^+, \quad K^{*-} \text{ و } K^-$$

$$B_c^+ \rightarrow D_s^{*+} \omega \rightarrow D^0 K^+, \quad K^{*-} \text{ و } K^-$$

رأس‌های مزونی مربوط به FSI در شکل ۳ دیده می‌شوند. برای نمونه رأس مزونی ϕKK را در نظر می‌گیریم. این رأس واپاشی مزون ϕ به دو مزون KK را نشان می‌دهد. ضریب جفت شدگی مربوط به این رأس از رابطه $g_{\phi KK} = (m_\phi / |\vec{p}_K|) \sqrt{(6\pi \Gamma_{\phi \rightarrow KK}^{\text{exp}}) / (|\vec{p}_K|)}$ به دست می‌آید، که در آن در گروه داده‌های ذرات (PDG)،



شکل ۳. نمودارهای رأس‌های مزونی.

که در آن θ زاویه بین تکانه‌های \vec{p}_π و \vec{p}_K است. همچنین در این تکانه مزون مبادله شده است. در این صورت رابطه $q^\gamma - m_D^\gamma$ به شکل $m_\pi^2 - 2E_\pi E_K + 2|\vec{p}_\pi| |\vec{p}_K| \cos \theta$ در می‌آید. پارامترهای K_1 و K_1' حاصل ضرب بردار قطبی مزون‌های برداری را نشان می‌دهند که در آن $K_1 = (\varepsilon_1 \cdot p_\pi)(\varepsilon_\pi \cdot p_K)(\varepsilon_1^* \cdot \varepsilon_\pi^*)$ و $K_1' = (\varepsilon_1 \cdot p_\pi)(\varepsilon_\pi \cdot p_K)(\varepsilon_1 \cdot p_\pi)(\varepsilon_\pi \cdot p_K)$ هستند. دومین دامنه همان فرایند قبلی را نشان می‌دهد. با این تفاوت که مزون مبادله شده در این حالت برداری است. داریم:

$$A(\pi a, D^{*0}) = i \frac{G_F}{\sqrt{\pi} m_{B_c}} f_{D_s^*} m_{D_s^*} a_1 V_{cb}^* V_{cs} g_{J/\psi D^* D^* K} \int_{-1}^{+1} |\vec{p}_\pi| d(\cos \theta) \frac{F^\gamma(q^\gamma, m_{D^*}^\gamma)}{q^\gamma - m_{D^*}^\gamma} [(m_{B_c} + m_{J/\psi}) A_1^{B_c \rightarrow J/\psi} (m_{D_s^*}^\gamma) K_\gamma - \frac{2A_1^{B_c \rightarrow J/\psi} (m_{D_s^*}^\gamma)}{m_{B_c} + m_{J/\psi}} K_1'] , \quad (14)$$

که در آن $K_\gamma = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_1^\mu \varepsilon_\pi^\nu p_\pi^\alpha p_K^\beta \varepsilon_{\rho\sigma\lambda\eta} \varepsilon_\rho^\sigma \varepsilon_D^\lambda p_\pi^\eta (\varepsilon_1^* \cdot \varepsilon_\pi^*)$ و $K_1' = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_1^\mu \varepsilon_\pi^\nu p_\pi^\alpha p_K^\beta \varepsilon_{\rho\sigma\lambda\eta} \varepsilon_\rho^\sigma \varepsilon_D^\lambda p_\pi^\eta (\varepsilon_1 \cdot p_{B_c})(\varepsilon_\pi \cdot p_{B_c})$ هستند. در این دامنه رابطه $q^\gamma - m_{D^*}^\gamma$ به شکل $m_\pi^2 + m_K^2 - m_{D^*}^2 - 2E_\pi E_K + 2|\vec{p}_\pi| |\vec{p}_K| \cos \theta$ در می‌آید.

$$A(B_c^+ (p_{B_c}) \rightarrow V_1(p_\pi) V_\gamma(p_K) \rightarrow P_\gamma(p_\pi) P_\gamma(p_K)) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 \vec{p}_\pi}{2E_\pi} \frac{d^3 \vec{p}_K}{2E_K} (\gamma\pi)^\gamma \delta^\gamma (p_{B_c} - p_\pi - p_K) \times f_{V_1} m_{V_1} V_{CKM} [(\varepsilon_1^* \cdot \varepsilon_\pi^*)(m_{B_c} + m_\pi) A_1^{B_c \rightarrow V_\gamma} (m_\pi^\gamma) - (\varepsilon_1^* \cdot p_{B_c})(\varepsilon_\pi^* \cdot p_{B_c}) \frac{2A_1^{B_c \rightarrow V_\gamma} (m_\pi^\gamma)}{m_{B_c} + m_\pi}] G(V_1 V_\gamma \rightarrow P_\gamma P_\gamma), \quad (12)$$

که در آن فرض شده است مزون برداری V_γ در عامل شکل و مزون برداری V_1 در حالت خلأ قرار گرفته‌اند. در حالت عکس، یعنی چنانچه مزون برداری V_1 در عامل شکل و مزون برداری V_γ در حالت خلأ قرارگیرند شاخص‌های ۱ و ۲ در رابطه بالا تعویض می‌شوند. بدین ترتیب اولین دامنه از نوزده دامنه FSI مربوط به شکل ۳ یعنی دامنه $B_c^+ \rightarrow J/\psi(\varepsilon_1, p_\pi) D_s^{*+}(\varepsilon_\pi, p_K) \rightarrow D^0(p_\pi) K^+(p_K)$ مزون مبادله $D^0(q)$ به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$A(\pi a, D^0) = i \frac{G_F}{\sqrt{\pi} m_{B_c}} f_{D_s^*} m_{D_s^*} a_1 V_{cb}^* V_{cs} g_{J/\psi DD^* DK} \int_{-1}^{+1} |\vec{p}_\pi| d(\cos \theta) \frac{F^\gamma(q^\gamma, m_D^\gamma)}{q^\gamma - m_D^\gamma} [(m_{B_c} + m_{J/\psi}) A_1^{B_c \rightarrow J/\psi} (m_{D_s^*}^\gamma) K_1 - \frac{2A_1^{B_c \rightarrow J/\psi} (m_{D_s^*}^\gamma)}{m_{B_c} + m_{J/\psi}} K_1'] , \quad (13)$$

$$m_{B_c} = 6275/1 \pm 1/0, m_{D_s} = 1968/27 \pm 0/10, m_{D_s^*} = 2112/1 \pm 0/4,$$

$$m_{J/\psi} = 3096/900 \pm 0/006, m_K = 493/677 \pm 0/016, [9]$$

$$f_\phi = 215 \pm 5, f_{J/\psi} = 418 \pm 9, f_K = 159/8 \pm 1/84, f_\pi = 130/70 \pm 0/26, [9]$$

$$f_\omega = 195 \pm 2, f_\eta = 63/6 \pm 0/23,$$

$$f_\rho = 210 \pm 4, f_{D_s} = 294 \pm 7, [9]$$

$$V_{cs} = 0/97343 \pm 0/00015, V_{ub} = 0/00355 \pm 0/00015, f_{D_s^*} = 315 \pm 8$$

$$V_{cd} = 0/22522 \pm 0/00016, V_{cb} = 0/0414 \pm 0/0012,$$

$$V_{ts} = 0/0405 \pm 0/0011, V_{tb} = 0/99914 \pm 0/00005, [9]$$

$$c_1 = 1/081, c_2 = -0/190, c_3 = 0/014, c_4 = -0/036 [18]$$

$$A_{\eta}^{B_c \rightarrow J/\psi} = 0/17, A_{\pi}^{B_c \rightarrow J/\psi} = 0/17, A_{\rho}^{B_c \rightarrow J/\psi} = 0/17,$$

$$F_c^{B_c \rightarrow D_s} = 0/15 \pm 0/01,$$

$$A_{\eta}^{B_c \rightarrow D_s^*} = 0/019, A_{\pi}^{B_c \rightarrow D_s^*} = 0/020, [19]$$

$$g_{J/\psi DD} = 7/71, g_{D^* D \rho} = 2/82, g_{DD \rho} = 2/52, [20]$$

$$g_{D_s^* DK} = 18/34 [22], g_{D^* D \pi} = 12/5 [21], g_{J/\psi D^* D} = 8/64$$

$$g_{D_s^* D^* K} = 9/23, g_{K^* K \pi} = 4/6 [23]$$

$$g_{K^* K \rho} = g_{K^* K \phi} = 6/48, g_{KK \rho} = g_{KK \phi} = 5/55 [24]$$

مقادیر به دست آمده برای نسبت شاخه‌ای واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$ پس از در نظر گرفتن تأثیرات FSI، به ازای مقادیر مختلف پارامتر پدیدارشناسی η در در جدول ۱ نشان داده شده است.

۵. نتیجه‌گیری

ما در این مطالعه نسبت شاخه‌ای واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$ را با استفاده از اثرات FSI محاسبه کرده‌ایم. این واپاشی قبل از این که به طور تجربی مشاهده شود و قبل از این که هیچ داده تجربی برای آن اندازه‌گیری شود به طور نظری محاسبه شده بود، بدین ترتیب که مدل‌های به کار برده شده برای واپاشی‌های مشاهده شده را به این واپاشی تعمیم داده بودند. نتایج حاصله به روش فاکتور کردن QCD $1/3 \times 10^{-7}$ و به روش QCD اختلالی $6/6 \times 10^{-5}$ بودند. همکاران LHCb نسبت شاخه‌ای تجربی این واپاشی را بین $3/72 \times 10^{-5}$ تا $1/16 \times 10^{-5}$ به دست آورده‌اند. همان طور که مشاهده می‌کنیم نتیجه روش فاکتور

$$A(\tau b, K^-) = i \frac{G_F}{\sqrt{2} \pi m_{B_c}} f_\phi m_\phi a_\tau V_{tb}^* V_{ts} g_{D_s^* DK} \\ g_{\phi KK} \int_{-1}^{+1} |\bar{p}_1| d(\cos \theta) \frac{F^\tau(q^\tau, m_K^\tau)}{q^\tau - m_K^\tau} \\ [(m_{B_c} + m_{D_s^*}) A_{\eta}^{B_c \rightarrow D_s^*}(m_\phi^\tau) K_1 \\ - \frac{2 A_{\eta}^{B_c \rightarrow D_s^*}(m_\phi^\tau)}{m_{B_c} + m_{D_s^*}} K_1'] , \quad (15)$$

برای محاسبه دامنه $A(\tau b, K^{*-})$ کافی است در مخرج اولین خط کسری ضریب ۴ به ۸ $g_{D_s^* DK} g_{\phi KK}$ به $g_{D_s^* DK^*} g_{\phi K^* K}$ در صورت و مخرج دومین خط کسری m_K به m_{K^*} ضریب K_1 به K_2 و ضریب K_1' به K_2' تبدیل شوند. دامنه FSI مربوط به سومین نمودار از شکل ۳ یعنی دامنه $B_c^+ \rightarrow D^+(p_1) K^0(p_2) \rightarrow D^0(p_3) K^+(p_4)$ با مزون مبادله $\rho^-(q)$ به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$A(\tau c) = -g_{DD \rho} g_{KK \rho} \int_{-1}^{+1} |\bar{p}_1| \frac{d(\cos \theta)}{16 \pi m_{B_c}} \\ A(B_c^+ \rightarrow D^+ K^0) \frac{F^\tau(q^\tau, m_\rho^\tau)}{q^\tau - m_\rho^\tau} K_3 , \quad (16)$$

که در آن $K_3 = p_{1\mu} \epsilon_\rho^\mu p_{2\nu} \epsilon_\rho^\nu$ است. دامنه نمودارهای باقیمانده از شکل ۳ مانند دامنه‌های نوشته شده به دست می‌آیند. در نهایت دامنه کل FSI واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$ از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$A(B_c^+ \rightarrow D^0 K^+) = A(\tau a, D) + A(\tau a, D^*) \\ + A(\tau b, K) + A(\tau b, K^*) + A(\tau c) \\ + A(\tau d, \pi) + A(\tau d, \rho) + \dots \\ + A(\tau l, K) + (\tau l, K^*) , \quad (17)$$

در پایان نسبت شاخه‌ای را از فرمول زیر محاسبه می‌کنیم:

$$BR(B_c^+ \rightarrow D^0 K^+) = \frac{1}{\Gamma_{tot}} \frac{|A(B_c^+ \rightarrow D^0 K^+)|^2}{16 \pi m_{B_c}} , \quad (18)$$

که در آن $\Gamma_{tot} = 4/219 \times 10^{-13} \text{ GeV}$ است [۱۷].

۴. داده‌های تجربی و نظری

مقادیر عددی داده‌های تجربی و نظری که در محاسبات به کار برده شده‌اند به شرح زیر هستند:

(یکای مقادیر جرم‌ها و ثابت‌های واپاشی از مرتبه MeV هستند.)

$$m_\pi = 139/57018 \pm 0/00035, m_\phi = 1019/461 \pm 0/019,$$

جدول ۱. نسبت شاخه‌ای واپاشی $B_c^+ \rightarrow D^0 K^+$ به ازای $\eta = 1$ تا $\eta = 3$ (از مرتبه 10^{-5}).

η	۱	۲	۳	Exp.[۶]
$BR(B_c^+ \rightarrow D^0 K^+)$	$1/17 \pm 0/19$	$5/89 \pm 0/92$	$11/65 \pm 1/73$	$(3/72_{-1/0}^{+1/2} \pm 0/24) \sim (11/16_{-3/0}^{+3/36} \pm 0/72)$

احتمال دارد مزون B_c^+ در مسیر واپاشی به دو مزون $D^0 K^+$ ، ابتدا به زوج مزون‌هایی بنام مزون‌های میانی واپاشی کرده باشد. ما سهم تمام این واپاشی‌های میانی را در دامنه کل لحاظ کرده‌ایم، سپس نسبت شاخه‌ای را به ازای مقادیر مختلف و مجاز پارامتر پدیدارشناسی η محاسبه کرده‌ایم. نتایج به دست آمده تمام گستره تجربی را پوشش داده است.

کردن QCD خیلی کوچک‌تر از مقدار تجربی آن است و همین‌طور نتیجه روش QCD اختلالی که معمولاً این روش دقت زیادی دارد؛ فقط مقدار حد وسط گستره تجربی را نشان می‌دهد. لذا ما در صدد استفاده از روشی بودیم که تمام گستره تجربی را پوشش دهد. برای نیل به این هدف اثرات FSI را به کار برده ایم. اثرات FSI نشان دهنده این واقعیت است که

مراجع

- (1998) 094009.
14. X Liu, B Zhang, and SL Zhu, *Phys. Lett. B* **645** (2007) 185.
15. P Colangelo, F D Fazio, and TN Pham, *Phys. Lett. B* **542** (2002) 71.
16. C Meng and K T Chao, *Phys. Rev. D* **75** (2007) 114002.
17. Z Xiao, W Li, L Guo, and G Lu, *Eur. Phys. J. C* **18** (2001) 681.
18. M Beneke, G Buchalla, M Neubert, and CT Sachrajda, *Nucl. Phys. B* **606** (2001) 245.
19. R Dhir and R C Verma, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 034004.
20. Y S Oh, T Song and S H Lee, *Phys. Rev. C* **63** (2001) 034901.
21. V M Belyaev, V M Braun, A Khodjamirian, and R Ruchl, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 6177.
22. H Y Cheng, C K Chua and A Soni, *Phys. Rev. D* **71** (2005) 014030.
23. C D Lu, Y L Shen and W Wang, *Phys. Rev. D* **73** (2006) 034005.
24. X Liu, B Zhang, L L Shen and S L Zhu, *Phys. Rev. D* **75** (2007) 074017.
1. F Abe *et al.*, CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 2432.
2. T Aaltonen *et al.*, CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 182002.
3. V Abazov *et al.*, D0 Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 012001.
4. J Zhang and X Q Yu, *Eur. Phys. J. C* **63** (2009) 435.
5. H f Fu, Y Jiang, C S Kim, and G L Wang, *JHEP* **1106** (2011) 015.
6. R Aaij *et al.*, LHCb Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 118003.
7. D Ebert, RN Faustov, and VO Galkin, *Phys. Rev. D* **68** (2003) 094020,
8. CH Chang and YQ Chen, *Phys. Rev. D* **49** (1994) 3399.
9. C Patrignani *et al.*, (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **40** (2016) 100001.
10. B Mohammadi, *Nucl. Phys. A* **969** (2018) 196.
11. B Mohammadi and H Mehraban, *Adv. High Energy Phys.* **2012** (2012) 203692.
12. B Mohammadi and H Mehraban, *Int. J. Theor. Phys.* **52** (2013) 2363.
13. A Ali, G Kramer, and CD Lu, *Phys. Rev. D* **58**