

Decaimiento no leptónico del mesón B_c considerando mesones excitados radialmente en el estado final

Nonleptonic B_c decays, radial and excited charmonium mesons in the final state

Juan Carlos Barrios Ávila

Lic. en Matemáticas y Física

MSc. en Física, Universidad Industrial de Santander
Docente Medio Tiempo, Universidad Santo Tomás Bucaramanga,
Investigador Grupo GIRG, Universidad Industrial de Santander
Bucaramanga, Colombia

juancarlosbarriosavila@gmail.ustabuca.edu.co

José David Sanabria Gómez

Lic. Matemáticas y física

MSc. y Dr. en Física, Centro de Investigación
y de Estudios avanzados del IPN, México, Docente Tiempo Comple-
to, Investigador Grupo GIRG, Universidad Industrial de Santander
Bucaramanga, Colombia

jsanabri@gmail.com

José Herman Muñoz Nungo

Lic. Matemáticas y física

Msc en Física, Universidad de Antioquia
Dr. en Física, Centro de Investigación y de Estudios avanzados
del Ipn, México, Docente Tiempo Completo,

Rector Universidad del Tolima

Ibague, Colombia

jhmuno@ut.edu.co

Resumen— En el presente trabajo se muestra parte del estudio del decaimiento no leptónico del mesón B_c , considerado un mesón pseudoescalar o vectorial excitado radialmente ($n = 2$) en el estado final, se asume la hipótesis de factorización y utiliza el modelo de quarks ISGW2. El procedimiento para obtener los anchos de decaimiento de los procesos $B \rightarrow P, P$, $B \rightarrow P, V$, donde B es un mesón pesado, P es un mesón pseudoescalar 1S_0 y V es un mesón vectorial 3S_1 . Se logró medir las fracciones de decaimientos para los procesos PP y PV , se graficaron los anchos de decaimientos versus los factores de forma que provee el modelo de quarks ISGW, variando estos últimos de un 5 a un 150% de su valor original, para analizar qué implicaciones tiene en el ancho de decaimiento medido.

Este estudio muestra una perspectiva y herramienta fundamental en el campo de la física de partículas, ya que los resultados encontrados no han sido calculados (o no se encuentra información de dichos cálculos), y pueden servir como herramienta para conocer algunos elementos relevantes del modelo estándar y del decaimiento no leptónico de un mesón.

Palabras clave— Fracciones de decaimiento, factores de forma, constantes de decaimiento.

Abstract—This paper shows part of the study of non-leptonic decay of B_c meson, pseudoscalar meson or considering a radially excited vector ($n = 2$) in the final state, assuming factorization hypothesis and using the quark model ISGW2. In this paper we present in detail the procedure to obtain the decay widths of the processes $B \rightarrow P, P$, $B \rightarrow P, V$, where B is a heavy meson, pseudoscalar meson P is a $V \ ^1S_0$ and 3S_1 vector meson is. It was possible to measure fractions of decays to PP and PV processes, were plotted versus decay widths form factors pro-

viding ISGW the quark model, the latter varying from 5 to 150% of its original value, to analyze what implications does this have on the measured decay width.

This study shows a perspective and fundamental tool in the field of particle physics, since the results are unpublished, and can serve as a tool to know some relevant elements of the standard model and the non leptonic decay of a meson.

Keywords— Fractions of decays, widths form factors, decay constants.

I. INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar [1] (M. E.) explica las relaciones entre las partículas elementales y las interacciones conocidas. Los leptones y quarks son partículas elementales, dado que no poseen estructura interna. Las partículas que tienen estructura interna se denominan hadrones (constituidos por quarks), bariones cuando están formadas por tres quarks o tres antiquarks, o mesones cuando están constituidas por un quark y un antiquark. Hay seis leptones (electrón, muón, tau, neutrino del electrón, neutrino del muón y neutrino del tau) y seis quarks (quark up (u) quark down (d), quark charm (c), quark strange (s), quark bottom (b) y quark top (t)). Los quarks tienen una propiedad llamada color y cada uno puede presentar tres colores (rojo, verde y azul). A cada partícula le corresponde una antipartícula, que (en general) tiene el mismo espín y la misma masa, pero di-

ferente carga (aunque algunas partículas neutras son idénticas a sus antipartículas).

Los procesos de decaimiento del quark B_c ($b\bar{c}$ o $\bar{b}c$) se pueden dividir en tres clases: a) se puede presentar una transición del tipo $b \rightarrow q$ ($q = c, u$), en la que el quark \bar{c} actúa como espectador; b) también se puede tener otra transición del tipo $c \rightarrow q$ ($q = s, d$), en la que el quark b es espectador y, c) se puede tener una aniquilación entre el quark b y \bar{c} . Aunque el espacio de fase de las transiciones del tipo b) es más pequeño que el de la transición a), los decaimientos dados por transiciones del quark b proporcionan alrededor del 70 % del ancho de decaimiento del mesón B_c mientras que los decaimientos dados por transiciones del quark c y los de aniquilación débil sólo aportan el 20 % y el 10%, respectivamente [1]. Por esta razón, sólo se considerarán aquellos en que decae el quark b .

En este trabajo se presenta el caso particular de mesones excitados radialmente para el caso de decaimientos no leptónicos (o hadrónicos) de uno a dos cuerpos del mesón B_c , en el marco del modelo relativista de quarks ISGW2 [2]. Es decir, se obtienen las fracciones de decaimiento de los procesos $B_c \rightarrow M_1 M_2$, donde M_1 ó M_2 es un mesón excitado radialmente ($n=2$). La razón por la cual se ha elegido estudiar el decaimiento del mesón B_c , es fundamentalmente por estar compuesto de dos quarks pesados y, además ha sido muy poco estudiado incluidos los estados excitados radialmente para $n = 2$ y, por otro lado, hay pocos datos reportados en Particle Data Group [3]. El cálculo de fracciones de decaimiento se realizó a nivel árbol, mediante hipótesis de factorización y con el modelo de quarks no relativista de *Isgur-Scora-Grinstein* y *Wise* (ISGW2), el cual permite escribir y calcular los elementos de matriz $\langle M_1 | J_\mu | B_c \rangle$ para las transiciones $B_c \rightarrow \eta(2s)$ y $B_c \rightarrow \psi(2s)$.

II. HAMILTONIANO Y FACTORES DE FORMA

En este trabajo, se consideraron solo contribuciones de operadores corriente-corriente a nivel árbol, no se incluyeron diagramas de pingüino¹. El hamiltoniano es efectivo para el decaimiento no leptónico

$B_c \rightarrow M_1(2s)M_2$, donde $M_1(2s)$ denota un mesón excitado radialmente $h_c(2^1S_0)$ o $\psi(2^3S_1)$, y M_2 es un mesón pseudoescalar (P) o vector (V), despreciados los operadores de pingüino QCD, está dado por [4]:

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ V_{cb} V_{ud}^* [c_1(\mu)(\bar{c}b)(\bar{d}u) + c_2(\mu)(\bar{d}b)(\bar{c}u)] \\ + V_{cb} V_{cs}^* [c_1(\mu)(\bar{c}b)(\bar{s}c) + c_2(\mu)(\bar{s}b)(\bar{c}c)] \\ + V_{cb} V_{us}^* [c_1(\mu)(\bar{c}b)(\bar{s}u) + c_2(\mu)(\bar{s}b)(\bar{c}u)] \\ + V_{cb} V_{cd}^* [c_1(\mu)(\bar{c}b)(\bar{d}c) + c_2(\mu)(\bar{d}b)(\bar{c}c)] \} + h.c., \quad (1)$$

donde G_F es la constante de Fermi, V_{ij} son los factores CKM, $(\bar{q}_\alpha q_\beta)$ es una notación corta para las corrientes $V - A \bar{q}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma^5) q_\beta$ y $c_{1,2}$ son los coeficientes de Wilson.

La amplitud del decaimiento $B_c \rightarrow M_1(2s)M_2$ está dada por:

$$M(B_c \rightarrow M_1(2s)M_2) = \langle M_1(2s)M_2 | H_{eff} | B_c \rangle \\ = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i \lambda c_i(\mu) \langle O_i \rangle, \quad (2)$$

donde λ son los factores de CKM y $\langle O_i \rangle$ es el elemento de matriz de los operadores locales de cuatro - quarks. En el marco de referencia de la factorización de Naive, se asume que estos elementos de matriz se pueden aproximar a:

$$\langle M_1(2s)M_2 | O | B_c \rangle \approx \langle M_2 | J^\mu | 0 \rangle \langle M_1 | J_\mu | B_c \rangle \\ + (M_2(2s) \leftrightarrow M_1),$$

donde J_n es la corriente débil. Así, el elemento de matriz hadrónico de un operador de cuatro - quarks se puede escribir como el producto de una constante de decaimiento y factores de forma [5].

Los coeficientes de Wilson se relacionan con los coeficientes de QCD por la expresión:

$$a_{1,2}(\mu) = c_{1,2}(\mu) + \frac{1}{N_c} c_{1,2}(\mu),$$

En este trabajo se asume el límite para N_c muy grande, de modo que $a_1 \approx c_1$ y $a_2 \approx c_2$ para $\mu \approx m_b^2$ (algunos trabajos que también han asumido esta aproximación [6],[7],[8]).

Se calcularon los factores de forma mediante el modelo de quarks ISGW2[2] para los elementos hadrónicos $\langle \eta_c | J_\mu | B_c \rangle$ y $\langle \psi_c | J_\mu | B_c \rangle$. Es bien conocido que este modelo de quarks, es una versión relativista mejorada del modelo ISGW, el cual incluye las limitaciones impuestas por la simetría de quark pesado, las correcciones relativistas a los elementos de

1 Se espera que las contribuciones al ancho de decaimiento del decaimiento no leptónico de dos cuerpos B_c de diagramas de árbol sea mayor que el que se obtiene del diagrama de pingüino.

matriz de la corriente del vector axial y el potencial efectivo interquark y factores de forma polinomial más realista. Se espera que un tratamiento no relativista del decaimiento del mesón B_c con mesones *charmonium* radialmente excitados proporcionen una información más confiable[3] porque ambos quarks son pesados y estos decaimientos permiten las transiciones $b \rightarrow c$

$$\begin{aligned} \langle \eta_c | J_\mu | B_c \rangle &= f_+(p_{B_c} + p_{\eta_c})_\mu + f_-(p_{B_c} - p_{\eta_c})_\mu, \\ \langle \psi_c | J_\mu | B_c \rangle &= ig \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon^* (p_{B_c} + p_{\psi_c})^\rho (p_{B_c} - p_{\psi_c})^\sigma - f \varepsilon_\mu^* \\ &\quad - i(\varepsilon^* \cdot p_{B_c}) [a_+(p_{B_c} + p_{\psi_c})_\mu + a_-(p_{B_c} - p_{\psi_c})_\mu] \end{aligned}$$

La parametrización de las transiciones $B_c \rightarrow \eta_c$ y $B_c \rightarrow \psi_c$ esta dada por [2]:

donde p_{B_c} , p_{η_c} y p_{ψ_c} son los cuádrimomentos de los mesones B_c , η_c y ψ_c respectivamente, ε_μ^* es la polarización del mesón ψ_c y f_+ , f_- , f , a_+ , a_- son los factores de forma.

A. Factores de forma para la transición $B_c \rightarrow \eta_c$

Los factores de forma f_+ y f_- para la transición $B_c \rightarrow \eta_c$ en el modelo ISGW2[2] son:

$$f_+ + f_- = -\frac{1}{6} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\beta_{B_c}^2}{\beta_{B_c \eta_c}^2} (1 + \frac{m_c}{m_b}) [7 - \frac{\beta_{B_c}^2 (5 + \tau)}{\beta_{B_c \eta_c}^2}] F_3^{(f_+, f_-)}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} f_+ - f_- &= \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\tilde{m}_{B_c}}{m_c} \left\{ \left(\frac{\beta_{B_c}^2 - \beta_{\eta_c}^2}{2\beta_{B_c \eta_c}^2} + \frac{\tau \beta_{B_c}^2}{3\beta_{B_c \eta_c}^2} \right) + \frac{m_c}{6\tilde{m}_{\eta_c} \beta_{B_c \eta_c}^2} (1 + \frac{m_c}{m_b}) \right. \\ &\quad \left. [7 - \frac{\beta_{B_c}^2 (5 + \tau)}{\beta_{B_c \eta_c}^2}] \right\} F_3^{(f_+, f_-)}, \quad (4) \end{aligned}$$

donde :

$$F_3^{(f_+, f_-)} = \left(\frac{\tilde{m}_{B_c}}{\tilde{m}_{B_c}} \right)^{\pm \frac{1}{2}} \left(\frac{\tilde{m}_{\eta_c}}{\tilde{m}_{B_c}} \right)^{\pm \frac{1}{2}} \left(\frac{\tilde{m}_{\eta_c}}{\tilde{m}_{B_c}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta_{B_c} \beta_{\eta_c}}{\beta_{B_c \eta_c}^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{r^2 (t_m - t)}{24} \right]^{-4}$$

$$\beta_{B_c \eta_c}^2 = \frac{1}{2} (\beta_{B_c}^2 + \beta_{\eta_c}^2), \quad (5)$$

$$\tau = \frac{m_c^2 \beta_{\eta_c}^2 (\omega - 1)}{\beta_{B_c}^2 \beta_{B_c \eta_c}^2}, \quad (6)$$

$$r^2 = \frac{3}{4m_b m_c} + \frac{3m_c^2}{2\tilde{m}_{B_c} \tilde{m}_{\eta_c} \beta_{B_c \eta_c}^2} + \frac{16}{27\tilde{m}_{B_c} \tilde{m}_{\eta_c}} \ln \left[\frac{\alpha_s(u_{QM})}{\alpha_s(m_c)} \right],$$

$$\omega = 1 + \frac{t_m - t}{2\tilde{m}_{B_c} \tilde{m}_{\eta_c}}, \quad (7)$$

Los valores del parámetro b , el cual es una corrección relativista a la función de onda hiperfina en el modelo ISGW2, está dada en [2]. $t = (p_{B_c} - p_{\eta_c})^2 \equiv q^2$, es el momento transferido, $t = (m_{B_c} - m_{\eta_c})^2$, es el máximo momento transferido, \tilde{m} es la masa hiperfina promedio, \tilde{m}_X es la suma de las masas de los quarks constituyentes del mesón X , $u_{QM} \approx 1 \text{ GeV}$ es una escala en el modelo de quarks. El momento transferido q^2 es una constante para decaimiento no leptónico de dos cuerpos $B_c \rightarrow \eta_c M$, y es igual a $q^2 = m_M^2$. En la Tabla I [9], mostramos los valores de los factores de formas f_+ y f_- en el momento transferido $q^2 = 0, t_m$ en el modelo ISGW2.

B. FACTORES DE FORMA PARA LA TRANSICIÓN $B_c \rightarrow \psi_c$

Los factores de forma f , g , a_+ están dados en el modelo ISGW2 [2] por:

$$f = 0.899 \sqrt{\frac{3}{2}} \tilde{m}_{B_c} (1 + \omega) \left[\frac{\beta_{B_c}^2 - \beta_{\psi}^2}{2\beta_{B_c \psi}^2} + \frac{\tau \beta_{B_c}^2}{3\beta_{B_c \psi}^2} \right] F_3^{(f)}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} g &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \left[\left(\frac{1}{m_c} - \frac{m_c \beta_{B_c}^2}{2\mu \tilde{m}_{\psi} \beta_{B_c \psi}^2} \right) \right. \\ &\quad \left. \left(\frac{\beta_{B_c}^2 - \beta_{\psi}^2}{2\beta_{B_c \psi}^2} + \frac{\tau \beta_{B_c}^2}{3\beta_{B_c \psi}^2} \right) + \frac{m_c \beta_{B_c}^2 \beta_{\psi}^2}{3\mu \tilde{m}_{\psi} \beta_{B_c \psi}^4} \right] F_3^{(g)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_+ + a_- &= -\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\beta_{B_c}^2}{m_c m_b \beta_{B_c \psi}^2} \left\{ \frac{7m_c^2 \beta_{\psi}^4 (1 + \frac{\tau}{7})}{8\tilde{m}_{B_c} \beta_{B_c \psi}^4} - \frac{5m_c \beta_{\psi}^2 (1 + \frac{\tau}{5})}{4\beta_{B_c \psi}^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{3m_c^2 \beta_{\psi}^4}{8\tilde{m}_{B_c} \beta_{B_c}^2 \beta_{B_c \psi}^2} + \frac{3m_c \beta_{\psi}^2}{4\beta_{B_c}^2} \right\} F_3^{(a_+, a_-)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_+ - a_- &= \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{3\tilde{m}_{B_c}}{2m_b \tilde{m}_{\psi}} \left\{ 1 - \frac{\beta_{B_c}^2 (1 + \frac{\tau}{7})}{\beta_{B_c \psi}^2} - \frac{m_c \beta_{\psi}^2}{2\tilde{m}_{B_c} \beta_{B_c \psi}^2} \right. \\ &\quad \left. \left(1 - \frac{5\beta_{B_c}^2 (1 + \frac{\tau}{5})}{3\beta_{B_c \psi}^2} - \frac{7m_c^2 \beta_{B_c}^2 \beta_{\psi}^2}{12m_c \tilde{m}_{B_c} \beta_{B_c \psi}^4} \left(1 - \frac{\beta_{\psi}^2}{\beta_{B_c \psi}^2} + \frac{\tau \beta_{B_c}^2}{7\beta_{B_c \psi}^2} \right) \right) \right\} F_3^{(a_+, a_-)}, \end{aligned}$$

$$F_3^{(f)} = \left(\frac{\tilde{m}_{B_c}}{\tilde{m}_{B_c}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\tilde{m}_{\psi}}{\tilde{m}_{\psi}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\tilde{m}_{\psi}}{\tilde{m}_{B_c}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta_{B_c} \beta_{\psi}}{\beta_{B_c \psi}^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{r^2 (t_m - t)}{24} \right]^{-4}, \quad (9)$$

$$F_3^{(g)} = \left(\frac{\tilde{m}_{B_c}}{\tilde{m}_{B_c}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\tilde{m}_{\psi}}{\tilde{m}_{\psi}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\tilde{m}_{\psi}}{\tilde{m}_{B_c}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta_{B_c} \beta_{\psi}}{\beta_{B_c \psi}^2} \right)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{r^2 (t_m - t)}{24} \right]^{-4},$$

$$F_3^{(a_+, a_-)} = \left(\frac{\bar{m}_{B_c}}{\tilde{m}_{B_c}}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\bar{m}_\psi}{\tilde{m}_\psi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\tilde{m}_\psi}{\bar{m}_{B_c}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta_{B_c} \beta_\psi}{\beta_{B_c \psi}^2}\right)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{r^2(t_m - t)}{24}\right]^{-4},$$

$$F_3^{(a_-, a_+)} = \left(\frac{\bar{m}_{B_c}}{\tilde{m}_{B_c}}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\bar{m}_\psi}{\tilde{m}_\psi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\tilde{m}_\psi}{\bar{m}_{B_c}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta_{B_c} \beta_\psi}{\beta_{B_c \psi}^2}\right)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{r^2(t_m - t)}{24}\right]^{-4},$$

$$u_\pm = \left(\frac{1}{m_c} \pm \frac{1}{m_b}\right)^{-1} \quad (10)$$

β^2, τ, r^2 , y ω están dadas por las ecuaciones (5,6 y 7) respectivamente, sustituidos η y ψ . El factor 0,899 es una corrección relativista para los elementos de matriz de la corriente vector axial en el modelo ISGW2[2].

III. VALORES NUMÉRICOS Y ANÁLISIS

Para obtener los anchos de decaimientos para el decaimiento leptónico y no leptónico de mesones charmonios excitados radialmente en el estado final, se toman los valores de la masa de los mesones de PDG[3] y los siguientes valores numéricos:

- Factores de CKM[3]: $|V_{cb}|=40.6 \times 10^{-3}$, $|V_{ub}|=0.97425$, $|V_{cs}|=1.023$, $|V_{us}|=0.2252$, $|V_{cd}|=0.230$
- Masa de quarks en (GeV) [3]: $m_b=5,2$, $m_c=1,82$, $m_s=0,55$, $m_u = m_d=0,33$.
- Coeficientes QCD: $a_1=1.14$, $a_2=-0,2$ [3]
- Constantes de decaimientos en (Gev) [3]:

$$f_\pi=0.131, \quad f_K=0.160, \quad f_D=0.227$$

$$f_{D_s}=0.259, \quad f_\rho=0.216, \quad f_{K^*}=0.210$$

$$f_{D^*}=0.249, \quad f_{D_s^*}=0.266$$

- Los parámetro β (en GeV) del modelo ISGW2 [2]:

$$\beta_{B_c}=0.92, \quad \beta_{\eta_c}=0.88, \quad \beta_\psi=0.62$$

$$\beta_D=0.45, \quad \beta_{D_s}=0.56, \quad \beta_{D_s^*}=0.38$$

$$\beta_{D_s^*}=0.44$$

- $\tau_{B_c}=0.4333 \times 10^{-2}$ [s], es el tiempo de vida media del mesón B_c [2]

Las expresiones para el ancho de decaimiento de dos cuerpos no leptónicos $B_c \rightarrow M_1(2s)M_2$, donde $M_1(2s)=\eta_c(2^1S_0)$, $\psi(2^3S_1)$ y $M_2=P, V, A(^3P_1)$ bien conocidos en la literatura[9].

En la Tabla II se presentan las predicciones de los anchos de decaimientos de $\beta_\psi=0.62$

En las Tablas I y II se muestran los anchos de decaimientos no leptónicos de uno a dos cuerpos de $B_c^\pm \rightarrow \eta_c P, \eta_c V, \eta_c A(^3P_1), \eta_c S, \eta_c A'(^1P_1), \eta_c T$ comparados con el trabajo de otros autores para mesones excitados radialmente en estado final [9] y sin excitación radial basados en el modelo de quarks relativista [4]. Se obtuvieron valores numéricos de esos anchos de decaimientos con los valores de los coeficientes QCD a_1, a_2 , los resultados obtenidos en algunos casos coinciden bastante con los otros trabajos, sin embargo también se observan algunas diferencias entre algunos de los valores que se lograron y el de las referencias indicadas en las Tablas I y II.

Se puede observar que en la Tabla II, los valores favorecidos por CKM para los modos: $B_c^\pm \rightarrow \eta_c \pi, \eta_c \rho, \eta_c a_1, \eta_c D_s, \eta_c D_s^*$ tienen anchos de decaimientos del orden de entre $10^{-5} - 10^{-7}$, estos decaimientos son del tipo $B_c^\pm \rightarrow V(2s)V(1s)$, o más explícitamente (VV,VA). Esos anchos se podrían medir en los experimentos que se realizan en los grandes aceleradores de partículas. Para el modo $B_c \rightarrow \eta_c a_1(1260)$, donde $a_1(1260)$ es un mesón axial, se encontró que la fracción de decaimiento favorecido por CKM es del orden de 10^{-5} y es más pequeño que

$B_r(B_c^\pm \rightarrow \eta_c \rho(770))$ [9]. De hecho

$$\frac{B_r(B_c^\pm \rightarrow \eta_c \rho(770))}{B_r(B_c^\pm \rightarrow \psi a_1(1260))} = 1.04$$

El decaimiento $B_c^- \rightarrow \eta_c D_s^*$ tiene dos contribuciones: con emisión externa W (proporcional al coeficiente QCD a_1) y con emisión interna W (proporcional al coeficiente QCD a_2 , el cual es negativo). Los factores de forma de esas transiciones se obtienen del modelo ISGW2. Es importante notar que los términos de interferencia en los modos $B_c^- \rightarrow \eta_c D_s^-$ y $B_c^- \rightarrow \eta_c D_s^*$ son positivos porque a_2 es positivo, interferencia constructiva.

La mayor fuente de incertidumbre para las fracciones de decaimientos del proceso $B_c^\pm \rightarrow \eta_c M_2$ provienen de los parámetros β_{B_c} , β_{η_c} y β_{M_2} con $M_2=D_s^*$ los cuales son una corrección relativista de la función de onda en el modelo ISGW2, los coeficientes de la QCD a_2 (cuando $M_2=D_s^*$) y las constantes de acoplamiento f_{η_c} y f_{D_s} . Las fuentes dominantes de

error provienen de β_{B_c} , β_{η_c} y la constante de decaimiento $f_{\eta_c} = 0.270$ GeV [10]. Por otro parte, el decaimiento $B_c^+ \rightarrow \eta_c M_2$, con $M_2 = D_s, K_{1A^+}, M =$ son muy sensibles a las constantes de acoplamiento $f_{D_s} = 0.269$ GeV [10].

TABLA I.
ANCHOS DE DECAIMIENTO DEL MESÓN $B_c \rightarrow M_1(2s)M_2$ POR EMISIÓN EXTERNA, DONDE $M_{1,2} = PP, P, V, PA'$. [9]

Mesón B_c^+			
Decaimientos del mesón B_c	Excitados radialmente (este trabajo)	Excitados orbitalmente	No excitados
$B_c^+ \rightarrow \eta_c \pi$	1.701×10^{-7}	0.19×10^{-4} [11]	1.7×10^{-4}
$B_c^+ \rightarrow \eta_c \rho$	8.928×10^{-5}	$< 5 \times 10^{-4}$ [11]	5.5×10^{-4}
$B_c^+ \rightarrow \eta_c a_1(1260)$	8.569×10^{-5}	1.41×10^{-3} [11]	5.8×10^{-4}

Fuente: Autor del proyecto

Los decaimientos que aparecen en las Tablas I y II, para estados no excitados fueron obtenidos de las referencia [12],[13],[14].

Uno de los objetivos del artículo de investigación era determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos variando los parámetros del modelo ISGW2 [4], bajo esa premisa se realizaron las gráficas de los anchos de decaimientos para los modos $B_c^- \rightarrow P(2s)$ y $B_c^- \rightarrow V(2s)$.

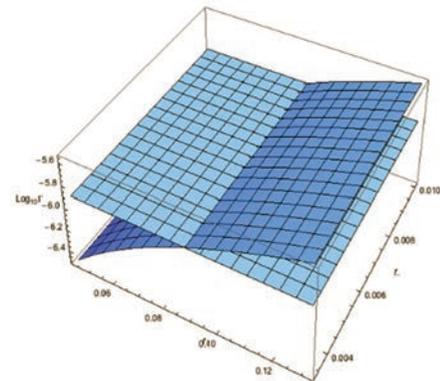
Para el proceso $B_c^- \rightarrow \eta_c(2s)\pi^+$ la Fig. 1, muestra que el ancho de decaimiento depende casi exclusivamente del factor de forma f^+ , dado que a pesar que los dos factores de forma variaron entre 0.5 y 1.5 veces su valor, el ancho de decaimiento mostró una variación entre +0,4 y +0, 5 órdenes de magnitud (en escala logarítmica en base 10) lo que significa que ese decaimiento es 7 veces más probable cuando existe la mencionada variación del valor del factor de forma, lo que significa que el ancho de decaimiento no es muy sensible a estas variaciones[9]

TABLA II
ANCHOS DE DECAIMIENTO DEL MESÓN $B_c \rightarrow M_1(2s)M_2$ POR EMISIÓN EXTERNA, DONDE $M_{1,2} = P, V, A, A', T, P(2S), V(2S)$ [9]

Mesón B_c^+			
Decaimientos del mesón B_c	Excitados radialmente (este trabajo)	Excitados orbitalmente	No excitados
$B_c^+ \rightarrow \psi \pi^+$	7.117×10^{-4}		1.8×10^{-4}
$B_c^+ \rightarrow \psi \rho(770)$	8.673×10^{-5}		0.49×10^{-4}
$B_c^+ \rightarrow \psi a_1(1260)$	8.778×10^{-5}		
$B_c^+ \rightarrow \eta_c K^+$	1.078×10^{-7}	1.8×10^{-4} [11]	9.8×10^{-5}
$B_c^+ \rightarrow \eta_c K^*(892)$	4.552×10^{-6}	8.8×10^{-4} [11]	9.8×10^{-5}
$B_c^+ \rightarrow \eta_c K_{1A^+}$	6.721×10^{-6}		
$B_c^+ \rightarrow \psi K^+$	1.179×10^{-4}		
$B_c^+ \rightarrow \psi K^*(892)$	4.961×10^{-6}		2.8×10^{-5}
$B_c^+ \rightarrow \psi K_{1A^+}$	7.657×10^{-6}		
$B_c^+ \rightarrow \eta_c D_s^+$	2.175×10^{-6}	0.34×10^{-5} [11]	
$B_c^+ \rightarrow \eta_c D_s^{*+}$	6.015×10^{-5}	0.97×10^{-4} [11]	
$B_c^+ \rightarrow \psi D_s^+$	8.325×10^{-7}		6.5×10^{-4}

Fuente: Autor del proyecto

Fig. 1. ANCHOS DE DECAIMIENTOS VS FACTORES DE FORMA f^+, f^- , PROCESO $B_c^- \rightarrow \eta_c(2s)\pi^+$, EN EL QUE LOS FACTORES DE FORMA SUFREN UNA VARIACIÓN DEL 100% (CON VALOR CENTRAL IGUAL AL CALCULADO EN ESTE TRABAJO) PARA DETERMINAR LA SENSIBILIDAD DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS AL USAR EL MODELO ISGW2



IV. CONCLUSIONES

Se calcularon las fracciones de decaimiento en los procesos no leptónicos del mesón B_c en mesones pseudoescalares y vectoriales excitados radialmente en el estado final, mediante el modelo de quarks ISGW2, donde los elementos de la matriz hadrónica que introducen el decaimiento ($B_c^- \rightarrow M_1 M_2$) en dos cuerpos ligeros de alta energía; que son factorizados y expresados en términos de factores de forma y constantes de decaimiento.[9]

En las Tablas I y II se observaron los resultados obtenidos para las fracciones de decaimiento del mesón B_c realizados por otros autores [13], [14],[15] con las que se pueden hacer comparaciones con los resultados obtenidos mediante el uso del modelo ISGW2.

En la hipótesis de factorización[16] del modelo ISGW se encuentra que las mayores fuentes de error están constituidas por las constantes de decaimiento (dominante), la masa de los quarks, los factores de forma f^+ , a^+ , etc. Es importante, por lo tanto, obtener valores más precisos para estos, hecho que está íntimamente relacionado con un mejor conocimiento de los mesones.

El aporte de este trabajo se encuentra en que dada la poca información en la literatura con respecto al estudio del mesón B_c en estado excitado radialmente, los resultados encontrados pueden dar aportes importantes al estudio de decaimientos del mesón B_c y, a su vez, es un escenario propicio para evaluar el modelo estándar. Es conveniente indicar las dificultades que se encontraron a la hora de hacer comparaciones de los resultados que se lograron medir en el presente estudio, ya que se cuenta con muy poca información en la literatura especializada del estudio del mesón B_c , se recomienda consultar el trabajo de investigación [9], para una visión mejorada de estos resultados.

Finalmente, vale la pena mencionar que obtener anchos de decaimientos para estados excitados radialmente permita dilucidar si hay variaciones importantes en esas fracciones de decaimientos con respecto al caso no excitado radialmente.

REFERENCIAS

[1] G. Buchal, A. J. Buras and M. E. Lautenbacher, Weak decays beyond leading logarithms. Rev. Mod. Phys 68, 4 (1996).

[2] Nathan Isgur and Daryl Scora, Semileptonic B and D decays in the quark model: An update. Phys. Rev. D 52, 2783 (1995).

[3] Review Particle Physics, Particle Data Group. PARTICLE PHYSICS BOOKLET 37, 105-123 (2010).

[4] Bediaga and J.H. Muñoz, Production of radially excited charmonium mesons in two-body nonleptonic Bc decays. arXiv: 1102.2190 26, 110744 (2011).

[5] Z.Luo and J.L. Rosner, Factorization in color-favored B-meson decays to charm. Phys. Rev.D 64, 094001 (2001).

[6] G. Calderón, J.H. Muñoz and C.E. Vera, Nonleptonic two-body B decays including axial-vector mesons in the final state. Phys. Rev. D 76, 074019 (2007).

[7] V. Laporta and G. Nardulli, Nonleptonic B decays to axial-vector mesons and factorization. Phys. Rev.D 74, 054035 (2006).

[8] C.E Thomas, Nonleptonic weak decays of B to Ds and D mesons. Phys. Rev. D 73, 054016 (2006).

[9] J.C Barrios Ávila, "Decaimiento no leptónico del mesón Bc considerando mesones excitados radialmente en el estado final", Tesis de Maestría, Universidad Industrial de Santander UIS, 2012.

[10] H. Cheng and C. Chua, Hadronic charmless B decays $B \rightarrow AP$. Phys. Rev.D 69, 074025 (2007).

[11] R.C Verma and Avinash Sharma, Quark diagram analysis of weak hadronic decays of the Bc meson. Phys. Rev.D 65, 114007 (2002).

[12] P. Colangelo and F. De Fazio, Using heavy quark spin symmetry in semileptonic Bc decays. Phys. Rev. D 61, 034012 (2000).

[13] D. Ebert, R. N. Faustov and V. O. Galkin, Nonleptonic decays of meson Bc. Phys. Rev. D 68, 094020 (2003).

[14] Hui-feng Fu, Yue Jiang, C. S. Kim and Guo-Li Wang, Probing Non-leptonic Two-body Decays of Bc meson. Arxiv 11, 025399 (2011).

[15] A.Kumar, P.C Vinodkumar, Properties of Bc meson. Jour.Phys. 66, 5 (May 2006).

[16] Beneke, QCD factorization for exclusive non-leptonic B-meson decays, general arguments and the case of heavy D light final states. Nucl. Phys. B 591, 313 (2000).