

DECAIMIENTOS NO LEPTÓNICOS DEL MESON B_C ,
CONSIDERANDO MESONES EXCITADOS RADIALMENTE EN EL
ESTADO FINAL

JUAN CARLOS BARRIOS ÁVILA

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA
BUCARAMANGA

2013

**DECAIMIENTOS NO LEPTÓNICOS DEL MESÓN B_C ,
CONSIDERANDO MESONES EXCITADOS RADIALMENTE EN EL
ESTADO FINAL**

JUAN CARLOS BARRIOS ÁVILA

Trabajo de Investigación para optar al título de Magister en Física

Director

Dr. JOSÉ DAVID SANABRIA GÓMEZ

**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA
BUCARAMANGA**

2013

DEDICATORIA

El autor dedica con especial amor la culminación de este trabajo de investigación:

A mis padres MANUEL BARRIOS GRANADOS y GLORIA AVILA FLOREZ, quienes han sido fundamental en mi proceso de formación humana y espiritual.

A mi amada esposa LUZ ALIDA RUIZ MAHECHA, por darme los mejores años de su vida y por ser mi mejor aliciente en todo este proceso.

A mis hijas STEPHANY y MELANIE, el par de ángeles que Dios me ha prestado.

A la Sra Luz Mahecha y Sr. Carlos Ruiz, por apoyarme y confiar en mis capacidades para sacar adelante mis proyectos, son una bendición en mi vida.

A dos hermanos que me preceden en el reino de los cielos YEUDIS OÑATE DAZA y ARLES AVILA ARMENTA.

A EDUARDO, TOÑO, Y JADER, quienes me animaron a emprender esta travesía.

A todos mis hermanos en especial a JUAN JOSÉ quien ha sido testigo mudo de todo mi esfuerzo.

AGRADECIMIENTOS

El autor expresa sus agradecimientos a:

Dios, quien ha sido mi guía en cada uno de mis pasos en esta preciada vida.

A JOSÉ DAVID SANABRIA GÓMEZ, profesor titular de la escuela de física por aceptar la dirección de este trabajo y sobre todo por su incalculable ayuda en el desarrollo del mismo.

A JOSÉ HERMAN MUÑOZ RUNGO, profesor titular de la escuela de física de la Universidad del Tólima, quien me brindo incondicionalmente sus conocimientos para desarrollar este trabajo de investigación.

A el Colegio San Pedro Claver, en cabeza del padre GERARDO ARANGO PUERTAS (QEPD), por ayudar a construir mi proceso de formación y conversión a la luz de San Ignacio de Loyola.

Contenido

1	INTRODUCCIÓN	15
2	MODELO ESTÁNDAR	17
2.1	El Lagrangiano del Modelo Estándar	18
2.2	Potencial del campo de Higgs y Lagrangiano de Yukawa	19
2.3	Lagrangiano para Fermiones	21
2.4	Lagrangiano cinético	22
3	MESONES PESADOS	27
3.1	El mesón B_c	28
4	DECAIMIENTO DE UNO A DOS CUERPOS	31
4.1	Cinemática	31
4.2	Dinámica	32
4.2.1	Ancho de decaimiento	32
4.2.2	Amplitud de decaimiento	33
4.2.3	Hamiltoniando efectivo	33

4.2.4	Hipótesis de factorización	34
4.2.5	Modelo de quarks	37
5	EL MESÓN B Y SUS DECAIMIENTOS	41
6	RESULTADOS OBTENIDOS Y ANÁLISIS	44
6.1	Procesos $B \rightarrow P_1, P_2$ y $B \rightarrow S, P$	44
6.2	Procesos $B \rightarrow P, V$ y/o $B \rightarrow P, A$	45
6.3	Proceso $B \rightarrow V, P$	46
6.4	Procesos $B \rightarrow V_1, V_2$ y/o $B \rightarrow V, A$	46
6.5	Proceso $B \rightarrow T, P$	47
6.6	Proceso $B \rightarrow T, V$	48
6.7	Decaimientos con Interferencia, Proceso $B \rightarrow (P_1, P_2 + P_2, P_1)$	49
6.8	Decaimientos con Interferencia, Proceso $B \rightarrow (P_1, V_2 + V_2, P_1)$	50
6.9	Análisis de resultados	52
7	CONCLUSIONES	60
8	APÉNDICES	62
8.1	Ancho de decaimiento para el proceso $B \rightarrow PP$	62

8.2	Algunos factores de forma modelo en el modelo ISGW2	64
8.3	Tabla de valores para la masa hiperfina y β , modelo de quarks ISGW2	66
Bibliografía		67

RESUMEN

TÍTULO : DECAIMIENTOS NO LEPTÓNICOS DEL MESÓN B_c , CONSIDERANDO MESONES EXCITADOS RADIALMENTE EN EL ESTADO FINAL

AUTOR: Juan Carlos Barrios Ávila¹.

PALABRAS CLAVES: física del mesón B, ancho de decaimiento, factores de forma, fenomenología del Modelo Estándar.

DESCRIPCIÓN: En el presente trabajo se estudian los decaimientos no leptónicos del mesón B_c , considerando un mesón pseudoescalar o vectorial excitados radialmente ($n = 2$) en el estado final, asumiendo la hipótesis de factorización y utilizando el modelo de quarks ISGW2 [4]. Se calcularon los elementos de la matriz hadrónica que introduce el decaimiento en dos mesones de alta energía en los canales $B_c \rightarrow P(2S)$ y $B_c \rightarrow V(2S)$ que son expresados en términos de factores de forma y constantes de decaimiento. Se calcularon los anchos de decaimiento para procesos de emisión interna, externa y con interferencia a nivel árbol, encontrando en todos los casos (en los cuales fue posible comparar decaimientos similares que no contengan estados excitados radialmente) que sus valores son menores que los correspondientes a estados no excitados radialmente, fundamentalmente debido a que los estados excitados radialmente son más energéticos y por tanto, mas difíciles de producir. Finalmente, se variaron los valores de los factores de forma en los decaimientos, encontrando que para un rango de variación del 100 % del valor de los factores de forma, el ancho de decaimiento varía menos de un orden de magnitud, demostrando que es poco sensible a la variación de los parámetros del modelo ISGW2 (factores de forma, valores de β , masa de los quarks, masa hiperfina, etc).

¹Facultad de Ciencias, Escuela de Física, José David Sanabria Gómez(Director).

ABSTRAC

TITLE: DECAIMIENTOS NO LEPTÓNICOS DEL MESON B_c , CONSIDERANDO MESONES EXCITADOS RADIALMENTE EN EL ESTADO FINAL

AUTHOR: Juan Carlos Barrios Ávila².

KEYWORDS: B meson physics, decay fractions, form factors, phenomenology of the Standard Model.

DESCRIPTION: In this paper we study non-leptonic decays of B_c meson, considering a radially excited vector ($n = 2$) (pseudoscalar or vector meson) in the final state, assuming factorization hypothesis and using the quark model ISGW2. We calculated hadronic matrix elements that enter mesons decay into two high-energy channels $B_c \rightarrow P(2S)$ and $B_c \rightarrow V(2S)$, which can be expressed in terms of form factors and decay constants. We calculated decay widths for both internal and external emission, and also for processes with interference, finding in all cases (in which it was possible to compare similar decays containing no radially excited states) that their values are lower, mainly because states excited radially higher energy and therefore more difficult to produce. Finally, the values of the form factors were varied, finding that for a range of variation for 100 % the decay width varies less than one order of magnitude, indicating that the decay widths is not sensitive to the change of the parameters of the ISGW2 model (form factors, β values, quark masses, hyperfine mass, etc).

²Faculty of Science, School of Physics, José David Sanabria Gómez (Advisor).

Índice de figuras

1	Representación gráfica de los modos de decaimientos de los quarks, con masas que se incrementan de izquierda a derecha	25
2	Dcaimiento de un mesón, modelo de quark espectador ($\bar{q}$)	29
3	Dcaimiento de uno a dos cuerpos	31
4	Diferentes tipos de decaimiento del mesón B^0 , en diagramas a nivel árbol[16]	35
5	Representación más real del decaimiento no leptónico de un mesón B^0 [16]	36
6	Dcaimiento por emisión interna (arriba) y por emisión externa (abajo) del mesón B_c^+	43
7	Dcaimiento de un mesón, modelo de quark espectador ($\bar{q}$)	44
8	Dcaimiento del mesón $B \rightarrow \eta_c(2s)\rho(770)$ a nivel árbol	46
9	Dcaimiento del mesón $B \rightarrow D_{s1}(2573)\pi$ a nivel árbol	48
10	Emisión Interna y Externa del Mesón B_c^+ a nivel árbol	49
11	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	55

12	Anchos de decaimientos vs factores de forma f_+, f_- , para proceso $B_c \rightarrow \eta_c(2s)\rho(770)$, en el que los factores de forma sufren una variación del 100 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2	56
13	Anchos de decaimientos vs factores de forma f_+, f_- , proceso $B_c \rightarrow \eta_c(2s)a_1(1260)$, en la que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2	57
14	Gráfica de los anchos de decaimientos vs factores de forma a_+, a_- , proceso $B_c \rightarrow D_s\eta_c$, en el que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2	57
15	Anchos de decaimientos vs factores de forma a_+, a_- , proceso $B_c \rightarrow D_s^*\eta_c$, en el que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2	58
16	Anchos de decaimientos vs factores de forma a_+, a_- , proceso $B_c \rightarrow D_s^*\eta_c$, en el que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2	59
17	Gráfica de los anchos de decaimientos vs factores de forma a_+, a_- , proceso $B_c \rightarrow D_{s1}(2536)\psi_c$, en el que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2	59
18	Decaimiento por externa del mesón $B \rightarrow \eta_c(2s)\pi(PP)$	62

Índice de cuadros

1	Interacciones en el Modelo Estándar y mediadores	18
2	Clasificación de los mesones de acuerdo con sus propiedades ante transformaciones de simetría.	27
3	Clasificación de mesones pesados	28
4	Elemento de matriz para las transiciones $B \longrightarrow X_{c\bar{c}}(2s)M$, en el modelo ISGW	42
5	Anchos de decaimiento del mesón $B_c^\pm \longrightarrow M_1 M_2$ por emisión externa, donde $M_{1,2} = P, V, A, A', T, P(2S), V(2S)$	53
6	Anchos de decaimientos del mesón $B_c^\pm$ con interferencia por emisiones interna y externa	54
7	[4]Masas y valores de β en GeV para soluciones variacionales de las correcciones Hiperfinas de Coulomb versus problemas lineales en las bases 1S,1P,2S	66

1 INTRODUCCIÓN

La existencia de los mesones fue propuesta por el físico nuclear japonés Hideki Yukawa en 1935 [1]. Su idea era que existían una serie de partículas más pesadas que el electrón que eran responsables de la interacción nuclear fuerte. Los mesones postulados por Yukawa fueron descubiertos en 1998 por Lattes et al [1]. El Modelo Estándar presenta una descripción especialmente elegante y simple de las interacciones: estas interacciones aparecen como consecuencia de la simetría de los sistemas frente a un conjunto de transformaciones. Las propiedades de la interacción quedan totalmente determinadas por el grupo de simetría, y su intensidad viene dada por una constante (o dos en el caso de la teoría electrodébil).

En el Modelo Estándar, los mesones son partículas compuestas por una pareja quark–antiquark que interactúan a través de la interacción fuerte, además pueden interactuar por medio de la interacción débil. Algunos mesones tienen carga eléctrica, entonces pueden interactuar también por medio de la interacción electromagnética. Todos los mesones tienen un espín entero y por lo tanto son bosones. Los mesones se clasifican de acuerdo a su momento angular L , paridad P , espín s y se nombran de acuerdo a la notación espectroscópica $n^{2s+1}L_J$, donde n es el número cuántico principal y J es el momento angular total, con esta información y sus propiedades de simetría se clasifican en mesones escalares, mesones pseudoescalares, mesones vectoriales, mesones axiales y tensoriales (como se verá en la capítulo 3).

Por otra parte, la producción de mesones excitados radialmente ($n = 2$) en decaimientos del mesón B_c ha sido poco estudiada [2]. En la actualidad, muy pocos trabajos se han ocupado sistemáticamente de estos decaimientos. Sin embargo, dada la puesta en marcha del experimento *Large Hadron Collider* (LHC), algunas fracciones de decaimiento de los procesos $B_c \rightarrow M_1(2S)M_2$, donde $M_1(2S)$ es un mesón excitado radialmente podrían ser medidas. Por esta razones, nos interesamos en este trabajo en estudiar los

decaimientos hadrónicos en dos cuerpos del mesón B_c considerando mesones con $n = 2$ en el estado final.

La razón por la cual se ha elegido estudiar el decaimiento del mesón B_c , es fundamentalmente por estar compuesto de dos quarks pesados, además ha sido muy poco estudiado incluyendo los estados excitados radialmente para $n = 2$. Por otro lado, hay pocos datos reportados por el Particle Data Group [3]. Finalmente, vale la pena mencionar que el obtener anchos de decaimientos para estados excitados radialmente permita dilucidar si hay variaciones importantes respecto al caso no excitado radialmente. El cálculo de fracciones de decaimiento se realizó a nivel árbol, usando hipótesis de factorización y utilizando el modelo de quarks no relativista de Isgur-Scora-Grinstein y Wise (ISGW2)[4], mismo que permite escribir y calcular los elementos de matriz $\langle M_1 | J^\mu | B \rangle$ para las transiciones $B_c \rightarrow \eta(2s)$ y $B_c \rightarrow \psi(2s)$.

El presente trabajo está compuesto de seis capítulos. En el segundo capítulo se explican algunos elementos relevantes del Modelo Estándar; en el tercero se hace una descripción de los mesones pesados y su clasificación utilizando la notación espectroscópica $n^{2s+1}L_J$; en el cuarto se detallan aspectos generales del decaimiento de una partícula de uno a dos cuerpos, abordando la cinemática y la dinámica que lo describen, explicando algunos elementos del modelo de quarks. En el quinto capítulo se hace una explicación detallada de cada decaimiento estudiado y posteriormente se presenta un análisis de los anchos de decaimiento en función de los factores de forma del modelo ISGW2[4]. Finalmente se presentan las conclusiones.

2 MODELO ESTÁNDAR

El Modelo Estándar[5] (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 llaman hadrones (están 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 diferente carga (aunque algunas partículas neutras son idénticas a sus antipartículas).

En la naturaleza existen cuatro tipo de interacciones fundamentales [6]: gravitacional, electromagnética, fuerte y débil. Cada una de ellas debida a una propiedad fundamental de la materia: masa (interacción gravitacional), carga eléctrica (interacción electromagnética), color (interacción fuerte) y carga débil (interacción débil). Hay cuatro fuerzas conocidas (o interacciones), cada una mediada por una partícula fundamental, conocida como partícula intermediaria o portadora. Se tiene a los fotones (interacción electromagnética) y los gluones (interacción fuerte) que no tienen ninguna masa, mientras que las partículas $W^\pm$ y Z^0 , portadoras de la fuerza débil tienen una masa de $80 - 90 \text{ GeV}/c^2$ (se postula también la existencia del gravitón para la interacción gravitatoria, aunque al momento no se ha detectado). Las propiedades de la interacción quedan completamente determinadas por el grupo de simetría.

Las interacciones descritas por el Modelo Estándar junto con los grupos Gauge y los

bosones asociados a cada una de ellas se muestran en la Tabla 1.

Interacción	Grupo gauge	Bosón	Símbolo
Electromagnética	U(1)	fotón	γ
Débil	SU(2)	bosones intermediarios	$W^\pm, Z^0$
Fuerte	SU(3)	gluones (8 tipos)	g

Tabla 1: Interacciones en el Modelo Estándar y mediadores

2.1. El Lagrangiano del Modelo Estándar

El modelo estándar [7] es una teoría cuántica de campo, cuyo grupo de gauge G_{ME} está dado por $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ y se utiliza para estudiar a las partículas y sus interacciones. Este grupo de gauge incluye al grupo de simetría de las interacciones fuertes, $SU(3)_C$, y de las interacciones electrodébiles, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. El grupo de simetría de las interacciones electromagnéticas, $U(1)_{em}$, aparece en el M.E como un subgrupo de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ y es en este sentido que se dice que las interacciones débiles y electromagnéticas estan unificadas.

Derivada covariante:

El Lagrangiano del ME se obtiene de la invariancia de norma bajo el grupo G_{ME} . Para satisfacer esto, se debe emplear la derivada covariante, dada por la fórmula

$$D^\mu = \partial^\mu + ig_s G_a^\mu L_a + ig A_b^\mu T_b + ig' B^\mu Y, \quad (1)$$

donde g_s, g y g' son las constantes de acoplamiento (una por cada grupo de norma respectivamente, en el caso electromagnético g' es una generalización de la unidad de carga fundamental e), $G_a^\mu(x)$ son los ocho campos de norma de $SU(3)_c$, A_b^μ son los tres campos de norma $SU(2)$ y $B^\mu(x)$ es el bosón de norma $U(1)_Y$ de la hipercarga. Las matrices L_a son los generadores del grupo $SU(3)_C$ de las interacciones fuertes y se

pueden representar por las matrices $\frac{\lambda_a}{2}$ de Gell-Mann en el caso de tripletes, T_b son los generadores del grupo $SU(2)_L$ y se representan por las matrices de Pauli para dobletes, finalmente se tiene las hipercargas Y del grupo $U(1)_Y$.

Este lagrangiano es la suma de cuatro términos; la energía cinética de los fermiones $\mathcal{L}_{kf}$, la energía cinética de los campos de norma $\mathcal{L}_{kn}$, el potencial del campo de Higgs $\mathcal{L}_H$ y el término de los acoplamientos de Yukawa $\mathcal{L}_Y$:

$$\mathcal{L}_{ME} = \mathcal{L}_{kf} + \mathcal{L}_{kn} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y \quad (2)$$

2.2. Potencial del campo de Higgs y Lagrangiano de Yukawa

El campo asociado $\Phi(x)$ a una partícula de espín cero es una función escalar (invariante de Lorentz) de x . La densidad Lagrangiana para estas partículas viene dada por

$$\mathcal{L} = -\partial_\mu \phi(x)^* \partial^\mu \phi(x) - m^2 \phi(x)^* \phi(x). \quad (3)$$

Si se desea describir las partículas libres de espín entero se emplea la ecuación de Klein-Gordon, así el Lagrangiano (3) se describe por la fórmula:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \Phi(x))^\dagger \partial^\mu \Phi(x) \quad (4)$$

usando la derivada covariante (1) en la fórmula (4) se obtiene el Lagrangiano de Higgs con interacciones. En el modelo estándar hay doce bosones de norma relacionados a la simetría de norma $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, y un solo escalar de Higgs relacionado con el rompimiento espontáneo de la simetría dado por la ecuación:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{EM} \quad (5)$$

El lagrangiano de Higgs que contiene los acoplamientos de Higgs con los bosones de norma esta dada por

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi(x))^\dagger D^\mu \Phi(x) - V(\Phi^\dagger(x)\Phi(x)), \quad (6)$$

donde el potencial $V(\Phi^\dagger(x)\Phi(x))$ tiene los autoacoplamientos de Higgs y es invariante bajo transformaciones de $SU(2) \times U(1)$ y $SU(3)$, el potencial contiene términos cuánticos en $\Phi(x)$:

$$V(\Phi^\dagger(x)\Phi(x)) = \mu^2(\Phi^\dagger(x)\Phi(x)) + \lambda(\Phi^\dagger(x)\Phi(x))^2$$

donde el parámetro μ^2 tiene unidades de masa y λ es adimensional.

De forma similar a la electrodinámica cuántica se introduce la derivada covariante D_μ para obtener la invarianza de norma bajo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2}g\tau A_\mu - \frac{i}{2}g'Y B_\mu,$$

que contiene términos de acoplamiento de los bosones de norma A_μ y B_μ con el campo de Higgs [9]. El rompimiento espontáneo de simetría de norma $G_{ME} \rightarrow SU(3)_C U(1)_{EM}$ se induce si el mínimo del potencial V se obtiene para valores dados de los estados del no vacío y los nulos, esto es:

$$\left| \frac{\partial V(\Phi^\dagger(x)\Phi(x))}{\partial \Phi(x)} \right|_\Phi = [(-\mu^2) + (\Phi^\dagger(x)\Phi(x))\Phi(x)^\dagger] = 0$$

como la expresi'on:

$$\langle \Phi(x) \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}v \end{pmatrix} \quad (7)$$

donde $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$, es real con un valor de 246 GeV [8].

Utilizando las ecuaciones de Euler - Lagrange, se obtiene la ecuación de Klein - Gordon [9], también se puede escribir como:

$$\partial_\mu^2 \phi(x) - m^2 \phi(x) = 0$$

que corresponde a una partícula de masa m , $(E^2 - p^2 - m^2)\phi(x) = 0$. Si lo que se busca son soluciones estacionarias de la ecuación de Klein - Gordon, se puede proponer una solución general en todo el espacio excepto en el origen, como: $\phi(x) = Ce^{-rm}/r$. Si se introducen los factores $\hbar$ y c se tiene entonces: $\phi(x) = C\hbar ce^{-r/(\hbar/mc)}/r$, que corresponde al potencial de Yukawa.

Los acoples de Yukawa más generales en $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ entre escalares y fermiones están dados por el Lagrangiano siguiente:

$$\mathcal{L}_Y = Y^e \bar{l}_L \Phi(x) e_R + Y^u \bar{q}_L \tilde{\Phi}(x)_{uR} + Y^d \bar{q}_L \Phi(x) d_R + h.c \quad (8)$$

con el isodoublet $\tilde{\Phi}(x) = i\tau_2 \Phi(x)^*$ teniendo como hipercarga $Y(\tilde{\Phi}(x)) = -1$.

La interacción entre fermiones y el campo escalar, correspondiente a una interacción de Yukawa, resulta ser invariante gauge local. Este Lagrangiano es consecuencia del rompimiento espontáneo de la simetría, lo cual le da masa a los fermiones igualando a cero el doblete escalar y teniendo en cuenta solo el valor esperado de vacío del campo de Higgs.

2.3. Lagrangiano para Fermiones

El campo $\psi(x)$, asociado a una partícula de espín $1/2$, es un espinor de cuatro componentes. La densidad Lagrangiana para estas partículas viene dada por:

$$\mathcal{L} = -\bar{\psi}(x)(\gamma_\mu \partial^\mu + m)\psi(x)$$

Utilizando las ecuaciones de Euler-Lagrange, se obtiene la ecuación de Dirac [9]:

$$\gamma_\mu \partial^\mu \psi(x) - m\psi(x) = 0$$

Si se desea describir una partícula libre entonces la Lagrangiana de Dirac para ese caso

es:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)i\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) \quad (9)$$

La invarianza de norma se obtiene reemplazando la derivada ordinaria ∂_μ en la ecuación (9) por la derivada covariante 1 y se obtiene la expresión:

$$\mathcal{L}_{kf} = \bar{\psi}(x)i\gamma^\mu D_\mu\psi(x) \quad (10)$$

La Lagrangiana invariante de norma no describe a una partícula libre, ya que ahora está sujeta a las fuerzas nucleares fuertes, nucleares débiles y electromagnéticas.

2.4. Lagrangiano cinético

El lagrangiano cinético describe las interacciones entre partículas escalares y bosones vectoriales. Se escribe de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{kn} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} \quad (11)$$

con los respectivos tensores antisimétricos contruidos a partir de los campos de norma siguientes:

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g\epsilon^{ijk}A_\mu^i A_\nu^j, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \\ G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{ijk}G_\mu^i G_\nu^j. \end{aligned} \quad (12)$$

La matriz CKM:

El Lagrangiano de Yukawa invariante de gauge más general tiene la forma [10]:

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_{j,k} \left\{ (\bar{u}_j^I, \bar{d}_j^I)_L \left[y_{jk}^{(d)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_{kR}^I + y_{jk}^{(u)} \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_{kR}^I \right] + (\bar{v}_j^I, \bar{l}_j^I)_L y_{jk}^{(l)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} l_{kR}^I \right\} + h.c. \quad (13)$$

donde $y_{jk}^{(d)}, y_{jk}^{(u)}$ y $y_{jk}^{(l)}$ son constantes de acoplamiento arbitrarias.

La ruptura espontánea de la simetría (RES) aparece cuando el vacío del sistema (estado de mínima energía) está degenerado. El vacío físico es uno entre los posibles estados de mínima energía conectados por las simetrías del Lagrangiano. Cuando la naturaleza lo elige se rompe la simetría de los estados físicos, aunque se preserva la del Lagrangiano. El resultado del RES depende del tipo de simetrías.

- Si el Lagrangiano es invariante bajo un grupo continuo G , pero el vacío es invariante sólo bajo un subgrupo $H \subset G$, aparecen tantos estados sin masa y spin 0 (bosones de Goldstone) como generadores de G que no lo son de H , es decir, el número de simetrías que se han roto (teorema de Goldstone).
- Si las simetrías del Lagrangiano son locales (gauge) estos bosones de Goldstone son absorbidos por los bosones de gauge asociados a las simetrías rotas y se hacen masivos (mecanismo de Higgs-Kibble).

Después del RES, el Lagrangiano de Yukawa (13) se puede escribir como:

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \{ \bar{d}_j^I \mathbf{M}_d \mathbf{d}_R^I + \bar{u}_L^I \mathbf{M}_u \mathbf{I}_R^I + \bar{l}_j^I \mathbf{M}_l \mathbf{I}_R^I + h.c \} \quad (14)$$

los símbolos $\mathbf{d}^I, \mathbf{u}^I$ y $\mathbf{l}^I$ denotan vectores en el espacio de sabor n_G dimensional. Las matrices de masas vienen dadas por: $(\mathbf{M}_d)_{ij} \equiv y_{ij}^{(d)} \frac{v}{\sqrt{2}}$, $(\mathbf{M}_u)_{ij} \equiv y_{ij}^{(u)} \frac{v}{\sqrt{2}}$, $(\mathbf{M}_l)_{ij} \equiv y_{ij}^{(l)} \frac{v}{\sqrt{2}}$, la diagonalización de estas matrices determina los autoestados de masa d_l , u_j , y l_j , a su vez, combinaciones lineales de autoestados de interacción d_j^I , u_j^I y l_j^I respectivamente.

La tres matrices $\mathbf{M}_f$ pueden escribirse como:

$$\mathbf{M}_f = \mathbf{H}_f u_f = \mathbf{S}_f^\dagger \mathcal{M}_f \mathbf{S}_f u_f \iff \mathbf{M}_f \mathbf{M}_f^\dagger = \mathbf{H}_f^2 = \mathbf{S}_f^\dagger \mathcal{M}_f^2 \mathbf{S}_f,$$

donde $\mathbf{H}_f = \sqrt{\mathbf{M}_f \mathbf{M}_f^\dagger}$, es una matriz hermitica positiva definida y u_f es unitaria. Cada $\mathbf{H}_f$ puede diagonalizarse mediante una matriz unitaria $\mathbf{S}_f$, la matriz $\mathcal{M}_f$, es diagonal y definida positiva.

En términos de las matrices diagonales

$$\mathcal{M}_d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b, \dots),$$

$$\mathcal{M}_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t, \dots),$$

$$\mathcal{M}_l = \text{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau, \dots),$$

el Lagrangiano de Yukawa (14) toma la forma:

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \{ \bar{\mathbf{d}} \mathcal{M}_d \mathbf{u} + \bar{\mathbf{u}} \mathcal{M}_u \mathbf{u} + \bar{\mathbf{l}} \mathcal{M}_l \mathbf{l} \} \quad (15)$$

donde los autoestados de las masas se definen mediante:

$$\mathbf{d}_L \equiv \mathbf{S}_d \mathbf{d}_L^I, \quad \mathbf{u}_L \equiv \mathbf{S}_u \mathbf{u}_L^I, \quad \mathbf{l}_L \equiv \mathbf{S}_l \mathbf{l}_L^I,$$

$$\mathbf{d}_R \equiv \mathbf{S}_d \mathbf{d}_R^I, \quad \mathbf{u}_R \equiv \mathbf{S}_u \mathbf{u}_R^I, \quad \mathbf{l}_R \equiv \mathbf{S}_l \mathbf{l}_R^I,$$

nótese, que los acoplamientos con el Higgs son proporcionales a las masas.

Como $\mathbf{f}_L^I f_L^I = \mathbf{f}_L f_L$ y $\mathbf{f}_R^I f_R^I = \mathbf{f}_R f_R$ ($f = u, d, l$), la forma del Lagrangiano de corrientes neutras es la misma en términos de los autoestados de masa.

Sin embargo, $\bar{\mathbf{u}}_L^I d_L^I = \bar{\mathbf{u}}_L \mathbf{S}_u \mathbf{S}_d^\dagger d_L \neq \bar{\mathbf{u}}_L \mathbf{d}_L$, en general $\mathbf{S}_u \neq \mathbf{S}_d$. Se define la matriz de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM, que contiene información sobre la probabilidad de cambio de sabor de un quark, causado por la interacción débil) en el modelo estándar de las partículas fundamentales:

$$V \equiv \mathbf{S}_u \mathbf{S}_d^\dagger \Rightarrow \bar{\mathbf{u}}_L^I d_L^I = \bar{\mathbf{u}}_L V d_L$$

La matriz $n_G \times n_G$ de CKM es unitaria y aparece en interacciones de corrientes cargadas de quarks:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^\dagger \left[\sum_{ij} \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \mathbf{V}_{ij} d_j + \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l \right] \right\}$$

La matriz $\mathbf{V}$ acopla cada quark tipo up a todos los quarks de tipo down, como se muestra en la figura 1.

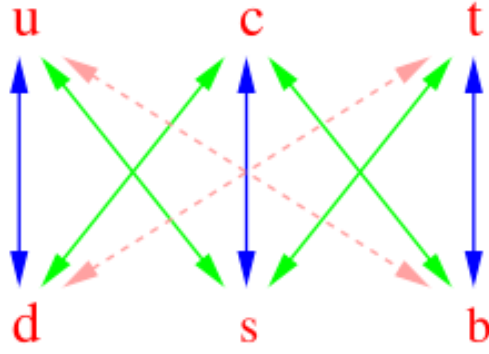


Figura 1: Representación gráfica de los modos de decaimientos de los quarks, con masas que se incrementan de izquierda a derecha

Una matriz $n_G \times n_G$ unitaria en general se caracteriza por n_G^2 parámetros reales: $n_G \frac{(n_G-1)}{2}$ módulos y $n_G \frac{(n_G+1)}{2}$ fases. Varias de estas fases son irrelevantes, porque uno puede redefinir las fases de los campos (no son físicas): $u_i \rightarrow e^{i\phi_i} u_i$ y $d_j \rightarrow e^{i\theta_j} d_j$, de modo que $V_{ij} \rightarrow V_{ij} e^{i(\theta_j - \phi_i)}$. Esto significa que hay $2n_G - 1$ fases inobservables. Por tanto, el número de parámetros libres físicos se reduce a $(n_G - 1)^2$: $n_G \frac{(n_G-1)}{2}$ módulos y $(n_G - 1) \frac{(n_G-2)}{2}$ fases.

Así, si sólo se mezclan dos generaciones $\mathbf{V}$ viene determinada por un solo parámetro, el ángulo de Cabibbo:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix}$$

Para $n_G = 3$, la matriz de CKM viene descrita por 3 ángulos y una fase. Existen diferentes (pero equivalentes) representaciones. La parametrización estándar es:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}s_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

donde $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ y $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, ($i, j = 1, 2, 3$). Los ángulos θ_{12} , θ_{13} y θ_{23} pueden considerarse en el primer cuadrante, mediante redefinición de fase de los campos. Así $c_{ij} \geq 0$, $s_{ij} \geq 0$, y $0 \leq \delta_{13} \leq 2\pi$.

Nótese que δ_{13} es la única fase compleja del Lagrangiano del ME. Por ello, es la única fuente posible de violación de CP. De hecho, fue por esta razón que se supuso existía una tercera generación, antes del descubrimiento del quark bottom y el τ . Con sólo dos generaciones, el ME no podría explicar la violación de CP en el sistema de kaones, por ejemplo.

En el presente trabajo de investigación los valores de la matriz de mezcla CKM fueron tomados de la referencia [3].

$$V = \begin{pmatrix} 0,97425 \pm 0,00022 & 0,2252 \pm 0,0009 & (4,15 \pm 0,49) \times 10^{-3} \\ 0,230 \pm 0,011 & 1,006 \pm 0,023 & (40,9 \pm 1,1) \times 10^{-3} \\ (8,4 \pm 0,6) \times 10^{-3} & (42,9 \pm 2,6) \times 10^{-3} & 0,89 \pm 0,07 \end{pmatrix}$$

Los valores mejor medidos de la matriz CKM son:

$$|V_{ud}| = 0,97425 \pm 0,00022,$$

$$|V_{us}| = 0,2252 \pm 0,0009,$$

$$|V_{cd}| = 0,230 \pm 0,011,$$

$$|V_{cs}| = 1,006 \pm 0,023,$$

$$|V_{cb}| = (40,9 \pm 1,1) \times 10^{-3}.$$

Los elementos de la matriz CKM son:

$$V_{ud} = 0,97425; V_{cs} = 1,006; V_{tb} = 8,4 \times 10^{-3}; V_{ub} = 0,0037e^{-i\gamma}; V_{td} = 0,0078e^{-i\beta}$$

$$V_{cd} = -0,224; V_{ts} = -0,04; V_{us} = 0,2252; V_{cb} = 0,230; V_{tb}V_{td} = 0,009.$$

3 MESONES PESADOS

En este capítulo se muestra la clasificación y composición de los mesones pesados. Posteriormente se detallan algunos elementos importantes del mesón B_c .

Los mesones son estados ligados conformados por $q_i\bar{q}_j$, (los quarks q_i y $\bar{q}_j$ que pueden tener sabores diferentes, tienen número bariónico $B = 0$. Si el momento orbital angular de $q_i\bar{q}_j$ es l , entonces su paridad P es $P = (-1)^{l+1}$. El momento angular total J del mesón está dado por la relación $|l - s| < J < |l + s|$ donde $s = 0$ (para quarks de espín antiparalelo) o 1 (para quarks de espín paralelo). La conjugación de la carga está definida por $C = (-1)^{l+s}$. Los mesones se clasifican en multipletes de acuerdo a la notación espectroscópica $n^{2s+1}L_J$ y los números cuánticos J^{PC} . Los estados $l = 0$ son pseudoescalares (0^{-+}) o vectoriales (1^{--}). Los mesones excitados orbitalmente tienen $l = 1$ y corresponden a mesones escalares (0^{++}), vector-axiales (1^{+-} y 1^{--}), y tensoriales (2^{++}). En la Tabla 2 se presenta la clasificación de los mesones [11]:

n	l	s	J	$n^{2s+1}L_J$	J^{PC}	Mesón
1	0	0	0	1^1S_0	0^{-+}	Pseudoescalar (P)
		1	1	1^3S_1	1^{--}	Vector(V)
		0	1	1^1P_1	1^{+-}	Axial- Vector (A^0)
1	1		0	1^3P_0	0^{++}	Scalar(S)
		1	1	1^3P_1	1^{++}	Axial - Vector (A)
			2	1^3P_2	2^{++}	Tensor (T)
2	0	0	0	2^1S_0	0^{-+}	P(2S)
		1	1	2^3S_1	1^{--}	V(2S)

Tabla 2: Clasificación de los mesones de acuerdo con sus propiedades ante transformaciones de simetría.

De acuerdo a su masa, los quarks se clasifican en dos grupos: a) los que tienen masa

por debajo de 1 GeV, como por ejemplo, los quarks u , d y s , se llaman quarks *livianos* y b) los que tiene masa por encima de 1 GeV se denominan *pesados*. En este grupo se encuentran los quarks c , b y t . A partir de esta clasificación se puede hablar de *mesones pesados*, los cuales tienen como constituyente al menos un quark pesado (ver Tabla 3).

Mesón pesado	Función de Onda	Masa en [GeV][3]	Tiempo de vida [s]
B^+	$u\bar{b}$	5,279	$1,638 \times 10^{-12}$
B^0	$d\bar{b}$	5,279	$1,53 \times 10^{-12}$
B_s^0	$s\bar{b}$	5,366	$1,61 \times 10^{-12}$
B_c^+	$c\bar{b}$	6,286	$0,46 \times 10^{-12}$
D^+	$c\bar{d}$	1,86	$1,057 \times 10^{-12}$
D^0	$c\bar{u}$	1,863	$0,415 \times 10^{-12}$
D_s^+	$c\bar{s}$	1,9685	$0,467 \times 10^{-12}$

Tabla 3: Clasificación de mesones pesados

De acuerdo a lo anterior, se tienen los siguientes mesones *pesados*: los mesones *charm*: $D(c\bar{q})$ con $q = u, d$, y $D_s(c\bar{s})$; los mesones *bottom*: $B(b\bar{q})$ con $q = u, d$ y $B_s(b\bar{s})$; y el mesón B_c conformado por dos quarks pesados: $b\bar{c}$.

3.1. El mesón B_c

El descubrimiento del mesón B_c en el *Collider Detector at Fermilab* (CDF) [1] y la subsecuente medida de su tiempo de vida media, proporcionó una nueva ventana para el análisis de la dinámica de quarks pesados; es significativo resaltar que el mesón B_c tiene una masa de $6,1 \pm 6,4 \text{ GeV}/c^2$ y un tiempo de vida media medido experimentalmente de $\tau = (0,453 \pm 0,041) \times 10^{-12} \text{ s}$ [3]. Toda esta serie de investigaciones realizadas en los laboratorios de altas energías han proporcionado mayores detalles sobre las propiedades del mesón B_c [12]. El mesón B_c , a diferencia de otros mesones, está compuesto de dos

quarks pesados de sabores diferentes, y sólo puede decaer por interacciones débiles, puesto que los procesos de interacción puras (fuertes y electromagnéticas) conservan el sabor de los quarks y el mesón B_c , al igual que el estado fundamental del sistema $c\bar{b}$ está por debajo del umbral de decaimiento de los mesones B, D (debido a estas dos propiedades, el mesón B_c tiene un tiempo de vida media grande y tiene diversos canales de decaimientos) que lo convierten en el sistema ideal para estudiar el decaimiento de los quarks pesados (ver por ejemplo los trabajos citados [11], [13]).

Adoptando el modelo de quark espectador [14], en el que un mesón que decae, en los estados finales uno de sus quarks componentes permanece inalterado y el otro puede cambiar de sabor, como se ilustra en la Figura 2.

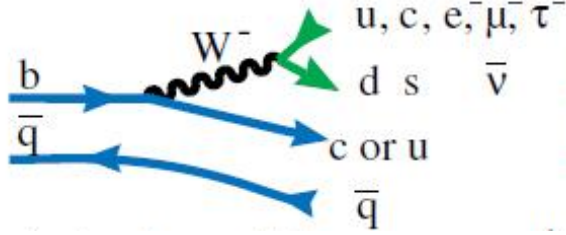


Figura 2: Decaimiento de un mesón, modelo de quark espectador ($\bar{q}$)

Los procesos de decaimiento del quark 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 $\bar{c}$.

Uno de los principales objetivos del estudio del mesón B es la observación de la violación CP [15]. Un buen escenario ha sido el estudio del decaimiento del mesón $B_c^\pm$ (estados $b\bar{c}, c\bar{b}$) que ha proporcionado otra ventana para probar el origen de la violación CP. Por otra parte, se espera que un gran número de mesones B_C se produzcan en los colisionadores como el LHC [1], volviendo al examen de las características de la desintegración

del mesón B_c y la violación CP más interesante y avala el estudio de investigaciones experimentales y teóricas.

4 DECAIMIENTO DE UNO A DOS CUERPOS

En este capítulo se discuten aspectos generales de los decaimientos estudiados en el presente trabajo. Se abordan algunos elementos sobre la cinemática, dinámica, hipótesis de factorización y modelos de quarks. Además se muestran las expresiones de los anchos de decaimiento utilizados.

4.1. Cinemática

Consideremos el decaimiento de uno a dos cuerpos de una partícula de masa M , como ilustra la Figura 3:

Figura 3: Decaimiento de uno a dos cuerpos

Los cuadrimomentos de cada partícula son $p^\mu = (E, \vec{p})$, $p_1^\mu = (E_1, \vec{p}_1)$, $p_2^\mu = (E_2, \vec{p}_2)$. Por conservación de cuadrimomento $p = p_1 + p_2$, es decir, $p - p_2 = p_1$. Para una partícula en reposo ese cuadrimomento es igual a: $p^\mu = (E, \vec{p}) = (M, 0)$, y $p^\mu p_\mu = M^2$ (momento transferido)

Los cuadrimomentos para las partículas en el estado final serán, $\vec{p}_1$ y $\vec{p}_2$, respectivamente.

Por conservación de cuadrimomento $p = p_1 + p_2$, es decir, $p - p_2 = p_1$. Elevando al

cuadrado se obtiene:

$$\begin{aligned}
(p - p_2)^2 &= m_1^2 \\
m^2 + m_2^2 - 2p \cdot p_2 &= m_1^2 \\
p \cdot p_2 &= \frac{1}{2}(m^2 + m_2^2 - m_1^2) \\
(p \cdot p_2)^2 &= \frac{1}{4}[m^4 + m_2^4 + m_1^4 + 2m^2m_2^2 - 2m^2m_1^2 - 2m_2^2m_1^2 + (2m^2m_2^2 - 2m^2m_2^2)] \\
(p \cdot p_2)^2 &= \frac{1}{4}(\lambda + 4m^2m_2^2) \\
\frac{(p \cdot p_2)^2}{m_2^2} &= \frac{\lambda}{4m_2^2} + m^2,
\end{aligned} \tag{16}$$

donde λ es la función triangular $\lambda = \lambda(m^2, m_1^2, m_2^2) = m^4 + m_1^4 + m_2^4 - 2m^2m_1^2 - 2m^2m_2^2 - 2m_1^2m_2^2$, así el cuadrimomento de la partícula que decae es $|\vec{p}| \equiv \frac{\lambda^{\frac{1}{2}}}{2m}$.

4.2. Dinámica

4.2.1. Ancho de decaimiento

El ancho de decaimiento Γ para el proceso en que el mesón B decae en dos mesones M_1 y M_2 está dado por la fórmula [13]:

$$\Gamma(B \rightarrow M_1 M_2) = \frac{p_c}{8\pi m_B^2} |\mathcal{M}(B \rightarrow M_1 M_2)|^2, \tag{17}$$

donde m_B, m_{M_1}, m_{M_2} son las masas del mesón B , y las masas de los mesones en el estado final, $p_c = \lambda^{\frac{1}{2}}(m_B^2, m_{M_1}^2, m_{M_2}^2)/2m_B^2$ es el momentum de la partícula que decae en el marco en reposo del mesón B y λ es la función triangular; $\mathcal{M}$ es la amplitud de decaimiento.

4.2.2. Amplitud de decaimiento

La amplitud de decaimiento $\mathcal{M}$ del proceso $B \rightarrow M_1 M_2$, en el que B es un mesón pesado y M_1 y M_2 , son dos mesones cualquiera, se escribe como

$$\mathcal{M} = \langle M_1 M_2 | H_{eff} | B \rangle,$$

en donde $|M_1 M_2 \rangle$ y $|B \rangle$ son las funciones de onda de los estados final e inicial respectivamente y H_{eff} es el hamiltoniano efectivo para decaimientos de uno a dos cuerpos de mesones pesados.

4.2.3. Hamiltoniando efectivo

El Hamiltoniano efectivo débil para decaimientos no-leptónicos de mesones pesados está dado por la expresión:

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i^{10} V_{CKM}^i C_i(\mu) O_i(\mu),$$

los $C_i(\mu)$ son los coeficientes de Wilson y $O_i(\mu)$ representan los operadores de cuatro fermiones. Es oportuno indicar que los operadores $O_1(\mu)$ describen un proceso de decaimiento corriente - corriente a nivel árbol y fueron los únicos que se consideraron en este trabajo, dado que los otros operadores (O_2, O_3 , etc.) representan ordenes superiores de interacción (ver por ejemplo [10]): pingüinos electrodébiles, pingüinos fuertes, operador caja, etc. que no serán estudiados aquí. Por lo anterior, el Hamiltoniano efectivo para interacción débil que describe los decaimientos no-leptónicos de este mesón se reduce a:

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{CKM}^1 C_1(\mu) O_1(\mu) \quad (18)$$

4.2.4. Hipótesis de factorización

Es conveniente señalar que para calcular la amplitud de decaimiento $\mathcal{M}$, nos encontramos con el inconveniente que no se conocen la forma de las funciones de onda de los estados finales $|M_1 M_2\rangle$ de los mesones M_1 y M_2 , por tanto se hace necesario primeramente separar esos elementos de matrices, para después calcularlos usando algún modelo de quarks. Ese es el sentido de utilizar la llamada hipótesis de factorización [17] que se describe a continuación.

De acuerdo a la estructura de las interacciones entre los quarks, la desintegración débil de los hadrones se pueden dividir en tres clases: a) decaimientos leptónicos, en el que los quarks del hadrón se aniquilan entre sí y sólo aparecen leptones en el estado final; b) el decaimiento semileptónico, en el que tanto leptones y hadrones aparecen en el estado final, y c) el decaimiento no leptónico, en el que el estado final esta compuesto solo de hadrones, esta situación se ilustra en la Figura 4.

La complejidad de la interacción fuerte se incrementa con el número de quarks que aparecen en el estado final. Los efectos del estado fundamental del decaimiento leptónico se pueden agrupar en una sola “constante de decaimiento”, mientras que en el decaimiento semileptónico se describen con factores de forma invariantes, que dependen del momento transferido q^2 entre los hadrones. Las simetrías aproximadas para las interacciones fuertes ayudan a limitar las propiedades de esos factores de forma. Por otra parte, para el decaimiento no leptónico se esta lejos de tener una comprensión cuantitativa de los efectos de interacción fuerte, incluso en los modos más sencillos de decaimiento, como se muestra en la Figura 5.

Los estados hadrónicos ligados de un quark pesado con componentes ligeros (quarks, antiquarks y gluones) se caracterizan por una gran separación de escalas de masa: la masa del quark pesado m_Q es mucho mayor que la escala masiva Λ_{QCD} asociado con el grado de libertad de los quarks ligeros.

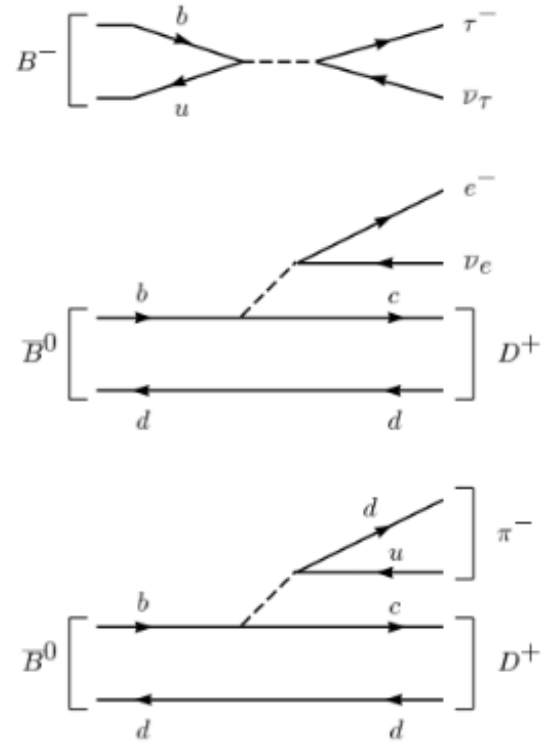


Figura 4: Diferentes tipos de decaimiento del mesón B^0 , en diagramas a nivel árbol[16]

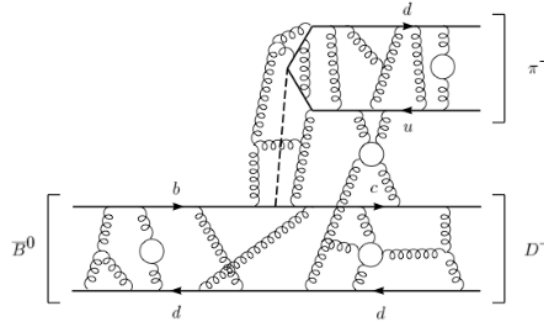


Figura 5: Representación más real del decaimiento no leptónico de un mesón B^0 [16]

Con la hipótesis de factorización es posible calcular la amplitud de los decaimientos débiles, en función del producto de dos elementos de matriz: $\langle M_1 | J_\mu | B \rangle$ y $\langle M_2 | J^\mu | B \rangle$ donde B es el mesón que decae y M_1, M_2 son los mesones del estado final. Estos elementos de matriz dependen del modelo usado y del tipo de transición.

En los decaimientos que se van a estudiar, la amplitud $\mathcal{M}$ para $B \rightarrow M_1 M_2$ es:

$$\mathcal{M}(B \rightarrow M_1 M_2) = \langle M_1 M_2 | H_{eff} | B \rangle \approx \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{qb} V_{km} C_1(\mu) \langle M_1 M_2 | O_1(\mu) | B \rangle \quad (19)$$

donde se menciona explícitamente la dependencia de la escala y el esquema de renormalización μ .

Debemos mencionar dos razones importantes por las que es conveniente separar la física de corto y largo alcance, en primer lugar:

- Una razón técnica es que después de separar los fenómenos de corta y larga distancia, en realidad se puede calcular gran parte de la física importante (es decir, todos los efectos de corta distancia), usando teoría de perturbaciones y técnicas renormalización de grupo. En particular, de esta manera, se podrá controlar toda la dependencia logarítmica de la masa de quark-pesado
- Una razón física importante es que, después que la física de corta distancia se

ha separado , puede suceder que la física de larga distancia se simplifica debido a las aproximaciones de las simetrías , que implican relaciones no triviales entre observables

El segundo punto importante que se debe tener presente, ya que nos permite hacer observaciones más allá del rango en el que se puede aplicar la teoría de perturbaciones, aquí no se está hablando de simetrías del Lagrangiano completo QCD, como de su simetría gauge local, pero se dio cuenta de simetrías aproximadas en una situación cinemática particular. Se tendrá en cuenta de que una simetría aproximada spín-sabor se hace en sistemas en los que un sólo quark pesado interactúa con grados de libertad ligeros mediante el intercambio de gluones suaves.

Bajo estas premisas, la hipótesis de factorización [4] establece que las contribuciones, perturbativas y no-perturbativas, que dependen de μ se cancelan mutuamente para dejar la amplitud de decaimiento independiente de μ . Esto se refleja en que la amplitud del decaimiento $\mathcal{M}$ se puede expresar de la siguiente forma:

$$C_1(\mu) \langle M_1 M_2 | O_1(\mu) | B \rangle \simeq C_1 \langle M_1 | J^\mu(a) | B \rangle \langle M_2 | J_\mu(b) | 0 \rangle + (M_1 \longleftrightarrow M_2), \quad (20)$$

donde J_μ es la corriente vector axial (V-A). La fórmula de factorización anterior no puede ser exacta, porque las posibles interacciones QCD entre M_2 y los otros hadrones se desprecian, pero esta hipótesis ha mostrado ser una muy buena aproximación en otros procesos de decaimiento [4].

4.2.5. Modelo de quarks

El modelo de quarks permite calcular los elementos de matriz $\langle M_1 | J^\mu | B \rangle$, en el que es conveniente aclarar que de estos elementos solo se conoce J^μ , la forma como se deben escribir $|B \rangle$ y $\langle M_1 |$ lo da el modelo de quarks que se elija, en nuestro caso elegimos el modelo ISGW2 [4], quienes eligieron un potencial central de interacción entre los

quarks de la forma

$$V(r) = \frac{-4\alpha}{3r} + br + m,$$

con α, b y m constantes, modelaron el estado del mesón B a través de funciones de onda de oscilador armónico, en la forma $|B\rangle = \sum_i \alpha_m^{\beta_n}(\beta_s^\beta) |B_m^{Ho}(\beta_s^\beta)\rangle$. Aplicando un método variacional encontraron los valores de los parámetros β y de allí, fijaron los valores de los factores de forma.

Este modelo fue desarrollado por los físicos Nathan Isgur, Daryl Scora, Benjamin Grinstein y Mark B. Wiser, de ahí las siglas ISGW [14]; fundamentalmente lo que él permite es predecir los elementos de la matriz y los resultados del espectro electrónico para el decaimiento de los mesones utilizando el modelo de quarks. El modelo suministra las herramientas necesarias para calcular los anchos de decaimiento de los mesones, lo que incluye la forma de las funciones de onda que describen el estado físico del sistema a la luz de la solución de la ecuación de Schrodinger, los elementos que son importantes para tener en cuenta a la hora de usar este modelo son los siguientes:

- Como convención, en los decaimientos no leptónicos (por ejemplo $B \Rightarrow M_1, M_2$) hay que identificar que el mesón M_2 , se produce a partir del vacío.
- Utilizando la hipótesis de factorización [16] , [18] y considerando sólo contribuciones a nivel de árbol, la amplitud para este proceso es: $\mathcal{M}(B \rightarrow M_1, M_2) = a_i < M_1 | J_\mu | B \rangle < M_2 | J^\mu | 0 \rangle$, en donde a_i es el coeficiente de QCD, siendo a_1 si el decaimiento se da por emisión externa del bosón W , o a_2 si el proceso se produce por emisión interna del bosón W .
- El modelo ISGW permite evaluar estos elementos de la matriz, pero primero se debe identificar la clase de mesón que es M_1 y M_2 , de acuerdo con la notación espectroscópica $n^{2s+1}L_J$, para luego aplicar el modelo en mención.
- El modelo ISGW nos da la posibilidad de evaluar el elemento de matriz para ocho tipos de mesones (ver apéndice B en [14]) como se muestra en la Figura 6. En

todos los casos, el elemento de matriz hadrónico $\langle M_1 J^\mu | B \rangle$ es combinación lineal de factores de forma.

- El paso siguiente es evaluar los factores de forma en el modelo ISGW. Por ejemplo: suponga que M_1 es un mesón pseudoescalar (1^1S_0), por lo tanto, se debe evaluar el elemento de matriz $\langle P | J^\mu | B \rangle$, el cual da la transición de $B \rightarrow P$ (ver en la sección 3 del apéndice B [14]). La parametrización del elemento de matriz hadrónico está dada por las ecuaciones 21 y 22. Recordando que nuestro mesón M_1 corresponde al mesón X en la notación del modelo ISGW, se puede observar que este elemento de matriz está en función de dos factores de forma:

$$f_+ = \frac{1}{2} \left[\left(2 - \frac{\tilde{m}_X}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) \right) + \frac{\tilde{m}_B}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) \right] F_n^\alpha R^\alpha, \quad (21)$$

$$f_- = -\frac{1}{2} \left[\frac{\tilde{m}_B}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) - \left(2 - \frac{\tilde{m}_X}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) \right) \right] F_n^\alpha R^\alpha, \quad (22)$$

donde:

$$F_n^\alpha = \left(\frac{\bar{m}_B}{\tilde{m}_B} \right)^{n_B(\alpha)} \left(\frac{\bar{m}_x}{\tilde{m}_x} \right)^{n_x(\alpha)} \left(\frac{\tilde{m}_x}{\tilde{m}_B} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta_B \beta_x}{\beta_{Bx}^2} \right)^{\frac{n}{2}} \times \left[1 + \frac{r^2(t_m - t)}{6N} \right]^{-N}$$

$$r^2 = \frac{3}{4m_Q m_q} + r_{wf}^2 + \frac{1}{\tilde{m}_{P_Q} \tilde{m}_{X_q}} \left(\frac{16}{33 - 2N'_f} \right) \times L_n \left[\frac{\alpha_s(\mu_{QM})}{\alpha_s(m_q)} \right]$$

- En estas últimas cuatro fórmulas se debe tener presente que: m_d representa la masa del quark espectador, m_b es la masa del quark que decae, m_q es la masa del quark que acompaña al espectador en el estado final, m_B es la masa del mesón que decae, m_X es la masa del mesón X en el estado final, $\bar{m}_X$, $\bar{m}_B$ son las masa hiperfinas de los mesones X y B respectivamente las cuales se definen de acuerdo

con los dobletes de espín de *Heavy Quark Symmetry* (HQS), es decir, los mesones se deben agrupar en dobletes de acuerdo al spin en HQS y después se calcula la masa hiperfina para el doblete. Los dobletes son: $s_l = \frac{1}{2}$ para P y V, $s_l = \frac{3}{2}$ para $A(^3P_1)$, S, T y $A(^1P_1)$. La formula para la masa hiperfina de los mesones de un doblete sl está dada por:

$$\bar{m}_{s_l} = \left(\frac{s_l + 1}{2s_l + 1}\right)m_{j=s_l+\frac{1}{2}} + \left(\frac{s_l}{2s_l + 1}\right)m_{j=s_l-\frac{1}{2}}$$

- N'_f , es el número de sabores activos debajo de la escala de masas m_j y N_f es el número de sabores más livianos que m_i ; $\tilde{m}_B$, $\tilde{m}_x$ son la suma de las masas de los quarks que forman los mesones B y X; los valores de β_B y β_x la composición del mesón B o X y se encuentran en la tabla *XII* [4](se puede consultar en la Tabla 7 del apéndice 8). Se debe tener en cuenta que: $\bar{m}_Q = m_b$, $m_{sp} = m_d$, $\bar{m}_{X_q} = \bar{m}_X$, $m_j = m_q$, $m_i = m_b$, $\bar{m}_{P_Q} = \bar{m}_B$, $\beta_{Bx}^2 = \frac{1}{2}(\beta_B^2 - \beta_X^2)$, $\beta_{PX}^2 = \frac{1}{2}(\beta_B^2 + \beta_x^2)$, $u_{\pm} = \left[\frac{1}{m_q} \pm \frac{1}{m_b}\right]^{-1}$.

5 EL MESÓN B Y SUS DECAIMIENTOS

En este trabajo se estudiaron los diferentes estados finales que presenta el decaimiento no leptónico del mesón B_c excitado radialmente en el estado final.

El descubrimiento del mesón B_c en el *Collider Detector at Fermilab* (CDF) [1] y la subsecuente medida de su tiempo de vida media, proporcionó una nueva ventana para el análisis de la dinámica de quarks pesados, es significativo resaltar que el mesón B_c tiene una masa de $6,1 \pm 6,4 \text{ GeV}/c^2$ y un tiempo de vida media medido experimentalmente de $\tau = (0,453 \pm 0,041) \times 10^{-12} \text{ s}$ [3]. Toda esta serie de investigaciones realizadas en los laboratorios de altas energías han proporcionado mayores detalles sobre las propiedades del mesón B_c [12]. El mesón B_c , a diferencia de otros mesones, está compuesto de dos quarks pesados de sabores diferentes, y sólo puede decaer por interacciones débiles que lo convierten en el sistema ideal para estudiar el decaimiento de los quarks pesados (ver por ejemplo los trabajos citados [11], [13]).

Uno de los principales objetivos del estudio del mesón B es la observación de la violación CP. Un buen escenario ha sido el estudio del decaimiento del mesón $B_c^\pm$ (estados $b\bar{c}$, $c\bar{b}$) que ha proporcionado otra ventana para probar el origen de la violación CP. Por otra parte, se espera que un gran número de mesones B_C se produzcan en los colisionadores como el LHC [1], volviendo al examen de las características de la desintegración del mesón B_c y la violación CP más interesante y avala el estudio de investigaciones experimentales y teóricas. El decaimiento no leptónico del mesón B_c ha sido ampliamente estudiado con diversos enfoques ([2], [13]). En este trabajo, se consideraran solo las contribuciones de los operadores corriente-corriente a nivel árbol, y de ahí se infieren los diferentes mesones que se formarían eventualmente en el estado final, para después clasificarlos y calcular los anchos de decaimiento a la luz del modelo de quarks ISGW2 [4].

Las investigaciones hasta la fecha han considerado mesones sin excitación radial en los estados finales ($I = 0$ y $L = 1$). En relación con estados excitados *charmonium* en el decaimiento del B_c [12], algunos trabajos presentan un análisis sistemático de la producción de mesones *charmonium* excitados orbitalmente en decaimientos no leptónicos y semileptónicos usando diferentes modelos. En la literatura se encuentran pocos estudios acerca del decaimiento del mesón $B_c^\pm$ excitado radialmente en el estado final. Para el decaimiento no leptónico [26] $B_c^\pm \rightarrow X_{c\bar{c}}(2s)M$, se tienen dos opciones: a) que el mesón excitado provenga del B , entonces los estados finales para el M podrían ser pseudoescalar (P), vectorial (V), o axial (A), o b) en caso contrario el mesón M , podría albergar mas estados que incluyen escalar (S), axial (A'), o tensorial (T) como se muestra en la Tabla 4.

Transición $B \rightarrow X_{c\bar{c}}(2s)M$	Elemento de matriz $\langle X_{c\bar{c}}(2s) J_\mu B \rangle$ ó $\langle M J_\mu B \rangle$ [4]
$B \rightarrow P$	$f_+(p_B + p_1)_\mu + f_-(p_B - p_1)_\mu$
$B \rightarrow V$	$f\epsilon_\mu^* + a_+(\epsilon_\mu^* \cdot p_B)(p_B + p_1)_\mu + a_-(\epsilon_\mu^* \cdot p_B)(p_B - p_1)_\mu$
$B \rightarrow A(1^3P_1)$	$l\epsilon_\mu^* + c_+(\epsilon_\mu^* \cdot p_B)(p_B + p_1)_\mu + c_-(\epsilon_\mu^* \cdot p_B)(p_B - p_1)_\mu$
$B \rightarrow S$	$u_+(\epsilon_\mu^* \cdot p_B)(p_B + p_1)_\mu + u_-(\epsilon_\mu^* \cdot p_B)(p_B - p_1)_\mu$
$B \rightarrow A'(1^1P_1)$	$r\epsilon_\mu^* + s_+(\epsilon_\mu^* \cdot p_B)(p_B + p_1)_\mu + s_-(\epsilon_\mu^* \cdot p_B)(p_B - p_1)_\mu$
$B \rightarrow T$	$ih\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}\epsilon^{*\nu\alpha} \cdot p_{B\alpha}(p_B + p_1)^\lambda(p_B - p_1)^\rho$

Tabla 4: Elemento de matriz para las transiciones $B \rightarrow X_{c\bar{c}}(2s)M$, en el modelo ISGW

Por otro lado, de acuerdo con la conformación de los estados finales, los decaimientos de los mesones se puede dividir en decaimientos por emisión interna y por emisión externa (ver Figura 6). Adoptando el modelo de quark espectador [14], en el que un mesón que decae, en los estados finales uno de sus quarks componentes permanece inalterado y el otro puede cambiar de sabor, como se ilustra en la Figura 7.

Los procesos de decaimiento del quark 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

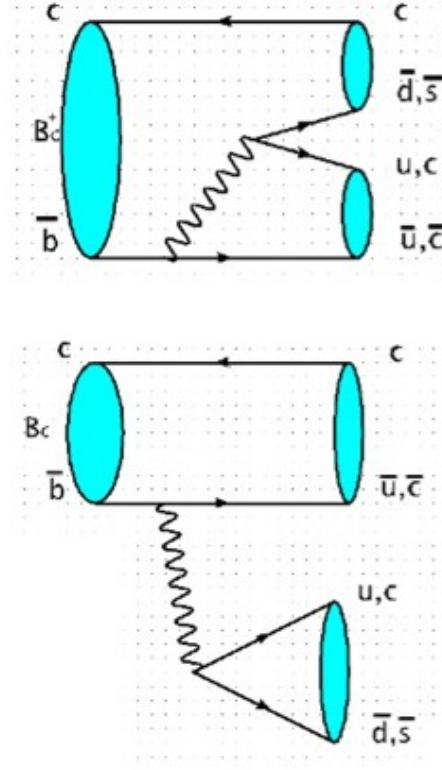


Figura 6: Decaimiento por emisión interna (arriba) y por emisión externa (abajo) del mesón B_c^+ .

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 mucho mas 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 [10]. Por esta razón, solo se considerarán aquellos en que decae el quark b .

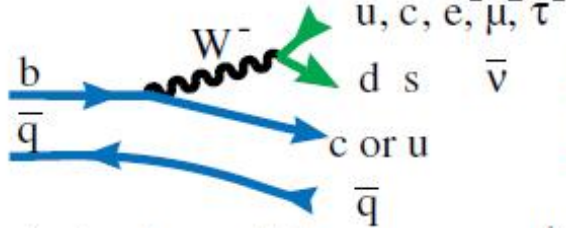


Figura 7: Decaimiento de un mesón, modelo de quark espectador ($\bar{q}$)

6 RESULTADOS OBTENIDOS Y ANÁLISIS

El presente capítulo se muestra la forma como se realizaron los diferentes cálculos del decaimiento del mesón $B_c^\pm$ en los canales P, V, A, S, A' , T utilizando el modelo de quarks ISGW2 [4].

6.1. Procesos $B \rightarrow P_1, P_2$ y $B \rightarrow S, P$

Es conveniente indicar que los procesos que incluyan mesones (P, P) y (S, P) en los estados finales solo se diferencia por sus factores de forma que aparecen en el ancho de decaimiento, y en ese caso los términos f_+ y f_- en la Ecuación 23, solo se deben cambiar por u_+ y u_- respectivamente, tal como se indica en [4].

Usando el modelo ISGW2 los elementos de matriz $\langle X = P, V | J_\mu | B_c \rangle$, $\langle P_2 | J^\mu | 0 \rangle = i f_{p_2} p_2^\mu$, (ver Tabla 4) y algunas relaciones cinemáticas (todo el proceso de cálculo del ancho de decaimiento se puede observar en el Apéndice) se obtiene que el ancho de decaimiento es:

$$\Gamma(B \rightarrow p_1 p_2) = \xi^{(p_2)} (m_B^2 - m_1^2)^2 \left| f_+ + \frac{m_2^2}{m_B^2 - m_1^2} f_- \right|^2 \lambda^{\frac{1}{2}}, \quad (23)$$

donde λ es la función triangular $\lambda = \lambda(m_B^2, m_1^2, m_2^2) = m_B^4 + m_1^4 + m_2^4 - 2m_B^2 m_1^2 - 2m_B^2 m_2^2 - 2m_1^2 m_2^2$. Entonces, $\lambda^{\frac{1}{2}} = (m_B^4 + m_1^4 + m_2^4 - 2m_B^2 m_1^2 - 2m_B^2 m_2^2 - 2m_1^2 m_2^2)^{1/2}$ y

se satisface

$$\xi^{(P_2)} = \frac{G_F^2 |V_1|^2 |V_2|^2 a_1^2 f_{P_2}^2}{32\pi m_B^3} \quad (24)$$

donde G_F es la constante de Fermi, V_1 y V_2 son coeficientes de la matriz de CKM y a_1 es el coeficiente de QCD.

6.2. Procesos $B \rightarrow P, V$ y/o $B \rightarrow P, A$

Es importante señalar que los procesos que incluyen estados finales (P, V) y (P, A) [27], solo se diferencian en los factores de forma del ancho de decaimiento, así la fórmula que se muestra a continuación tiene en cuenta el hecho que al menos uno de los mesones en el estado final es vector o axial.

Consideremos el decaimiento no leptónico del mesón B_c^+ en dos mesones: uno pseudoescalar P y el otro vectorial (V) o axial (A). A nivel árbol, el decaimiento se puede dar mediante dos opciones: a) el mesón vectorial se forma a partir del vacío (Figura 8) y b) el mesón pseudoescalar se forma a partir del vacío. Los dos casos implican las transiciones $B_c^+ \rightarrow P$ y $B_c^+ \rightarrow V o A$, respectivamente. En algunos procesos exclusivos se pueden dar las dos contribuciones.

En este trabajo se calculó el ancho de decaimiento a partir de la fórmula

$$\Gamma(B \rightarrow P, V) = \xi^{(V)} \lambda^{\frac{3}{2}} |f_+|^2, \quad (25)$$

donde:

$$\xi^{(V)} = \frac{G_F^2 V_1^2 V_2^2 a_1^2 f_V^2}{32\pi m_B^3} \quad (26)$$

$$f_+ = \frac{1}{2} \left[\left(2 - \frac{\tilde{m}_X}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) \right) + \frac{\tilde{m}_B}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) \right] F_n^\alpha R^\alpha \quad (27)$$

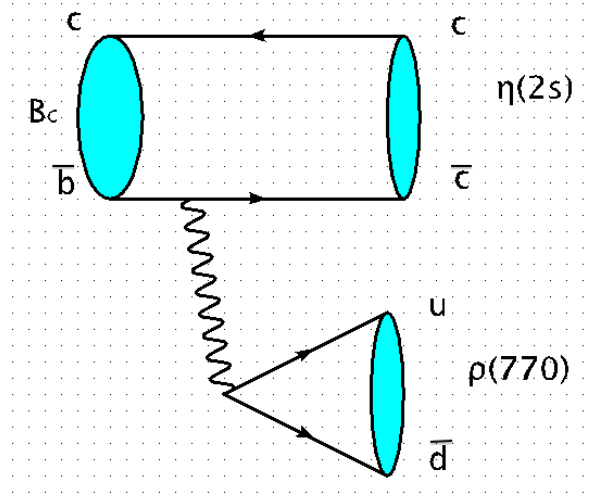


Figura 8: Decaimiento del mesón $B \rightarrow \eta_c(2s)\rho(770)$ a nivel árbol

6.3. Proceso $B \rightarrow V, P$

Se encontró que el decaimiento $B_c^+ \rightarrow VP$ [10] tiene solo una contribución la cual se da mediante emisión externa del bosón W , formandose el mesón pseudoescalar a partir del vacío. Es decir, en este caso se tiene la transición $B_c^+ \rightarrow V$, como se muestra en la Figura 6 . El ancho de decaimiento está dado por la fórmula

$$\Gamma(B \rightarrow V, P) = \xi^{(P)} \left| i \frac{m_2^2}{2m_1} a_+ + i \frac{f}{2m_1} - i \frac{m_B^2 - m_2^2}{2m_1} a_- \right|^2 \lambda^{\frac{3}{2}}, \quad (28)$$

donde:

$$\xi^{(P)} = \frac{G_F^2 V_1^2 V_2^2 a_1^2 f_P^2}{32\pi m_B^3}. \quad (29)$$

6.4. Procesos $B \rightarrow V_1, V_2$ y/o $B \rightarrow V, A$

El decaimiento del mesón que incluya mesones vectoriales o axiales en el estado final [18], implica que en la fórmula para calcular el ancho de decaimiento en esos casos solo se va a diferenciar en los factores de forma, tal como se describe a continuación.

En este caso se encontró que el decaimiento $B_c^+ \rightarrow VV$ o $B \rightarrow VA$ [19] tiene solo una contribución, la cual se da mediante emisión externa del bosón W , formándose el mesón vectorial o axial a partir del vacío. El ancho de decaimiento está dado por la siguiente fórmula:

$$\begin{aligned} \Gamma(B \rightarrow V_1 V_2) = & \frac{G_F^2 |V_1|^2 |V_2|^2 a_1^2 f_2^2}{32\pi m_B^3} \left\{ \frac{|Y|^2}{4m_1^2 (m_B + m_1)^2} \lambda^{\frac{5}{2}} + \right. \\ & \left[\frac{2m_2^2 |V|^2}{(m_B + m_1)^2} + \frac{(m_B + m_1)^2 |X|^2}{4m_1^2} - \frac{(m_B^2 - m_1^2 - m_2^2) Y \cdot X}{2m_1^2} \right] \lambda^{\frac{3}{2}} \\ & \left. + 3m_2^2 (m_B + m_1)^2 |A_1|^2 \right\}, \end{aligned} \quad (30)$$

donde

$$\begin{aligned} X &= i \frac{f}{m_B + m_v} \\ Y &= -ia_+(m_B + m_v) \\ V &= ig(m_B + m_v) \end{aligned}$$

Para el caso que uno de los mesones en el estado final sea axial, los factores de forma se cambian por: $f = l$, $a_+ = c_+$ y $a_- = c_-$ [4].

6.5. Proceso $B \rightarrow T, P$

Aquí encontramos que el decaimiento $B_c^+ \rightarrow TP$ [20] tiene solo una contribución, la cual se da mediante emisión externa del bosón W , formandose el mesón pseudoescalar a partir del vacío. Es decir, en este caso se tiene la transición $B_c^+ \rightarrow T, P$, como se muestra en la Figura 9. El ancho de decaimiento está dado por la expresión:

$$\Gamma(B \rightarrow T, P) = \xi^{(P)} |X + Y + Z|^2 \lambda^{\frac{5}{2}}, \quad (31)$$

donde

$$\xi^{(P)} = \frac{1}{48\pi} \left(\frac{G_F V_1 V_2 a_1 f_p m_V}{m_T} \right)^2,$$

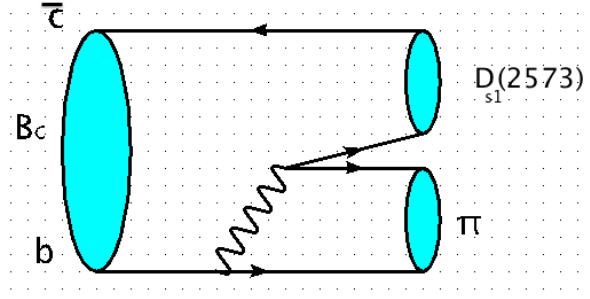


Figura 9: Decaimiento del mesón $B \rightarrow D_{s1}(2573)\pi$ a nivel árbol

y

$$\begin{aligned}
 X &= \frac{\lambda^{7/2}}{16\pi m_B^5} b_+^2 \\
 Y &= \frac{\lambda^{5/2}}{16m_B^3} (6(m_V m_T h)^2 + 2(m_B^2 - m_T^2 - m_V^2) k b_+ + k^2) \\
 Z &= \frac{5}{2m_B} \left(\frac{m_T m_V k}{2m_b} \right)^2 \lambda^{3/2}.
 \end{aligned} \tag{32}$$

6.6. Proceso $B \rightarrow T, V$

En este apartado se considera que el decaimiento $B_c \rightarrow TV$ [20],[13] tiene solo una contribución, la cual se da mediante emisión externa del bosón W , formandose el mesón vectorial a partir del vacío. El ancho de decaimiento está dado por la fórmula

$$\Gamma(B \rightarrow T, P) = \xi^{(P)} \left| k + (m_B^2 - m_T^2) b_+ + m_p^2 b_- \right|^2 \lambda^{\frac{5}{2}}, \tag{33}$$

donde:

$$\xi^{(P)} = \frac{1}{64\pi} \left(\frac{G_F V_1 V_2 a_1 f_p}{2m_B m_T^2} \right)^2.$$

6.7. Decaimientos con Interferencia, Proceso $B \rightarrow (P_1, P_2 + P_2, P_1)$

Si el proceso de decaimiento tiene dos contribuciones: por emisión externa e interna del bosón W , como se ilustra en la Figura 10 :

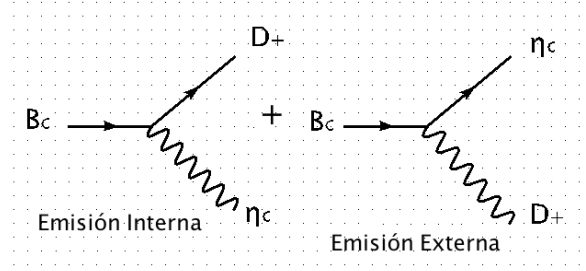


Figura 10: Emisión Interna y Externa del Mesón B_c^+ a nivel árbol

$$\begin{aligned}
 \Gamma(B \rightarrow P_1 P_2) &= \frac{|\mathcal{A}|^2}{16\pi m_B^3} \lambda^{\frac{1}{2}} \\
 &= \frac{|\mathcal{A}_1|^2}{16\pi m_B^3} \lambda^{\frac{1}{2}} + \frac{|\mathcal{A}_2|^2}{16\pi m_B^3} \lambda^{\frac{1}{2}} + \frac{|\mathcal{A}_{12}|^2}{16\pi m_B^3} \lambda^{\frac{1}{2}} \\
 &= \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_{12},
 \end{aligned}$$

donde: Γ_1 y Γ_2 están dados por la fórmulas (23) y (28) respectivamente. Finalmente el ancho de decaimiento está dado por:

$$\begin{aligned}
 \Gamma(B \rightarrow P_1 P_2) &= \lambda^{\frac{1}{2}} \left\{ \xi^{(P_2)} (m_B^2 - m_1^2)^2 |U_1|^2 + \xi^{(P_1)} (m_B^2 - m_2^2)^2 |U_2|^2 + \right. \\
 &\quad \left. \frac{G_F^2 |V_1|^2 |V_2|^2 a_1 a_2 f_{P_2} f_{P_1}}{16\pi m_B^3} (m_B^2 - m_1^2)(m_B^2 - m_2^2) U_1 \times U_2 \right\} \quad (34)
 \end{aligned}$$

donde:

$$\lambda = \lambda(m_B^2, m_1^2, m_2^2)$$

y $U_{1,2}$ y $\xi^{(P_{1,2})}$ son

$$U_1 = f_+ + \frac{m_2^2}{m_B^2 - m_1^2} f_- \quad \text{y} \quad U_2 = f_+ + \frac{m_1^2}{m_B^2 - m_2^2} f_-,$$

$$\xi^{(P_2)} = \frac{G_F^2 |V_1|^2 |V_2|^2 a_1^2 f_{P_2}^2}{32\pi m_B^3} \quad \text{y} \quad \xi^{(P_1)} = \frac{G_F^2 |V_1|^2 |V_2|^2 a_2^2 f_{P_1}^2}{32\pi m_B^3}.$$

6.8. Decaimientos con Interferencia, Proceso $B \rightarrow (P_1, V_2 + V_2, P_1)$

Si se considera que el decaimiento $B \rightarrow PV$ tiene dos contribuciones: a) con emisión externa del bosón W , formandose el mesón vectorial a partir del vacío y B) con emisión interna del bosón W , formándose el mesón pseudoescalar a partir del vacío, el ancho de decaimiento es:

$$\Gamma(H \rightarrow PV) = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_{12}, \quad (35)$$

donde Γ_1 y Γ_2 están dados por la fórmulas (23) y (28). Para Γ_{12} se obtuvo la siguiente formula:

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} = & \frac{G_F^2 |V_1|^2 |V_2|^2 a_1 a_2 f_V f_P}{16\pi m_B^3} \lambda^{\frac{3}{2}} \times \\ & (f_+ + \frac{m_2^2}{m_B^2 - m_1^2} f_-) (i \frac{m_2^2}{2m_1} a_+ + i \frac{f}{2m_1} - i \frac{m_B^2 - m_2^2}{2m_1} a_-), \end{aligned} \quad (36)$$

donde

$$\xi^{(V)} = \frac{G_F^2 V_1^2 V_2^2 a_1^2 f_V^2}{32\pi m_H^3}, \quad \xi^{(P)} = \frac{G_F^2 V_1^2 V_2^2 a_2^2 f_P^2}{32\pi m_H^3}. \quad (37)$$

Para hacer las predicciones de las fracciones de decaimiento, se tuvieron en cuenta los siguientes valores numéricos:

- $G_F = 1,166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$, es la constante de Fermi [3]
- $V_{ud} = 0,97425$, $V_{us} = 0,2252$, $V_{ub} = 0,00389$, $V_{cb} = 0,0406$ [3]
- $a_1 = 1,14$ y $a_2 = -0,2$ son los factores de QCD para los procesos de emisión externa e interna respectivamente [3]

- Para las masas de los quarks en GeV se usaron los siguientes valores, ya que son los predichos por el modelo ISGW2 [4]:

$$m_u = 0,33; m_d = 0,33; m_c = 1,82; m_s = 0,55; m_c = 1,82; m_b = 5,2.$$

- Los valores de las constantes de decaimiento dadas en GeV son las siguientes [27],[3]:

$$f_{\pi^+} = 0,131; f_{\rho(770)} = 0,216; f_{a_1(1260)} = 0,203; f_{D_s^\pm} = 0,259; f_{D_{*s}} = 0,266;$$

$$f_{\eta_c} = 0,270; f_{\psi_c} = 0,296; f_{K^*(892)} = 0,220. f_{K_1^+} = 0,250, f_{K^+} = 0,160$$

- $\beta_{B_c} = 0,92; \beta_{\eta_c} = 0,88; \beta_{\psi} = 0,62; \beta_{D_{\pm s}} = 0,56; \beta_{D_s^*} = 0,44$, son los valores del parámetros β para los diferentes mesones en GeV [4].

- $\tau_{B_c} = 0,453 \times 10^{-12} GeV^{-1}$, es el tiempo de vida media del mesón B_c [3]

6.9. Análisis de resultados

En este trabajo se calcularon las fracciones de decaimiento en los proceso no-leptónicos del mesón $B_c^\pm$ en mesones pseudoescalares y vectoriales excitados radialmente en el estado final, usando el modelo ISGW2 [4] donde los elementos de la matriz hadronica que introducen el decaimiento ($B \rightarrow M_1 M_2$) en dos cuerpos ligeros de alta energía; que son factorizados y expresados en términos de factores de forma y constantes de decaimiento, usando diagrama de árbol en primera aproximación, para emisión externa e interna, lo que conlleva a escribir los diferentes mesones que se formaban en el estado final.

En las Tablas 5 y 6 se muestran los anchos de decaimientos no-leptónicos de uno a dos cuerpos de $B_c^\pm \rightarrow \eta_c P, \eta_c V, \eta_c A(3_1^P), \eta_c S, \eta_c A'(1_1^P), \eta_c T$ comparados con el trabajo de otros autores para mesones excitados radialmente en estado final y sin excitación radial basados en el modelo de quarks relativista[4]. Se obtuvieron valores numéricos de esos anchos de decaimientos usando 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 5 y 6.

Se puede observar que en la Tabla 5, 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 $B_c \rightarrow V(2s)V(1s)$, o más explícitamente (VV,VA). Esos anchos se podrían medir en el futuro en los experimentos que se realizan en los grandes aceleradores de partículas.

Para el modo $B_c^\pm \rightarrow \eta_c a_1(1260)$, donde $a_1(1260)$ es un mesón axial, se encontró que el ancho de decaimiento favorecido por CKM es del orden de 10^{-5} y es mas pequeño

Mesón $B_c^\pm$			
Decaimientos del mesón B_c	Excitado radialmente	Excitado orbitalmente	No excitado [26]
$B_c \longrightarrow \eta_c(2s)\pi^+$	$1,701 \times 10^{-7}$	$0,19 \times 10^{-4}$ [25]	$1,7 \times 10^{-4}$
$B_c \longrightarrow \eta_c(2s)\rho(770)$	$8,928 \times 10^{-5}$	$< 5 \times 10^{-4}$ [25]	$5,5 \times 10^{-4}$ [15]
$B_c \longrightarrow \eta_c(2s)a_1(1260)$	$8,569 \times 10^{-5}$	$1,41 \times 10^{-5}$ [25]	$5,8 \times 10^{-4}$ [21]
$B_c \longrightarrow \psi(2s)\pi^+$	$7,117 \times 10^{-4}$		$1,8 \times 10^{-4}$ [21]
$B_c \longrightarrow \psi(2s)\rho(770)$	$8,673 \times 10^{-5}$		$0,49 \times 10^{-4}$ [25]
$B_c \longrightarrow \psi(2s)a_1(1260)$	$8,778 \times 10^{-5}$		
$B_c \longrightarrow \eta(2s)K^+$	$1,078 \times 10^{-7}$	$1,8 \times 10^{-5}$ [15]	$9,8 \times 10^{-6}$ [24]
$B_c \longrightarrow \eta(2s)K^*(892)$	$4,552 \times 10^{-6}$	$8,81 \times 10^{-5}$ [24]	$9,8 \times 10^{-6}$
$B_c \longrightarrow \eta(2s)K_{1A}^\dagger$	$6,721 \times 10^{-6}$		
$B_c \longrightarrow \psi(2s)K^+$	$1,179 \times 10^{-4}$		
$B_c \longrightarrow \psi(2s)K^*(892)$	$4,961 \times 10^{-6}$		$2,8 \times 10^{-5}$ [15]
$B_c \longrightarrow \psi(2s)K_{1A}^\dagger$	$7,657 \times 10^{-6}$		
$B_c \longrightarrow \eta_c(2s)D_s^+$	$2,175 \times 10^{-6}$	$0,34 \times 10^{-5}$ [25]	
$B_c \longrightarrow \eta_c(2s)D_s^*$	$6,015 \times 10^{-5}$	$0,97 \times 10^{-4}$ [25]	
$B_c \longrightarrow \psi_c(2s)D_s^+$	$8,325 \times 10^{-7}$		$6,48 \times 10^{-4}$ [24]

Tabla 5: Anchos de decaimiento del mesón $B_c^\pm \longrightarrow M_1 M_2$ por emisión externa, donde $M_{1,2} = P, V, A, A', T, P(2S), V(2S)$

que $\text{Br}(B_c^\pm \longrightarrow \eta_c \rho(770))$. De hecho

$$\frac{B_r(B_c \longrightarrow \eta_c \rho(770))}{B_r(B_c \longrightarrow \psi(2s)a_1(1260))} = 1,04$$

El decaimiento $B_c \longrightarrow \eta_c D_s^*$ 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 $B_c \longrightarrow \eta_c D^{*-}$ y $B_c \longrightarrow \eta_c D_s^{*-}$ son positivos porque a_2 es positivo, configurando interferencia constructiva.

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

Mesón $B_c^\pm$			
Decaimientos del mesón B_c	Excitado radialmente	Excitado orbitalmente	No excitado [26]
$B_c \rightarrow \eta_c(2s)D_s^+$	$3,532 \times 10^{-6}$ con interferencia	$0,34 \times 10^{-5}$ [25]	$1,2 \times 10^{-4}$ [21]
$B_c \rightarrow \eta_c(2s)D_s^*$	$6,015 \times 10^{-5}$ con interferencia	$0,10 \times 10^{-5}$ [25]	$5,2 \times 10^{-6}$ [21]
$B_c \rightarrow \psi_c(2s)D_s^+$	$8,325 \times 10^{-7}$		$2,43 \times 10^{-3}$ [28]
$B_c \rightarrow D_s^+\eta_c(2s)$	$4,032 \times 10^{-8}$	$0,97 \times 10^{-3}$ [25]	
$B_c \rightarrow D_s^+\psi(2s)$	$9,519 \times 10^{-7}$		
$B_c \rightarrow D_{s1}(2536)\eta(2s)$	$5,140 \times 10^{-5}$	$3,2 \times 10^{-5}$ [27]	
$B_c \rightarrow D_{s1}(2536)\psi(2s)$	$1,504 \times 10^{-6}$		$3,35 \times 10^{-4}$ [28]
$B_c \rightarrow D_{s0}^*(2317)\eta(2s)$	$4,057 \times 10^{-9}$		$0,11 \times 10^{-4}$ [28]
$B_c \rightarrow D_{s0}^*(2317)\psi(2s)$	$6,923 \times 10^{-9}$	$< 8,7 \times 10^{-5}$ [25]	$5,2 \times 10^{-6}$ [21]
$B_c \rightarrow D_{s1}(2460)\eta(2s)$	$5,140 \times 10^{-5}$		$4,9 \times 10^{-4}$ [28]
$B_c \rightarrow D_{s1}(2460)\psi(2s)$	$2,102 \times 10^{-4}$		$2,29 \times 10^{-4}$ [28]
$B_c \rightarrow D_{s2}(2573)\eta(2s)$	$6,406 \times 10^{-7}$		
$B_c \rightarrow D_{s2}(2573)\psi(2s)$	$1,166 \times 10^{-6}$		

Tabla 6: Anchos de decaimientos del mesón $B_c^\pm$ con interferencia por emisiones interna y externa

Las fuentes dominantes de error provienen de β_{B_c} , β_{η_c} y la constante de decaimiento $f_{\eta_c} = 0,270 \text{ GeV}$ [27]. Por otro parte, el decaimiento $B_c^+ \rightarrow \eta_c M$, con $M = D_s, K_{1A}^+$ son muy sensibles a las constantes de acoplamiento $f_{D_s} = 0,269 \text{ GeV}$ [27].

Uno de los objetivos que tuvo este trabajo 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 Figura 11, 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 ordenes de magnitud (en escala logarítmica en base 10) lo que significa que ese decaimiento esta siendo un 7 veces mas probable cuando existe la mencionada variación del valor del factor de forma, lo que significa que

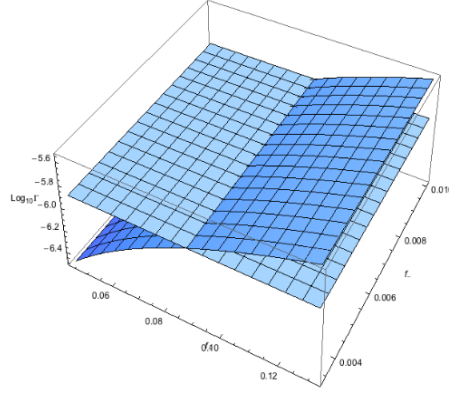


Figura 11: Anchos de decaimientos vs factores de forma f_+ , f_- , proceso $B_c \rightarrow \eta_c(2s)\pi$, en el que los factores de forma sufren una variación del 100 % (con valor central igual al calculado en este trabajo) para determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos al usar el modelo ISGW2

el ancho de decaimiento no es muy sensible a estas variaciones.

Para el proceso $B_c \rightarrow \eta_c(2s)\rho(770)$, la Figura 12, muestra que el ancho de decaimiento depende sólo del factor de forma f_+ , él cual cambio su valor entre un 50 y 150 por ciento del valor obtenido en este trabajo. El ancho de decaimiento mostró una variación entre $\pm 0,9$, lo que significa que ese decaimiento esta siendo casi un 8 veces mas probable cuando es un valor extremo, en el proceso $B_c \rightarrow PV$. Para el proceso $B_c \rightarrow \eta_c(2s)a_1(1260)$, la Figura 17, muestra un comportamiento similar.

Análisis gráfico para emisión Interna del meson B_c

Para los procesos $B_c \rightarrow D_s\eta_c$, $B_c \rightarrow D_s^*\eta_c$, $B_c \rightarrow D_s^*\psi(2s)$, se obtuvieron las Figuras 11, 12 y 13, donde se nota que igualmente la variación máxima del valor del ancho de decaimiento es aproximadamente un orden de magnitud cuando a los factores de forma se les cambia el valor entre un 50 y un 150 por ciento del valor calculado aquí. Esto significa indirectamente que los anchos de decaimiento son poco sensibles a las variaciones de los parámetros del modelo ISGW2, que son los que determina los valores

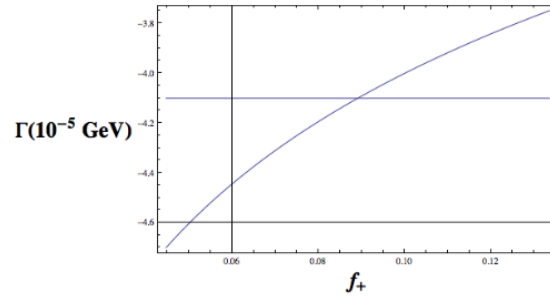


Figura 12: Anchos de decaimientos vs factores de forma f_+ , f_- , para proceso $B_c \rightarrow \eta_c(2s)\rho(770)$, en el que los factores de forma sufren una variación del 100 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2

de los factores de forma de cada decaimiento.

Es importante anotar que no se pudieron realizar los cálculos para los decaimientos que incluyen mesones $\pi(1300)(2s)$ y $\rho(1450)$, ya que no se cuenta con los valores de las constantes de acoplamiento.

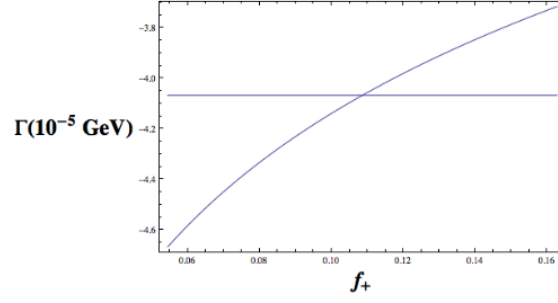


Figura 13: Anchos de decaimientos vs factores de forma f_+, f_- , proceso $B_c \longrightarrow \eta_c(2s)a_1(1260)$, en la que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2

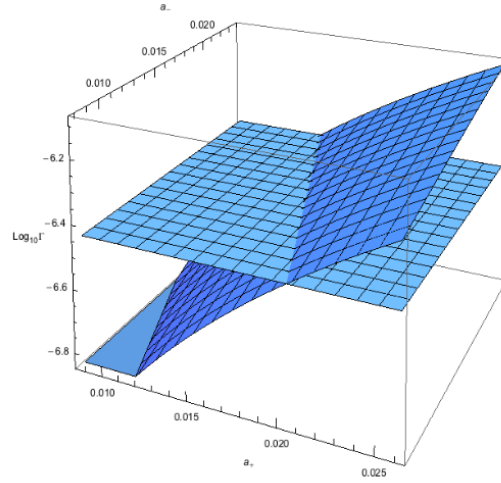


Figura 14: Gráfica de los anchos de decaimientos vs factores de forma a_+, a_- , proceso $B_c \longrightarrow D_s \eta_c$, en el que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2

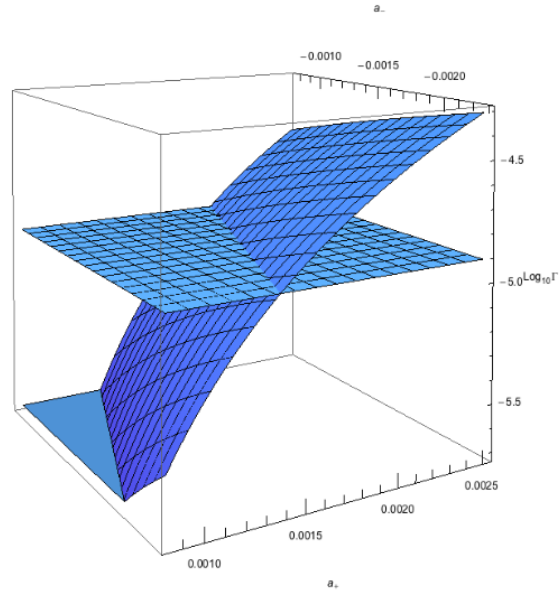


Figura 15: Anchos de decaimientos vs factores de forma a_+, a_- , proceso $B_c \longrightarrow D_s^* \eta_c$, en el que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2

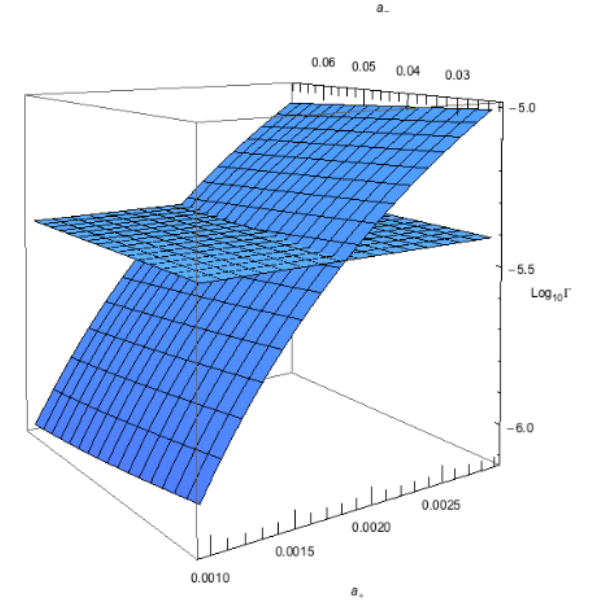


Figura 16: Anchos de decaimientos vs factores de forma a_+, a_- , proceso $B_c \rightarrow D_s^* \eta_c$, en el que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2

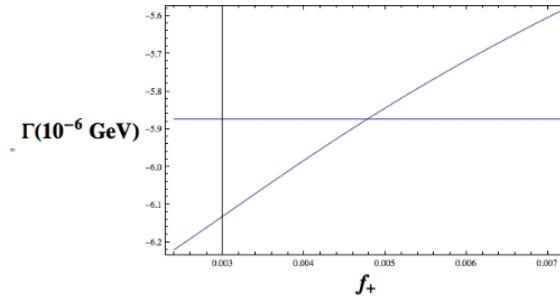


Figura 17: Gráfica de los anchos de decaimientos vs factores de forma a_+, a_- , proceso $B_c \rightarrow D_{s1}(2536) \psi_c$, en el que los factores de forma sufren una variación del 150 % de su valor real con el fin de determinar la sensibilidad de los resultados obtenidos usando el modelo ISGW2

7 CONCLUSIONES

En este trabajo se calcularon las fracciones de decaimiento en los proceso no-leptónicos del mesón B_c en mesones pseudoescalares y vectoriales excitados radialmente en el estado final, usando el modelo de quarks ISGW2, donde los elementos de la matriz hadronica 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 5 y 6 se observaron los resultados obtenidos para las fracciones de decaimiento del mesón B_c realizados por otros autores [25], [21] con las que se pueden hacer comparaciones con los resultados obtenidos mediante el uso del modelo ISGW2 y enunciar las siguientes conclusiones:

- Para el modo $B_c^\pm \rightarrow \eta_c a_1(1260)$, donde $a_1(1260)$ es un mesón axial, se encontró que el ancho de decaimiento favorecido por CKM es del orden de 10^{-5} y es mas peque'no que $\text{Br}(B_c^\pm \rightarrow \eta_c \rho(770))$ no excitado radialmente. De hecho

$$\frac{B_r(B_c \rightarrow \eta_c \rho(770))}{B_r(B_c \rightarrow \psi(2s) a_1(1260))} = 1,04.$$

Esto se debe a que los estados excitados orbitalmente son mas energéticos y por tanto, mas difíciles de producir. Esta es una característica que apareció en todo los decaimientos estudiados en los que se pudo hacer una comparación con los correspondientes que consideran estado excitados orbitalmente.

- Las fracciones de decaimiento de los procesos $B_c \rightarrow D_{s0}^*(2317) \eta(2s)$, $B_c \rightarrow D_{s0}^*(2317) \psi(2s)$ suprimidos por CKM, están en el orden de 10^{-9} , por lo que es muy poco probable medirlos experimentalmente.
- En la hipótesis de factorización del modelo ISGW se encuentra que las mayores fuentes de error están constituídas por las constantes de decaimiento (dominan-

te), la masa de los quarks, los factores de forma f_+ , a_+ , etc. Es importante por lo tanto obtener valores mas precisos para estos, hecho que está intimamente relacionado con un mejor conocimiento de los mesones.

- Una conclusión importante de este trabajo, es que los anchos de decaimiento para estados excitados radialmente son en general menores que los no excitados radialmente, como se observa en la comparación que aparecen en las Tablas 5 y 6.
- La mayor dificultad que se encontró en la realización del presente trabajo de investigación, es la poca información que hay en la literatura sobre el estudio del meson B_c , en estado excitado y no excitado radialmente, lo que dificulta la comparación y evaluación de los resultados aca obtenidos.
- Finalmente, se debe hacer énfasis en que los resultados obtenidos en este trabajo fueron cálculos a nivel árbol y que quizás las contribuciones al considerar operadores de orden mas alto (pingüinos electrodébiles y otros) puedan dar resultados comparables con los presentados aquí.

8 APÉNDICES

8.1. Ancho de decaimiento para el proceso $B \rightarrow PP$

En este apéndice se presentan los cálculos para obtener el ancho de decaimiento del mesón B_c^+ en el modelo de quarks ISGW2.

Decaimiento $B_c^+ \rightarrow PP$, mesón pseudoescalar viene del vacío.

Se estudio el decaimiento no leptónico del mesón B_c^+ , teniendo presente que el diagrama de árbol que se muestra en la Figura 18, donde el mesón c es espectador y $\bar{b}$ decayendo con emisión un W , de modo que en el estado final se tienen dos mesones pseudoescalares, uno de los cuales está excitado radialmente($\eta_c(2s)$ y π^+).

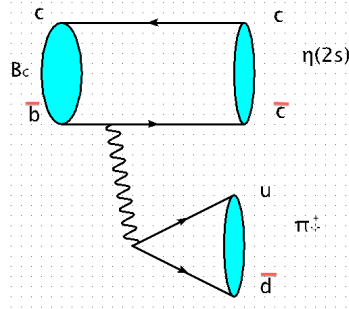


Figura 18: Decaimiento por externa del mesón $B \rightarrow \eta_c(2s)\pi(PP)$

Para calcular la amplitud del decaimiento es pertinente indicar la notación que se adoptó en el desarrollo de esta investigación. El mesón $\eta_c(2s) = c\bar{c}$ viene del B_c^+ y esta excitado radialmente; el mesón $\pi^+ = u\bar{d}$ viene del vacío.

$$p_{1\mu} = (p_{\eta_c(2s)})_{\mu} \longrightarrow \text{Cuadrimomento del mesón } \eta_c(2s)$$

$$p_{2\mu} = (p_{\pi^+})_{\mu} \longrightarrow \text{Cuadrimomento del mesón } \pi^+$$

$(p_B)\mu = (p_{B_c^+})_\mu \longrightarrow$ Cuadrimomento del mesón B_c^+

La masa del mesón $\eta_c(2s)$ es $m_1 = m_{\eta_c(2s)}$ y la masa del mesón π^+ es $m_2 = m_{\pi^+}$

$V_1 = V_{bc}$ y $V_2 = V_{ud}$

La amplitud esta dada por la Ecuación 38:

$$\mathcal{M}(B \rightarrow p_1, p_2) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_1 V_2 a_1 \langle p_1 | J_\mu | B \rangle \langle p_2 | J^\mu | 0 \rangle, \quad (38)$$

donde sólo hay únicamente contribución *externa* del W , formandose el mesón p_2 a partir del vacío. G_F es la constante de Fermi, V_1 y V_2 son coeficientes de la matriz de CKM y a_1 es el coeficiente de QCD. Los elementos de matriz hadrónicos usando el modelo ISGW[4] se pueden calcular con la ecuaciones 39 y 40:

$$\langle p_1(p_1) | J_\mu | B(p_B) \rangle = f_+(p_B + p_1)_\mu + f_-(p_B - p_1)_\mu \quad (39)$$

$$\langle p_2(p_2) | J^\mu | 0 \rangle = -i f_{p_2}(p_2)^\mu. \quad (40)$$

donde f_{p_2} es la constante de decaimiento del mesón π^+ , $f_{p_2} = f_{\pi^+} = 0,131[27]$.

Sustituyendo estas expresiones en la ecuación (38) se tiene:

$$\mathcal{M}(B \rightarrow p_1, p_2) = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_1 V_2 a_1 f_{p_2}(p_2)^\mu [f_+(p_B + p_1)_\mu + f_-(p_B - p_1)_\mu]. \quad (41)$$

Teniendo en cuenta que $p_B = p_1 + p_2$ se obtiene $(p_2)^\mu (p_B + p_1)_\mu = (p_B - p_1)^\mu (p_B + p_1)_\mu = m_B^2 - m_1^2$ y $(p_2)^\mu (p_B - p_1)_\mu = (p_2)^\mu (p_2)_\mu = m_2^2$, obtenemos:

$$\mathcal{M}(B \rightarrow P_1, P_2) = -iK [(m_B^2 - m_1^2)f_+ + m_2^2 f_-], \quad (42)$$

donde la constante K está dada por: $\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_1 V_2 a_1 f_{\pi^+}$.

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}(B \rightarrow P_1, P_2)|^2 &= K^2 [(m_B^2 - m_1^2)f_+ + m_2^2 f_-]^2 \\ &= K^2 (m_B^2 - m_1^2)^2 \left(f_+ + \frac{m_2^2}{m_B^2 - m_1^2} f_- \right)^2 \end{aligned} \quad (43)$$

Teniendo en cuenta que:

$$\Gamma(B \rightarrow 1 + 2) = \frac{|\mathcal{M}|^2}{8\pi m_B^2} |\vec{p}_1| = \frac{|\mathcal{M}|^2}{16\pi m_B^3} \lambda^{\frac{1}{2}}, \quad (44)$$

donde λ es la función triangular $\lambda = \lambda(m_B^2, m_1^2, m_2^2) = m_B^4 + m_1^4 + m_2^4 - 2m_B^2 m_1^2 - 2m_B^2 m_2^2 - 2m_1^2 m_2^2$ dada por $\lambda^{\frac{1}{2}} \equiv 2m_B |\vec{p}_1|$. Finalmente, el ancho de decaimiento es:

$$\Gamma(B \rightarrow p_1 p_2) = \xi^{(p_2)} (m_B^2 - m_1^2)^2 \left| f_+ + \frac{m_2^2}{m_B^2 - m_1^2} f_- \right|^2 \lambda^{\frac{1}{2}}, \quad (45)$$

donde:

$$\xi^{(p_2)} = \frac{G_F^2 |V_1|^2 |V_2|^2 a_1^2 f_{p_2}^2}{32\pi m_B^3}. \quad (46)$$

Nota No. 1: Las cantidades trabajadas tienen las siguientes dimensiones: $[\lambda] = [E]^4$, $[\mathcal{M}] = [E]$, $[\xi] = [E]^{-5}$ y $[\Gamma] = [E]$.

8.2. Algunos factores de forma modelo en el modelo ISGW2

Las constantes de decaimiento y los factores de forma son parámetros no perturbativos, que son calculados experimentalmente y comprobados mediante estimaciones teóricas, así se realizó en este trabajo. Para las constantes de decaimiento, adoptaremos los valores de factores de forma para mesones (P, P), (P, V), (P, A), (P, S), (P, A_s), (P, T), (V, P), (V, V), (V, A'), (V, A), (T, AV) definidos por $B \rightarrow PP$ [4]:

$$f_+ = \frac{1}{2} \left[\left(2 - \frac{\tilde{m}_X}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) \right) + \frac{\tilde{m}_B}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) \right] F_n^\alpha R^\alpha$$

$$f_- = -\frac{1}{2} \left[\frac{\tilde{m}_B}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) - \left(2 - \frac{\tilde{m}_X}{m_q} \left(1 - \frac{m_d m_q}{2u_+ \tilde{m}_X} \frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2} \right) \right) \right] F_n^\alpha R^\alpha$$

$$F_n^\alpha = \left(\frac{\tilde{m}_B}{\tilde{m}_B} \right)^{n_B(\alpha)} \left(\frac{\tilde{m}_x}{\tilde{m}_x} \right)^{n_x(\alpha)} \left(\frac{\tilde{m}_x}{\tilde{m}_B} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta_B \beta_x}{\beta_{Bx}^2} \right)^{\frac{n}{2}} \times \left[1 + \frac{r^2(t_m - t)}{6N} \right]^{-N}$$

$$R^\alpha = C_{ij} \left(1 + \tilde{\beta}^{(\alpha)} \frac{\alpha_s}{\pi} \right)$$

$$\tilde{\beta}(w)_{ji}^{(f_++f_-)} = \gamma_{ji} - \frac{2}{3}\chi_{ji} \quad \gamma_{ji} \equiv \frac{2z_{ji}}{1-z_{ji}} \text{Ln} \left(\frac{1}{z_{ji}} \right) - 2 \quad , \chi_{ji} \equiv -1 - \frac{\gamma_{ji}}{1-z_{ji}} \quad , z_{ji} \equiv \frac{m_j}{m_i}$$

La formula para C_{ij} viene dada por [4]:

$$C_{ij} = \left[\frac{\alpha_s(m_i)}{\alpha_s(m_j)} \right]^{a_I} \left[\frac{\alpha_s(m_i)}{\alpha_s(\mu_{Qm})} \right]^{a_L(w)}$$

a_I y $a_L(w)$ son iguales a:

$$a_I = -\frac{6}{33-2N_f} \quad , a_L(w) = \frac{8}{33-2N_f'} [wr(w) - 1]$$

y

$$r(w) = \frac{1}{\sqrt{w^2-1}} \text{Ln} \left(w + \sqrt{w^2-1} \right) \quad , \quad w = 1 + \frac{t_m - t}{2\bar{m}_{B_c^+} \bar{m}_{\eta_c}}$$

Para los demás procesos, $B \rightarrow VP, TP, SP$, los factores de forma se pueden consultar en la referencia [4].

8.3. Tabla de valores para la masa hiperfina y β , modelo de quarks ISGW2

	meson flavor	$u\bar{d}$	$u\bar{s}$	$s\bar{s}$	$c\bar{u}$	$c\bar{s}$	$u\bar{b}$	$s\bar{b}$	$c\bar{c}$	$b\bar{c}$
1^1S_0	m	0.35	0.55	0.62	1.86	1.94	5.27	5.33	2.95	6.33
	β	0.41	0.44	0.53	0.45	0.56	0.43	0.54	0.88	0.92
1^3S_1	m	0,74	0,87	0,97	2,01	2,10	5,33	5,40	3,13	6,42
	β	0,30	0,33	0,37	0,38	0,44	0,40	0,49	0,62	0,75
$1P$	m	1,24	1,35	1,42	2,48	2,53	5,81	5,84	3,51	6,79
	β	0,28	0,30	0,33	0,33	0,38	0,35	0,41	0,52	0,60

Tabla 7: [4]Masas y valores de β en GeV para soluciones variacionales de las correcciones Hiperfinas de Coulomb versus problemas lineales en las bases 1S,1P,2S

Bibliografía

- [1] Collider and D. Fermilab, *CDF Collaboration: Collider detector..* Phys. Rev. D **58**, 1004 (1998).
- [2] I. Bediaga and J.H. Muñoz, *Production of radially excited charmonium mesons in two-body nonleptonic B_c decays.* arXiv:1102.2190 **26**, 110744 (2011).
- [3] Review Particle Physics, *Particle Data Group.* PARTICLE PHYSICS BOOKLET **37**, 105-123 (2010).
- [4] Nathan Isgur and Daryl Scora, *Semileptonic B and D decays in the quark model: An update.* Phys. Rev. D **52**, 2783 (1995).
- [5] S. L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions.* Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).; S. Weinberg, *A model of leptons.* Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).; A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions.* In *Proceedings of the 8th Nobel Symposium on 'Elementary Particle Theory, Relativistic Groups and Analyticity', Stockholm, Sweden*, edited by N. Svartholm 1968.
- [6] H. Yukawa, «On the Interaction of Elementary Particles: I», *Prog. Theor. Phys. Supplement*, 1, págs. 1–2, 1995
- [7] Gómez C. Joaquín, «Partículas elementales», *Lecturas*, **8**, págs. 93–111, 2001.
- [8] S. Eidelman et al, *Particle data group: the quark model.* Physics Letters B **592**, 1 (2004).
- [9] D. McMahon, *Quantum field theory*, Mac Graw Hill, USA, 2008.
- [10] G. Buchal, A. J. Buras and M. E. Lautenbacher, *Weak decays beyond leading logarithms.* Rev. Mod. Phys **68**, 4 (1996).; G. Buchalla, *B , D and K decays.* Eur. Phys. J. C **57**, 309 (2008).; M. 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).
- [11] J. Muñoz and N. Quintero, *Useful ratios between two-body nonleptonic and semileptonic decays of B mesons.* Rev. Mex. Fis **57**, 000799 (2011).
- [12] A.Kumar, P.C Vinodkumar, *Properties of B_c meson.* Jour.Phys. **66**, 5 (May 2006).
- [13] G. Calderon, 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).
- [14] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein and M. B. Wise, *Semileptonic B and D decays in the quark model.* Phys. Rev.D **39**, 799 (1989).
- [15] C-H. Chang and Y-Q. Chen, *CP violation in two-body hadronic decays of B_c mesons.* Phys. Rev.D **49**, 003399 (1994).
- [16] Matthias Neubert, *Heavy-Quark Effective Theory.* Theory Division, CERN **96**, 281 (1996).
- [17] Z.Luo and J.L. Rosner, *Factorization in color-favored B -meson decays to charm.* Phys. Rev.D **64**, 094001 (2001).

-
- [18] V. Laporta and G. Nardulli, *Nonleptonic B decays to axial-vector mesons and factorization*. Phys. Rev.D **74**, 054035 (2006).
- [19] C.E Thomas, *Nonleptonic weak decays of B to D_s and D mesons*. Phys. Rev. D **73**, 054016 (2006).
- [20] Kim and Lim, *Charmless hadronic decays of B mesons to a pseudoscalar and a tensor meson*. Phys. Jour. C **22**, 683 (2002).
- [21] P. Colangelo and F. De Fazio, *Using heavy quark spin symmetry in semileptonic B_c decays*. Phys. Rev. D **61**, 034012 (2000).
- [22] K. Pathak and D.K Choudhury, *Semileptonic decay of B_c meson into S wave charmonium in a QCD potential model with coulomb part as perturbation*. arXiv:1109.4468 **21**, 110944 (2011).
- [23] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*. Phys. Rev. Lett **10**, 531 (1963).; *M. Kobayashi and T. Masakawa, CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Prog.Th. Phys **49**, 652 (1973).
- [24] Youshan Dai and Dongsheng Du , *CP violation in two-body hadronic decays of B_c mesons* . Eur. Phys. J. C **9**, 557564 (1999).
- [25] R.C Verma and Avinash Sharma, *Quark diagram analysis of weak hadronic decays of the B_c meson*. Phys. Rev.D **65**, 114007 (2002).
- [26] D. Ebert, R. N. Faustov and V. O. Galkin, *Nonleptonic decays of meson B_c* . Phys. Rev. D **68**, 094020 (2003).
- [27] H. Cheng and C. Chua , *Hadronic charmless B decays $B \rightarrow AP$* . Phys. Rev.D **69**, 074025 (2007).
- [28] Hui-feng Fu, Yue Jiang, C. S. Kim and Guo-Li Wang, *Probing Non-leptonic Two-body Decays of B_c meson*. Arxiv **11**, 025399 (2011).
- [29] Mikhail A. Ivanov, Jurgen G. Korner and Pietro Santorelli, *Semileptonic and nonleptonic decays of B_c* . arXiv:1122.3536 **26**, 110984 (2006).