

Decaimientos del meson B en $K_0^*\pi, F_0k$

J.A. Mendoza S. y C.A. Ramírez
 Depto. de Física-Geología, Universidad de Pamplona,
 Pamplona, Norte de Santander, Colombia,
 Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander,
 A.A. 678, Bucaramanga, Colombia,
 e-mail: jairoam@unipamplona.edu.co, jppjdramirez@yahoo.com

Recibido el 9 de mayo de 2007; aceptado el 28 de junio de 2007

Se calculan las fracciones de decaimiento para los procesos $B \rightarrow K_0^*\pi$ y $B \rightarrow f_0K$, usando la aproximación ‘Factorization Naive (NFA)’. Incluimos las contribuciones del operador dipolar pingüino \mathcal{O}_{11} y considerando los mesones escalares como estados ligados $q\bar{q}$. Comparamos nuestros resultados de manera favorable con los datos experimentales disponibles.

Descriptores: Factorización; pingüino; asimetrías.

We calculate the branching ratios for the decays $B \rightarrow K_0^*\pi$ and $B \rightarrow f_0K$, in the ‘Naive Factorization (NFA)’ approximation, The dipole penguin operator \mathcal{O}_{11} contributions are included and the scalar mesons are considered as $q\bar{q}$ bounded states. We compare, favorably our results with the experimental available data.

Keywords: Factorization; penguin; asymmetries.

PACS: 10; 13.25.Hw

1. Introducción

Existen varias razones para estudiar los decaimientos $B \rightarrow PS$ (P y S son pseudoescalar y escalar respectivamente) entre otras tenemos: El estudio de los mesones escalares es un tema que todavía requiere muchos aportes tanto teóricos como experimentales para ser resuelto [1, 2]. Los decaimientos $B \rightarrow PS$ constituyen una nueva ventana que permite el estudio de sus propiedades a altas energías. Así se ha especulado cómo estos decaimientos nos permiten distinguir si los mesones escalares están constituidos por dos o por cuatro quarks [3]. Adicionalmente los decaimientos $B \rightarrow PS, PV, PT$ contribuyen al análisis de las gráficas de Dalitz de los decaimientos $B \rightarrow 3P$ [4]. De manera que entre mejor se conozcan los decaimientos $B \rightarrow PS$ mejores datos podrán ser extraídos para $B \rightarrow PV, PT$, etc. El conocimiento de los escalares a estas energías es importante a la hora de entender los decaimientos $B \rightarrow PP$ y sus posibles interacciones entre estados finales. Finalmente se puede especular sobre posibles contribuciones de nueva física [5], pero para su extracción se requiere un conocimiento sólido de $B \rightarrow PS$.

Desde el punto de vista experimental ya se han medido, por ejemplo, la masa y el ancho del f_0 y del $K_0^*(1430)$ [6] al igual que el ángulo β [7] de la matriz CKM y se ha debatido también la posibilidad de medir α [8]. Igualmente existen varias mediciones de procesos $B \rightarrow PS$ [2, 9] y se esperan nuevas en experimentos como el LHCb [10], con una mayor precisión.

Teóricamente existen varios formalismos que permiten calcular estos decaimientos ($B \rightarrow PP, PV, PS$, etc.). Quizás el más popular y sencillo es el llamado ‘Naive Factorization’ (NFA) [11]. Siendo de resaltar que NFA predice los anchos parciales de este tipo de decaimientos en concor-

dancia con los resultados experimentales disponibles. Sólo se han encontrado discrepancias en los casos denominados ‘color suppressed’ y cuando las fases fuertes se espera que sean grandes [12]. Otros formalismos más complejos como QCDF, SCET, pQCD, LCSR, FSI, etc. [13] no permiten con facilidad encontrar las contribuciones dominantes, además no es claro su supuesto mayor rigor teórico ni la magnitud de las correcciones de orden superior.

En el presente trabajo nos limitaremos a calcular algunos anchos interesantes en la aproximación NFA. Tendremos en cuenta todos los operadores mencionados en la literatura, incluido el \mathcal{O}_{11} [14]. Las contribuciones de este último se esperarían de mayor magnitud que en el caso $B \rightarrow \pi K$, debido a la cancelación de los términos $a_4 - a_6$. Sin embargo no es así, porque la contribución está dominada por el a_6 , como veremos. Así las contribuciones son de la misma magnitud que en $B \rightarrow \pi K$. Encontraremos que en general las predicciones no están lejos de los datos y que dadas las incertidumbres experimentales y teóricas NFA es suficiente para explicar los actuales resultados experimentales. Es de señalar cómo las simples relaciones de isospín (definidas más adelante) encontradas por Cheng [3] no son afectadas de manera significativa por las contribuciones del operador \mathcal{O}_{11} .

2. Naive factorization (NFA)

El hamiltoniano efectivo para este caso esta dado por [11]

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{ub}V_{uq}^* (C_1 O_1^u + C_2 O_2^u) - V_{tb}V_{tq}^* \left(\sum_{i=3}^{10} C_i O_i + C_g O_g \right) \right] + \text{h.c.}, \quad (1)$$

donde $\lambda_{q'q} = V_{q'b}V_{q'q}^*$, $q = d, s, q' = u, c, t, V_{ij}$ son los elementos de la matriz de mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Con O_i los operadores de cuatro fermiones:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_1 &= (\bar{q}u)_{V-A}(\bar{u}b)_{V-A}; \\ \mathcal{O}_2 &= (\bar{u}_\alpha b_\beta)_{V-A}(\bar{q}_\beta u_\alpha)_{V-A}; \\ \mathcal{O}_3 &= (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}'q')_{V-A}; \\ \mathcal{O}_4 &= (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} (\bar{q}_\beta'q_\alpha')_{V-A}; \\ \mathcal{O}_5 &= (\bar{q}b)_L \sum_{q'} (\bar{q}'q')_R; \\ \mathcal{O}_6 &= (\bar{q}_\alpha b_\beta)_L \sum_{q'} (\bar{q}_\beta'q_\alpha')_R = -2 \sum_{q'} (\bar{q}'b)_{S_F} (\bar{q}q')_{S+P}; \\ \mathcal{O}_7 &= \frac{3}{2} (\bar{q}b)_{V-A} \sum_{q'} e_{q'} (\bar{q}'q')_{V+A}; \\ \mathcal{O}_8 &= \frac{3}{2} (\bar{q}_\alpha b_\beta)_{V-A} \sum_{q'} e_{q'} (\bar{q}_\beta'q_\alpha')_{V+A}; \\ \mathcal{O}_9 &= \frac{3}{2} (\bar{q}b)_L \sum_{q'} e_{q'} (\bar{q}'q')_L; \\ \mathcal{O}_{10} &= \frac{3}{2} (\bar{q}_\alpha b_\beta)_L \sum_{q'} e_{q'} (\bar{q}_\beta'q_\alpha')_L = \frac{3}{2} \sum_{q'} e_{q'} (\bar{q}'b)_L (\bar{q}q')_L. \end{aligned}$$

El operador dipolar pingüino (*dipole penguin operator*):

$$\mathcal{O}_{11} = \frac{g_s}{32\pi^2} m_b \bar{q} \sigma_{\mu\nu} R T_a b G_a^{\mu\nu}.$$

Los C_i son los coeficientes de Wilson [11]. Éstos aparecen en las amplitudes en las combinaciones $a_{2i-1} = C_{2i-1} + C_{2i}/N$, $a_{2i} = C_{2i} + C_{2i-1}/N$ y son tomados de la Ref. 11. De manera similar definimos $a_{11} = (8/9)\alpha_s C_{11} (m_b^2/4\pi q^2) \simeq -5.7 \cdot 10^{-3}$. Para el momento del gluon tenemos que $q \simeq p_b - p_s \simeq p_B - p_k/2$, de manera que $q^2 \simeq m_B^2/2$ [14]. Igualmente $\alpha_s(q^2 \simeq m_B^2/2) = 0.21$ y $C_{11} = -0.29$. De esta manera $a_{11} \simeq -5.7 \cdot 10^{-3}$.

En el formalismo NFA podemos reducir los respectivos elementos de matriz a productos de constantes de decaimiento y de factores de forma. Por ejemplo, tomando el operador \mathcal{O}_1 , en el proceso $B^- \rightarrow f_0 K^-$:

$$\begin{aligned} \langle K^- f_0 | \mathcal{O}_1 | B^- \rangle &= \langle K^- f_0 | (\bar{s}u)(\bar{u}b) | B^- \rangle \\ &\simeq \langle K^- | (\bar{s}u) | 0 \rangle \langle f_0 | (\bar{u}b) | B^- \rangle \\ &+ \langle K^- f_0 | (\bar{s}u) | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}b)_L | B^- \rangle \\ &= X_{B^- f_0}^{K^-} + X_{K^- f_0}^{B^-}, \end{aligned}$$

donde los factores como $X_{B^- f_0}^{K^-}$, etc. están dados como productos de constantes de decaimiento por factores de forma (ver apéndice). Para lograr esto se ha usado la aproxima-

ción de ‘saturación de vacío’. Naturalmente otros estados intermedios como resonancias están presentes, pero dado que estamos lejos de la región de 1-2 GeV la contribución de estas resonancias se puede despreciar. En la factorización de algunos operadores es necesario usar las rotaciones de Fiertz, $(\bar{\psi}_1 \psi_2)_L (\bar{\psi}_3 \psi_4)_L = (\bar{\psi}_1 \psi_4)_L (\bar{\psi}_3 \psi_2)_L$, $(\bar{\psi}_1 \psi_2)_L (\bar{\psi}_3 \psi_4)_R = -2(\bar{\psi}_1 \psi_4)_{S+P} (\bar{\psi}_3 \psi_2)_{S-R}$. Similarmente usamos relaciones como

$$2(T_i)_{\alpha\beta}(T_i)_{\gamma\delta} = \delta_{\alpha\delta}\delta_{\beta\gamma} - (1/N)\delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\delta},$$

en particular para desarrollar el operador \mathcal{O}_{11} [14]:

$$\begin{aligned} H_{11} &= \sum_{q=u,d,s} \frac{G_f}{\sqrt{2}} \frac{\alpha_s}{4\pi q^2} V_{tb} V_{ts}^* C_{11} m_b \\ &\times \frac{N_c^2 - 1}{N_c^2} \left[\delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha'\beta'} - \frac{2N_c^2}{N_c^2 - 1} t_{\alpha\beta}^a t_{\alpha'\beta'}^a \right] \\ &\times \{ 2m_b \bar{s}_\alpha \gamma_\mu L q_\beta \bar{q}_{\alpha'} \gamma^\mu L b_{\beta'} - 4m_b \bar{s}_\alpha R q_\beta \bar{q}_{\alpha'} L b_{\beta'} \\ &+ 2m_s \bar{s}_\alpha \gamma_\mu R q_\beta \bar{q}_{\alpha'} \gamma^\mu R b_{\beta'} - 4m_s \bar{s}_\alpha L q_\beta \bar{q}_{\alpha'} R b_{\beta'} \\ &+ (p_b + p_s)_\mu [\bar{s}_\alpha \gamma_\mu L q_\beta \bar{q}_{\alpha'} R b_{\beta'} + \bar{s}_\alpha R q_\beta \bar{q}_{\alpha'} \gamma^\mu R b_{\beta'} \\ &+ i\bar{s}_\alpha \sigma^{\mu\nu} R q_\beta q_{\alpha'} \gamma_\nu R b_{\beta'} - i\bar{s}_\alpha \gamma_\nu L q_\beta q_{\alpha'} \sigma^{\mu\nu} R b_{\beta'} \} \quad (2) \end{aligned}$$

Las constantes de decaimiento y los factores de forma, se definen como [3, 11]

$$\begin{aligned} \langle P(p) | A_\mu | 0 \rangle &= -i f_P p_\mu; \quad \langle S(p) | V_\mu | 0 \rangle = f_S p_\mu; \\ \langle f_0 | q\bar{q} | 0 \rangle &= m_{f_0} \bar{f}_{f_0}, \\ \langle S(p_2) | L_\mu | P(p_1) \rangle &= -i \left[\left(p_1 + p_2 - \frac{m_1^2 - m_2^2}{q^2} q \right)_\mu F_+^{M_1 M_2} \right. \\ &\left. + \frac{m_1^2 - m_2^2}{q^2} q_\mu F_0^{M_1 M_2}(q^2) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

con $q = p_1 - p_2$. Hemos tomado

$$|f_0(980)\rangle = \cos \phi_s |s\bar{s}\rangle + \sin \phi_s |n\bar{n}\rangle,$$

donde $n\bar{n} = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$, y $\phi_s \sim 60^\circ$ [3]. Similarmente $K_0^* = s\bar{q}$. Para los escalares neutros como f_0 , la constante de decaimiento es cero, debido a isospín. Para las otras constantes hemos tomado: $f_{K_0^*} \simeq 60$ Mev $\bar{f}_{f_0} \simeq 460$ Mev [3, 15]. Los correspondientes factores de forma se han reducido usando Isospin a $F_0(0)^{B^0 a_0^+} = 0.55(22)$ [16] o a $F_0(0)^{B^0 \pi^-} = 0.3$ [3], según sea el caso.

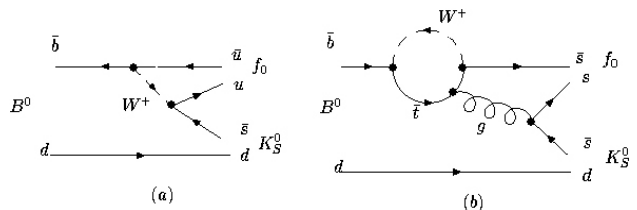


FIGURA 1. Diagramas a orden árbol (a) y pingüino QCD (b), que contribuyen en el proceso $B \rightarrow f_0 K^0$.

3. $B \rightarrow PS$ amplitudes

Las amplitudes para los decaimientos estudiados, incluyendo el operador O_{11} , en la NFA son

$$\begin{aligned}
 A_{\bar{B}^- \rightarrow K^- f_0} &= \lambda_{us} a_1 \left[X_{\bar{B}^0 f_0}^{K^-} + X_{f_0 K^-}^{\bar{B}^-} \right] - \lambda_{ts} \left[(a_4 + a_{10} - (a_6 + a_8) r_\chi^K) X_{\bar{B}^- f_0}^{K^-} \right. \\
 &\quad \left. - (2a_6 - a_8) \tilde{X}_{\bar{B}^- K^-}^{f_0} + (a_4 + a_{10} - (a_6 + a_8) r_\chi^B) X_{f_0 K^-}^{\bar{B}^-} \right. \\
 &\quad \left. + a_{11} \left\{ (2.5 - 1.5 \cdot r_\chi^K) X_{\bar{B}^- f_0}^{K^-} - \frac{7}{4} \tilde{X}_{\bar{B}^- K^-}^{f_0} - \frac{11}{8} r_\chi^B X_{f_0 K^-}^{\bar{B}^-} \right\} \right] \\
 A_{\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^0 f_0} &= -\lambda_{ts} \left[\left(a_4 - \frac{a_{10}}{2} - \left(a_6 - \frac{a_8}{2} \right) r_\chi^K \right) K_{\bar{B}^0 f_0}^{\bar{K}^0} - (2a_6 - a_8) \tilde{X}_{\bar{B}^- K^-}^{f_0} \right. \\
 &\quad \left. + \left(a_4 - \frac{a_{10}}{2} - (a_6 + a_8/2) r_\chi^B \right) X_{f_0 \bar{K}^0}^{\bar{B}^0} \right. \\
 &\quad \left. + a_{11} \left\{ \left(2.5 - \frac{7}{4} r_\chi^K \right) X_{\bar{B}^0 f_0}^{\bar{K}^0} - 2 \tilde{X}_{\bar{B}^- K^-}^{f_0} + \left(\frac{m_B^2}{4(m_K^2 - m_f^2)} - \frac{11}{8} r_\chi^B \right) X_{f_0 \bar{K}^0}^{\bar{B}^0} \right\} \right] \\
 A_{\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ K_0^{*-}} &= \lambda_{us} a_1 X_{\bar{B}^0 \pi^+}^{K_0^{*-}} - \lambda_{ts} \left[\left(a_4 + a_{10} - (a_6 + a_8) r_\chi^{K_0^*} \right) X_{\bar{B}^0 \pi^+}^{K_0^{*-}} \right. \\
 &\quad \left. + \left(a_4 - \frac{1}{2} a_{10} - (a_6 - a_8/2) r_\chi^B \right) X_{\pi^+ K_0^{*-}}^{\bar{B}^0} + a_{11} \left\{ \left(2 - r_\chi^{K_0^*} \right) X_{\bar{B}^0 \pi^+}^{K_0^{*-}} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \left(\frac{7}{4} - 2r_\chi^{K_0^*} - \frac{m_B^2}{4m_{K_0^*}^2} \right) X_{\pi^+ K_0^{*-}}^{\bar{B}^0} \right\} \right] \\
 A_{B^- \rightarrow \pi^- \bar{K}_0^{*0}} &= \lambda_{us} a_1 X_{\bar{K}_0^{*0} \pi^-}^{B^-} - \lambda_{ts} \left[\left(a_4 - \frac{1}{2} a_{10} - (a_6 + a_8/2) r_\chi^{K_0^*} \right) X_{B^- \pi^-}^{\bar{K}_0^{*0}} \right. \\
 &\quad \left. + (a_4 + a_{10} - (a_6 + a_8) r_\chi^B) X_{\bar{K}_0^{*0} \pi^-}^{B^-} + a_{11} \left\{ \left(2 - \frac{7}{4} r_\chi^{K_0^*} \right) X_{B^- \pi^-}^{\bar{K}_0^{*0}} + \frac{5m_B^2}{4m_{K_0^*}^2} X_{\bar{K}_0^{*0} \pi^-}^{B^-} \right\} \right] \\
 A_{\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 \bar{K}_0^{*0}} &= \lambda_{us} a_2 X_{\bar{B}^0 \bar{K}_0^{*0}}^{\pi^0} - \lambda_{ts} \left[\left(a_4 - \frac{1}{2} a_{10} - (a_6 - a_8/2) r_\chi^{K_0^*} \right) X_{\bar{B}^0 \pi^0}^{\bar{K}_0^{*0}} + \frac{3}{2} (a_9 - a_7) X_{\bar{B}^0 \bar{K}_0^{*0}}^{\pi^0} \right. \\
 &\quad \left. + \left(a_4 - \frac{1}{2} a_{10} - (a_6 - a_8/2) r_\chi^B \right) X_{\bar{K}_0^{*0} \pi^0}^{\bar{B}^0} + \right. \\
 &\quad \left. a_{11} \left\{ \left(2 - r_\chi^{K_0^*} \right) X_{\bar{B}^0 \pi^0}^{\bar{K}_0^{*0}} + \left(2 + \frac{11}{8} r_\chi^B - \frac{m_B^2 - 7m_{K_0^*}^2}{4m_{K_0^*}^2} \right) X_{\bar{K}_0^{*0} \pi^0}^{\bar{B}^0} \right\} \right]
 \end{aligned}$$

con $r_\chi^M = 2m_M^2/m_b m_s$, para $M = B, K_0^*, K$.

Es de señalarse que los decaimientos $B \rightarrow K_0^* \pi$ están dominados por los términos que involucran la combinación $\lambda_{ts} a_6 f_{K_0^*} / m_s$, mientras que $B \rightarrow f_0 K$ es dominado por $\lambda_{ts} a_6 \tilde{f}_{f_0}^s$. Así las mayores fuentes de error en nuestras predicciones, además de las correspondientes a la NFA provienen de las constantes de decaimiento $f_{K_0^*}$ (mayor del 10%), \tilde{f}_{f_0} (mayor del 10%) [3], λ_{ts} (un 10%) y la masa del quark s (un 10%), principalmente. Los factores de forma que intervienen (principalmente $F_0^{B\pi}$ y F_0^{BK}) son evaluados en $q^2 \approx 0$ y son relativamente bien conocidos [3]. Esto nos produce un error teórico de más del 100%! Por esto nos vemos obligados a extraer estas combinaciones de dos de los propios datos, para predecir el resto. Elegimos ajustar los datos experimentales variando simplemente $f_{K_0^*}$ y $\tilde{f}_{f_0}^s$ para reproducir los valores

experimentales [2, 9] de los decaimientos $B^+ \rightarrow \pi^+ K_0^{*0}$ y $\bar{B}^0 \rightarrow f_0 \bar{K}^0$, respectivamente. Estos dos valores son los mejor medidos y donde las predicciones teóricas son mas limpias. Un ajuste mas riguroso no mejora demasiado los ajustes debido a la pobre calidad de los datos. Hemos obtenido, entonces $f_{K_0^*} = 61 \text{ MeV}$, $\tilde{f}_{f_0}^s = 430 \text{ MeV}$ y $F_0^{Ba} = 0.8$ en el caso de NFA y $f_{K_0^*} = 51 \text{ MeV}$, $\tilde{f}_{f_0}^s = 430 \text{ MeV}$ y $F_0^{Ba} = 0.8$ cuando agregamos las contribuciones del O_{11} . Estos valores están dentro de los rangos permitidos, de acuerdo a la literatura disponible [3]. Por ejemplo para $f_{K_0^*} = 61 \text{ MeV}$ se obtiene $B(\tau \rightarrow K_0^{*0} \nu) = 1.5 \cdot 10^{-5}$, por debajo de la cota experimental de $4 \cdot 10^{-4}$. Con estos valores completamos las tablas adjuntas.

TABLA I. Fracciones de decaimiento para procesos $B \rightarrow PS$ (en unidades de 10^{-6}). Los anchos para el f_0 (señalados con asterisco) corresponden a $B \rightarrow K(f_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$, por lo que los respectivos anchos deben ser extraídos usando $B(f_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (2/3)B(f_0 \rightarrow 2\pi) = 0.53(9)$ [2, 9]. Los anchos señalados con ^a no han sido tomados en cuenta, dado que no han sido confirmados.

Decaimiento	BELLE	BABAR	HFAG	B_{exp}	NFA	NFA+ O_{11}
$K^- f_0(\pi^+ \pi^-)$	$8.78 \pm 0.82 \pm 0.65^{+0.55*}_{-1.64}$	$9.47 \pm 0.97 \pm 0.46^{+0.42*}_{-0.75}$	9(1)*	17(3)	14	13
$\bar{K}^0 f_0(\pi^+ \pi^-)$	$7.60 \pm 1.66 \pm 0.59^{+0.48*}_{-0.67}$	$5.5 \pm 0.7 \pm 0.6 \pm 0.3^*$	5.8(8)*	11(2)	11	11
$\pi^+ K_0^{*0}(K^+ \pi^-)$	$51.6 \pm 1.7 \pm 6.8^{+1.8}_{-3.1}$	$36.6 \pm 1.8 \pm 1.6^{+1.2}_{-1.7} \pm 4.1$	47(5)	47(5)	47	47
$\pi^- K_0^{*+}(K^+ \pi^0)$	$49.7 \pm 3.8 \pm 3.8^{+1.2}_{-4.8}$	$11 \pm 1.5 \pm 0.5 \pm 0.4^a$	50(9)	50(9)	47	41
$\pi^0 K_0^{*0}$	$6.1^{+1.6+0.5^a}_{-1.5-0.6}$	$7.9 \pm 1.5 \pm 2.7^a$	26(10)	26(10)	17	14

TABLA II. Resultados de las razones de acuerdo a las Ecs. (4)

RAZON	EXP	NFA	NFA+ O_{11}	RAZON	EXP	NFA	NFA+ O_{11}
R_1	1.6(3)	1.3	1.2	R_3	1.1(2)	1	0.9
R_2	0.23(5)	0.23	0.23	R_4	0.6(2)	0.4	0.3

TABLA III. Asimetrías para los decaimientos $B \rightarrow PS$.

Decaimiento	BABAR	Belle	PROMEDIO	NFA	NFA+ O_{11}
$K^- f_0(980)$	$0.09 \pm 0.10^{+0.10}_{-0.06}$	$-0.077 \pm 0.065^{+0.046}_{-0.026}$	$-0.026^{+0.068}_{-0.064}$	-0.025	-0.024
$\bar{K}^0 f_0(980)$	$-0.24 \pm 0.31 \pm 0.15$	$-0.23 \pm 0.23 \pm 0.13$	-0.06 ± 0.2	0.0	0.0
$K_0^{*0}(1430)^0 \pi^+$	$-0.064 \pm 0.032^{+0.023}_{-0.026}$	$0.076 \pm 0.038^{+0.028}_{-0.022}$	-0.002 ± 0.029	0.012	-0.004
$K_0^{*0}(1430)^+ \pi^-$	$-0.07 \pm 0.12 \pm 0.08$		-0.07 ± 0.14	-0.09	-0.002
$K_0^{*0}(1430)^0 \pi^0$	$-0.34 \pm 0.15 \pm 0.11$		-0.34 ± 0.19	0.0	-0.001

Es igualmente interesante considerar las relaciones (que en algunos casos pueden darnos relaciones sencillas con la ayuda de isospín) [3]:

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \frac{\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow f_0 K^-)}{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow f_0 \bar{K}^0)} \simeq \left| 1 + \frac{\lambda_{us} a_1}{\lambda_{ts} a_6} \right|^2 \simeq 1 \\
 R_2 &= \frac{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow f_0 \bar{K}^0)}{\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow \pi^- \bar{K}_0^{*0}(1430))} \simeq \left| \frac{2m_f \bar{f}_{f_0}^s}{r_\chi^{K_0^*} m_B f_{K_0^*}} \right|^2 \simeq 0.1 \\
 R_3 &= \frac{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ K_0^{*-}(1430))}{\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow \pi^- \bar{K}_0^{*0}(1430))} \simeq \left| 1 + \frac{\lambda_{us} a_1}{\lambda_{ts} r_\chi^{K_0^*} a_6} \right| \simeq 1 \\
 R_4 &= \frac{\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^0 \bar{K}_0^{*0}(1430))}{\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow \pi^- \bar{K}_0^{*0}(1430))} \\
 &\simeq \frac{1}{2} \left| \frac{a_4 - r_\chi^{K_0^*} a_6 - 1.5a_9 f_\pi / f_{K_0^*}}{a_4 - r_\chi^{K_0^*} a_6} \right|^2 \simeq \frac{1}{2} \quad (4)
 \end{aligned}$$

De esta manera obtenemos la tabla adjunta, para los mismos valores del ajuste anteriormente mencionado.

4. Asimetrías CP

Finalmente es de interés considerar las respectivas asimetrías CP para estos decaimientos [2]. La amplitud de decaimiento

puede escribirse como:

$$\begin{aligned}
 A_{B \rightarrow f_s} &= V_{ub} V_{us}^* T' - V_{tb} V_{ts}^* P' = |T| e^{-i(\gamma - \delta_T)} - |P| e^{i\delta_P} \\
 A_{\bar{B} \rightarrow \bar{f}_s} &= |T| e^{-i(-\gamma - \delta_T)} - |P| e^{i\delta_P} \quad (5)
 \end{aligned}$$

donde $T = V_{ub} V_{us}^* T'$, $P = V_{tb} V_{ts}^* P'$, $r = |P|/|T|$ y $\delta = \delta_P - \delta_T$. De esta forma puede ser calculada la violación directa de CP para los diferentes procesos.

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \bar{\Gamma}(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B \rightarrow f) + \bar{\Gamma}(\bar{B} \rightarrow \bar{f})} = \frac{2r \sin(\delta) \sin(\gamma)}{1 + r^2 - 2r \cos \delta \cos(\gamma)}$$

y las asimetrías dependientes del tiempo (para $f_{CP} = f$, siendo estados propios de CP).

$$\frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(B^0 \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(B^0 \rightarrow f)} = -C_f \cos \Delta m t + S_f \sin \Delta m t$$

$$C_f = -A_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2}, \quad S_f = \frac{2\text{Im}(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2},$$

$$\lambda_{f_s} = e^{2i(\gamma - \beta)} \frac{1 - r e^{-i(\gamma - \delta)}}{1 - r e^{i(\gamma + \delta)}} \quad (6)$$

5. Conclusiones

En el presente trabajo se estudiaron los decaimientos del meson $B \rightarrow K_0^* \pi$, $f_0 K$, dentro del marco de la aproximación ‘Naive factorization’. Nuestras conclusiones son:

1. En general es posible reproducir los datos experimentales, dado el tamaño de los respectivos errores tanto experimentales como en los parámetros de entrada, tanto con como sin incluir la contribución del operador \mathcal{O}_{11} . Es importante señalar que reproducir el patrón de estos decaimientos no es trivial, aún la magnitud del error experimental.
2. De acuerdo con los resultados encontrados el operador \mathcal{O}_{11} produce una contribución importante (del orden del 30 % en los decaimientos a K_0^* , si mantenemos los demás parámetros fijos) comparable a la obtenida en $B \rightarrow K \pi$ [14]. Esto es debido a la presencia de los términos llamados ‘chiral enhancement’ que se hacen presentes aquí también. Igualmente podemos ver cómo las contribuciones del \mathcal{O}_{11} siguen manteniendo las relaciones aproximadas entre los diferentes decaimientos. Sin embargo su inclusión puede ser absorbida dentro de las incertidumbres de los parámetros de entrada (especialmente las constantes de decaimiento), al menos por el momento.
3. En la aproximación NFA las mayores fuentes de error están constituidas por las constantes de decaimiento (dominante), la masa del quark s (realmente la relación $a_6 f_{K_0^*} / m_s$), el factor de forma F^{Ba} , etc. Es importante por lo tanto obtener valores mas precisos para estas, hecho que está intimamente relacionado con un mejor conocimiento de los mesones escalares.
4. La suposición de que la estructura del f_0 es $q\bar{q}$, no puede ser excluida ya que podemos ajustar (usando NFA) los actuales datos experimentales. Esto en parte se debe a que los diagramas de aniquilamiento no contribuyen de manera apreciable [3]. Sin embargo podemos señalar cómo los datos que incluyen f_0 no son tan bien ajustados como los del K_0^* . Es esto una primera indicación de que el f_0 está constituido por cuatro quarks mientras los K_0^* son sólo dos [1]?
5. Es importante conformar, solidificar y ampliar los datos experimentales para poder hacer pruebas mas rigurosas de estas y otras predicciones. Igualmente es de gran ayuda reducir la incertidumbre en los parámetros de entrada involucrados.
6. Respecto a los resultados obtenidos para las asimetrías directas de CP , que se muestran en la Tabla III, observamos que son consistentes con cero. De nuevo NFA es consistente con estos resultados experimentales.

Agradecimientos

Los autores expresan su agradecimiento al Instituto de Física de la Universidad de Guanajuato IFUG, a los doctores José Luis Lucio y a David Delepine por su hospitalidad y por las discusiones que de una u otra manera han contribuido al desarrollo del presente trabajo.

Apéndice

Definiciones.

$$\begin{aligned}
 X_{B^- f_0}^{K^-} &= \langle K^- | (\bar{u}s)_L | 0 \rangle \langle f_0 | (\bar{u}b)_L | B^- \rangle = f_K (m_B^2 - m_{f_0}^2) F_0^{B^- f_0} (m_\pi^2) = f_K \frac{F_0^{\bar{B}^0 a_0^+} (m_K^2)}{\sqrt{2}} (m_B^2 - m_{f_0}^2) \sin \phi_S \\
 X_{B^0 f_0}^{\bar{K}^0} &= \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d)_L | 0 \rangle \langle f_0 | (\bar{d}b)_L | \bar{B}^0 \rangle = f_K (m_B^2 - m_{f_0}^2) F_0^{\bar{B}^0 f_0} (m_K^2) = f_K \frac{F_0^{\bar{B}^0 a_0^+} (m_K^2)}{\sqrt{2}} (m_B^2 - m_{f_0}^2) \sin \phi_S \\
 X_{B^0 \pi^+}^{K_0^{*-}} &= \langle K_0^{*-} | (\bar{s}u)_L | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\bar{u}b)_L | \bar{B}^0 \rangle = f_{K_0^{*-}} (m_B^2 - m_\pi^2) F_0^{\bar{B}^0 \pi^+} (m_{K_0^*}^2) = -f_{K_0^{*-}} (m_B^2 - m_\pi^2) F_0^{B^0 \pi^-} (m_{K_0^*}^2) \\
 X_{B^- \pi^-}^{\bar{K}_0^{*0}} &= \langle \bar{K}_0^{*0} | (\bar{s}d)_L | 0 \rangle \langle \pi^- | (\bar{d}b)_L | B^- \rangle = f_{\bar{K}_0^{*0}} (m_B^2 - m_\pi^2) F_0^{\bar{B}^- \pi^-} (m_{K_0^*}^2) = -f_{\bar{K}_0^{*0}} (m_B^2 - m_\pi^2) F_0^{B^0 \pi^-} (m_{K_0^*}^2) \\
 X_{B^- \pi^0}^{K_0^{*-}} &= \langle K_0^{*-} | (\bar{s}u)_L | 0 \rangle \langle \pi^0 | (\bar{u}b)_L | B^- \rangle = f_{K_0^{*-}} (m_B^2 - m_{\pi^0}^2) F_0^{B^- \pi^0} (m_{K_0^*}^2) = -f_{K_0^{*-}} \frac{F_0^{B^0 \pi^-} (m_\pi^2)}{\sqrt{2}} \\
 X_{B^0 \bar{K}_0^{*0}}^{\pi^0} &= \langle \pi^0 | (\bar{u}u)_L | 0 \rangle \langle \bar{K}_0^{*0} | (\bar{s}b)_L | \bar{B}^0 \rangle = \frac{f_\pi}{\sqrt{2}} (m_B^2 - m_{K_0^*}^2) F_0^{\bar{B}^0 \bar{K}_0^{*0}} (m_\pi^2) = \frac{f_\pi}{\sqrt{2}} (m_B^2 - m_{K_0^*}^2) r_{K\pi} F_0^{\bar{B}^0 a_0^+} (m_\pi^2) \\
 X_{B^0 \pi^0}^{\bar{K}_0^{*0}} &= \langle \bar{K}_0^{*0} | (\bar{s}d)_L | 0 \rangle \langle \pi^0 | (\bar{d}b)_L | \bar{B}^0 \rangle = f_{\bar{K}_0^{*0}} (m_B^2 - m_{\pi^0}^2) F_0^{\bar{B}^0 \pi^0} (m_{K_0^*}^2) = f_{\bar{K}_0^{*0}} (m_B^2 - m_\pi^2) \frac{F_0^{B^0 \pi^-} (m_\pi^2)}{\sqrt{2}} \\
 \tilde{X}_{B^- \pi^-}^{f_0 d} &= \langle f_0 | \bar{d}d | 0 \rangle \langle \pi^- | \bar{d}b | B^- \rangle = m_S \bar{f}_{f_0}^d \frac{m_B^2 - m_\pi^2}{m_b - m_d} F_0^{B^- \pi^-} (m_{f_0}^2) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{m_B^2 - m_\pi^2}{m_b - m_d} m_{f_0} \bar{f}_{f_0}^n F_0^{B^0 \pi^-} (m_{f_0}^2) \\
 X_{B^0 \bar{K}_0^{*0}}^{\pi^0} &= \langle \pi^0 | (\bar{u}u)_L | 0 \rangle \langle \bar{K}_0^{*0} | (\bar{s}b)_L | \bar{B}^0 \rangle = \frac{f_\pi}{\sqrt{2}} (m_B^2 - m_{K_0^*}^2) F_0^{\bar{B}^0 \bar{K}_0^{*0}} (m_\pi^2) = \frac{f_\pi}{\sqrt{2}} (m_B^2 - m_{K_0^*}^2) r_{K\pi} F_0^{\bar{B}^0 a_0^+} (m_\pi^2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
X_{\bar{B}^0\pi^0}^{\bar{K}^*0} &= \langle K_0^{*0} | (\bar{s}d)_L | 0 \rangle \langle \pi^0 | (\bar{d}b)_L | \bar{B}^0 \rangle = f_{K_0^{*0}} (m_B^2 - m_{\pi^0}^2) F_0^{\bar{B}^0\pi^0} (m_{K_0^{*0}}^2) = f_{K_0^{*0}} (m_B^2 - m_{\pi^0}^2) \frac{F_0^{\bar{B}^0\pi^0} (m_{K_0^{*0}}^2)}{\sqrt{2}} \\
\tilde{X}_{B^-\pi^-}^{f_0d} &= \langle f_0 | \bar{d}d | 0 \rangle \langle \pi^- | \bar{d}b | B^- \rangle = m_S \bar{f}_{f_0}^d \frac{m_B^2 - m_{\pi^-}^2}{m_b - m_d} F_0^{B^-\pi^-} (m_{f_0}^2) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{m_B^2 - m_{\pi^-}^2}{m_b - m_d} m_{f_0} \bar{f}_{f_0}^d F_0^{B^-\pi^-} (m_{f_0}^2) \\
\tilde{X}_{B^-\bar{K}^-}^{f_0s} &= \langle f_0 | \bar{s}s | 0 \rangle \langle K^- | \bar{s}b | B^- \rangle = m_{f_0} \bar{f}_{f_0}^s \frac{m_B^2 - m_{K^-}^2}{m_b - m_s} F_0^{B^-\bar{K}^-} (m_{f_0}^2) = \frac{m_B^2 - m_{K^-}^2}{m_b - m_s} r_{K\pi} m_{f_0} \bar{f}_{f_0}^s F_0^{B^-\bar{K}^-} (m_{f_0}^2) \\
\tilde{X}_{\bar{B}^0\bar{K}^0}^{f_0s} &= \langle f_0 | \bar{s}s | 0 \rangle \langle \bar{K}^0 | \bar{s}b | \bar{B}^0 \rangle = m_{f_0} \bar{f}_{f_0}^s \frac{m_B^2 - m_{\bar{K}^0}^2}{m_b - m_s} F_0^{\bar{B}^0\bar{K}^0} (m_{f_0}^2) = \tilde{X}_{B^-\bar{K}^-}^{f_0s} \tag{A.1}
\end{aligned}$$

Para el caso de aniquilamiento

$$\begin{aligned}
X_{f_0K^-}^{B^-} &= \langle f_0 K^- | (\bar{s}u)_L | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}b)_L | B^- \rangle = -f_B (m_S^2 - m_K^2) F_0^{f_0K^-} (m_B^2) \\
X_{\bar{K}^0f_0}^{\bar{B}^0} &= \langle \bar{K}^0 f_0 | (\bar{s}d)_L | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{d}b)_L | \bar{B}^0 \rangle = -f_B (m_{f_0}^2 - m_K^2) F_0^{\bar{K}^0f_0} (m_B^2) = X_{K^-f_0}^{B^-} \\
X_{K_0^{*0}\pi^+}^{\bar{B}^0} &= \langle K_0^{*0} \pi^+ | (\bar{s}d)_L | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{d}b)_L | \bar{B}^0 \rangle = -f_B (m_{K^*}^2 - m_{\pi^+}^2) F_0^{K_0^{*0}\pi^+} (m_B^2) \\
X_{K_0^{*0}\pi^-}^{B^-} &= \langle \bar{K}^*0 \pi^- | (\bar{s}u)_L | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}b)_L | B^- \rangle = -f_B (m_{K^*}^2 - m_{\pi^-}^2) F_0^{\bar{K}^*0\pi^-} (m_B^2) \\
X_{K_0^{*0}\pi^0}^{B^-} &= \langle K_0^{*0} \pi^0 | (\bar{s}u)_L | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}b)_L | B^- \rangle = -f_B (m_{K^*}^2 - m_{\pi^0}^2) F_0^{K_0^{*0}\pi^0} (m_B^2) \\
X_{\bar{K}^0\pi^0}^{\bar{B}^0} &= \langle \bar{K}^*0 \pi^0 | (\bar{s}d)_L | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{d}b)_L | \bar{B}^0 \rangle = -f_B (m_{K^*}^2 - m_{\pi^0}^2) F_0^{\bar{K}^*0\pi^0} (m_B^2) \tag{A.2}
\end{aligned}$$

$$r_{K\pi} = F^{BK} / F^{B\pi} \simeq f_K / f_{\pi} \simeq 1.21 \tag{A.3}$$

1. F.E. Close y N.A. Tornqvist, *J. Phys. G* **28** (2002) R249 [arXiv:hep-ph/0204205]; C. McNeile y C. Michel [UKQCD Collaboration], *Phys. Rev D* **74** (2006) 014508 [arXiv:hep-lat/0604009]
2. W.M. Yao *et al.* [Particle Data Group], *J. Phys. G* **33** (2006) 1; pdgl.lbl.gov.
3. H.Y. Cheng, C.K. Chua y K.C. Yang, *Phys. Rev. D* **73** (2006) 014017 [arXiv:hep-ph/0508104]; H. Cheng y K. Yang, *Phys. Rev. D* **71** (2005) 054020 [hep-ph/0501253]; C. Chen, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 094011 [hep-ph/0302059]; D. Delepine, J.L. Lucio M. y C.A. Ramirez, *Eur. Phys. J. C* **45** (2006) 693 [arXiv:hep-ph/0501022]; P. Minkowski y W. Ochs, *Eur. Phys. J. C* **39** (2005) 71 [hep-ph/0404194]; Y. Shen, W. Wang, J. Zhu y C. Lü, hep-ph/0610380; W. Wang, Y. Shen, Y. Li y C. Lü, *Phys. Rev. D* **74** (2006) 114010 [hep-ph/0609082].
4. B. El-Bennich, A. Furman, R. Kaminski, L. Lesniak y B. Loiseau, [arXiv:hep-ph/0608205]; H. Cheng, C. Chua y A. Soni, hep-ph/0704.1049.
5. A.K. Giri, B. Mawlong y R. Mohanta, [arXiv:hep-ph/0608088]; R. Fleischer, hep-ph/0507156.
6. B. Aubert *et al.* [BABAR coll.], *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 041802 [hep-ex/0406040].
7. G. Sciolla [BABAR Coll.], *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **156** (2006) 16 [arXiv:hep-ex/0509022].
8. S. Laplace y V. Shelkov, *Eur. Phys. J. C* **22** (2001) 431 [arXiv:hep-ph/0105252]; M. Suzuki, *Phys. Rev. D* **65** (2002) 097501 [arXiv:hep-ph/0202222]; A.S. Dighe y C.S. Kim, *Phys. Rev. D* **62** (2000) 111302 [arXiv:hep-ph/0004244]
9. E. Barbeiro *et al.* [Heavy Flavor Averaging Group (HFAG)], [arXiv:hep-ex/0603003]; www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/; H.F.A. Group, arXiv:0704.3575 [hep-ex]; B. Aubert *et al.* [BABAR coll.], *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 201802 [hep-ex/0608005]; A. Garmash *et al.* [Belle coll.], *Phys. Rev. D* **75** (2007) 012006 [hep-ex/0610081]; B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], arXiv:hep-ex/0408073.
10. P. Ball *et al.* [arXiv:hep-ph/0003228]. lhcb.web.cern.ch/lhcb/; A. G. Akeroyd *et al.* [arXiv:hep-ex/0406071].
11. A. Ali, G. Kramer y C.D. Lu, *Phys. Rev. D* **58** (1998) 094009 [arXiv:hep-ph/9804363]; Y.H. Chen, H.Y. Cheng, B. Tseng y K. C. Yang, *Phys. Rev. D.* **60** (1999) 094014. [arXiv:hep-ph/9903453]; G. Buchala, A.J. Buras y M.E. Lautenbacher, *Rev. Mod. Phys.* **68** (1996) 1125. [arXiv:hep-ph/9512380].
12. H.Y. Cheng, C.K. Chua y A. Soni, *Phys. Rev. D* **71** (2005) 014030 [arXiv:hep-ph/0409317]; S. Fajfer, T.N. Pham y A. Prapotnik Brdnik, *Phys. Rev. D* **72** (2005) 114001 [arXiv:hep-ph/0509085].
13. M. Beneke y M. Neubert, *Nucl. Phys. B* **675** (2003) 333. [arXiv:hep-ph/308039]; M. Beneke, G. Buchala, M. Neubert y C.T. Sachrajda, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1914. [arXiv:hep-ph/9905312]; T. Feldmann, hep-ph/0610192; C. Bauer, D. Pirjol, I. Rothstein y I. Stewart, *Phys. Rev. D* **70** (2004) 054015

- [hep-ph/0401188]; Y.Y. Keum y A.I. Sanda, *Phys. Rev. D* **67** 054009 (2003). [arXiv:hep-ph/0209014]; A. Khodjamirian, Invited talk at *Workshop on Theory, Phenomenology and Experiments in Heavy Flavor Physics*, Capri, Italy, 29-31 May 2006. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **163** (2007) 139 [hep-ph/0607347]; M. Suzuki y L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* **60** (1999) 074019; J. Donoghue, E. Golowich, A. Petrov y J. Soares, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 2178.
14. N.G. Deshpande, Xiao-Gang He y J. Trampetit, *Phys. Lett. B* **377** (1996) 161 [arXiv:hep-ph/9509346]; A. Kagan, A.Petrov [arXiv:hep-ph/9707354]
15. K. Maltman, *Phys. Lett. B* **462** (1999) 14 [hep-ph/9906267]; Y. Meurice, *Phys. Rev. D* **36** (1987) 2780; *Mod. Phys. Lett. A* **2** (1987) 699; C.M. Shakin y H. Wang, *Phys. Rev. D* **63** (2001) 074017; F. De Fazio y M.R. Pennington, *Phys. Lett. B* **521** (2001) 15 [arXiv:hep-ph/0104289].
16. A. Deandrea y A.D. Polosa, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 216 [arXiv:hep-ph/0008084]; N. Paver y Riazuddin, arXiv:hep-ph/0107330.