



Acta Universitaria

ISSN: 0188-6266

actauniversitaria@ugto.mx

Universidad de Guanajuato

México

Delepine, David; Ramirez, Carlos A.; Jaramillo Avila, Benjamín Raziel

Asimetrías de CP en Mesones B y Física Nueva

Acta Universitaria, vol. 19, núm. 2, septiembre, 2009, pp. 22-27

Universidad de Guanajuato

Guanajuato, México

Disponible en: <http://www.redalyc.org/articulo.oa?id=41612893003>

- Cómo citar el artículo
- Número completo
- Más información del artículo
- Página de la revista en redalyc.org

redalyc.org

Sistema de Información Científica

Red de Revistas Científicas de América Latina, el Caribe, España y Portugal

Proyecto académico sin fines de lucro, desarrollado bajo la iniciativa de acceso abierto

## Asimetrías de CP en Mesones B y Física Nueva

David Delepine\*, Carlos A. Ramírez\*\* y Benjamín Raziel Jaramillo Avila\*.

### RESUMEN

La colaboración BELLE reportó violación de CP (C, conjugación de carga y P, paridad) en decaimientos directos de mesones B en kaones y piones. Sin embargo las asimetrías de CP medidas en el decaimiento  $B^{\pm} \rightarrow K^{\pm}\pi^0$  y en el decaimiento del  $\bar{B}^0 \rightarrow K^{\pm}\pi^{\mp}$  resultan muy diferentes una de la otra cuando se esperaría que dentro del Modelo Estándar (que unifica las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes), en cierta aproximación las asimetrías de CP deberían tener el mismo signo y valores muy cercanos. En este trabajo, se estudia cómo se tiene que modificar el Modelo Estándar de las interacciones fundamentales para explicar las observaciones de BELLE. Nuestro análisis es independiente de modelo. Demostramos que no se puede reproducir los resultados de BELLE si solamente se modifican las fases de los coeficientes de Wilson que describen esos procesos.

### ABSTRACT

BELLE collaboration measured CP violation (C for charge conjugation and P for parity) in direct meson B decays into K and Pi mesons. But these CP asymmetries measured in  $B^{\pm} \rightarrow K^{\pm}\pi^0$  and in  $\bar{B}^0 \rightarrow K^{\pm}\pi^{\mp}$  are very different from their expected values within the standard model of the fundamental interactions which unifies the electromagnetic, weak and strong interactions. Within this model, one expects that both CP asymmetries should be much closer and should have the same sign. In this work, we study how this standard model should be modified to reproduce the experimental measures for the CP asymmetries as done by BELLE Collaboration. It is important to stress that our approach is model independent. We show that it is not possible to reproduce BELLE measurements by only changing the phases of the Wilson coefficients which describe these processes.

Recibido: 15 de Junio de 2009  
Aceptado: 4 de Septiembre de 2009

### INTRODUCCIÓN

La búsqueda de nuevas interacciones y de Física Nueva que los modelos existentes no pueden explicar es el Grial de todos los Fisicos. La Física Nueva o Física más allá del modelo estándar de las interacciones fundamentales podría abrirnos una multitud de aplicaciones y tener implicaciones para todas las áreas del conocimiento. También podría cambiar nuestra manera de pensar y de actuar en la vida diaria. Mirando el siglo pasado encontramos varias revoluciones científicas, por ejemplo, la teoría de la Relatividad de Einstein y la Mecánica Cuántica, que no solamente nos llevaron a nuevos descubrimientos, también cambiaron para siempre los paradigmas científicos y sociales que mueven nuestro mundo y nuestra sociedad.

En este trabajo queremos explorar la ventana a la Física Nueva que resulta del estudio experimental sobre los canales de decaimiento de los mesones B y sus asimetrías de CP. Durante ya más de veinte años el Modelo Estándar de las interacciones fundamentales ha sobrevivido a todas las pruebas experimentales a las que ha sido sometido para descubrir Física más allá del Modelo Estándar. Esto es al mismo tiempo algo muy frustrante y muy halagador para los fisicos que trabajan en Física de altas energías. Eso significa que las ideas sobre las cuales se basa el Modelo Estándar tienen que tener algo que ver con la realidad de la naturaleza. Hasta la fecha, los indicios que nos obligan a buscar Física Nueva son muy pocos. El principal indicio que nos obliga a reconocer que el Modelo Estándar no puede explicar todo es el

#### Palabras clave:

Mesones B; Violación de CP; Asimetría de CP; Modelo Estándar; Física más allá del modelo estándar.

#### Keywords:

B mesons; CP violation; CP asymmetry; standard model; Beyond Standard Model.

\* División de Ciencias e Ingenierías del Campus León. Universidad de Guanajuato. Loma del Bosque 103. Colonia Loma del campestre. 37150 León, Gto. Tel: 477-7885100 ext 8424. Correo electrónico: delepine@axtel.net

\*\* Universidad Industrial de Santander. Escuela de Física, A.A. 678. Bucaramanga, Colombia.

hecho que el Universo tiene más materia que anti-materia. La existencia de esta asimetría bariónica del Universo es todavía uno de los misterios de la naturaleza. Se sabe desde 1967 que para producir dinámicamente una asimetría entre materia y anti-materia es necesario cumplir las tres condiciones de Sakharov (Sakharov, 1967):

- Las interacciones tienen que violar el número bariónico.
- Las interacciones tienen que violar la conjugación de carga (C) y la combinación de la conjugación de carga con la paridad (CP).
- En algunos momentos de su historia, el Universo tuvo que estar a fuera de equilibrio térmico.

Es muy sorprendente que el modelo de las interacciones electro débiles y fuertes (modelo de Glashow-Salam-Weinberg) que llamamos Modelo Estándar, y unifica tres de las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza, y tiene la potencialidad de cumplir con las tres condiciones de Sakharov (Cohen, 1993). Las interacciones electrodébiles violan el número bariónico mediante soluciones topológicamente no-triviales (istantones) ('t Hooft, 1976, 1978), C y CP son violadas mediante la fase compleja que aparece en la matriz de mezcla de los quarks, la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (Cabibbo, 1963) (Kobayashi, 1973). De hecho, es un resultado increíble del Modelo Estándar que todas las mediciones de asimetrías CP en mesones K y B pueden ser explicadas usando como única fuente de violación de CP la fase de la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Desafortunadamente, esta fuente de violación de CP no es suficiente para producir la asimetría bariónica del Universo (Gavela, 1994) (Riotto, 1999). Eso significa que se necesita Física Nueva o Nuevas Interacciones que permitirían explicar la formación de la asimetría bariónica del Universo.

En 2008, la colaboración BELLE (colaboración BELLE, 2008) reportó nuevos resultados experimentales en la medición de asimetría de CP en los decaimientos del mesón  $\bar{B}^0$  en los mesones  $K^-$  y  $\pi^+$ ; y del mesón  $B^-$  en los mesones  $K^-$  y  $\pi^0$ .

$$\frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) - \Gamma(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) + \Gamma(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)} \equiv A_{CP}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) = -0.094 \pm 0.018 \pm 0.008;$$

$$\frac{\Gamma(B^- \rightarrow K^- \pi^0) - \Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0)}{\Gamma(B^- \rightarrow K^- \pi^0) + \Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0)} \equiv A_{CP}(B^- \rightarrow K^- \pi^0) = 0.07 \pm 0.03 \pm 0.01.$$

Dentro del Modelo Estándar, en cierta aproximación, se espera que las dos asimetrías sean muy cercanas una de la otra en vista de que el contenido de quarks de los mesones que participan en los dos decaimientos es muy similar. Los dos decaimientos son muy parecidos y el resultado esperado para las mediciones era:

$$A_{CP}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) \approx A_{CP}(B^- \rightarrow K^- \pi^0).$$

La intuición que sugiere valores parecidos para estas dos asimetrías se basa en aproximaciones sobre el Modelo Estándar, pero hay efectos que no se incluyen en estas aproximaciones. Los efectos del Modelo Estándar que son difíciles de incluir provienen de las interacciones fuertes que sufren

los quarks, producen la formación de hadrones e interacciones entre los hadrones mismos. La aproximación al problema que sugiere:  $A_{CP}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) \approx A_{CP}(B^- \rightarrow K^- \pi^0)$  consiste en tratar a los quarks constituyentes de los mesones como estados libres y considerar los procesos que nos llevan de los quarks constituyentes iniciales a los quarks constituyentes finales. En esta aproximación se desprecian los efectos de formación de hadrones salvo por la restricción de que los "hadrones" formados de quarks libres deben tener color neutro, tal como sucede con los hadrones reales. En esta aproximación los procesos  $B^0 \rightarrow K^- \pi^+$  y  $B^- \rightarrow K^- \pi^+$  son muy parecidos, pues en los diagramas de uno de los decaimientos solo se debe remplazar un quark  $u$  por un quark  $d$ , simetría aproximada de isospin.

- Un mesón  $B^-$  está compuesto por un quark  $b$  y un quark  $\bar{u}$ , y tiene carga eléctrica -1, su masa es de: 5279 MeV.
- Un mesón  $\bar{B}^0$  está compuesto de los quarks  $b$  y  $\bar{d}$ , y tiene carga eléctrica cero, su masa es de: 5280 MeV.
- Un mesón  $K^-$  está formado por los quarks  $s$  y  $\bar{u}$  y tiene carga eléctrica -1, su masa es de: 494 MeV.
- Un mesón  $\pi^0$  está formado por los quarks  $u$  y  $\bar{u}$ , su carga eléctrica es cero, su masa es de: 135 MeV.
- Un mesón  $\pi^+$  está constituido de los quarks  $u$  y  $\bar{d}$  y su carga eléctrica es +1, su masa es de: 140 MeV.

Entonces en términos de quarks libres el decaimiento  $B^- \rightarrow K^- \pi^+$  es:  $b\bar{u} \rightarrow s\bar{u}u$  y  $B^0 \rightarrow K^- \pi^+$  es:  $b\bar{d} \rightarrow s\bar{u}u$ . Entonces en términos de quarks la única diferencia entre los dos decaimientos es que un quark  $\bar{u}$  en  $B^- \rightarrow K^- \pi^+$  es remplazado por  $\bar{d}$

en  $\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . Como podemos ver a partir de los diagramas de Feynman (ver figura 1) que contribuyen a los dos decaimientos, la diferencia entre los dos procesos viene de decaimiento suprimido por color o suprimido por las interacciones débiles mediante el intercambio de un boson Z.

Entonces, las mediciones de esas asimetrías de CP por parte de la colaboración BELLE se pueden ver como un indicio de la necesidad de ir mas allá del modelo estándar y buscar nuevas fuentes de violación de CP (modelos de Gran Unificación, modelos con dimensiones extra,...). Por eso, en las secciones siguientes, vamos primero calcular las amplitudes de decaimientos respectivos usando las reglas estándares de QCD usando el hamiltoniano efectivo quien describe esas interacciones. Después, vamos a suponer que tenemos nuevas fuentes de violación de CP, lo que se refleja con cambios de fase en los parámetros del hamiltoniano efectivo que se obtuvo en la sección anterior y se estudiara cuales son los cambios de fases que se necesita para reproducir los resultados de BELLE.

## HAMILTONIANO EFECTIVO

Muchos de los diagramas de órdenes mas bajos que hacen las transiciones  $b\bar{u} \rightarrow s\bar{u}u\bar{u}$  y  $b\bar{d} \rightarrow s\bar{u}u\bar{d}$  contienen un quark espectador  $\bar{u}$  o  $\bar{d}$ . Es decir que algunos de los diagramas son en realidad un diagrama  $b \rightarrow s\bar{u}u$  junto con un quark espectador  $\bar{u}$  para  $b\bar{u} \rightarrow s\bar{u}u\bar{u}$  o un quark espectador  $\bar{d}$  para  $b\bar{d} \rightarrow s\bar{u}u\bar{d}$ .

Los diagramas de pingüino electrodébil tienen contribuciones diferentes para los dos procesos debido a la supresión de color, es decir, el requisito de que los meso-

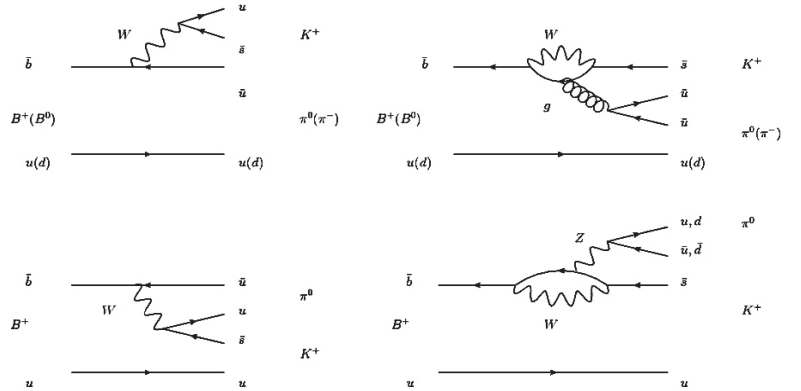


Figura 1. Diagramas de Feynman contribuyendo a los procesos bajo estudios.

nes finales sean estados neutros de color es diferente para los dos porque en el decaimiento de  $B^-$  hay dos quarks  $\bar{u}$  finales y no solo uno, como en el caso de  $\bar{B}^0$ .

Calcular las asimetrías directas de CP para un decaimiento se puede hacer a través de las amplitudes. Estas cantidades son descritas por un operador, el hamiltoniano efectivo, y por los vectores de estado iniciales y finales. Se trabajará en una aproximación en la cual el hamiltoniano efectivo,  $\hat{O}_{\text{Hamilton.Efectivo}}$ , tiene la forma siguiente:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[ \lambda_{us} (C_1(\mu)\hat{O}_1 + C_2(\mu)\hat{O}_2) + \lambda_{ts} \left( \sum_{i=3}^{10} C_i(\mu)\hat{O}_i \right) \right] + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[ \lambda_{us} (C_1(\mu)\hat{O}_1 + C_2(\mu)\hat{O}_2) + \lambda_{ts} \left( \sum_{i=3}^{10} C_i(\mu)\hat{O}_i \right) \right]^\dagger$$

$G_F$  es una constante, la constante de Fermi, y  $V_{\beta\gamma}^* V_{\beta s} \equiv \lambda_{\beta s} = \lambda_{\beta s}$  con  $\beta = u, c, t$ . Los  $V_{ij}$  son los elementos de la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Los  $\hat{O}_i$  son operadores que dependen de los operadores de quarks que aparecen como partículas finales e iniciales en los diagramas que realizan la transición de los procesos. En este caso los quarks que aparecen en los operadores son:  $b, s, u, u$ . A continuación se presentan los operadores  $\hat{O}_i$ :

$$\begin{aligned} \hat{O}_1 &\equiv (\bar{u}\gamma_\mu P_L b)(\bar{s}\gamma^\mu P_L u), & \hat{O}_2 &\equiv (\bar{u}_k\gamma_\mu P_L b_j)(\bar{s}_j\gamma^\mu P_L u_k) \\ \hat{O}_3 &\equiv (\bar{s}^-\gamma_\mu P_L b)(\bar{u}\gamma^\mu P_L u), & \hat{O}_4 &\equiv (\bar{s}_j^-\gamma_\mu P_L b_k)(\bar{u}_k\gamma^\mu P_L u_j) \\ \hat{O}_5 &\equiv (\bar{s}^-\gamma_\mu P_L b)(\bar{u}\gamma^\mu P_R u), & \hat{O}_6 &\equiv (\bar{s}_j^-\gamma_\mu P_L b_k)(\bar{u}_k\gamma^\mu P_R u_j) \\ \hat{O}_7 &\equiv \frac{3}{2}e_s(\bar{s}\gamma_\mu P_L b)(\bar{u}\gamma^\mu P_R u), & \hat{O}_8 &\equiv \frac{3}{2}e_s(\bar{s}_j\gamma_\mu P_L b_k)(\bar{u}_k\gamma^\mu P_R u_j) \\ \hat{O}_9 &\equiv \frac{3}{2}e_s(\bar{s}\gamma_\mu P_L b)(\bar{u}\gamma^\mu P_L u), & \hat{O}_{10} &\equiv \frac{3}{2}e_s(\bar{s}_j\gamma_\mu P_L b_k)(\bar{u}_k\gamma^\mu P_L u_j). \end{aligned}$$

Los  $C_i$  son números complejos, llamados coeficientes de Wilson, que dependen de una energía  $\mu$ . Para calcular los coeficientes de Wilson es necesario sumar los operadores de los diagramas que describen los decaimientos, factorizar los operadores estándar  $\hat{O}_i$  y evaluar los coeficientes que los multiplican a estos operadores. Para evaluar estos coeficientes en algunos casos es necesario evaluar integrales de lazo. Las regiones de integración en el espacio de cuadrimentos ( $k$ ) son:  $\mu^2 \leq k^2 \leq m_w^2$ , donde  $\mu$  es la escala de renormalización. Varios diagramas pueden contribuir a un coeficiente de Wilson y cada diagrama puede contribuir a varios coeficientes. Se puede hacer un mapa que diga cuales diagramas contribuyen a cada coeficiente.

Los operadores  $\hat{O}_1$  y  $\hat{O}_2$  tienen contribuciones de los diagramas de árbol, mientras que  $\hat{O}_3, \dots, \hat{O}_6$  tienen contribuciones de los diagramas con lazos y gluones. Los operadores  $\hat{O}_7, \dots, \hat{O}_{10}$  tienen contribuciones de los diagramas de caja y de los diagramas electrodébiles con lazo.

Los coeficientes de Wilson para  $b \rightarrow suu$  se tomarán de la literatura (Chen, 1999).

El cálculo de las amplitudes a partir del hamiltoniano efectivo se hace en la aproximación de factorización. Las amplitudes son:

$$A_{\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+} = \langle K^- \pi^+ | \hat{O}_{\text{Hamiltoniano efectivo}} | \bar{B}^0 \rangle,$$

$$A_{B^- \rightarrow K^- \pi^0} = \langle K^- \pi^0 | \hat{O}_{\text{Hamiltoniano efectivo}} | B^- \rangle.$$

El siguiente paso consiste en substituir el operador hamiltoniano efectivo en las amplitudes, luego se usa el teorema de Fierz sobre las matrices de Gell-Mann.

Lo siguiente es separar el producto escalar (del estado inicial con cada operador de cuatro quarks del hamiltoniano efectivo actuando sobre el estado final) en el producto de dos productos escalares. Ahora se toma cada operador de cuatro quarks y se inser-

tan uno o dos estados  $\hat{O}_2$  para formar dos productos escalares que no se anulan si tratamos a los estados de mesones finales e iniciales como estados formados por los quarks que constituyen a los mesones. Es importante notar que aunque el hamiltoniano efectivo depende de la escala  $\mu$ , las amplitudes finales no.

Las amplitudes para los dos decaimientos quedan:

$$A_{\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+} = \lambda_{ud} a_1 X_{\bar{B}^0 \pi^+}^{K^-} - \lambda_{ts} \left[ (a_4 + a_{10} + (a_6 + a_8) r_\chi^K) X_{\bar{B}^0 \pi^+}^{K^-} + \left( a_4 - \frac{a_{10}}{2} + \frac{(2a_6 - a_8) m_{B^0}^2}{(m_b + m_d)(m_s - m_d)} \right) X_{\pi^+ K^-}^{\bar{B}^0} \right]$$

y

$$A_{B^- \rightarrow K^- \pi^0} = \lambda_{ud} \left( a_1 (X_{B^- \pi^0}^{K^-} + X_{K^- \pi^0}^{B^-}) + a_2 X_{B^- K^-}^{\pi^0} \right) - \lambda_{ts} \left[ (a_4 + a_{10} + (a_6 + a_8) r_\chi^K) X_{B^- \pi^0}^{K^-} + \left( a_4 + a_{10} + \frac{(2a_6 + a_8) m_{B^-}^2}{(m_b + m_u)(m_s - m_u)} \right) X_{\pi^0 K^-}^{B^-} + \frac{3}{2} (a_9 - a_7) X_{B^- K^-}^{\pi^0} \right]$$

En la amplitud del decaimiento del mesón neutral se usó:

$$X_{\bar{B}^0 \pi^+}^{K^-} = \langle K^- | \bar{s} \gamma^\mu P_L u | vac \rangle \langle \pi^+ | \bar{u} \gamma_\mu P_L b | \bar{B}^0 \rangle$$

$$= -i f_K (m_{B^0}^2 - m_{\pi^+}^2) F_0^{B^0 \pi^-}(0),$$

$$X_{K^- \pi^+}^{\bar{B}^0} = \langle K^- \pi^+ | \bar{s} \gamma^\mu P_L d | vac \rangle \langle vac | \bar{d} \gamma_\mu P_L b | \bar{B}^0 \rangle$$

$$= -i f_B (m_{K^-}^2 - m_{\pi^+}^2) r_{K\pi} F_\pi(m_{B^0}^2).$$

Además se usaron:  $r_\chi^K = 2m_K^2 / (m_b(m_s + \hat{m}))$ , donde  $\hat{m} = (m_u + m_d) / 2$ . También se definieron:  $F_0^{B^0 \pi^-}(0) = 0.25$  y  $F_\pi(m_{B^-}^2) = 8\pi\alpha_s f_\pi^2 / m_{B^-}^2$ . Estas dos cantidades se llaman factores de forma. El valor de  $F_0^{B^0 \pi^-}(0)$  se obtiene de un ajuste (Ball, 2005). En cambio  $F_\pi(m_{B^-}^2) = 8\pi\alpha_s f_\pi^2 / m_{B^-}^2$  se toma de QCD perturbativo (Zheng-Tao Wei, 2002).

Para el decaimiento del mesón cargado se usó además:

$$X_{B^- \pi^+}^{K^-} = \langle K^- | \bar{s} \gamma^\mu P_L u | vac \rangle \langle \pi^0 | \bar{u} \gamma_\mu P_L b | B^- \rangle$$

$$= -i \frac{f_K}{\sqrt{2}} (m_{B^-}^2 - m_{K^-}^2) r_{K\pi} F_0^{B^0 \pi^-}(0),$$

$$X_{K^- \pi^0}^{B^-} = \langle K^- \pi^0 | \bar{s} \gamma^\mu P_L u | vac \rangle \langle vac | \bar{u} \gamma_\mu P_L b | B^- \rangle$$

$$= -i \frac{f_B}{\sqrt{2}} (m_{\pi^0}^2 - m_{K^-}^2) r_{K\pi} F_\pi(m_{B^-}^2),$$

$$X_{B^- K^-}^{\pi^0} = \langle \pi^0 | \bar{u} \gamma^\mu P_L u | vac \rangle \langle K^- | \bar{s} \gamma_\mu P_L b | B^- \rangle$$

$$= -i \frac{f_\pi}{\sqrt{2}} (m_{B^-}^2 - m_{K^-}^2) r_{K\pi} F_0^{B^0 \pi^-}(0).$$

Las literales  $a_i$  son función únicamente de los coeficientes de Wilson  $C_i$  para  $b \rightarrow suu$  y del número de colores de QCD,  $n_c$ .

$$a_{2j-1} = C_{2j-1} + C_{2j} / N_c,$$

$$a_{2j} = C_{2j} + C_{2j-1} / N_c$$

con  $j = 1, \dots, 5$ . Podemos ver que  $a_{2j-1}$  y  $a_{2j}$  solo dependen de  $C_{2j-1}$  y  $C_{2j}$  y que ningún otro coeficiente  $a_i$  depende de  $C_{2j-1}$  o  $C_{2j}$ ,  $\forall j = 1, \dots, 5$ . Se pueden despejar  $C_{2j-1}$  y  $C_{2j}$  en términos de  $a_{2j-1}$  y  $a_{2j}$ . Como los coeficientes  $C_1$  y  $C_2$  tienen contribuciones de los diagramas de árbol de manera dominante  $a_1$ ,  $a_2$  dependen de  $C_1$  y  $C_2$  pero de ningún otro coeficiente  $C_i$ ,  $a_1$  y  $a_2$  tienen contribuciones de árbol de manera dominante. De igual manera los coeficientes  $a_3, \dots, a_6$  tienen contribuciones de diagramas con lazos y gluones. Y  $a_7, \dots, a_{10}$  tienen contribuciones de diagramas electrodébiles con lazos.

A partir de la sección anterior se pueden evaluar las asimetrías de CP para los decaimientos  $B^0 \rightarrow K^- \pi^+$  y  $B^- \rightarrow K^- \pi^0$ . Las masas de mesones y quarks necesarias para evaluar las asimetrías de CP y las constantes de decaimiento de los mesones  $K$ ,  $B$  y  $\pi$  se obtuvieron de (Particle Data Group, 2006). Usando los valores de los coeficientes de Wilson basados en el Modelo Estándar, obtenemos las asimetrías siguientes:

$$A_{CP}(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0.14 \pm 0.05;$$

$$A_{CP}(B^- \rightarrow K^- \pi^0) = 0.11 \pm 0.05.$$

La principal fuente de error viene del método usado visto que a esas energías las interacciones fuertes son dominadas por efectos no-perturbativos. Una manera conservadora de estimar el error sobre las asimetrías es considerar que el uso del método de cálculo de los elementos de matrices hadrónicas induce un error de 30%.

## ANÁLISIS MODELO-INDEPENDIENTE Y NUEVA FÍSICA

Para tratar de obtener asimetrías consistentes con las observaciones se modificaron las amplitudes de los decaimientos de cuatro formas diferentes, se colocaron fases a los coeficientes  $a_i$ , es decir que se supone que el efecto de las contribuciones de las nuevas interacciones y Nueva Física se traduce en un cambio de la fase de los  $a_i$ . En el primer caso se colocó una fase  $e^{i\theta_1}$  multiplicando a  $a_1$  y una fase  $e^{i\theta_2}$  multiplicando a  $a_2$ .

Se evaluaron las asimetrías de las amplitudes modificadas en la región  $0 \leq \phi_1 \leq 2\pi$  y  $0 \leq \phi_2 \leq 2\pi$  en puntos distribuidos regularmente en esta región, de manera que formasen una cuadrícula. Se buscaron valores de  $\phi_1$  y  $\phi_2$  para los cuales las asimetrías directas de CP fueran consistentes con BELLE (colaboración BELLE, 2008). No se encontró ningún par de valores  $\phi_1$  y  $\phi_2$  en la recta real que dieran asimetrías consistentes con las mediciones de BELLE.

Al no encontrar regiones consistentes con las mediciones de BELLE, se buscaron regiones en las cuales los signos de las asimetrías fuesen consistentes. Regiones con signos consistentes aparecen en las evaluaciones numéricas pero representan solo el 0.5% del área total,  $(2\pi)^2$ . Es importante decir que dar fases a  $a_2$  y  $a_r$  es modificar los coeficientes de Wilson que tienen contribuciones de árbol y coeficientes con contribuciones de diagramas con lazos.

Los otros tres casos que se probaron son similares. En el segundo caso se colocó una fase  $e^{i\theta_2}$  multiplicando a  $a_2$  y una fase  $e^{i\theta_r}$  multiplicando a  $a_r \forall r = 3, \dots, 10$ . No aparecieron regiones consistentes con los errores experimentales de Belle. Se buscaron también regiones donde las asimetrías tuvieran signos consistentes, aparecieron tales regiones, pero conforman solo el 0.5% del área total revisada. Es importante decir que dar fases a  $a_2$  y  $a_r$  es modificar los coeficientes de Wilson que tienen contribuciones de árbol y coeficientes con contribuciones de diagramas con lazos.

En el tercer caso se colocó una fase  $e^{i\theta_2}$  multiplicando a  $a_2$  y una fase  $e^{i\theta_{4\&6}}$  multiplicando a  $a_4$  y  $a_6$ , de nuevo se buscó sobre  $0 \leq \phi_2 \leq 2\pi$  y  $0 \leq \phi_{4\&6} \leq 2\pi$ . No aparecieron regiones consistentes con los errores experimentales de BELLE. Se buscaron también regiones donde las asimetrías tuvieran signos consistentes, aparecieron tales regiones, pero conforman solo el 0.1% del área total revisada. Dar fases a  $a_2$  y a  $a_4$ ,  $a_6$  es modificar los coeficientes de Wilson que tienen contribuciones de árbol y coeficientes con contribuciones de diagramas con lazos y gluones.

En el último caso se colocó una fase  $e^{i\theta_f}$  multiplicando a  $a_3$ ,  $a_4$ ,  $a_5$ ,  $a_6$  y una fase  $e^{i\theta_d}$  multiplicando a  $a_7$ ,  $a_8$ ,  $a_9$ ,  $a_{10}$ . No aparecieron regiones consistentes con los errores experimentales de BELLE. Se buscaron también regiones donde las asimetrías tuvieran signos consistentes, aparecieron tales regiones, pero conforman solo el 1% del área total revisada. Dar fases a  $a_3$ ,  $a_4$ ,  $a_5$ ,  $a_6$  y  $a_7$ ,  $a_8$ ,  $a_9$ ,  $a_{10}$  es modificar los coeficientes de Wilson que tienen contribuciones de diagramas con lazos y gluones y los diagramas que tienen contribuciones de lazos e interacciones electrodébiles pero no fuertes.

## CONCLUSIONES

El modelo para tratar de incluir efectos de Nueva Física puede ser mejorado y el hecho que no encontramos soluciones cambiando solamente las fases de los coeficientes de Wilson significa que se debería también modificar los valores absolutos de los coeficientes  $a_i$ . Pero cambiar los valores absolutos de los coeficientes de Wil-



son significa que el efecto de la Física Nueva será visible también en otros canales de decaimientos visto que el Hamiltoniano efectivo describe todos los decaimientos no-leptonico del mesón B con transición entre un quark b y un quark s. Eso significa que la Física Nueva debería ser accesible en los nuevos experimentos, como los experimentos del LHC, que deberían darnos mediciones más precisas en varios canales de los decaimientos de los mesones B (Sarti,2008). De igual forma, si los canales observados en el LHC no son directamente los canales estudiados, la observación de nuevas asimetrías de CP por ejemplo involucrando canales de decaimientos de los mesones Bs son susceptibles a darnos información crucial sobre fuentes de violación de CP, dentro del modelo estándar solo hay una, y sobre los efectos no-perturbativos de las interacciones fuertes (Ali,2007, Fleischer 2007, Gronau 2008).

Es importante mencionar que nuestros conocimientos de las interacciones fuertes a esas energías no es completo debido a las contribuciones de efectos no-perturbativos a esos procesos. En particular, existe dentro de la comunidad científica una preocupación sobre si las interacciones entre los estados finales se han tomado en cuenta de manera correcta (Gronau 2006, 2007). Las interacciones de los estados finales que son generados por intercambio de gluones podrían tener un efecto importante en las evaluaciones de las asimetrías de CP (Falk 1998,Chua 2002), pero en general esas interacciones de los estados finales son muy similares entre los dos canales estudiados, lo que significa que sus efectos pueden aumentar o disminuir las asimetrías que evaluamos usando el método de "Naive factorización" pero en general, el cambio va a ser similar en los dos canales y tampoco pueden explicar la diferencia de asimetrías de CP observada experimentalmente (Cheng 2005).

## REFERENCIAS

- Adam F. Falk (Johns Hopkins U.) , Alexander L. Kagan (Cincinnati U.) , Yosef Nir (Weizmann Inst.) , Alexey A. Petrov (Johns Hopkins U.) . "Final state interactions and new physics in  $B \rightarrow \pi K$  decays" JHU-TIPAC-97018, UCHEP-79, WIS-97-36, Dec 1998. 26pp. *Phys.Rev.D*57:4290-4300,1998. e-Print: hep-ph/9712225.
- A. Riotto, M. Trodden, 1999, "Recent progress in baryogenesis", *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci*49:35-75.
- A. Sarti, "B physics at LHC", *Invited talk at HCP2008: 19th Hadron Collider Physics Symposium 2008*, Galena, Illinois, 27-31 May 2008, arXiv:0809.0450.
- A.G. Cohen, D.B. Kaplan, A.E. Nelson "progress in electroweak baryogenesis", *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci*43:27-70,1993.
- Ahmed Ali (DESY),"Theoretical Interest in B-meson Physics at the B factories, Tevatron and the LHC", in the *proceedings of International Symposium on Contemporary Physics, Islamabad, Pakistan*, 26-30 Mar 2007. e-Print: arXiv:0712.1022 [hep-ph].
- The Belle Collaboration, "Difference in direct charge-parity violation between charged and neutral B meson decays," *Nature* 452, 332-335 (2008), doi:10.1038/nature06827.
- Chun-Khiang Chua, Wei-Shu Hou (Taiwan, Natl. Taiwan U.) , Kwei-Chou Yang (Taiwan, Chung Yuan Christian U.). 2003, "Indication for large rescatterings in charmless rare B decays." Oct 2002. 4pp. *Mod.Phys.Lett. A*18:1763-1772. e-Print: hep-ph/0210002.
- G. 't Hooft, 1976, "Symmetry breaking through Bell Jackiw Anomalies", *Phys.Rev.Lett*37:8-11.
- G.'t Hooft, 1978, "Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle", *Phys. Rev.D* 14, 3432 (1976) [Erratum-ibid. D 18, 2199 ].
- Hai-Yang Cheng, Chun-Khiang Chua (Taiwan, Inst. Phys.) , Amarjit Soni (Brookhaven). 2005, "Effects of final-state interactions on mixing-induced CP violation in penguin-dominated B decays." BNL-HET-05-7, Feb 2005. 23pp. *Phys.Rev.D*72:014006, e-Print: hep-ph/0502235.
- Michael Gronau, Jonathan L. Rosner, 2008, "Implications for CP asymmetries of improved data on  $B \rightarrow K^0 \pi^0$ ", *Phys.Lett.B*666:467-471.
- M. Kobayashi, T. Maskawa, 1973, *Prog. Theor. Phys.* 49, 652.
- Michael Gronau (Technion & SLAC), Jonathan L. Rosner (Chicago U., EFI & Chicago U.). "Rate and CP-asymmetry sum rules in  $B \rightarrow K \pi$ !" SLAC-PUB-12042, EFI-06-16, Aug 2006. 4pp.*Phys.Rev.D*74:057503,2006. e-Print: hep-ph/0608040.
- Michael Gronau (Technion) , Jonathan L. Rosner (Chicago U., EFI & Chicago U.). "Sum rule for rate and CP asymmetry in  $B \rightarrow K^+ \pi^0$ ", EFI-06-22, TECHNION-PH-2006-17, Oct 2006. 7pp. *Phys.Lett.B*644:237-240,2007. e-Print: hep-ph/0610227.
- M.B. Gavela et al. "Standard model CP violation and baryon asymmetry. Part 1y 2, *Nucl.Phys.B*430:345-381,1994; *Nucl.Phys.B*430:382-426,1994.
- N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* 10,531 (1963).
- Patricia Ball y Roman Zwicky, "New results on  $B \rightarrow \pi, K, \eta$  decay form factors from light-cone sum rules," *Phys. Rev. D* 71, 014015 (2005).
- Particle Data Group collaboration, 2006 , "Review of particle physics," páginas 33 y 473 para las masas de los leptones; páginas 513, 515 y 525 para las propiedades de los quarks; página 31 para los bosones mediadores.
- Robert Fleischer, "Flavour Physics and CP Violation: Expecting the LHC", lectures given at the 4th CERN-CLAF School of High-Energy Physics, Vina del Mar (Valparaiso Region), Chile, 18 February - 3 March 2007, to appear in the Proceedings (CERN Report) arXiv:0802.2882.
- Sakharov,A.D. 1967, "Violation of CP invariance, C asymmetry and baryon asymmetry of the Universe", *Prisma Zh.Eksp.Teor.Fiz* 5, 32-35 (1967); *JETP Lett*5, 24-27.
- Yaw-Hwang Chen *et al.*, 1999, "Charmless hadronic two-body decays of  $B_u$  and  $B_d$  mesons," *Phys. Rev. D* 60, 904014.
- Zheng-Tao Wei y Mao-Zhi Yang, 2002, "The systematic study of  $B \rightarrow$  form-factors in pQCD approach and its reliability," *Nucl. Phys. B*, B642, 263-289.