

Amplitudes de Dispersión $\pi\pi \rightarrow KK$ en el canal de decaimiento

$$B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$$

Rescattering amplitudes $\pi\pi \rightarrow KK$ in the decay channel

$$B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$$

MELISSA MARIA CRUZ TORRES¹*Recibido: 5 de mayo de 2019 / Aceptado: 10 de junio de 2019*

La comparación de dos amplitudes de dispersión $\pi\pi \rightarrow KK$ es reportada para el canal de decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$ usando datos simulados. La estructura resonante de este canal es extraída a partir del modelo dado por la colaboración LHCb. Se encuentra que la región $\pi\pi \rightarrow KK$, $0.9 < m_{K^+K^-} < 1.5 \text{ GeV}/c^2$, es compatiblemente descrita por ambas parametrizaciones, siendo que la segunda amplitud ofrece una mejor descripción en el umbral $K^- K^+$. Esto provee de una indicación sobre el potencial de esta segunda amplitud en la descripción de los datos reales, lo cual puede ayudar en el entendimiento del papel de la dispersión fuerte en el fenómeno de violación CP .

The comparison of two $\pi\pi \rightarrow KK$ rescattering amplitudes is reported for the decay channel $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$ using simulated data. The resonant structure of this decay mode is extracted from the model given by the LHCb collaboration. The $\pi\pi \rightarrow KK$ rescattering region, $0.9 < m_{K^+K^-} < 1.5 \text{ GeV}/c^2$, is found to be compatibly described by both parametrization, with the second amplitude offering an enhanced description in the threshold $K^- K^+$. This provides a hint of the potential of this second amplitude in the description of the real data, which can help in the understanding of the role of the strong rescattering in the CP violation phenomenon.

PALABRAS CLAVESViolación CP , Decaimientos de mesones B , amplitudes de dispersión.**KEYWORDS** CP violation, B -meson decays, rescattering amplitudes.**PACS**

14.40.Nd, 11.30.Er, 11.30.Hv

¹Escuela de Física, Facultad de Ciencias,
Universidad Nacional Autónoma de Honduras
email: melissa.cruz@unah.edu.hn

I | INTRODUCCIÓN

UNA de las grandes incógnitas de la naturaleza es el porque de la gran diferencia entre materia y antimateria en el universo, siendo que galaxias, estrellas y todo nuestro entorno conocido está for-

* Esta obra está bajo una licencia Creative Commons Reconocimiento - NoComercial 4.0 Internacional ©(i)©

* This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International License. ©(i)©

mado de materia. Uno de los tres ingredientes necesarios para explicar esta asimetría es el denominado fenómeno de violación CP (Sakharov, 1967). Donde se define CP como la transformación conjunta de las simetrías de conjugación de Carga y Paridad. Decaimientos hadrónicos en dos, tres ó muchos cuerpos, particularmente de mesones B , representan un laboratorio interesante para el estudio de dicho fenómeno. Es en la rica dinámica presente en tales procesos donde las posibles fuentes de la violación CP pueden ser desvendadas.

En el Modelo Estándar de la física de partículas, la violación CP surge en el sector de las interacciones débiles explicado a través de la matriz CKM o matriz de mezcla de las familias de quarks (Kobayashi y Maskawa, 1973), (Bigi y Sanda, 2009); es una matriz que posee tres fases reales y una fase compleja, siendo esta última la responsable por la violación CP . Una partícula y su CP -conjugada antipartícula, materia y antimateria, se comportan de forma distinta en la naturaleza.

Experimentalmente gracias a las fronteras energéticas de los grandes aceleradores de partículas como el LHC, BEPC, Super KEKB, ha sido posible la realización de medidas de precisión y el estudio de procesos antes limitados estadísticamente. Resultados sin precedentes han sido reportados como la primera evidencia de violación CP en $charm$; a través de la medición del observable ΔA_{CP} en el decaimiento $(\bar{D}^0)D^0 \rightarrow \pi\pi, KK$ Aaij y cols. (2019b), ó la primera indicación de violación CP en el sector bariónico; en el proceso $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-$ encontrada a través de la denomina técnica de "Triple Product Asymmetry" (TPA) Aaij y cols. (2017). Ambos resultados reportados por la colaboración del LHCb (Alves Jr. y cols., 2008).

Decaimientos en tres cuerpos de mesones cargados de B , con piones y kaones en su estado final, proveen escenarios atractivos debido a su sensibilidad a este fenómeno. En procesos tales como $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$ ó $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$ grandes asimetrías CP globales han sido encontradas, así, como a su vez, en regiones localizadas del espacio de fase Aaij y cols. (2014). Recientes estudios de análisis de amplitudes han destacado el rol de las interacciones de estado final en las grandes asimetrías CP asociadas a estas regiones específicas, destacando la región de dispersión $\pi\pi \leftrightarrow KK$, $1.0 < m_{K^+K^-} - (m_{\pi^+\pi^-}) < 1.5 \text{ GeV}/c^2$.

En este escrito se presenta la comparación de dos amplitudes de dispersión $\pi\pi \rightarrow KK$ en el canal de decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$. La estructura resonante de este proceso ha sido recientemente reportada por la colaboración del LHCb (Aaij y cols., 2019a), donde la asociada asimetría CP en la región de $1.0 < m_{K^+K^-} < 1.5 \text{ GeV}/c^2$ es del orden de $\sim -66\%$. Usando muestras de simulación de Monte Carlo (MC) parametrizaciones alternativas para la amplitud de dispersión son analizadas así como su proyección en el espacio de fase de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$.

II | EL DECAIMIENTO $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$

Los diferentes modos de decaimiento del mesón $B^+(u\bar{b})$, $B^-(\bar{u}b)$ están relacionados con el proceso de decaimiento débil que tome lugar en conjunto con el fenómeno de hadronización. El estado final de B^\pm en $\pi^\pm K^- K^+$ es suprimido por Cabibbo con amplitudes a nivel de árbol del tipo $b \rightarrow u$ y amplitudes tipo *loop* (*penguin*) con transiciones de la forma $b \rightarrow d$, ambos contribuyendo en orden de magnitud similar. Los respectivos diagramas de Feynman son mostrados en la Figura 1. A partir de estos diagramas puede derivarse que las posibles contribuciones de estados intermedarios en el sistema πK pueden ser resonancias K^{0*} y en el sistema KK a través de estados f_x .

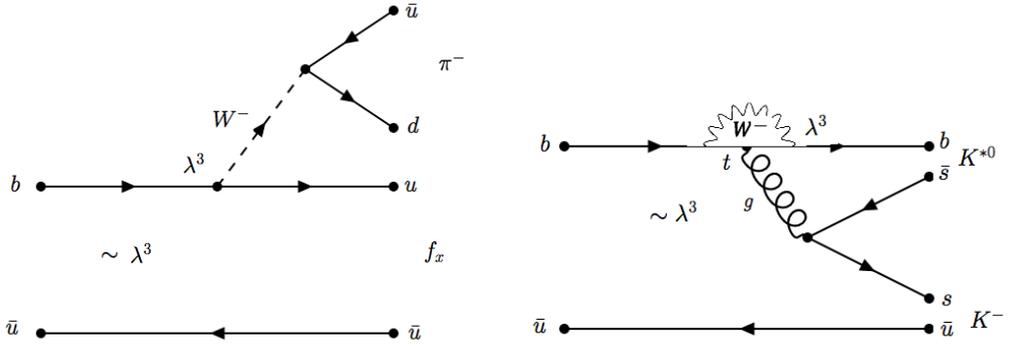


Figura 1: Principales diagramas de Feynman para el canal $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$; nivel árbol (izquierda), *penguin* (derecha).

En decaimientos cargados la violación CP se manifiesta de forma directa únicamente. Esto es, la magnitud de la amplitud total de decaimiento para una partícula, $|A|$, y para su antipartícula, $|\bar{A}|$, cumplen con la siguiente condición:

$$|A| \neq |\bar{A}|, \tag{1}$$

pueden ser expresadas como la suma coherente de las amplitudes parciales contribuyendo al estado final,

$$A = \sum_n a_n e^{i(\phi_n + \delta_n)}, \tag{2}$$

$$\bar{A} = \sum_m a_m e^{i(\phi_m - \delta_m)}, \tag{3}$$

donde ϕ y δ representan la fase fuerte y débil respectivamente. La fase fuerte es invariante ante una transformación CP en tanto que la fase débil no lo es, como es evidente de las ecuaciones 2 y 3.

Para obtener violación CP directa se requieren tres condiciones mínimas: al menos dos amplitudes diferentes contribuyendo al mismo estado final; una diferencia de fases fuertes distintas de cero; una diferencia de fases débiles distintas de cero. Todas estas condiciones son satisfechas en el decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$, tal y como fué reportado anteriormente al medirse una violación CP global de $(-12.3 \pm 2.1)\%$ (Aaij y cols., 2014). Otra característica interesante en este decaimiento son las grandes asimetrías en regiones específicas del espacio de fase o *Dalitz plot*. Esto nos dá una indicación de que a pesar que la fase fuerte es invariante CP , no necesariamente se distribuye uniformemente en el espacio de fase. La dinámica hadrónica puede ofrecer un mayor entendimiento a este efecto (Wolfenstein, 1991). Como mencionado en (Alvarenga Nogueira, Bediaga, Cavalcante, Frederico, y Lourenço, 2015), interacciones de estado final pueden obrar como fuentes de fases fuertes, dando así lugar a las grandes manifestaciones de violación CP en regiones localizadas. Particularmente, la gran asimetría asociada a la región de dispersión $\pi\pi \leftrightarrow KK$ en $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$ viene a reforzar este hecho.

III | AMPLITUDES DE DISPERSIÓN $\pi\pi \rightarrow KK$ EN EL ESPACIO DE FASE DE $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$

La estructura resonante de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$ reportada en (Aaij y cols., 2019a) consiste de tres componentes en el sistema $\pi^\pm K^\mp$ y cuatro componentes en el sistema $K^+ K^-$, donde en este último se incluye una amplitud de dispersión que describe la región de baja masa en $K^+ K^-$: $\sim (0.95 < m_{K^+ K^-} < 1.42)$ GeV/c^2 . El concepto de amplitud de dispersión $\pi\pi \leftrightarrow KK$ surge dentro del marco teórico de las interacciones de dos cuerpos. En el contexto de tres cuerpos significa que un par de kaones, o piones, creados en un canal dado podrán aparecer en el estado final de su canal acoplado. La parametrización utilizada en (Aaij y cols., 2019a) para la descripción de esta amplitud es basada en la propuesta dada en el trabajo de Pelaez e Ynduráin de 2005 (Pelaez y Ynduráin, 2005). Recientemente una nueva parametrización ha sido desarrollada la cual es descrita en la Ref. (Pelaez y Rodas, 2018). Este nuevo modelo provee de una alternativa para la exploración de los datos en la región de baja masa KK . Con las mayores luminosidades de operación de los aceleradores de partículas como el LHC, y por ende, mayores estadísticas, el papel del fenómeno de dispersión $\pi\pi \leftrightarrow KK$ en la violación CP puede ser estudiado aún en mayor detalle.

La nueva parametrización de 2018, considerando momento angular $l = 0$ e Isospin $I = 0$, es expresada a través de la magnitud $|g_0^0(m_{K^+ K^-})|$ y fase ϕ_0^0 :

$$|g_0^0(m_{KK})| \begin{cases} \sum_{n=0}^3 D_n p_n(x_I(m_{K^+ K^-})), & \text{Region I,} \\ \sum_{n=0}^4 F_n p_n(x_{II}(m_{K^+ K^-})), & \text{Region II,} \end{cases} \quad (4)$$

$$\phi_0^0(m_{KK}) \begin{cases} \sum_{n=0}^3 B_n p_n(x_I(m_{K^+ K^-})), & \text{Region I,} \\ \sum_{n=0}^5 C_n p_n(x_{II}(m_{K^+ K^-})), & \text{Region II.} \end{cases} \quad (5)$$

donde p_n denota los polinomio de Cheyvshev. Los valores usados para los parámetros D_n, F_n, B_n, C_n son los dados en (Pelaez y Rodas, 2018). La región I es definida como $2m_K < m_{K^+ K^-} < 1.47 \text{ GeV}/c^2$ y la región II de $1.47 < m_{KK} < 2.0 \text{ GeV}/c^2$, donde m_K es la masa del kaón.

La amplitud de dispersión $\pi\pi \leftrightarrow KK$ es dada como $f = f_{fuente} f_{scattering}$, donde $f_{fuente} = (1 + m_{K^+ K^-}^2/\Lambda^2)^{-1}$, con Λ fijo en $1 \text{ GeV}/c^2$ (Alvarenga Nogueira y cols., 2015). Se define como la amplitud de dispersión I ($f_{fuente} f_{scattering I}$) a la descripción dada en 2005 y utilizada en la análisis de amplitud de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$, en tanto que se referirá como amplitud de dispersión II a la amplitud descrita por las nuevas parametrizaciones dadas en Pelaez y Rodas (2018) ($f_{fuente} f_{scattering II}$).

Utilizando la descripción resonante de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$, son generadas muestras de Toy Monte Carlo utilizando el software de análisis Laura++ Back y cols. (2018). Este representa el mejor modelo en la reproducción de los datos reales actualmente. En la Figura 2 se muestra la comparación de ambas amplitudes de dispersión, la amplitud I (izquierda) y la amplitud II (derecha), en relación al espacio de fase completo (primera fila), zoom en la propia región (segunda fila). La clara diferencia entre ambas es evidente resaltando que la amplitud II da una mayor importancia cerca del umbral KK lo cual potencialmente puede ayudar al ajuste de los datos en esta región. La amplitud II también se extiende aproximadamente hasta $4 \text{ GeV}^2/c^4$ en contraste con la amplitud I que cesa en $2.2 \text{ GeV}^2/c^4$. Las proyección en función de las masas invariantes $m_{\pi^\pm K^\mp}$ y $m_{K^+ K^-}$ se muestran respectivamente en la figura 3.

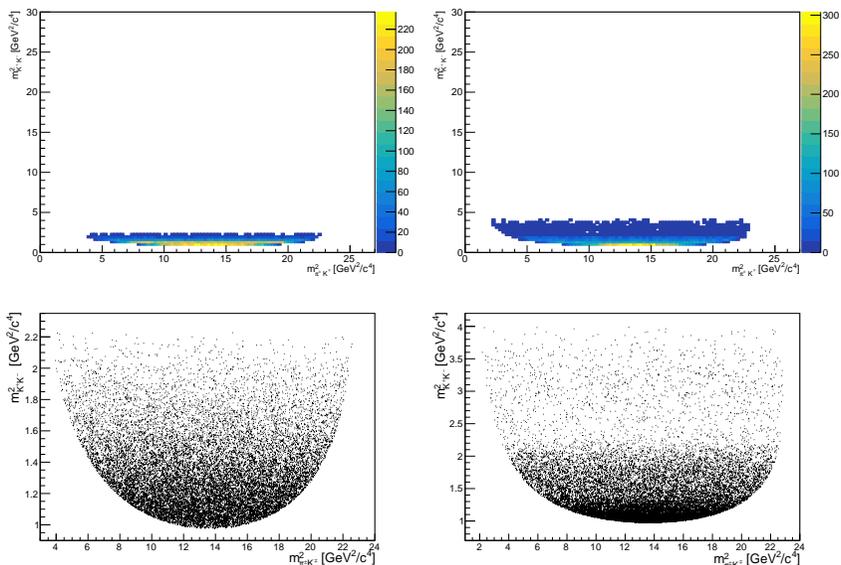


Figura 2: Proyección en el espacio de fase de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$ para la amplitud I (derecha) y la amplitud II (izquierda), en relación al espacio completo (primera fila) y en la región dispersión (segunda fila)

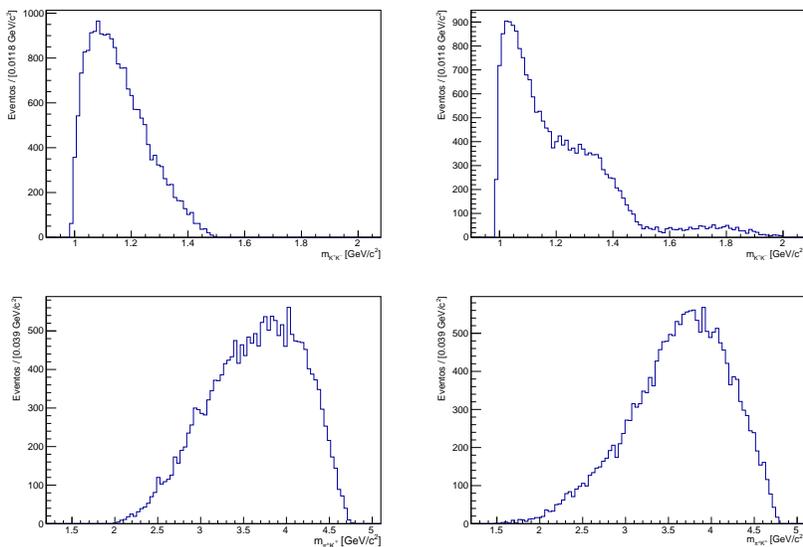


Figura 3: Proyección en los sistemas πK y KK para la amplitud I (primera columna) y amplitud II (segunda columna).

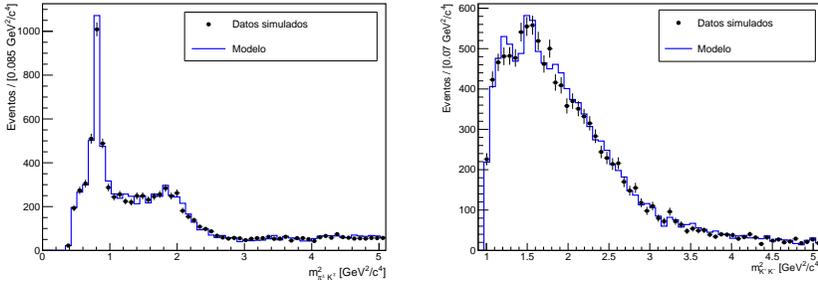


Figura 4: Proyección del modelo y los datos simulados en el sistema πK (izquierda) y el sistema KK (derecha), donde la amplitud de dispersión II ha sido utilizada en el modelo de ajuste.

La estrategia consiste en medir la compatibilidad entre ambas amplitudes. El ajuste a los datos simulados es realizado utilizando el formalismo del modelo isobárico manteniendo las mismas componentes y usando como parámetros iniciales los descritos por la colaboración del LHCb, exceptuando la amplitud de dispersión que fué substituida por la amplitud II.

Los resultados son mostrados en la Fig. 4, donde un buen acuerdo entre los datos simulados y el modelo es observado dentro de las incertezas estadísticas, en el sistema πK (izquierda) y KK (derecha). En este último, la nueva descripción para la amplitud $\pi\pi \rightarrow KK$, es capaz de reproducir la obtenida en el análisis de amplitud, es decir, usando la parametrización de 2005 y por ende la amplitud I. El $\chi^2/nbins$ global obtenido para todo el espacio de fase es de 0.82.

Una segundo caso fué realizado en el que ciertos parámetros de la amplitud de dispersión II fueron liberados para su ajuste. Estos son D_0, D_1, D_2, D_3 , los cuales son parte de la descripción de la magnitud $|g_0^0(m_{K^+K^-})|$. El ajuste de los eventos en el espacio de fase fué obtenido con un $\chi^2/nbins = 0.96$. Los valores de los parámetros ajustados así como su valores fijos (Pelaez y Rodas, 2018) son mostrados en el cuadro 1. La proyección en cada sistema de masa invariante cuadrada es mostrado en las Fig. 5.

Parámetro	Valor verdadero	Valor Ajustado
D_0	0.59	3.81 ± 0.58
D_1	-0.38	-2.51 ± 0.39
D_2	0.12	-0.44 ± 0.10
D_3	-0.09	0.32 ± 0.09

Tabla 1: Valores fijos (segunda columna) y ajustados (tercera columna) para los parámetros D_0, D_1, D_2, D_3

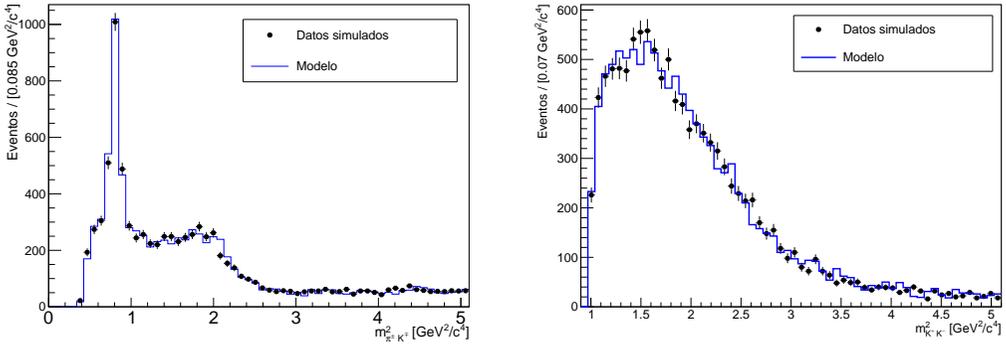


Figura 5: Proyección del modelo y los datos simulados en el sistema πK (izquierda) y el sistema KK (derecha), donde la amplitud de dispersión II con parámetros libres ha sido utilizada en el modelo de ajuste .

En los casos analizados se observa que la nueva descripción II es capaz de reproducir la descripción dada por la amplitud I. La región de dispersión inelástica $\pi\pi \leftrightarrow KK$ es suprimida de estructuras resonantes, puede concluirse que existe compatibilidad entre ambas amplitudes. Esto viene a ser reforzado con el resultado obtenido al liberar ciertos parámetros de la amplitud II y retornar a la descripción I. Aún cuando los parámetros D_0, D_1, D_2, D_3 no regresan a sus valores iniciales, estos tienden a valores que proveen la mejor reproducción de los datos simulados observados.

IV | CONCLUSIONES

A través de datos simulados para el canal de decaimiento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$, generados con la estructura resonante recientemente reportada por la colaboración del LHCb, fué evaluada la compatibilidad entre dos de las pocas descripciones teóricas que existen actualmente para la amplitud de dispersión inelástica $\pi\pi \leftrightarrow KK$. La parametrización dada en el trabajo de Peláez e Yndurain de 2005 y la cual fué usada en el análisis de amplitud de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$ y la reciente parametrización dada por Peláez *et al* en 2018. En $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^- K^+$ fué encontrado también una gran asimetría CP asociada a esta amplitud de dispersión, destacando el papel de este fenómeno en la violación CP . El ajuste de los datos simulados utilizando la nueva parametrización de 2018, con sus parámetros fijos y en el escenario en el que algunos de ellos son liberados, retornan con buena aproximación los datos simulados. Esto torna a esta nueva amplitud prometedora en la descripción de los datos reales, siendo que es capaz de reproducir el mejor modelo existente actualmente y que potencialmente provea de una mejor descripción en la region cerca del umbral KK debido a su forma funcional. Claro está, todo esto deberá ser verificado con los datos reales colectados por las fabricas de B .

I | REFERENCIAS

- Aaij, R., y cols. (2014). Measurements of CP violation in the three-body phase space of charmless B^\pm decays. *Phys. Rev.*, *D90*(11), 112004. doi:
- Aaij, R., y cols. (2017). Measurement of matter-antimatter differences in beauty baryon decays. *Nature Phys.*, *13*, 391-396. doi:
- Aaij, R., y cols. (2019a). Amplitude analysis of $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^+ K^-$ decays.
- Aaij, R., y cols. (2019b). Observation of CP Violation in Charm Decays. *Phys. Rev. Lett.*, *122*(21), 211803. doi:

- Alvarenga Nogueira, J. H., Bediaga, I., Cavalcante, A. B. R., Frederico, T., y Lourenço, O. (2015). *CP violation: Dalitz interference, CPT, and final state interactions*. *Phys. Rev. D*, *92*, 054010. doi:
- Alves Jr., A. A., y cols. (2008). The LHCb detector at the LHC. *JINST*, *3*, S08005. doi:
- Back, J., y cols. (2018). LAURA⁺⁺: A Dalitz plot fitter. *Comput. Phys. Commun.*, *231*, 198-242. doi:
- Bigi, I. I., y Sanda, A. I. (2009). *CP violation*. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.*, *9*, 1. doi:
- Kobayashi, M., y Maskawa, T. (1973). *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. *Prog. Theor. Phys.*, *49*, 652-657. doi:
- Pelaez, J. R., y Rodas, A. (2018). $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ scattering up to 1.47 GeV with hyperbolic dispersion relations. *Eur. Phys. J.*, *C78*(11), 897. doi:
- Pelaez, J. R., y Yndurain, F. J. (2005). The pion-pion scattering amplitude. *Phys. Rev. D*, *71*, 074016. doi:
- Sakharov, A. D. (1967). Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, *5*, 32-35. ([Usp. Fiz. Nauk161,no.5,61(1991)]) doi:
- Wolfenstein, L. (1991). Final state interactions and CP violation in weak decays. *Phys. Rev. D*, *43*, 151. doi: