



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS
INSTITUTO DE FÍSICA

Análisis fenomenológico y de sensibilidad
en Belle II del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

Marxil Sánchez García

TUTOR PRINCIPAL:

Dr. GENARO TOLEDO SÁNCHEZ

Dr. IVÁN HEREDIA DE LA CRUZ

(INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM - DEPTO. FIS. CINVESTAV)

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:

Dr. ERIC VÁZQUEZ JAUREGUI

(INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM.)

Dr. ROELOF BIJKER

(INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM.)

Ciudad Universitaria, CD. MX., Enero 2023

Agradecimientos

Al Dr. Genaro Toledo Sánchez y al Dr. Iván Heredia de la Cruz por brindarme siempre su apoyo, su tiempo y su paciencia al transmitirme sus conocimientos. Además les agradezco muchísimo el siempre motivarme a seguir adelante en el camino de la ciencia.

A mi amada esposa Adriana Pérez Martínez por estar a mi lado en cada momento, por hacer que crea en mí mismo y que vea que sí puedo lograr todo lo que me propongo, por ser un ejemplo de constancia y perseverancia, por ser mi inspiración y mi motivación, por ser siempre la poesía que alimenta mi corazón.

A mis padres por darme la vida y darme la formación necesaria para siempre salir adelante. Gracias a ellos soy la persona que soy, son mis raíces, unas raíces sólidas que siempre me acompañan y de las cuales me siento orgulloso. Siempre llevo de ellos lo mejor que me han enseñado y siempre portaré con gran dignidad sus apellidos.

A mi hermana por su apoyo y confianza que desde que somos niños me ha brindado, por crecer juntos hombro con hombro y hacer que mi infancia fuera inolvidable, por ser siempre mi cómplice y mi confidente, por siempre estar cuando la necesito y por siempre quererme tanto.

A los miembros de mi comité tutorial: Dr. Eric Vázquez Jauregui y Dr. Roelof Bijker por estar en todo momento pendientes de mi desarrollo como estudiante de doctorado.

A los sinodales por haber aceptado ser parte del jurado para el examen de doctorado y por proporcionarme sus observaciones y comentarios que han ayudado a mejorarlo y enriquecerlo.

A las secretarías por su paciencia y accesibilidad para orientarme en todos los trámites durante mi estancia en el posgrado.

A CONACYT por brindarme su apoyo económico para la realización de mis estudios de posgrado.

A la UNAM por haberme dado la oportunidad de estudiar en esta gran casa de estudios.

Resumen

En este trabajo se presenta el estudio teórico y el análisis experimental del proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en el entorno del experimento Belle II. Este tipo de proceso es interesante, ya que es usado como canal de referencia para buscar experimentalmente procesos suprimidos o prohibidos de la forma $D_s \rightarrow P \ell^\pm \ell'^+$. En la parte teórica se explorará el rol de los parámetros involucrados en la región resonante. Se pondrá interés especial en la fase relativa entre el mesón ρ y el mesón ϕ ($\delta_{\rho\phi}$). Mostraremos que este parámetro puede ser limitado a través de los datos de LHCb permitiéndonos realizar un ajuste a estos para obtener una primera aproximación a este parámetro: $\delta_{\rho\phi} = (0.44 \pm 0.24)\pi$. Se calculará la masa invariante del par de leptones a un ángulo dado de la emisión de los leptones con respecto al pión y se calculará la distribución adelante-atrás en tal ángulo. Se mostrará que esta observable exhibe la independencia de la fase $\delta_{\rho\phi}$. Se analizará el comportamiento del proceso resonante del fondo $D_s^+ \rightarrow \pi\pi\pi$, la contribución de corta distancia en el Modelo Estándar y el proceso mediado por un Higgs cargado, dado por el modelo de dos dobletes de Higgs (que exhiben características distinguibles entre sí). En la parte experimental se analizarán las simulaciones Monte Carlo en el entorno de Belle II para ver la viabilidad de mejorar la cota superior sobre su razón de decaimiento. Se hizo el análisis haciendo la reconstrucción y optimización de este proceso en las condiciones del experimento y se encontró que la eficiencia de reconstrucción de la señal después de la optimización es de 8.946%. El análisis se hizo con muestras del fondo tomando 100 fb^{-1} . Se mostrará el proceso de limpiar ruido a través de la optimización de cortes en variables que nos permitan asegurarnos, en lo más que se pueda, que las partículas que reconstruimos provengan del proceso inicial que estamos estudiando. Finalmente a través del método CLs se calculó un límite superior preliminar a este proceso y con esta información se estimó una cota superior a la razón de decaimiento en una ventana de la masa invariante de $m_{D_s} = [1, 2.8] \text{ GeV}$: $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 7.618 \times 10^{-5}$.

Índice general

Agradecimientos	III
Resumen	V
Introducción	XI
1. El Modelo Estándar	1
1.1. Introducción.	1
1.2. Rompimiento espontáneo de la simetría.	3
1.2.1. El sector de Higgs después del rompimiento espontáneo de la simetría.	6
1.3. Corrientes débiles cargadas y neutras.	7
1.3.1. Corriente débil cargada.	8
1.3.2. Corrientes neutras.	9
1.4. Procesos suprimidos en el Modelo Estándar.	10
1.4.1. Contribuciones a un lazo.	11
1.4.2. Contribuciones de la caja W y el pingüino Z .	13
1.4.3. Contribuciones electromagnéticas.	14
2. Sistema $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$	17
2.1. Introducción	17
2.2. Contribuciones de larga y corta distancia	19
2.2.1. Ajuste a LHCb	21
2.2.2. Espectro de larga distancia	23
2.2.3. Espectro de corta distancia	24
2.3. Observables angulares	27
2.3.1. Fondo	30

2.3.2.	Contribuciones de corta distancia	33
2.3.3.	Contribuciones no estándares	34
3.	El experimento Belle II	39
3.1.	Colisionador y detector.	39
3.2.	Objetivos de Belle II.	42
4.	Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.	43
4.1.	Límite sobre la razón de decaimiento	43
4.2.	Simulación de la señal y ruido	44
4.3.	Preselección	45
4.3.1.	Ruido de haz y calidad de objetos reconstruidos	46
4.3.2.	Cortes para variables de la señal reconstruida	48
4.3.3.	Ajuste de vértice	51
4.3.4.	Supresión continua	52
4.4.	Eventos después de la preselección	53
4.5.	Proceso de optimización	54
4.6.	Resultados de la optimización	68
4.7.	Límite superior	77
4.7.1.	Cota superior a la razón de decaimiento.	78
5.	Conclusiones	81
A.	Acoplamientos	85
A.1.	Decaimientos a dos cuerpos.	85
A.1.1.	Acoplamiento $G_{P_1 P_2 V}$	85
A.1.2.	Acoplamiento $G_{V P_1 P_2}$	86
A.1.3.	Acoplamiento $G_{P_1 P_2 P_3}$	88
A.1.4.	Acoplamiento G_V	88
A.1.5.	Acoplamiento G_P	89
A.2.	Decaimientos a tres cuerpos.	90
A.2.1.	Acoplamientos $G_{D_s K \phi}$ y $G_{D_s \pi \phi}$ a través de decaiminetos a 3 cuerpos.	90
B.	Analisis Belle II	93
B.1.	Fracción de producción $f(c\bar{c} \rightarrow \dots \rightarrow D_s^+ X)$	93

B.2. Generación y emparejamiento del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$	94
B.2.1. Ajustador de cadenas de decaimiento (TreeFitter)	96
B.2.2. Supresión continua.	97

Introducción

El Modelo Estándar (ME) es la teoría que mejor explica el comportamiento de tres de las cuatro fuerzas fundamentales de la naturaleza, así como la interacción entre las partículas de la materia debido a estas fuerzas. El ME tiene la virtud de que las predicciones realizadas han sido verificadas satisfactoriamente de manera experimental, mostrando la fiabilidad de la teoría. Sin embargo, a pesar de todo esto, el ME no responde a todas las interrogantes de la naturaleza, por ejemplo en el ME los neutrinos no tienen masa aunque, de acuerdo a los últimos experimentos, se ha demostrado lo contrario. Una de las preguntas ahora con respecto a los neutrinos es saber si estos son de naturaleza de Majorana o de Dirac. El hecho de que los neutrinos tengan masa ya es física más allá del ME. La búsqueda de nueva física más allá del ME es un tema de investigación actual muy importante. La obtención de medidas más precisas en el sector del quark c permitirá probar tanto modelos hadrónicos como escenarios de nueva física en una región de energía intermedia. Por el lado hadrónico, las aproximaciones efectivas a baja energía y las aproximaciones de quarks pesados son llevados al extremo de su región de validez. Los escenarios de nueva física que podrían estar al alcance del sector del charm requieren un apropiado entendimiento de los diferentes modos de decaimiento hadrónico, cuyas contribuciones son dominantes y usualmente son tomados como referencia a la hora de buscar decaimientos suprimidos o prohibidos. En particular, el decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^- \ell^+$ ha sido usado como canal de referencia en el entendimiento de modos suprimidos que involucran Corrientes Neutras con Cambio de Sabor (FCNC, inducidas a nivel de un lazo). Aunque este decaimiento no procede a través de este modo, este se utiliza como base para la inclusión de canales con FCNC (como en el decaimiento $D_s^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$). Conocer mejor todos los aspectos de los procesos sin FCNC podría ayudar a identificar las características de las contribuciones puramente de FCNC. Los prospectos de nueva física en el sector del charm se espera puedan ser probados en la llamada región no-resonante, aproximadamente abajo de la masa del mesón η y arriba de la masa del mesón ϕ .

El trabajo principal de esta tesis es mostrar el formalismo teórico y experimental necesario para buscar nueva física más allá del ME, a través de procesos suprimidos del ME y de su búsqueda en el entorno del experimento Belle II. El primer capítulo se enfocará en los procesos suprimidos del ME. Estos procesos son muy importantes ya que una pequeña desviación del resultado teórico con el resultado experimental, nos podría dar indicios de nueva física más allá del ME. En este capítulo nos centramos en mostrar de forma general, sin considerar algún modelo en particular, de dónde surge la supresión de los procesos que se estudiarán. Estudiaremos procesos con corrientes neutras con cambio de sabor. Como sabemos, las corrientes neutras con cambio de sabor sólo se pueden inducir a nivel de un lazo en el ME. Se estudia la supresión debido a los efectos de las masas de las partículas en el lazo, los efectos de las matrices de CKM y la supresión que surge considerando procesos en forma de dispersión y en decaimientos.

El segundo capítulo se centrará en el proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$ del ME, en particular se hará una descripción general del proceso, ilustrando el rol de sus parámetros involucrados en la región resonante (desde la región del mesón η hasta la región del mesón ϕ). Se prestará atención a la fase relativa entre el mesón ρ y el mesón ϕ : $\delta_{\rho\phi}$. Se realizará un ajuste a los datos de LHCb en la masa invariante dimuón del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^+$ para dar un primer valor de la fase $\delta_{\rho\phi}$. Se mostrará que la observable angular $A_{fb}|_{\cos\theta}$, (asimetría adelante-atrás) para un ángulo fijo no depende de la fase. Por último, se analizará el comportamiento de la observable $A_{fb}|_{\cos\theta}$ en los procesos de fondo $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$, en las contribuciones de corta distancia, en los procesos $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ y en los procesos con la misma cinemática pero con un Higgs cargado como estado intermedio. Los resultados de este trabajo de tesis fueron publicados en [1].

En el tercer capítulo se hará una breve descripción del experimento Belle II, haciendo énfasis en sus características principales y sus perspectivas para los próximos años. En el cuarto capítulo se hará una descripción general del análisis para la posible búsqueda del proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en las condiciones del experimento Belle II. Se ilustrará el rol que juegan las variables para limpiar el ruido generado por el fondo. A través de una figura de mérito (FOM) se mostrará el proceso de optimización para elegir el mejor corte para cada variable y así obtener la mejor eficiencia de reconstrucción. Finalmente, se realizará un estudio de sensibilidad a la cota superior de la razón de decaimiento usando el método CLs.

Al final presentamos nuestras conclusiones y las perspectivas de este trabajo.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

En este capítulo se hará una breve descripción del Modelo Estándar (ME), haciendo énfasis en la generación de masa de los fermiones y poniendo atención en el cambio de base de los eigenestados de interacción a los eigenestados de masa. Se mostrará cómo se genera la matriz de mezcla entre los quarks y la matriz de mezcla entre los leptones para las corrientes cargadas. Cabe mencionar que este análisis se llevará a cabo para la extensión del ME más simple, donde se incluyen neutrinos derechos, los cuales son necesarios para obtener términos de masa. Por último se hará una descripción general de algunos procesos suprimidos en el ME, ilustrando el rol de sus contribuciones electrodébiles. Consideraremos como ejemplo el proceso $b\bar{s} \rightarrow \mu\mu$ para entender el vértice efectivo de la corriente neutra con cambio de sabor que suprime al proceso.

1.1. Introducción.

El grupo de norma del ME se escribe como $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde el subíndice hace referencia a la simetría de norma involucrada: c se refiere al color, L a la quiralidad izquierda de los acoplamientos de $SU(2)$ e Y es el número cuántico de la hipercarga débil. La parte invariante de norma $SU(3)$ corresponde a QCD, cuya constante de acoplamiento es g_s y cuyos generadores (gluones) son $G^i, i = 1, \dots, 8$. Esta interacción no es quiral por lo que los gluones actúan igualmente tanto en el color de los quarks derechos como en el de los quarks izquierdos. QCD por si misma no tiene rompimiento espontáneo de la simetría, hecho por lo cual los gluones permanecen sin masa. Por otro lado la parte electrodébil invariante de norma $SU(2) \times U(1)$ sí es quiral. La parte débil [2-4] tiene una constante de acoplamiento g y los bosones de norma $W^i, i = 1, 2, 3$ actúan solo sobre la parte izquierda de

El Modelo Estándar

1.1 Introducción.

los fermiones. Después del rompimiento de simetría, los bosones de norma de la interacción débil adquieren masa. El grupo $U(1)$, de hipercarga, tiene una constante de acoplamiento g' y un bosón de norma B . Esta interacción también es quiral, ya que actúa sobre la parte izquierda y derecha con diferente carga.

El desarrollo que a continuación se muestra se hace siguiendo el formalismo que Paul Langacker nos muestra en su libro [5]. La densidad lagrangiana del Modelo Estándar está separada en cuatro partes:

$$\mathcal{L}_{ME} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermionico} + \mathcal{L}_{higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}, \quad (1.1)$$

En este trabajo se mencionará solo con detalle el lagrangiano fermiónico $\mathcal{L}_{fermionico}$ y el lagrangiano de Yukawa \mathcal{L}_{Yukawa} , ya que serán de interés durante nuestro trabajo.

La parte fermiónica del Modelo Estándar involucra 3 familias de quarks (q) y leptones (ℓ), donde además se incluye a los neutrinos derechos. Estas familias de fermiones se denotan de la forma siguiente:

$$L - \text{dobletes} \quad : \quad q_{mL}^0 = \begin{pmatrix} u_m^0 \\ d_m^0 \end{pmatrix}_L, \quad \ell_{mL}^0 = \begin{pmatrix} \nu_m^0 \\ e_m^{-0} \end{pmatrix}_L \quad (1.2)$$

$$R - \text{singletes} \quad : \quad u_{mR}^0, d_{mR}^0, e_{mR}^{-0}, \nu_{mR}^0, \quad (1.3)$$

donde L y R representan la parte izquierda (dobletes de $SU(2)$) y la parte derecha (singletes de $SU(2)$) respectivamente. El superíndice $(^0)$ representa el hecho de que son eigenestados de interacción. Después del rompimiento espontáneo de la simetría estos eigenestados se convertirán en mezcla de los eigenestados de masa. El subíndice m hace referencia a la familia.

Como se mencionó anteriormente, las representaciones $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ son quirales, por lo que no están permitidos los términos de masa. Entonces la densidad lagrangiana fermiónica, $\mathcal{L}_{fermionica}$, contiene solo términos de norma cinéticos,

$$\mathcal{L}_f = \sum_{m=1}^3 (\bar{q}_{mL}^0 i \not{D} q_{mL}^0 + \bar{\ell}_{mL}^0 i \not{D} \ell_{mL}^0 + \bar{u}_{mR}^0 i \not{D} u_{mR}^0 + \bar{d}_{mR}^0 i \not{D} d_{mR}^0 + \bar{e}_{mR}^0 i \not{D} e_{mR}^0 + \bar{\nu}_{mR}^0 i \not{D} \nu_{mR}^0) \quad (1.4)$$

cuyas derivadas covariantes para las partes izquierdas y derechas son:

$$\begin{aligned}
 D_\mu q_{mL}^0 &= (\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{6} B_\mu) q_{mL}^0, & D_\mu u_{mR}^0 &= (\partial_\mu + \frac{2ig'}{3} B_\mu) u_{mR}^0 \\
 D_\mu \ell_{mL}^0 &= (\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{ig'}{2} B_\mu) \ell_{mL}^0, & D_\mu d_{mR}^0 &= (\partial_\mu - \frac{ig'}{3} B_\mu) d_{mR}^0 \\
 & & D_\mu e_{mR}^0 &= (\partial_\mu - ig' B_\mu) e_{mR}^0 \\
 & & D_\mu \nu_{mR}^0 &= \partial_\mu \nu_{mR}^0.
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

Como se observa la parte derecha no interacciona débilmente, por otro lado para el caso de los neutrinos derechos además no interaccionan electromagnéticamente.

La densidad lagrangiana de Yukawa, \mathcal{L}_{Yukawa} , representa los acoplamientos de Yukawa entre el doblete de Higgs y los fermiones, lo cual es necesario para generar la masa de los fermiones a través del rompimiento espontáneo de la simetría. Esta densidad lagrangiana se escribe en su forma más general como:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \sum_{m,n=1}^3 \left[\Gamma_{mn}^\mu \bar{q}_{mL}^0 \tilde{\phi} u_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL}^0 \phi d_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^e \bar{\ell}_{mn}^0 \phi e_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^\nu \bar{\ell}_{mL}^0 \tilde{\phi} \nu_{nR}^0 \right] + h.c. \tag{1.6}$$

donde el doblete del Higgs y su conjugado son de la forma:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\phi} \equiv i\tau^2 \phi^\dagger = \begin{pmatrix} \phi^{0\dagger} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \tag{1.7}$$

$\Gamma^\mu, \Gamma^d, \Gamma^e, \Gamma^\nu$ son matrices arbitrarias 3×3 que determinan la masa y mezcla de los fermiones. En este caso la carga es conservada en los vértices mientras que la quiralidad se invierte, esta es una característica de un vértice de Yukawa.

1.2. Rompimiento espontáneo de la simetría.

A continuación se ilustrará cómo se generan las masas de los fermiones y los bosones de norma, vía el rompimiento espontáneo de la simetría [6].

Después del rompimiento espontáneo de la simetría, el valor de expectación en el vacío $\langle 0 | \phi^0 | 0 \rangle \equiv \nu$, transformará el doblete de Higgs y su conjugado en:

$$\phi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H \end{pmatrix}, \quad \tilde{\phi} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \nu + H \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{1.8}$$

Se mostrará primero cómo se genera la masa de los fermiones; insertando las expresiones anteriores en la densidad lagrangiana de Yukawa, ecuación (1.6), se obtiene:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{Yuk} &= \sum_{m,n=1}^3 \bar{u}_{mL}^0 \Gamma_{mn}^u \left(\frac{\nu + H}{\sqrt{2}} \right) u_{nR}^0 + \bar{d}_{mL}^0 \Gamma_{mn}^d \left(\frac{\nu + H}{\sqrt{2}} \right) d_{nR}^0 \\
 &+ \bar{e}_{mL}^0 \Gamma_{mn}^e \left(\frac{\nu + H}{\sqrt{2}} \right) e_{nR}^0 + \bar{\nu}_{mL}^0 \Gamma_{mn}^\nu \left(\frac{\nu + H}{\sqrt{2}} \right) \nu_{nR}^0 + h.c. \quad (1.9)
 \end{aligned}$$

Reescribamos esta densidad lagrangiana de Yukawa de una manera más intuitiva, definiendo las siguientes matrices: $M_{mn}^u \equiv \Gamma_{mn}^u \frac{\nu}{\sqrt{2}}$, $h^u \equiv \frac{M^u}{\nu} = \frac{gM^u}{2M_W}$ y términos similares para los elementos de matriz de d, e, ν . Se encuentra que la nueva densidad lagrangiana de Yukawa es:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{Yuk} &= \bar{u}_L^0 (M^u + h^u H) u_R^0 + \bar{d}_L^0 (M^d + h^d H) d_R^0 \\
 &+ \bar{e}_L^0 (M^e + h^e H) e_R^0 + \bar{\nu}_L^0 (M^\nu + h^\nu H) \nu_R^0 + h.c. \quad (1.10)
 \end{aligned}$$

donde se entiende que $u_L^0, d_L^0, e_L^0, \nu_L^0$ y sus correspondientes partes derechas son tripletes de familia. Con esta nueva forma de reescribir la densidad lagrangiana de Yukawa podemos ver claramente los términos de masa y los términos de interacción de los fermiones con el bosón de Higgs.

Las matrices M^i ($i = u, d, e, \nu$) no son diagonales, por lo que para poder encontrar el contenido físico de las partículas es necesario diagonalizarlas. Para esto se utilizan dos transformaciones unitarias, una para los campos fermiónicos izquierdos A_L y otra para los campos fermiónicos derechos A_R , por lo que las matrices diagonales

serán:

$$A_L^{u\dagger} M^u A_R^u = M_D^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

$$A_L^{d\dagger} M^d A_R^d = M_D^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

$$A_L^{e\dagger} M^e A_R^e = M_D^e = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

$$A_L^{\nu\dagger} M^\nu A_R^\nu = M_D^\nu = \begin{pmatrix} m_{\nu_e} & 0 & 0 \\ 0 & m_{\nu_\mu} & 0 \\ 0 & 0 & m_{\nu_\tau} \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

En términos de estas matrices unitarias se definen los eigenestados de masa $u_{L,R} = A_{L,R}^{u\dagger} u_{L,R}^0$, $d_{L,R} = A_{L,R}^{d\dagger} d_{L,R}^0$, $e_{L,R} = A_{L,R}^{e\dagger} e_{L,R}^0$, $\nu_{L,R} = A_{L,R}^{\nu\dagger} \nu_{L,R}^0$. Usando estas expresiones y las ecuaciones (1.11) a (1.14) se encuentra que la densidad lagrangiana de Yukawa en términos de los eigenestados toma la forma siguiente:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{Yuk} &= \bar{u}_L^0 M^u u_R^0 \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) + \bar{d}_L^0 M^d d_R^0 \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \\ &+ \bar{e}_L^0 M^e e_R^0 \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) + \bar{\nu}_L^0 M^\nu \nu_R^0 \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) + h.c. \\ &= \bar{u}_L A_L^{u\dagger} M^u A_R^u u_R \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) + \bar{d}_L A_L^{d\dagger} M^d A_R^d d_R \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \\ &+ \bar{e}_L A_L^{e\dagger} M^e A_R^e e_R \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) + \bar{\nu}_L A_L^{\nu\dagger} M^\nu A_R^\nu \nu_R \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) + h.c. \\ &= \bar{u}_L M_D^u u_R \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) + \bar{d}_L M_D^d d_R \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) \\ &+ \bar{e}_L M_D^e e_R \left(1 + \frac{H}{\nu}\right) + \bar{\nu}_L M_D^\nu \nu_R \left(1 + \frac{H}{\nu}\right). \end{aligned} \quad (1.15)$$

De esta forma las matrices $M_D^{u,d,e,\nu}$ contienen la información de las masas de las partículas.

Por otro lado, la parte cinética de la densidad lagrangiana fermiónica, ecuación

(1.4), en términos de los eigenestados de masa, se escribe como:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{cin} &= \bar{u}_L^0 i \not{\partial} u_L^0 + \bar{u}_R^0 i \not{\partial} u_R^0 + \bar{d}_L^0 i \not{\partial} d_L^0 + \bar{d}_R^0 i \not{\partial} d_R^0 \\
&+ \bar{e}_L^0 i \not{\partial} e_L^0 + \bar{e}_R^0 i \not{\partial} e_R^0 + \bar{\nu}_L^0 i \not{\partial} \nu_L^0 + \bar{\nu}_R^0 i \not{\partial} \nu_R^0 \\
&= \bar{u}_L i A_L^{u\dagger} A_L^u \not{\partial} u_L + \bar{u}_R i A_R^{u\dagger} A_R^u \not{\partial} u_R + \bar{d}_L i A_L^{d\dagger} A_L^d \not{\partial} d_L + \bar{d}_R i A_R^{d\dagger} A_R^d \not{\partial} d_R \\
&+ \bar{e}_L i A_L^{e\dagger} A_L^e \not{\partial} e_L + \bar{e}_R i A_R^{e\dagger} A_R^e \not{\partial} e_R + \bar{\nu}_L i A_L^{\nu\dagger} A_L^\nu \not{\partial} \nu_L + \bar{\nu}_R i A_R^{\nu\dagger} A_R^\nu \not{\partial} \nu_R \\
&= \bar{u}_L i \not{\partial} u_L + \bar{u}_R i \not{\partial} u_R + \bar{d}_L i \not{\partial} d_L + \bar{d}_R i \not{\partial} d_R \\
&+ \bar{e}_L i \not{\partial} e_L + \bar{e}_R i \not{\partial} e_R + \bar{\nu}_L i \not{\partial} \nu_L + \bar{\nu}_R i \not{\partial} \nu_R.
\end{aligned} \tag{1.16}$$

Por lo tanto, la parte cinética de la densidad lagrangiana fermiónica más la densidad lagrangiana de Yukawa en la base de los eigenestados de masa es:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{Yuk} &= \sum_{r=1}^3 \bar{u}_r \left[i \not{\partial} - m_{u_r} \left(1 + \frac{H}{\nu} \right) \right] u_r + \bar{d}_r \left[i \not{\partial} - m_{d_r} \left(1 + \frac{H}{\nu} \right) \right] d_r \\
&\quad \bar{e}_r \left[i \not{\partial} - m_{e_r} \left(1 + \frac{H}{\nu} \right) \right] e_r + \bar{\nu}_r \left[i \not{\partial} - m_{\nu_r} \left(1 + \frac{H}{\nu} \right) \right] \nu_r,
\end{aligned} \tag{1.17}$$

donde se usó el hecho de que los espinores se pueden descomponer en una parte izquierda y en otra parte derecha: $f_r = f_{rL} + f_{rR}$, con $f = u, d, e, \nu$.

1.2.1. El sector de Higgs después del rompimiento espontáneo de la simetría.

La masa de los bosones de norma tienen su origen en este sector. La densidad lagrangiana del sector de Higgs es:

$$\mathcal{L}_\phi = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - V(\phi), \tag{1.18}$$

donde ϕ es el doblete del Higgs, ecuación (1.7). Después del rompimiento de simetría la densidad lagrangiana del sector de Higgs toma la forma

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_\phi &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \nu \end{pmatrix} \left[\frac{g}{2} \tau^i W_\mu^i + \frac{g'}{2} B_\mu \right]^2 \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} + H \text{ terminos} - V(\phi) \\
&= M_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{M_Z^2}{2} Z^\mu Z_\mu + H \text{ terminos} - V(\phi),
\end{aligned} \tag{1.19}$$

El Modelo Estándar

1.3 Corrientes débiles cargadas y neutras.

donde $W^\pm = \frac{W^1 \mp iW^2}{\sqrt{2}}$ es el bosón de norma cargado que media la interacción de la corriente cargada y

$$Z \equiv \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = -\sin\theta_W B + \cos\theta_W W^3 \quad (1.20)$$

es un bosón vectorial masivo que media la corriente neutra, siendo θ_W el ángulo de mezcla débil.

Las masas predichas para los bosones de norma después del rompimiento espontáneo de la simetría son:

$$M_W = \frac{g\nu}{2}, \quad M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}\nu}{2} = \frac{M_W}{\cos\theta_W}, \quad M_A = 0, \quad (1.21)$$

con $g = e\sqrt{4\pi}/\sin\theta_W$ y $g' = e\sqrt{4\pi}/\cos\theta_W$ y donde A representa al campo del fotón, cuya combinación de B y W^3 es ortogonal a Z ,

$$A \equiv \cos\theta_W B + \sin\theta_W W^3. \quad (1.22)$$

En este caso el fotón permanece sin masa.

La densidad lagrangiana total de Higgs después del rompimiento espontáneo de la simetría es:

$$\mathcal{L}_\phi = M_W^2 W^{\mu+} W_\mu^- \left(1 + \frac{H}{\nu}\right)^2 + \frac{1}{2} M_Z^2 Z^\mu Z_\mu \left(1 + \frac{H}{\nu}\right)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 - V(\phi), \quad (1.23)$$

donde el potencial de Higgs $V(\phi)$ se ve como:

$$V(\phi) = -\frac{\mu^4}{4\lambda} - \mu^2 H^2 + \lambda\nu H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4. \quad (1.24)$$

El primer término en este potencial de Higgs, $\langle 0|V(\nu)|0\rangle = -\mu^4/4\lambda$, es una constante que refleja el hecho de que el potencial de Higgs fue definido como $V(0) = 0$ y por lo tanto $V < 0$ en el mínimo.

1.3. Corrientes débiles cargadas y neutras.

Ahora reescribiremos la interacción fermiónica en términos de los eigenestados de masa. Para esto se utiliza la densidad lagrangiana fermiónica, ecuación (1.4), más

la densidad lagrangiana de Yukawa en la base de eigenestados de masa, ecuación (1.15), lo que nos da:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{Yuk} &= \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{Yuk} - \frac{g}{2\sqrt{2}}(J_W^\mu W_\mu^- + J_W^{\mu\dagger} W_\mu^+) \\
 &\quad - \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} J_Q^\mu A_\mu - \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} J_Z^\mu Z_\mu \\
 &\equiv \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{Yuk} + \mathcal{L}_W + \mathcal{L}_Q + \mathcal{L}_Z.
 \end{aligned} \tag{1.25}$$

La parte cinética de la densidad lagrangiana fermiónica más la densidad lagrangiana de Yukawa, $\mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{Yuk}$, están descritos por la ecuación (1.17). Además, se utilizaron los eigenestados de masa de los bosones de norma, obtenidos en la sección anterior, para la parte de las densidades lagrangianas $\mathcal{L}_W + \mathcal{L}_Q + \mathcal{L}_Z$.

1.3.1. Corriente débil cargada.

De la interacción fermiónica, mostrada en la ecuación (1.25), observamos que la densidad lagrangiana correspondiente a la interacción de los fermiones con los bosones de norma cargados W^\pm es

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{2\sqrt{2}}(J_W^\mu W_\mu^- + J_W^{\mu\dagger} W_\mu^+), \tag{1.26}$$

donde la corriente débil cargada y su correspondiente conjugado, en los eigenestados de interacción, tienen la forma:

$$J_W^{\mu\dagger} = \sum_{m=1}^3 [\bar{\nu}_m^0 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e_m^0 + \bar{u}_m^0 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d_m^0] \tag{1.27}$$

$$J_W^\mu = \sum_{m=1}^3 [\bar{e}_m^0 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_m^0 + \bar{d}_m^0 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_m^0]. \tag{1.28}$$

Podemos reescribir esta corriente cargada débil en términos de los eigenestados de masa si usamos las relaciones entre los eigenestados de interacción y los eigenestados de masa: $\psi_L = A^{\psi\dagger} \psi_L^0$ ($\psi = u, d, e, \nu$). Recordando además que los eigenestados de interacción se pueden descomponer en una parte izquierda y una parte derecha,

$\psi_m^0 = \frac{(1+\gamma^5)}{2}\psi_m^0 + \frac{(1-\gamma^5)}{2}\psi_m^0 = \psi_{mR}^0 + \psi_{mL}^0$ ($\psi = u, d, e, \nu$), tenemos que

$$\begin{aligned} J_W^{\mu\dagger} &= 2\bar{\nu}_L\gamma^\mu A_L^{\nu\dagger}A_L^e e_L + 2\bar{u}_L\gamma^\mu A_L^{\mu\dagger}A_L^d d_L \\ &= 2\bar{\nu}_L\gamma^\mu U_{\nu e} e_L + 2\bar{u}_L\gamma^\mu V_{ud} d_L, \end{aligned} \quad (1.29)$$

$$J_W^\mu = 2\bar{e}_L\gamma^\mu U_{e\nu}^\dagger \nu_L + 2\bar{d}_L\gamma^\mu V_{du}^\dagger u_L, \quad (1.30)$$

donde u_L, d_L, e_L y ν_L son las 3-componentes de los vectores columnas.

La matriz $V_{ud} \equiv A_L^{\mu\dagger}A_L^d$ es la matriz unitaria de mezcla entre los quarks de diferente familia (CKM)[7, 8], mientras la matriz $U_{\nu e} \equiv A_L^{\nu\dagger}A_L^e$ es la matriz unitaria correspondiente a la mezcla entre leptones cargados y los neutrinos (PMNS) [9, 10].

1.3.2. Corrientes neutras.

Las corrientes neutras se dividen en dos partes: la corriente electromagnética, que viene de la densidad lagrangiana que describe la interacción entre los fermiones con el fotón, \mathcal{L}_Q , y la corriente débil neutra, que viene de la densidad lagrangiana que describe la interacción de los fermiones con el bosón de norma Z , \mathcal{L}_Z . Esto se aprecia en la densidad lagrangiana de la interacción fermiónica (ecuación 1.25).

Por un lado, la densidad lagrangiana que describe la interacción entre los fermiones con el fotón, \mathcal{L}_Q , está dada por

$$\mathcal{L}_Q = -\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} J_Q^\mu A_\mu, \quad (1.31)$$

donde A_μ es el campo del fotón, mediador de la interacción electromagnética y J_Q^μ es la corriente electromagnética que en la base de los eigenestados de masa toma la forma

$$J_Q^\mu = \frac{2}{3}\bar{u}\gamma^\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma^\mu d - \bar{e}\gamma^\mu e. \quad (1.32)$$

Se observa de esta corriente electromagnética que el peso que acompaña a cada término corresponde a la carga de cada partícula; es decir, para el caso de los quarks, si la familia es tipo up u la carga es $2/3$, en el caso de quarks tipo down d la carga es $-1/3$ mientras que para los leptones cargados la carga es -1 .

Por otro lado la densidad lagrangiana \mathcal{L}_Z , la cual describe la interacción de los

fermiones con el bosón de norma Z está dada por

$$\mathcal{L}_Z = -\frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} J_Z^\mu Z_\mu = -\frac{g_Z}{2} J_Z^\mu Z_\mu, \quad (1.33)$$

donde Z_μ es el bosón masivo neutro y J_Z^μ es la corriente débil neutra, que escrita en la base de los eigenestados de masa adquiere la forma

$$J_Z^\mu = \bar{u}_L \gamma^\mu u_L - \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma^\mu e_L - 2 \sin^2 \theta_W J_Q^\mu. \quad (1.34)$$

Podemos observar que la corriente débil neutra tiene una contribución que es proporcional a la corriente electromagnética J_Q^μ y al seno cuadrado del ángulo de mezcla débil θ_W . Además, en este caso, los factores de peso que acompañan a cada corriente fermiónica son ± 1 dependiendo el caso; esto es, para los quarks tipo up u su peso es $+1$, para quarks tipo down d su peso es -1 , para leptones neutros $+1$ y para leptones cargados -1 .

1.4. Procesos suprimidos en el Modelo Estándar.

El ME describe a las partículas elementales, así como su forma de interactuar, a través de la fuerza fuerte, electromagnética y débil como se ha discutido en el capítulo anterior. Esta teoría ha proporcionado bastantes predicciones, con una gran precisión, de observables medibles que se pueden probar experimentalmente.

Es importante mencionar que en el ME no hay corrientes neutras con cambio de sabor (FCNC) a nivel de árbol, éstas se inducen a nivel de un lazo. Por lo que procesos con FCNC están naturalmente suprimidos debido a los bosones pesados de norma involucrados y a los elementos de CKM de las transiciones. Un ejemplo de procesos con corrientes neutras con cambio de sabor son los decaimientos $M^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$, con M^0 un mesón pseudo-escalar y ℓ un leptón cargado. En específico, la medición de la razón de decaimiento de los mesones B_s^0 y B^0 con estado final $\mu^+ \mu^-$, son de mucho interés ya que una diferencia en la observación de su razón de decaimiento con respecto a la predicción del ME nos podría decir qué camino tomar para extender el modelo.

Recientemente las colaboraciones LHCb y CMS han medido estos decaimientos

suprimidos ($B \rightarrow \mu\mu$), con una razón de decaimiento de [11]

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (2.8_{-0.6}^{+0.7}) \times 10^{-9}, \quad \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.9_{-1.4}^{+1.6}) \times 10^{-10}, \quad (1.35)$$

donde la incertidumbre incluye tanto fuentes estadísticas como fuentes sistemáticas, siendo estas últimas 35 % y 18 % de la incertidumbre total para las señales B_s^0 y B^0 , respectivamente. Estas mediciones son compatibles con lo predicho por el ME [12]:

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.65 \pm 0.23) \times 10^{-9}, \quad \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (1.06 \pm 0.09) \times 10^{-10} \quad (1.36)$$

a un nivel de 1.2σ y 2.2σ , respectivamente.

Es interesante dar una descripción del porqué este tipo de procesos están suprimidos dentro del ME.

En el ME, la interacción entre quarks, se describe como:

$$\mathcal{L}_{EW} = \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{V_{ij}}{2} \bar{d}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_j W_\mu + \frac{g}{\cos \theta} j_\mu^0 Z^\mu + e j_\mu^{em} A^\mu + h.c., \quad (1.37)$$

donde las transiciones cargadas ocurren a través del bosón de norma W y son pesadas por los correspondientes elementos de CKM, V_{ij} . Por otro lado las transiciones neutras se deben a los acoplamientos de las corrientes j_μ^0 y j_μ^{em} con el bosón de norma Z y el fotón respectivamente, en este caso están pesadas por la carga débil y la carga eléctrica de los quarks involucrados.

1.4.1. Contribuciones a un lazo.

Para entender las contribuciones a un lazo, tomemos como ejemplo al proceso $b\bar{s} \rightarrow \mu\mu$. Este proceso a primer orden en una expansión perturbativa tiene tres contribuciones generales, las correspondientes a los diagramas de pingüino Z y el fotón γ y la correspondiente a la caja W como se ilustra en las Figuras 1.1 y 1.2.

El lagrangiano efectivo, dentro del ME, que describe la interacción fermiónica del proceso antes mencionado es:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \approx & \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(\chi^4 \bar{s}_L \gamma_\mu b_L (\tilde{C} \mu_L \gamma^\mu \mu_L) + \frac{\alpha}{4\pi} \left[\tilde{H}_1 \bar{s}_L \gamma_\mu b_L \right. \right. \\ & \left. \left. + \tilde{H}_2 \square^{-1} \partial^\nu (m_s \bar{s}_L \sigma_{\mu\nu} d_L + m_b \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} b_R) \right] \bar{\mu} \gamma^\mu \mu \right) + h.c., \end{aligned} \quad (1.38)$$

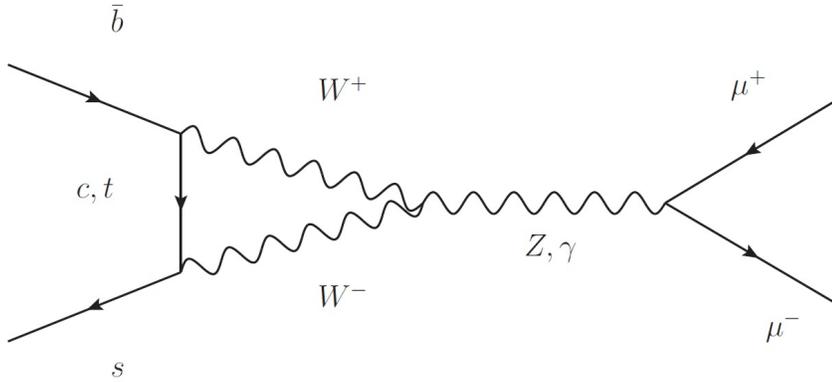


Figura 1.1: Diagramas de pingüino: canal Z y canal del fotón γ para el proceso $b\bar{s} \rightarrow \mu\mu$. El quark intermedio u no se considera ya que la contribución de su masa es despreciable comparada con la masa de los quarks c y t .

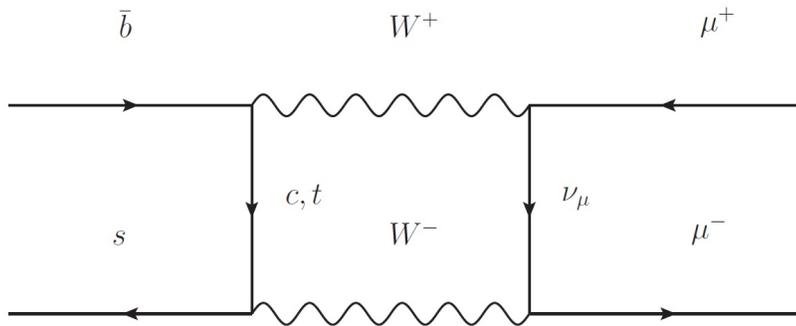


Figura 1.2: Diagrama de caja: canal W para el proceso $b\bar{s} \rightarrow \mu\mu$. El quark intermedio u no se considera ya que la contribución de su masa es despreciable comparada con la masa de los quarks c y t .

donde los coeficientes \tilde{C} , \tilde{H}_1 , \tilde{H}_2 contienen la información de las contribuciones de los lazos integrados. Además se tomó $\chi \equiv \alpha/(4\pi \sin^2 \theta_W)$. Estos resultados fueron obtenidos originalmente por Inami y Lim [13].

1.4.2. Contribuciones de la caja W y el pingüino Z .

La información de la contribución del lazo del pingüino Z y de la caja W se codifica como

$$\tilde{C} \equiv \sum_{j=c,t} V_{js}^* V_{jb} \bar{C}(x_j, x_1), \quad (1.39)$$

donde $x_1 \equiv (\frac{m_u}{m_W})^2$ y $x_j \equiv (\frac{m_j}{m_W})^2$, siendo $j = c, t$. No se toma en cuenta la contribución de la masa del quark u ya que es despreciable comparada con la contribución de la masa del quark c y del quark t . Tomando $x_1 = 0$ y el límite de la norma cuando $\xi \rightarrow 1$, tenemos que la función $\bar{C}(x_j, 0)$ es:

$$\bar{C}(x_j, 0) = \left[\frac{x_j}{4} - \frac{3x_j}{4(-1+x_j)} + \frac{3x_j^2 \ln(x_j)}{4(-1+x_j)^2} \right]. \quad (1.40)$$

Esta contribución puede ser descompuesta en dos, la del pingüino Z y la caja W : $\bar{C} \equiv \Gamma_Z + \Gamma_{box}$, donde la contribución de Z está dada por:

$$\Gamma_Z = \frac{x_j}{4} - \frac{3}{8(x_j-1)} + \frac{3(2x_j^2 - x_j) \ln x_j}{8(x_j-1)^2} + \frac{x_j \ln x_j}{\xi x_j - 1} \left(\frac{3}{4(x_j-1)} + \frac{1}{8(\xi x_j - 1)} \right) - \frac{1}{8\xi(\xi x_j - 1)} \left[1 + \left(\frac{1+5\xi}{\xi-1} - \frac{1}{\xi x_j - 1} \right) \ln \xi \right] - (x_j \rightarrow x_1) \quad (1.41)$$

La contribución de la caja W se obtiene de la diferencia entre \bar{C} y Γ_Z , tomando $x_1 = 0$ y el límite $\xi \rightarrow 1$.

Como nota adicional cabe mencionar que se verificó que al sumar las expresiones que se muestran en el apéndice A del artículo de Inami y Lim [13] el resultado fuera igual a la ecuación (2.7). Esto lo hicimos para tener confianza al usar las ecuaciones de dicho artículo.

1.4.3. Contribuciones electromagnéticas.

Las contribuciones electromagnéticas \tilde{H}_1 y \tilde{H}_2 se definen como

$$\tilde{H}_i = \sum_{j=c,t} V_{js}^* V_{jb} \tilde{H}_i(x_j, x_1), \quad (1.42)$$

que desde el punto de vista del vértice electromagnético toma la siguiente estructura de Lorentz:

$$\begin{aligned} \bar{s} \Gamma_\mu^\gamma b &= \frac{e}{(4\pi)^2} \frac{g^2}{2M_W^2} V_{js}^* V_{jb} \bar{s} \left[F_1 (q^2 \gamma_\mu - q_\mu \not{q}) \frac{1 - \gamma_5}{2} \right. \\ &\quad \left. + F_2 \sigma_{\mu\nu} i q^\nu \left(m_s \frac{1 - \gamma_5}{2} + m_b \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \right] b. \end{aligned} \quad (1.43)$$

Se debe cumplir que

$$\tilde{H}_1 \equiv -4F_1 - 8\Gamma_Z \quad \tilde{H}_2 \equiv -4F_2, \quad (1.44)$$

donde las funciones F_1 y F_2 tienen la siguiente forma:

$$\begin{aligned} F_1 &= Q \left(\left(\frac{1}{12(x_j - 1)} + \frac{13}{12(x_j - 1)^2} - \frac{1}{2(x_j - 1)^3} \right) x_j \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{2}{3(x_j - 1)} + \left(\frac{1}{2(x_j - 1)^4} - \frac{5}{6(x_j - 1)^3} + \frac{2}{3(x_j - 1)^2} \right) x_j \right) \ln x_j \right) \\ &\quad - \left(\frac{7}{3(x_j - 1)} + \frac{13}{12(x_j - 1)^2} - \frac{1}{2(x_j - 1)^3} \right) x_j \\ &\quad - \left(\frac{1}{6(x_j - 1)} - \frac{35}{12(x_j - 1)^2} - \frac{5}{6(x_j - 1)^3} + \frac{1}{2(x_j - 1)^4} \right) x_j \ln x_j \\ &\quad - 2 \left(\frac{x_j \ln x_j}{\xi x_j - 1} \left(\frac{3}{4(x_j - 1)} + \frac{1}{8(\xi x_j - 1)} \right) - \frac{1}{8(\xi x_j - 1)} \left[1 + \left(\frac{1 + 5\xi}{\xi - 1} - \frac{1}{\xi x_j - 1} \right) \ln \xi \right] \right) \\ &\quad - (x_j \rightarrow x_1) \end{aligned} \quad (1.45)$$

$$\begin{aligned} F_2 &= -Q \left(\left(\frac{3}{2(x_j - 1)^3} + \frac{3}{4(x_j - 1)^2} - \frac{1}{4(x_j - 1)} \right) x_j - \frac{3x_j^2 \ln x_j}{2(x_j - 1)^4} \right) \\ &\quad + \left(\frac{3}{2(x_j - 1)^3} + \frac{9}{4(x_j - 1)^2} + \frac{1}{2(x_j - 1)} \right) x_j - \frac{3x_j^2 \ln x_j}{2(x_j - 1)^4}. \end{aligned} \quad (1.46)$$

Cabe mencionar que Q es la correspondiente carga eléctrica en unidades de e y la norma es evaluada en el límite $\xi \rightarrow 1$.

En la tesis de maestría se mostró que, en el contexto de FCNC, los estados hadrónicos $c - \bar{u}$ son mas sensibles a física más allá del ME, como podemos ver en la Figura 1.3. En ese trabajo se mostró que los estados hadrónicos $c - \bar{u}$ son sensibles a una cuarta familia de quarks; es decir en el lazo al incluir una cuarta familia de quarks, se observó que las contribuciones de la caja W y el pingüino γ/Z son hasta 3 órdenes de magnitud más grandes que cuando se calcula el lazo con tres familias, como se observa en la Figura 1.3 pues exhiben mayor diferencia entre las distintas contribuciones. Dichos resultados nos muestran lo importante que puede ser los estados hadrónicos $c - \bar{u}$.

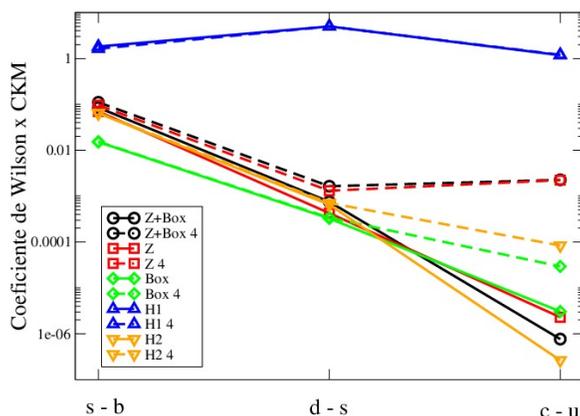


Figura 1.3: Valores de las contribuciones a un lazo incluyendo los acoplamientos CKM para estados hadrónicos $s - \bar{b}$, $d - \bar{s}$ y $c - \bar{u}$. Las líneas sólidas representan las contribuciones de los distintos canales debido a las tres familias, por otro lado las líneas punteadas representan las mismas contribuciones pero debido a cuatro familias.

Este marco teórico sera útil para estudiar los modos de decaimiento: $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^- \ell^+$ que sera el objetivo de esta tesis.

Capítulo 2

Sistema $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$

El objetivo de este capítulo es hacer una descripción general del proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$, en el ME, ilustrando el rol de sus parámetros involucrados en la región resonante (desde la región del mesón η hasta la región del mesón ϕ). Se prestará atención a la fase relativa entre el mesón ρ y el mesón ϕ : $\delta_{\rho\phi}$. Se realizará un ajuste a los datos de LHCb [14] en la masa invariante di-muón del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^+$ para dar un primer valor de la fase $\delta_{\rho\phi}$. Se mostrará que la observable angular: $A_{fb}|_{\cos\theta}$, (asimetría adelante-atrás) para un ángulo fijo, no depende de la fase. Por último, se analizará el comportamiento de la observable $A_{fb}|_{\cos\theta}$ en los procesos de fondo $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$, en las contribuciones de corta distancia del proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ y en los procesos con los mismos estados finales pero con un Higgs como estado intermedio.

2.1. Introducción

En el ME no hay Corrientes Neutras con Cambio de Sabor (FCNC) a nivel de árbol, estas se inducen a nivel de un lazo. Por lo que procesos con FCNC están naturalmente suprimidos debido a los bosones pesados de norma involucrados y a los elementos de CKM de las transiciones. Un ejemplo de procesos con corrientes neutras con cambio de sabor es el decaimiento $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$. La razón de decaimiento de este proceso ha sido medida por el LHCb dando como resultado [15]:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-) = (4.29 \pm 0.07(\text{estadístico}) \pm 0.21(\text{sistemático})) \times 10^{-7}. \quad (2.1)$$

En este tipo de transiciones, $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$, LHCb ha observado una desviación bastante considerable al valor predicho por el ME en la razón de universalidad leptónica[16]:

$$R_K = \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)} = 0.745_{-0.074}^{+0.090}(\text{estadístico}) \pm 0.036(\text{sistemático}). \quad (2.2)$$

Este valor es compatible con la predicción del ME dentro de una desviación de 2.6σ . La precisión de nuevas mediciones, en los actuales experimentos, en el sector del charm nos permitirá poner a prueba nuevos modelos hadrónicos, así como nuevos escenarios físicos en la región de energía intermedia [17-26]. Las contribuciones hadrónicas son dominantes y por lo común se toman como referencia cuando se buscan decaimientos suprimidos o prohibidos en el ME. En el sector del charm podría haber nuevos escenarios físicos que requieran un control adecuado de los diferentes modos de decaimiento hadrónico. Experimentos con alta luminosidad, como Belle II, podrían hacer análisis para transiciones $c \rightarrow u \ell^+ \ell^-$, tal como $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$ [27] y poder dar una mejor cota experimental a estos procesos, por lo que es interesante estudiar teóricamente los siguientes procesos cuya cota superior experimental sobre su razón de decaimiento actual son las siguientes: [28],[29]

$$\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) < 1.3 \times 10^{-7} \quad (2.3)$$

$$\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 4.1 \times 10^{-7} \quad (2.4)$$

En particular los procesos, $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$ aunque no son procesos con FCNC, se usan como un canal de referencia para entender los canales que involucran FCNC, inducidos a nivel de un lazo [14] (tal como los procesos $D_s^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$). Concretamente, tener un mejor entendimiento sobre los procesos que no tiene FCNC nos ayudará a identificar las características de las contribuciones que tienen puramente FCNC. Por otro lado, la nueva física que se busca en el sector del charm se espera ser probada en las regiones fuera de las resonancias: abajo de la masa del mesón η y arriba de la masa del mesón ϕ [14, 17, 19-21]. La región intermedia entre la masa de η y la masa de ϕ es una región muy complicada de entender, aunque las resonancias en esta región son muy bien conocidas, debido a que las fases relativas fuertes no están establecidas. Las mediciones reportadas [14] no consideran la región cinemática completa para establecer restricciones a los procesos con FCNC, solamente excluyen la región resonante y la reemplazan por un enfoque basado en el espacio fase. Esto es, las restricciones no se basan en la comprensión adecuada de

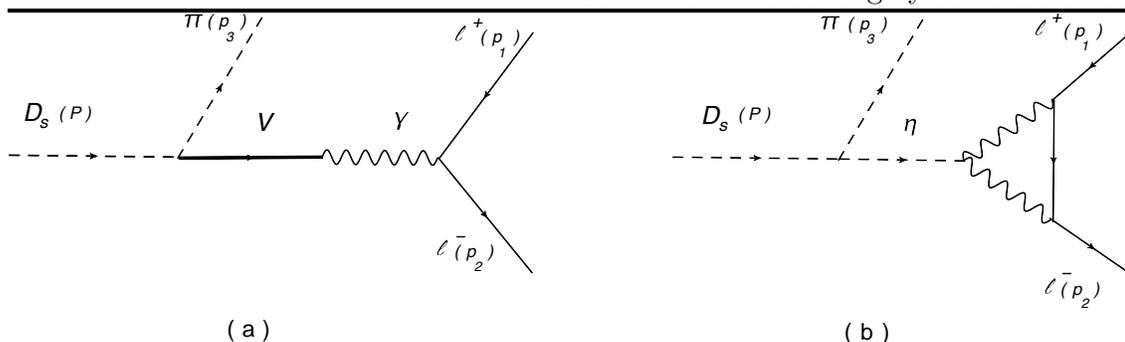


Figura 2.1: Contribución de Larga Distancia (LD) para el decaimiento $D_s \rightarrow \pi \ell^- \ell^+$, mediado por un mesón vectorial (a) y un mesón seudo-escalar (b).

la región, sino en el enfoque del espacio fase. Esta es una forma de evitar la región resonante; sin embargo, un mejor conocimiento de los aspectos físicos involucrados permitiría establecer restricciones con menos suposiciones.

2.2. Contribuciones de larga y corta distancia

Las contribuciones de larga distancia LD para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$ son inducidas por un Lagrangiano débil no leptónico:

$$\mathcal{L}^{|\Delta c|=1} \propto -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cq_j}^* V_{uq_i} [\bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) q_i \bar{q}_j \gamma^\mu (1 - \gamma^5) c + \dots], \quad (2.5)$$

donde q_{ij} pueden ser quarks tipo d o tipo s . El factor de proporcionalidad puede ser determinado a través de información experimental [30]. Para determinar los elementos de matriz involucrados se utiliza la hipótesis de factorización, la cual se espera se mantenga con las mediciones experimentales actuales, aunque esta pueda volverse relevante en un análisis más detallado: desviaciones de esta aproximación son relevantes en procesos que involucran FCNC [31-34]. La parte de LD puede ser vista como una transición efectiva del mesón seudo-escalar D_s al mesón seudo-escalar π , impulsado por estructuras vectoriales y seudo-escalares para luego producir un par de leptones [19, 22, 30] como se ve en la Fig. 4.4. Los decaimientos $D_s^+ \rightarrow \pi^+(K) \ell^+ \ell^-$ son dominados por un mesón vectorial intermedio que produce el par de leptones. La amplitud de estos procesos en una aproximación de dominancia

vectorial se puede escribir como:

$$\mathcal{M}_V = i \frac{e^2 G_{D_s \pi V}}{g_V} \frac{(P + p_3)_\nu l^\nu}{k^2 - m_V^2 + im_V \Gamma_V}, \quad (2.6)$$

donde $k^2 = (p_1 + p_2)^2$ es la masa invariante del di-leptón al cuadrado, $l^\nu = \bar{u}(p_2) \gamma^\nu \nu(p_1)$ es la corriente leptónica, g_V es el acoplamiento vector-fotón, $G_{D_s \pi(K)V}$ es el acoplamiento efectivo de la transición $D_s - \pi$ al mesón vectorial, m_V y Γ_V son la masa y el ancho total del mesón intermedio vectorial V . En el apéndice se puede ver con detalle como fueron estimados los acoplamientos g_V y $G_{D_s \pi(K)V}$, usando la medición de la razón de decaimiento a dos cuerpos [35]. Para nuestro decaimiento de estudio ($D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^- \ell^+$) se considerará las contribuciones de las resonancia vectoriales: ρ , ω y ϕ . La amplitud puede ser escrita entonces como:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{LD} &= ie^2 (P + p_3)_\nu l^\nu \sum_{V=\rho, \omega, \phi} \frac{G_{D_s \pi V}}{g_V} \frac{1}{k^2 - m_V^2 + im_V \Gamma_V} \\ &= ie^2 a_\phi e^{i\delta_\phi} \left(\frac{a_{\rho\phi} e^{i\delta_{\rho\phi}}}{k^2 - m_\rho^2 + im_\rho \Gamma_\rho} + \frac{a_{\omega\phi} e^{i\delta_{\omega\phi}}}{k^2 - m_\omega^2 + im_\omega \Gamma_\omega} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{k^2 - m_\phi^2 + im_\phi \Gamma_\phi} \right) (P + p_3)_\nu l^\nu, \end{aligned} \quad (2.7)$$

donde se ha factorizado los parámetros de fase y amplitud de la ϕ para hacer más explícitas las fases relativas, $e^{i\delta V\phi}$ es la fase relativa entre el mesón vectorial V y ϕ : $a_\phi e^{i\delta_\phi} = \frac{G_{D_s \pi \phi}}{g_\phi}$ y $a_{V\phi} = \left| \frac{G_{D_s \pi V}}{g_V} / \frac{G_{D_s \pi \phi}}{g_\phi} \right|$ con $V = \rho, \omega$. Usando los valores de las Tablas del apéndice se obtiene que $a_\phi = 7.63 \times 10^{-8}$ y $a_{\rho\phi} = 0.11$. Este último resultado es comparable con 0.13, que se obtuvo en la referencia [20] considerando una parametrización diferente. La simetría de sabor $SU(3)$ establece una relación entre g_ω y g_ρ la cual es: $g_\omega = 3g_\rho$, esta puede ser comparada con los valores experimentales obtenidos por sus decaimientos a dos leptones, $g_\omega = 3.41g_\rho$ [35] (ir al Apéndice). Basados en estas observaciones, se asume que esta simetría es una buena aproximación para identificar la fase relativa entre ρ y ω de la corriente $\bar{d}d \sim -\frac{1}{\sqrt{2}}\rho^0 + \frac{1}{\sqrt{2}}\omega$, asociada a la producción de tales mesones [36], en específico: $e^{i\delta_{\omega\phi}} = -e^{i\delta_{\rho\phi}}$. Esta suposición puede tener implicaciones que deben ser investigadas. Incorporamos el rompimiento de la simetría $SU(3)$ a través de la extracción experimental de los acoplamientos. En resumen, el único parámetro desconocido es la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$ y, por lo tanto, conduce a la mayoría del error estimado de las contribuciones hadrónicas [17, 19-22, 36]. Los mesones pseudoescalares como η y η' también tienen

contribuciones de larga distancia en estos procesos que estamos analizando. Estos procesos pueden ser identificados como la interacción efectiva de la transición del pseudoescalar D_s al pseudoescalar π produciendo el mesón escalar η que a su vez emite un par de leptones en onda-s. En la Fig. 4.4 (b) se muestra el mecanismo del decaimiento del mesón η [37-43]. La amplitud de estos procesos es normalmente descrita al considerar una parametrización de Breit-Wigner, con un acoplamiento efectivo (a_η) extraído a través de información experimental, de la forma:

$$C_P = i \frac{a_\eta}{k^2 - m_\eta^2 + i\epsilon}. \quad (2.8)$$

En el Apéndice se muestra con detalle como fueron obtenidas las constantes de acoplamiento $g_{D_s \pi \eta}$ y $g_{\eta \mu \mu}$ [44, 45]. Una descripción similar puede hacerse para la contribución de la η' . Los anchos de decaimiento de la η y η' son muy angostas haciendo que jueguen un papel despreciable en el espectro del dileptón, por lo cual solo la contribución de la η será considerado en este trabajo. En la Fig. 4.5 la distribución angosta de la resonancia η es apenas visible en la escala de la figura.

2.2.1. Ajuste a LHCb

La masa invariante dileptónica para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^+$, que ha sido medido por el experimento LHCb [14], como se ve en la Fig. 2.2, puede ser usada para determinar la fase $\delta_{\rho\phi}$. El experimento no proporciona los detalles con respecto al análisis de las resonancias, que deben incluir sus correspondientes fases. Para ilustrar la viabilidad de extraer $\delta_{\rho\phi}$, se debe calcular la masa invariante usando la ecuación (2.7) y realizando un ajuste de χ^2 en la región entre la resonancia ρ y la resonancia ϕ . Para realizar el ajuste sobre los datos de LHCb se realizaron los siguientes pasos:

- Primero se hizo coincidir el parámetro a_ϕ en el máximo de la resonancia ϕ . De esta forma ajustamos la escala global.
- Después hicimos coincidir el parámetro $a_{\rho\phi}$ con el máximo de la resonancia $\rho - \omega$.
- Por último para describir de una mejor manera la región intermedia entre la resonancia $\rho - \omega$ y la resonancia ϕ usamos la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$.

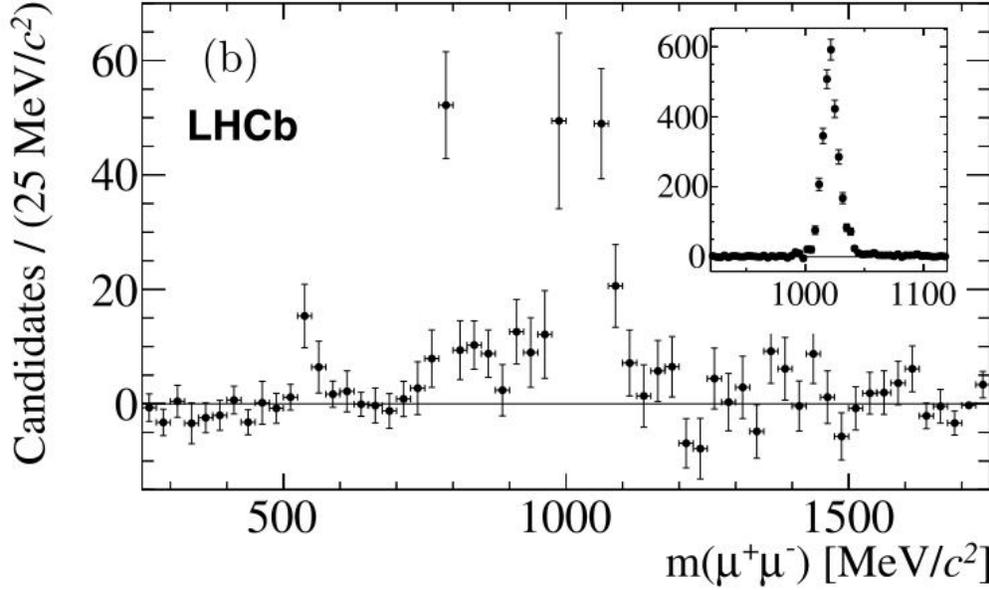


Figura 2.2: Espectro de la masa dileptónica $m(\mu^+\mu^-)$ del decaimiento $D_s \rightarrow \pi\mu^-\mu^+$ observado por LHCb [14].

Con la ayuda del estimador χ^2 sobre el parámetro $\delta_{\rho\phi}$ podemos encontrar el mejor valor que ajuste con los datos experimentales; esto es, minimizamos la función

$$\chi^2(\delta_{\rho\phi}) = \sum \frac{\left(\frac{d\mathcal{B}_{LHCb}}{dm_{12}} - \frac{d\mathcal{B}_{Teo}(\delta_{\rho\phi})}{dm_{12}} \right)^2}{E_{LHCb}^2}, \quad (2.9)$$

donde:

- $\frac{d\mathcal{B}_{LHCb}}{dm_{12}}$ es el ancho de decaimiento diferencial de acuerdo con los datos experimentales del LHCb.
- $\frac{d\mathcal{B}_{Teo}}{dm_{12}}$ es el ancho de decaimiento diferencial de acuerdo con la teoría.
- E_{LHCb} es el error de la medición.

Es importante mencionar que no hay forma de conocer exactamente el error debido a la extracción de los datos a partir de la figura, por lo cual se supondrá que el error es de 10% en cada punto. Se puede dar una libertad dado que el objetivo es solo tener una idea del ángulo que mejor ajusta con los resultados que ha reportado LHCb y de esta forma poder hacer una predicción para futuros experimentos. El

FIT OVER LHCb DATA

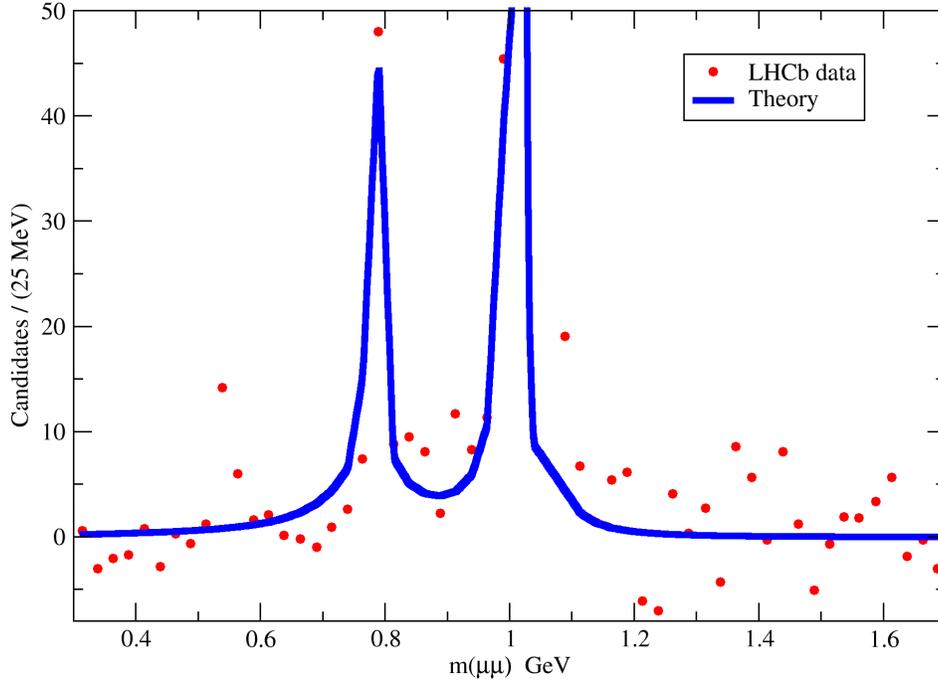


Figura 2.3: Ajuste a los datos de LHCb.

ángulo en $\delta_{\rho\phi}$ que nos dé un valor mínimo en χ^2 es para $\delta_{\rho\phi} = (0.44 \pm 0.21)\pi$, donde la incertidumbre es debido al ajuste. Como mencionamos en el párrafo anterior, además de ese error, se debe considerar un error del 10% debido al procedimiento para extraer los datos. En la Fig. 2.3 vemos el resultado del ajuste.

2.2.2. Espectro de larga distancia

Usando el ancho de decaimiento a 3 cuerpos así como los valores obtenidos para las correspondientes constantes de acoplamiento (como se muestra en el Apéndice) podemos obtener el espectro del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ normalizado al ancho de decaimiento total del mesón D_s^+ ($d\mathcal{B}r/dm_{12}^2 = \frac{1}{\Gamma_{D_s}} d\Gamma/dm_{\mu\mu}^2$). En la Fig. 4.5 mostramos el rol de la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$ en el espectro del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en todo su rango posible. Además, en la figura se puede observar en la línea sólida (azul) el valor central sobre la fase relativa $\delta_{\rho\phi} = (0.44 \pm 0.21)\pi$ obtenida por el ajuste

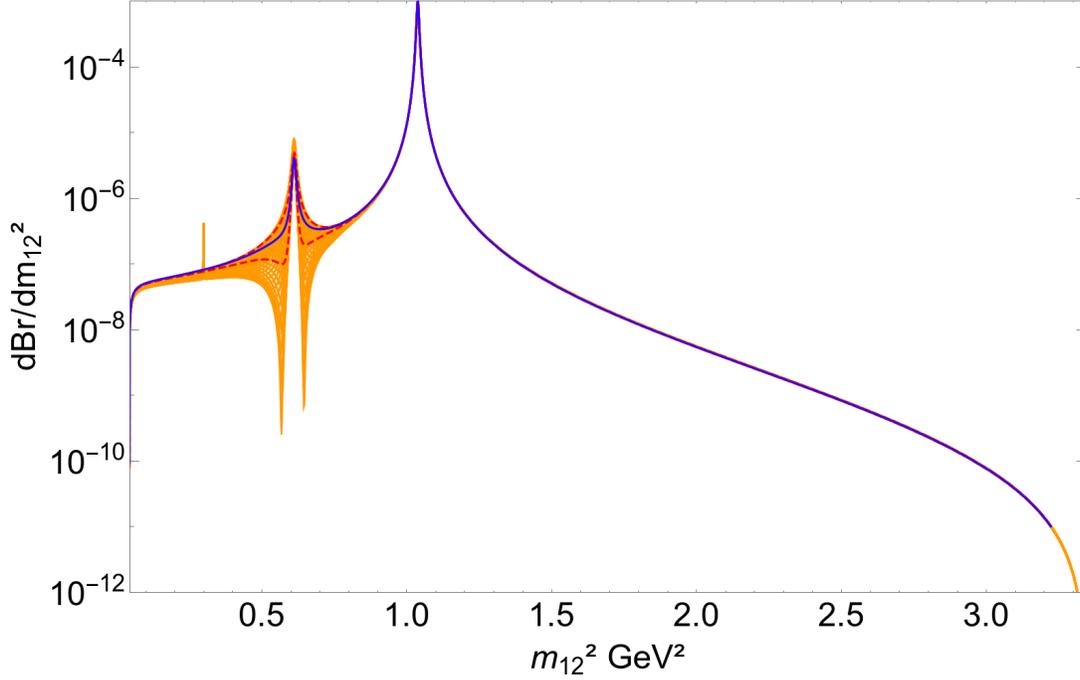


Figura 2.4: Masa invariante del dimuón para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ obtenidos de las contribuciones de larga distancia. El área sombreada (color naranja) corresponde a la región permitida para la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$, mientras que las líneas punteadas (rojas) limitan la región a una sigma del valor central de $\delta_{\rho\phi}$ (línea sólida azul) obtenida del ajuste a los datos de LHCb.

así como la región limitada a una sigma del valor central (líneas punteadas rojas). Como podemos observar en la figura el efecto de la fase se logra notar principalmente entre la resonancia del mesón escalar η y la resonancia del mesón vectorial $\rho - \omega$. A partir de la resonancia del mesón vectorial ϕ podemos ver que el efecto de la fase es indistinguible para cualquier ángulo. Por otro lado, podemos observar que con el ajuste realizado al ángulo $\delta_{\rho\phi} = (0.44 \pm 0.21)\pi$ se reduce considerablemente la incertidumbre que induce la fase.

2.2.3. Espectro de corta distancia

La contribución de corta distancia para el proceso $D_s \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$ es debido al acoplamiento triple bosónico, como se ve en la Fig. 2.5. La amplitud de este proceso

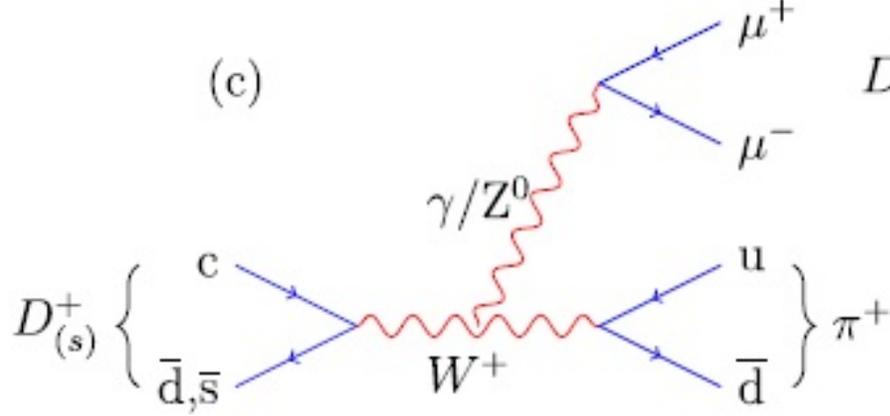


Figura 2.5: Diagrama de Feynman para la aniquilación débil de un mesón D_s^+

puede ser escrito como:

$$\mathcal{M}_{SD} = -\frac{G_F V_{cs} V_{ud} f_{D_s} f_\pi 4\pi\alpha}{\sqrt{2} M_W^2 (k)^2} p_1^\rho p_2^\theta \bar{u}(\ell_1) \gamma^\lambda v(\ell_2) \left[g_{\alpha\rho} (-k - p_1)_\theta + g_{\theta\alpha} (k - p_2)_\rho + g_{\rho\theta} (p_1 + p_2)_\alpha \right] \quad (2.10)$$

donde p_1, p_2 son los cuadrimomentos del mesón pseudoescalar D_s y del mesón pseudoescalar π correspondientemente. Por otro lado, k es el cuadrimomento del di-leptón $m_{\ell\ell}^2 = (m_\ell + m_\ell)^2$. En la Fig. 4.7 podemos observar la comparación de las contribuciones de larga (línea sólida azul y área naranja) y corta (punteada roja) distancia del proceso: $D_s \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$. El área sombreada (color naranja) de la contribución de larga distancia corresponde como en la figura anterior, a la región permitida para la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$ y las líneas punteadas así como la línea azul corresponde a los errores y el valor central de la fase obtenida por el ajuste a los datos. Notamos que la contribución de corta distancia está muy suprimida, esto debido a los bosones intermediarios que median esta contribución. En la búsqueda de nueva física a través de imponer nuevos límites a la razón de decaimiento en procesos que involucran FCNC, estas son estimadas considerando el proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \phi (\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ como canal de normalización. Para explorar el papel que juega las incertidumbres de $\delta_{\rho\phi}$, debemos movernos lejos de la resonancia del mesón vectorial ϕ . Para esto definiremos tres regiones cinemáticas para estimar la correspondiente razón de decaimiento: la región central, definida por cuatro veces el ancho de decaimiento del mesón ϕ (Γ_ϕ) alrededor de la masa de ϕ , $[m_\phi - 4\Gamma_\phi, m_\phi + 4\Gamma_\phi]$; y las otras dos regiones complementarias para cubrir todo el espacio fase, tanto para arriba como para abajo de la región central, $[2m_\mu, m_\phi - 4\Gamma_\phi]$ y $[m_\phi + 4\Gamma_\phi, m_{D_s} - m_\pi]$. La tabla 2.1 muestra

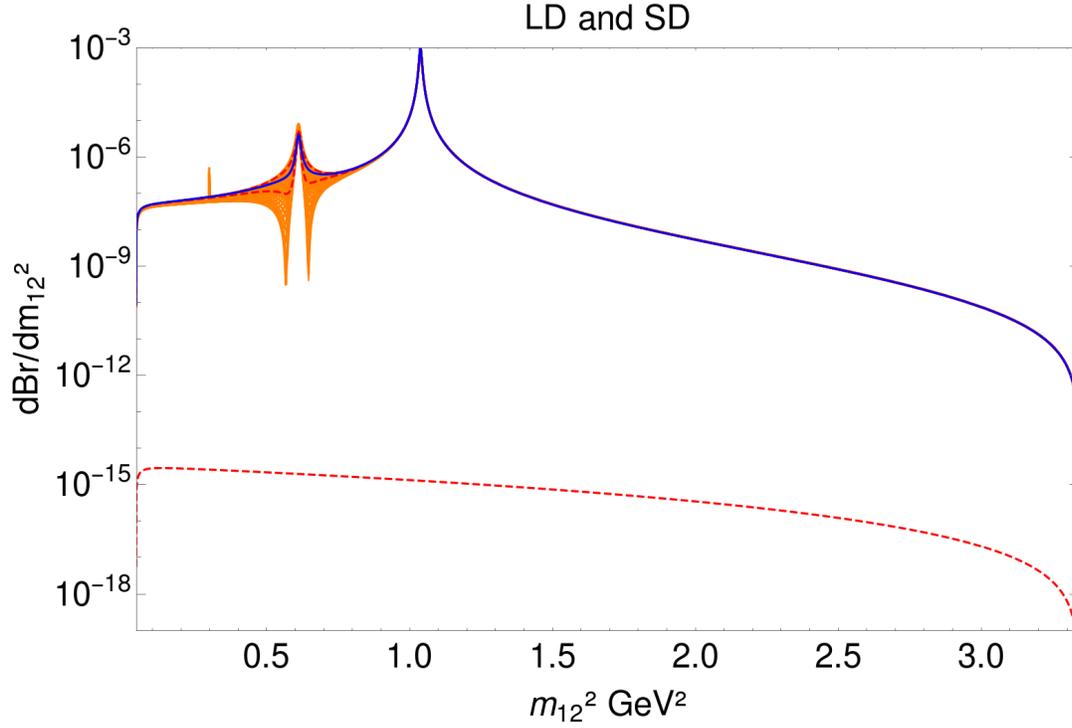


Figura 2.6: Comparación de las contribuciones de larga (línea sólida azul y área naranja) y corta (punteada roja) distancia al proceso: $D_s \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$. El área sombreada (color naranja) de la contribución de larga distancia corresponde como en la figura anterior, a la región permitida para la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$ y las líneas punteadas así como la línea azul corresponde a los errores y el valor central de la fase obtenida por el ajuste a los datos.

los resultados de la razón de decaimiento para cada región, donde en la primera fila se reporta el rango para la contribución de LD, correspondiente a la variación de la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$ en el rango total permitido. La segunda fila corresponde a la razón de decaimiento correspondiente a las incertidumbres para la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$, obtenida del ajuste a los datos del LHCb en el mismo rango total permitido. Además, se incluyeron las correspondientes razones de decaimiento para las contribuidores de SD y la interferencia de LD-SD, ambos para el valor central de $\delta_{\rho\phi}$.

\mathcal{B}	$[m_\phi - 4\Gamma_\phi, m_\phi + 4\Gamma_\phi]$	$[2m_\mu, m_\phi - 4\Gamma_\phi]$	$[m_\phi + 4\Gamma_\phi, m_{D_s} - m_\pi]$	Tota
LD _{full} $\delta_{\rho\phi}$	$[1.2371, 1.2384] \times 10^{-5}$	$[7.97, 8.08] \times 10^{-7}$	$[4.46, 4.52] \times 10^{-7}$	$[1.36, 0.003$
LD _{fit} $\delta_{\rho\phi}$	$(1.2378 \pm 0.0004) \times 10^{-5}$	$(8.05 \pm 0.04) \times 10^{-7}$	$(4.46 \pm 0.02) \times 10^{-7}$	$(1.362 \pm 0.00$
SD	8.726×10^{-17}	2.0×10^{-15}	8.084×10^{-16}	$2.896 \times$
LD-SD	5.706×10^{-13}	6.31×10^{-11}	2.4×10^{-11}	$3.961 \times$

Cuadro 2.1: Contribuciones a la razón de decaimiento (\mathcal{B}) en tres regiones de masa diferentes, tal cual se definió arriba.

2.3. Observables angulares

Como hemos visto en la descripción de la contribución de larga distancia en el decaimiento $D_s \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$ la principal fuente de incertidumbre proviene de la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$. Pensar en una observable que no sea sensible a la fase podría ser de mucha utilidad para considerar toda la región cinemática permitida sin necesidad de excluir la región de las resonancias. Para este propósito, se explorará la distribución de la masa invariante del par de leptones $m_{\mu\mu}$, a un ángulo dado de uno de los leptones emitidos con respecto al pión ($\cos \theta$). Esto puede ser escrito como:

$$\frac{d\Gamma}{dM_{inv} d\cos\theta} = \int \frac{|\mathcal{M}|^2 \delta(M_{D_s} - E_1 - E_{l_1} - E_{l_2}) |\mathbf{p}_1| |\mathbf{l}_1| |M_{inv}|}{8M_{D_s}^2 (2\pi)^3 E_{l_2}} dE_{l_1}, \quad (2.11)$$

donde

$$E_{l_2} = \sqrt{m_l^2 + \mathbf{p}_1^2 + \mathbf{l}_1^2 + 2|\mathbf{p}_1||\mathbf{l}_1|\cos\theta}, \quad E_1 = (M_{D_s}^2 + m_\pi^2 - M_{inv}^2)/2M_{D_s}. \quad (2.12)$$

Para integrar dE_{l_1} se usa la función δ , lo cual nos dará la distribución angular de la masa invariante. En la Fig. 4.22 se graficó la distribución de la masa invariante

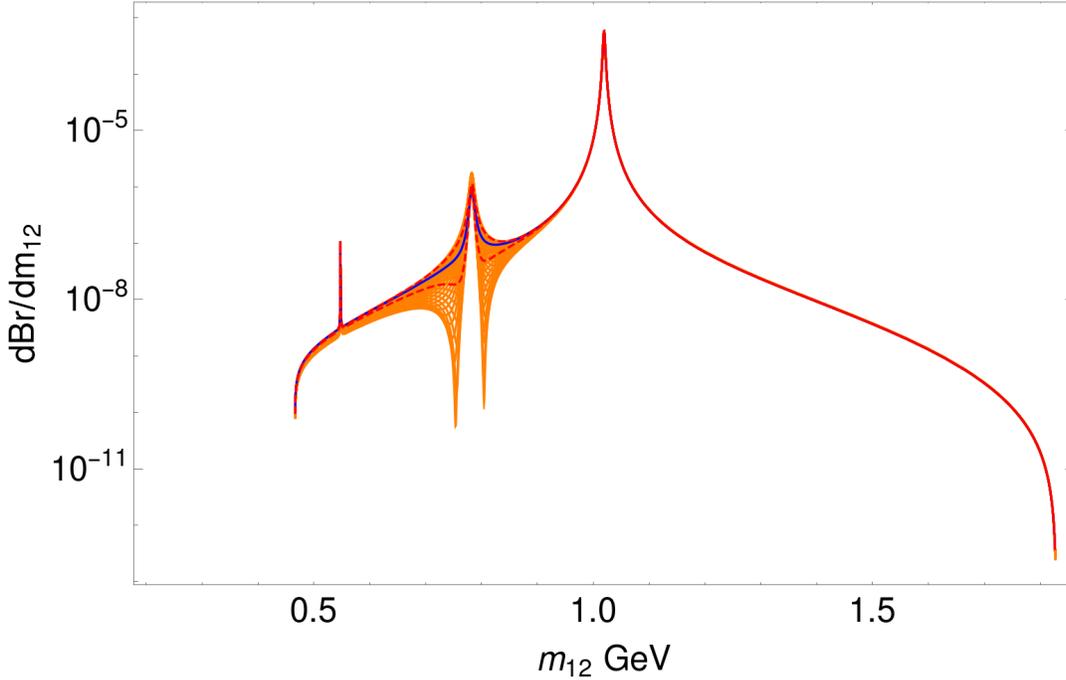


Figura 2.7: La región más favorecida cinemáticamente en la distribución de la masa invariante del di-muon $m_{12} = m_{\mu\mu}$, debido a las contribuciones de LD, se encuentra para $\cos\theta = 0.1$ (denotado como $d\mathcal{B}r/dm_{12} = \frac{1}{\Gamma_{D_s}}/dm_{\mu\mu}$). El área sombreada (color naranja) corresponde a la región permitida para la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$ en toda el dominio, mientras que las líneas punteadas (rojo) limitan la región a 1σ obtenida del ajuste a los datos de LHCb para $\delta_{\rho\phi}$. La línea sólida (azul) corresponde al valor central del ajuste.

del dimuón para $\cos\theta = 0.1$, este ángulo se eligió por ser el más favorecido cinemáticamente. El área sombreada (color naranja) representa todo el dominio permitido para la fase relativa $\delta_{\rho\phi}$. Esta área es comparada con el área permitida, obtenida del ajuste a los datos de LHCb (líneas punteadas rojas), mostrando las ventajas de la determinación de la fase en este escenario. Esto es verdad para cualquier otro valor del ángulo; sin embargo, la masa invariante se modifica por las restricciones cinemáticas. Observables angulares han sido consideradas para identificar asimetrías relacionadas con términos de violación de CP al integrar la dependencia angular [17-22, 32, 46-48]. En la referencia [47] hacen una evaluación alternativa para la aniquilación débil de la contribución de larga distancia (a través del intercambio de un fotón). La interferencia de la contribución del intercambio de fotón con la amplitud de la corta distancia a un lazo induce una considerable asimetría de CP, requiriendo

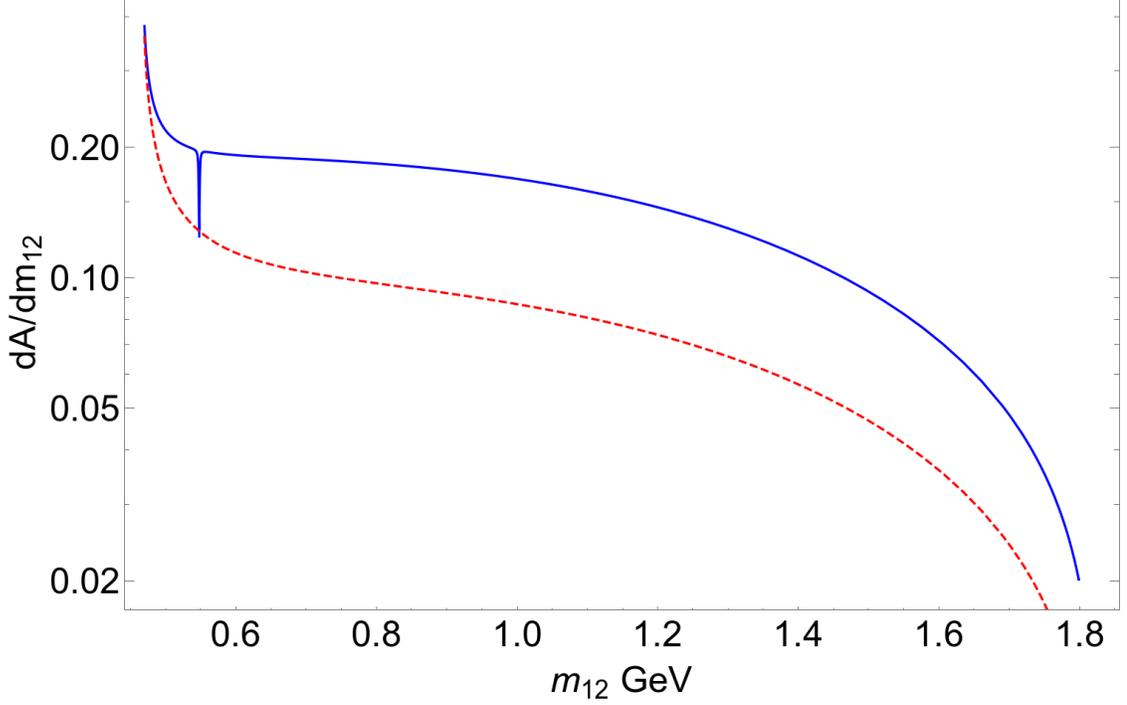


Figura 2.8: Distribución $dA/m_{12} = A_{FB}|_{\cos\theta}$ para $\cos\theta = 0.1$ (línea sólida azul) obtenida de la contribución LD, comparada con la estimación puramente de espacio fase (línea punteada roja).

mediciones más precisas.

En este trabajo nos limitaremos a la distribución adelante-atrás a un ángulo específico, $\cos\theta$, definido por:

$$A_{FB}|_{\cos\theta} = \frac{\frac{d\Gamma}{dM_{inv}d\cos\theta}|_{\cos\theta} - \frac{d\Gamma}{dM_{inv}d\cos\theta}|_{-\cos\theta}}{\frac{d\Gamma}{dM_{inv}d\cos\theta}|_{\cos\theta} + \frac{d\Gamma}{dM_{inv}d\cos\theta}|_{-\cos\theta}}. \quad (2.13)$$

En la Fig. 2.8 mostramos la distribución de la asimetría $A_{FB}|_{\cos\theta}$ (denotada por dA/dm_{12}) para $\cos\theta = 0.1$ (línea sólida). Se observa que las regiones de las resonancias vectoriales pierden su característica típica, a diferencia de la resonancia escalar como vemos alrededor de la masa de η . Cabe notar que aunque la fase relativa fue variada dentro de todo su dominio, no se observa una obvia depen-

dencia en ella. El término de interferencia entre los mesones ρ y ϕ , que llevan la dependencia de la fase es no nula. La combinación de las magnitudes relativas de las resonancias lleva a las interferencias a ser relativamente pequeñas comparadas con toda la contribución. La forma es similar a las componentes de los fondos no resonantes y puede ser usado como referencia para otras contribuciones. Esta contribución puede ser comparada con los correspondientes resultados cuando consideramos una aproximación puramente del espacio fase (línea punteada), que como vemos sigue un comportamiento similar, con una área relativa entre las curvas de $A_{FB}^{(PS)}|_{\cos\theta}/A_{FB}|_{\cos\theta} = 0.1024/0.1863 = 0.55$ para $\cos\theta = 0.1$.

2.3.1. Fondo

El principal fondo para el decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^- \ell^+$ es dado por el decaimiento $D_s \rightarrow \pi\pi\pi$ que puede producir tanto el modo $\mu^+\mu^-$ como el modo $\mu^+\mu^+$ a través del decaimiento de los piones. Este proceso involucra mesones en estado intermedio produciendo una masa invariante resonante. Para explorar este comportamiento en las observables angulares, se modela este fondo como la suma de resonancias de Breit-Wigner (BW), usando la información experimental de las magnitudes relativas (a_i) y las fases (δ_i) de la colaboración FOCUS [35, 49], cuyo análisis incluyen los estados: $f_0(980)$, $f_0(1300)$, $f_0(1200 - 1600)$, $f_0(1500)$ y $f_0(1750)$. Estos componentes también han sido analizados recientemente por la colaboración BESIII [50]. Estudios de las naturalezas de tales resonancias son relevantes [51-53], pero están fuera del propósito de este trabajo. Entonces la amplitud puede ser escrita como:

$$\mathcal{M}_B = a_0 e^{i\delta_0} + \sum_i a_i e^{i\delta_i} BW_i, \quad (2.14)$$

donde $a_0 e^{i\delta_0}$ es la contribución no resonante, y la suma es la contribución de la onda s mencionada arriba. En la Fig. 2.9 se muestra la distribución de masa invariante del di-pión a un ángulo dado, $\cos\theta = 0.1$ y -0.1 (línea sólida y línea punteada respectivamente), de forma similar como en el caso del di-leptón. Además, en la Fig. 2.10 se muestra la distribución $A_{FB}|_{\cos\theta}$ a $\cos\theta = 0.1$ para el decaimiento $D_s \rightarrow 3\pi$. Se puede notar que al compararla con el caso donde se tomó solo el espacio fase no hay ninguna diferencia entre ellas.

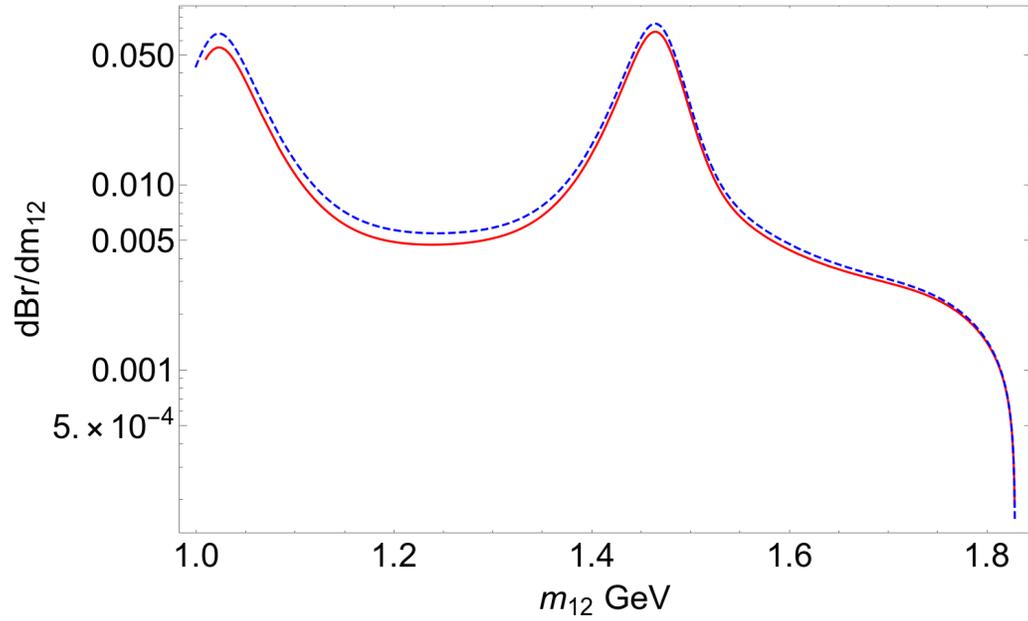


Figura 2.9: Distribución de la masa invariante del di-pión a ángulos $\cos \theta = 0.1$ (línea sólida) y -0.1 (línea punteada), para el decaimiento $D_s \rightarrow 3\pi$.

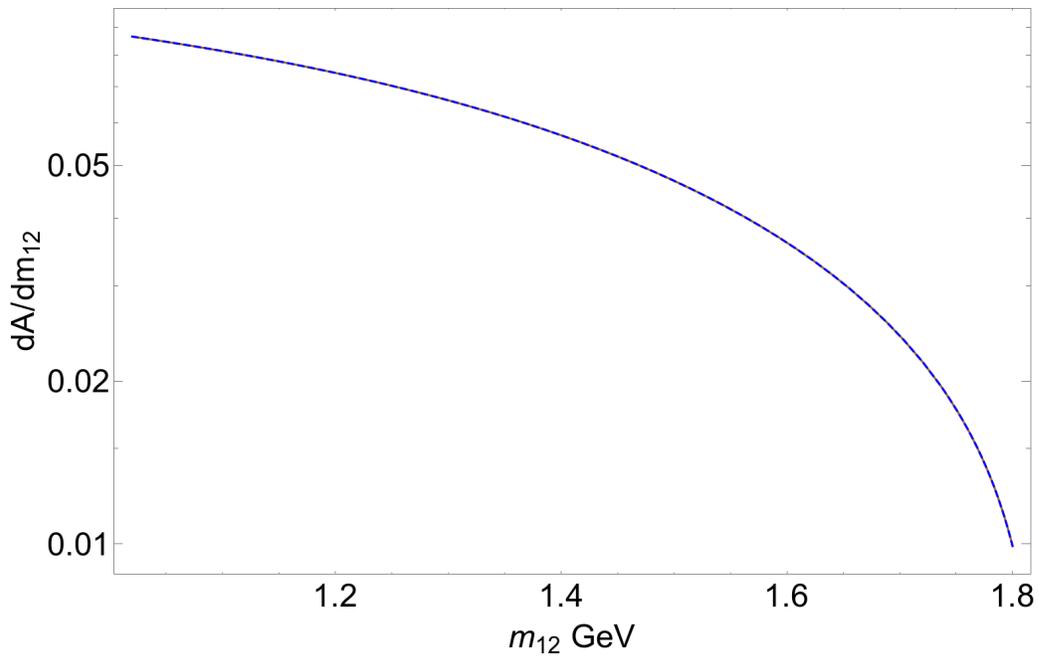


Figura 2.10: Distribución de $A_{FB}|_{\cos\theta}$ en $\cos\theta = 0.1$ para el decaimiento $D_s \rightarrow 3\pi$. Ninguna diferencia se logra apreciar comparado con la estimación puramente del espacio fase.

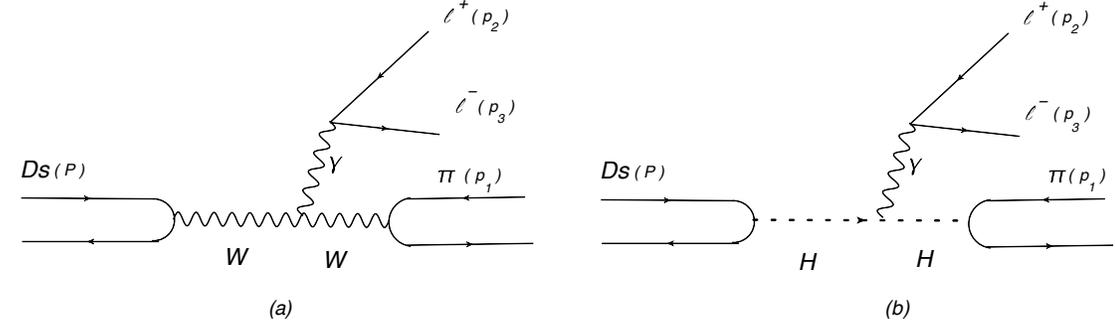


Figura 2.11: Contribución de corta distancia (SD) para el decaimiento $D_s \rightarrow \pi \mu \mu$ en el (a) ME y (b) 2HDM-II.

2.3.2. Contribuciones de corta distancia

La contribución de SD viene del decaimiento de D_s a un bosón W , el cual emite un fotón que a su vez produce un par de leptones mientras el W saliente se convierte en estado final en un pión, como podemos observar en la Fig. 2.11(a). En el ME, el Lagrangiano efectivo de dimensión seis nos dice cómo es la interacción $WW\gamma$ [54, 55]

$$\mathcal{L}_{WW\gamma} = ie\Gamma_{\alpha\rho\theta} A^\alpha W^\rho W^\theta, \quad (2.15)$$

donde A^α , W^ρ y W^θ son los campos del fotón y de W respectivamente. $\Gamma_{\alpha\rho\theta} = g_{\alpha\rho}(-k - P)_\theta + g_{\theta\alpha}(k - p_1)_\rho + g_{\rho\theta}(P + p_1)_\alpha$ es el vértice $WW\gamma$ [56]. Los elementos de matriz de la transición débil son:

$$\langle \gamma^*(k, \alpha) \pi(p_1) | \mathcal{H}_{eff} | D_s(P) \rangle = \langle \pi | \mathcal{H}_{weak} | W \rangle \langle \gamma^*(k, \alpha) W | \mathcal{L}_{WW\gamma} | W \rangle \langle W | \mathcal{H}_{weak} | D_s \rangle. \quad (2.16)$$

Acoplando la corriente leptónica con el fotón, la amplitud se escribe como:

$$\mathcal{M}_{SD} = -i \frac{G_F V_{cs}^* V_{ud} f_{D_s} f_\pi e^2}{\sqrt{2} M_W^2 k^2} P^\rho p_1^\theta l^\alpha \Gamma_{\alpha\rho\theta}, \quad (2.17)$$

donde el elemento de matriz de la transición débil del mesón P es $\langle 0 | \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 d | P \rangle = i f_P p_P^\mu$, u y d son los quarks tipo down y tipo up, $f_\pi = 0.13$ GeV y $f_{D_s} = 0.249$ GeV [35, 44]. En la Fig. 2.12 se muestra la masa invariante del di-muón a un ángulo dado de $\cos\theta = 0.1$ (línea sólida) y -0.1 (línea punteada), para el mecanismo de SD. En la Fig. 2.13 se muestra la distribución $A_{FB}|_{\cos\theta}$ para $\cos\theta = 0.1$ (línea sólida), comparada con puro espacio fase (línea punteada). Este caso exhibe un comportamiento diferente comparado no solo con el espacio fase sino también con

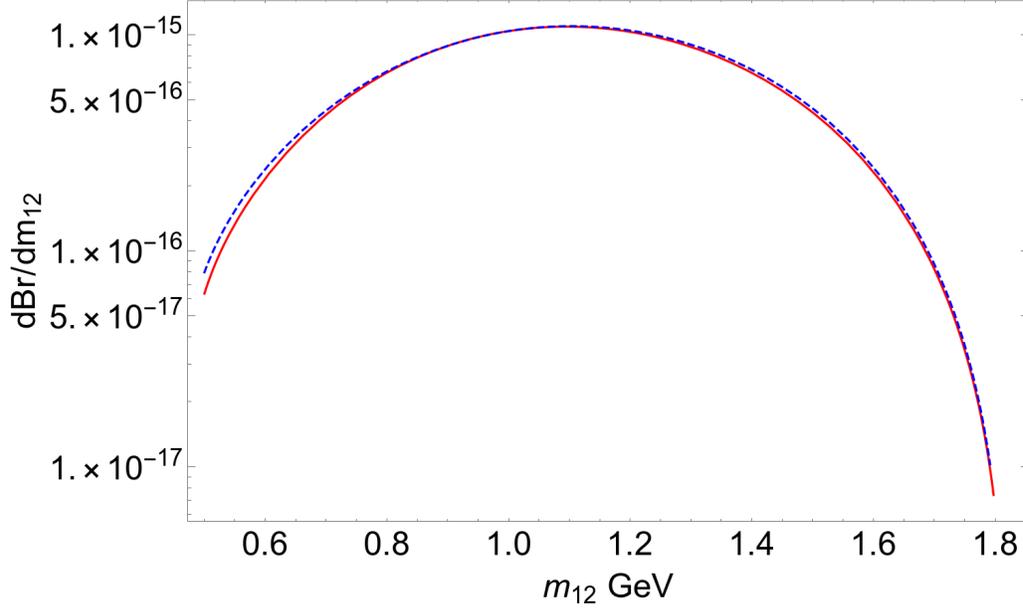


Figura 2.12: Masa invariante del di-muón a un ángulo de $\cos \theta = 0.1$ (línea sólida) y -0.1 (línea punteada) para el mecanismo de transición de la SD.

los resultados de LD, como se vio en la Fig. 2.8.

2.3.3. Contribuciones no estándares

Aunque el decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$ no es el escenario ideal para buscar contribuciones no estándares, consideraremos el proceso mediado por un Higgs cargado en estado intermedio, tal como podría venir en el modelo 2HDM-II[57, 58], con el objetivo de mostrar el comportamiento de la observable considerada en este trabajo. Siguiendo un análisis similar como en el caso de SD, la interacción efectiva Lagrangiana para el Higgs con el fotón es tomada como en sQED

$$\mathcal{L}_{HH\gamma} = ie((\partial_\mu \phi^*)\phi - (\partial_\mu \phi)\phi^*)A^\mu, \quad (2.18)$$

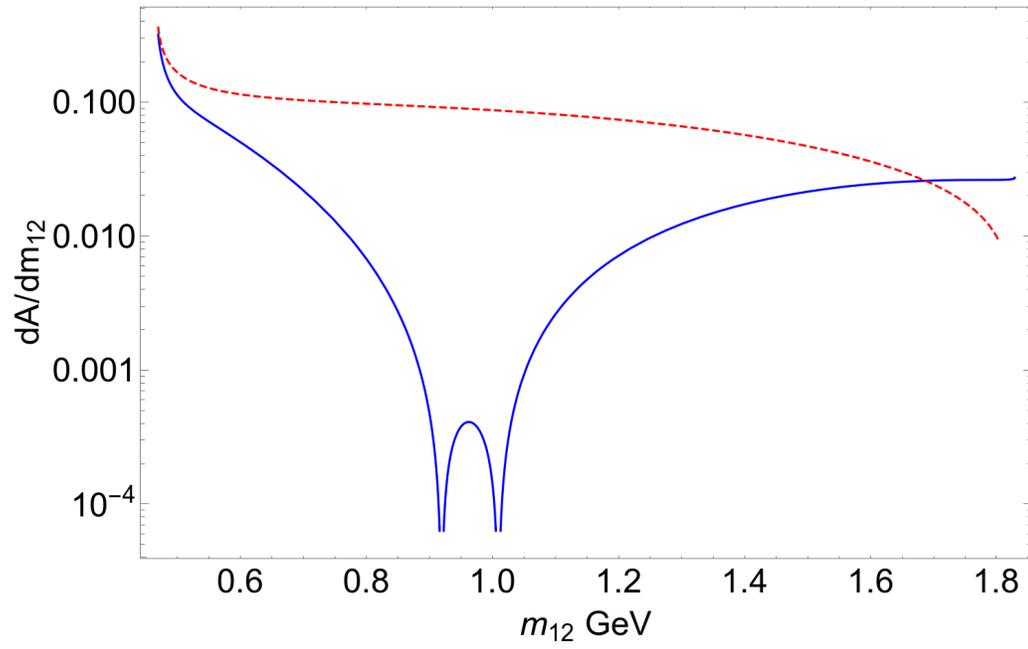


Figura 2.13: Distribución de $A_{FB}|_{\cos\theta}$ en SD para $\cos\theta = 0.1$ (línea sólida), comparada con la estimación puramente espacio fase (línea punteada).

donde ϕ es el campo de Higgs. La transición de los elementos de matriz se ven como:

$$\langle \gamma^*(k, \mu) \pi(p_1) | \mathcal{H}_{2HDM}^{eff} | D_s(P) \rangle = \langle \pi | \mathcal{H}_{2HDM} | \phi \rangle \langle \gamma^*(k, \mu) \phi | \mathcal{L}_{HH\gamma} | \phi \rangle \langle \phi | \mathcal{H}_{2HDM} | D_s \rangle. \quad (2.19)$$

Acoplado la corriente leptónica con el fotón, la amplitud se puede escribir como:

$$\mathcal{M}_H = \frac{ie^2 G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} V_{cs}^* f_\pi f_{D_s} m_\pi^2 m_{D_s}^2 \frac{1}{\tan^2 \beta} \frac{1}{k^2 m_H^4} P_\mu l^\mu, \quad (2.20)$$

donde, para calcular la transición del hadrón-Higgs, el acoplamiento general de los quarks con el Higgs cargado es de la forma:

$$\frac{-\sqrt{2} V_{ud}}{v} (m_u \cot \beta P_L + m_d \tan \beta P_R) d H^+, \quad (2.21)$$

para quarks tipo u y d . Los elementos de matriz de la transición del pseudoescalar acoplado con el Higgs cargado se toma como: $\langle 0 | \bar{u} \gamma_5 d | P^- \rangle = -i f_P (m_P^2 / m_u)$ [57]. Se ignora m_s comparada con m_c para el mesón pseudoescalar D_s y por simplicidad solo se toma en cuenta la contribución de u para el pión. Para ilustración, los parámetros del modelo son tomados como $m_H = 600$ GeV y $\tan \beta = 10$, que están de acuerdo con los límites experimentales actuales [35, 59, 60]. En la Fig. 2.14 gráficamos la distribución $A_{FB|_{\cos\theta}}$ para $\cos \theta = 0.1$ (línea sólida). Notamos que para esta observable los valores particulares de m_H y $\tan \beta$ se cancelan. Observamos que la distribución es bastante diferente de la distribución donde se toma puramente el espacio fase (línea punteada). La posición de la caída que se nota en la figura depende de la masa relativa del pión con respecto a la de D_s .

En este capítulo se hizo una descripción general del proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en el ME, resaltando el rol de sus contribuciones electro-débiles. Se obtuvo un ajuste a los datos de LHCb en la masa invariante di-muón para estimar la fase $\delta_{\rho\phi}$. Se mostró que $A_{fb|_{\cos\theta}}$, (asimetría adelante-atrás) no depende de la fase. Por último, se analizó el comportamiento del fondo, de las contribuciones de corta distancia del proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ y en procesos con la misma cinemática pero con un Higgs como estado intermedio, observándose que cada una exhibe comportamientos distinguibles entre sí.

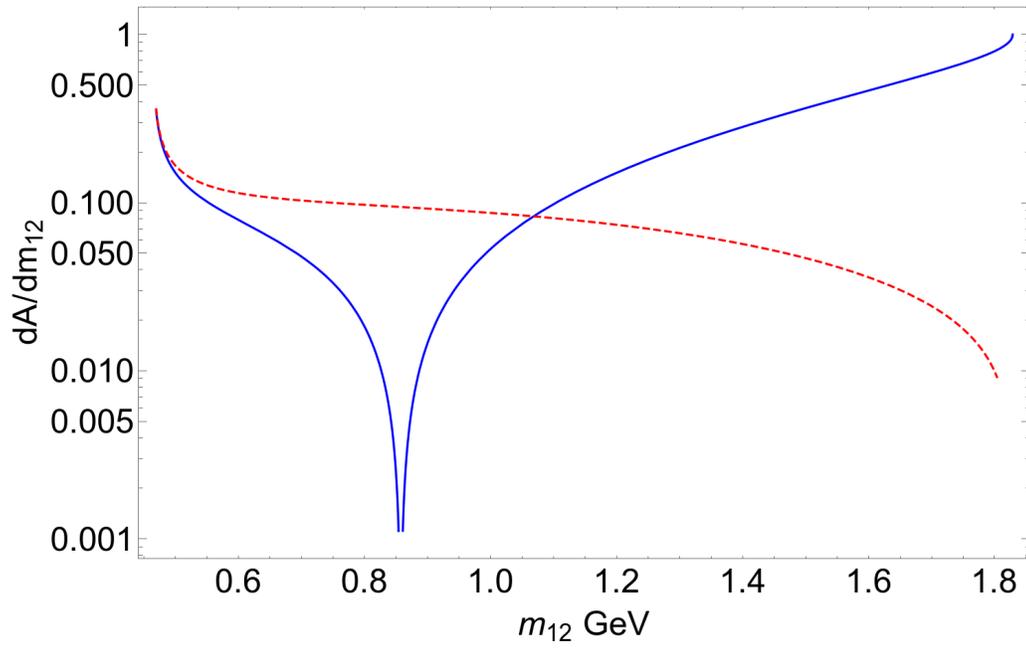


Figura 2.14: Distribución de $A_{FB}|_{\cos\theta}$ para 2HDM-II a $\cos\theta = 0.1$ (línea sólida), comparada con la estimación puramente del espacio fase (línea punteada).

Capítulo 3

El experimento Belle II

En este capítulo se hará una breve descripción sobre el experimento Belle II, en qué consiste y cuáles son sus perspectivas para los próximos años.

Belle II se encuentra en Japón en el laboratorio KEK, es la versión mejorada del experimento Belle. Este experimento tiene un nuevo colisionador llamado SuperKEKB, una fábrica de B's de segunda generación, cuya luminosidad integrada se espera sea de 50 ab^{-1} [61].

El tiempo de vida de Belle II está dividido en tres fases principales:

- Fase 1: Fue completada en el 2016 y consistió en poner en marcha el colisionador SuperKEKB.
- Fase 2: Concluyó en Julio del 2018, dando como resultado la toma de algunos datos en el detector instalado. Estos datos dieron los primeros resultados en el sector oscuro.
- Fase 3: Comenzó en febrero del 2019 y consiste en la toma de datos en todo el detector instalado.

3.1. Colisionador y detector.

El colisionador SuperKEKB colisiona haces de electrones y positrones asimétricos, dando como resultado un factor $\beta\gamma = 0.28$ que permite mejores mediciones de violación de CP dependientes del tiempo. La energía del CM estará levemente por arriba de la resonancia $\Upsilon(4S)$. La luminosidad de la máquina está dada por la

El experimento Belle II

3.1 Colisionador y detector.

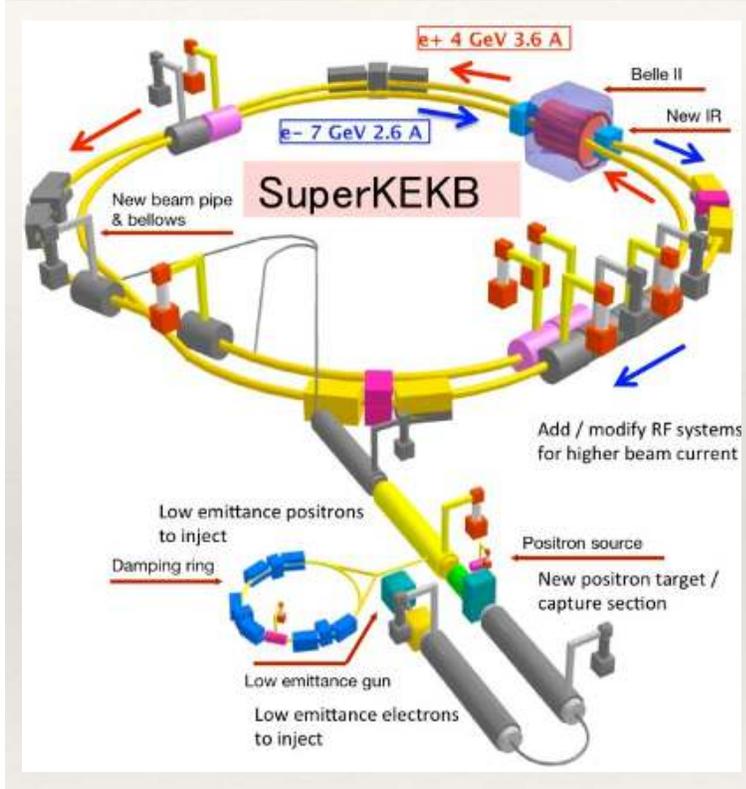


Figura 3.1: Colisionador SuperKEKB.

siguiente formula:

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left(1 + \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*}\right) \frac{I_{\pm} \xi_{y\pm} R_L}{\beta_{y\pm} R_{\xi_y}}, \quad (3.1)$$

donde r_e , e y γ el radio clásico del electrón, la carga eléctrica del electrón y el factor de Lorentz respectivamente. Los signos \pm distinguen el positrón (+) del electrón (-), mientras que la razón entre los parámetros R_L y R_{ξ_y} representan un factor de reducción geométrico. El valor global de los parámetros que acabamos de mencionar es de alrededor de 1, por lo que la luminosidad depende de los parámetros restantes: la corriente total del haz I_{\pm} , el parámetro vertical del haz $\xi_{y\pm}$ y la función vertical beta $\beta_{y\pm}^*$. En la Fig. 3.1 vemos el colisionador SuperKEKB

A continuación se muestran los componentes del detector [61] (en la Fig. 3.2 se ilustra cada componente),

- Detector de vértices (VXD): está compuesto por dos capas de detectores de pixeles (PXD) y 4 capas de detectores de vértices de silicio (SVD).

El experimento Belle II

3.1 Colisionador y detector.

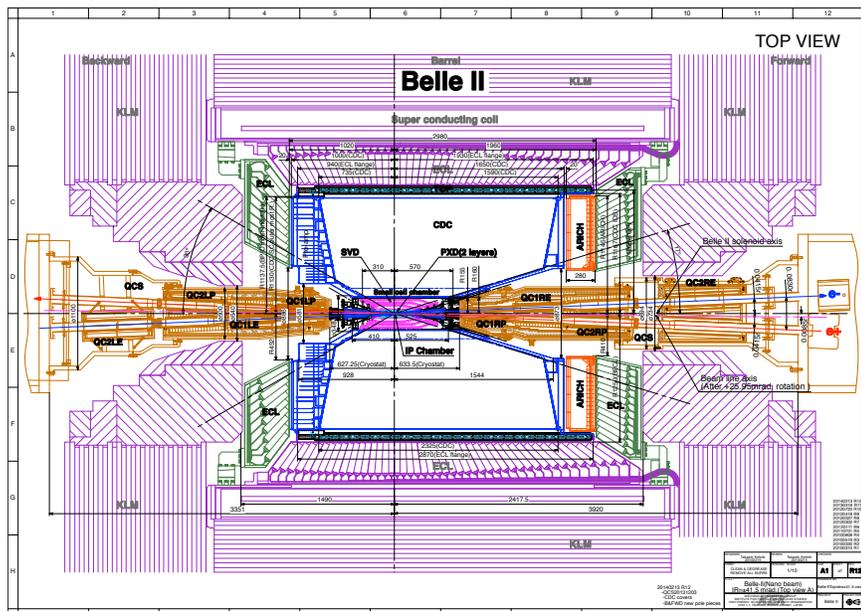


Figura 3.2: Componentes del detector del experimento Belle II.

- Cámara central de deriva (CDC): Es el detector de seguimiento principal de las partículas cargadas con una resolución mejorada gracias al tamaño más pequeño de la celda.
- Sistema de identificación de partículas: Está hecho de un contador de tiempo de propagación (TOP) colocado en la región del barril y un detector de imagen de anillo de aerogel Cherenkov. Su principal objetivo es distinguir piones de kaones.
- Calorímetro electromagnético (ECL): Es prácticamente el mismo que se usó en el detector Belle solo con una lectura más rápida en la electrónica. Detecta electrones y fotones.
- Detector de K_L y μ : Este ha sido mejorado con la sustitución de todas las capas de cámara de placa resistiva por centelladores en la región de los extremos y las primeras 2 capas en la región del gatillo.

3.2. Objetivos de Belle II.

El experimento tiene como objetivo investigar con alta precisión varios campos de física de sabores pesados como una fábrica de B.

El programa de física del experimento es amplio. Belle II será competitiva no solo en física de B sino también en física de D y τ , ya que proporcionará conjuntos de datos experimentales más limpios que en colisionadores de hadrones. Belle II tiene como objetivo buscar señales de nueva física. Parte del programa de física para Belle II puede ser resumido de la forma siguiente[61]:

- Triángulo Unitario, ángulos y elementos de matriz CKM: mediciones que violen CP (dependientes del tiempo y tiempo integrado) permitirán descubrir nuevas fases que violen CP lo cual indicaría la existencia de extensiones del Modelo Estándar.
- Sector oscuro: Búsqueda de candidatos a materia oscura como un fotón oscuro.
- Corrientes Neutras con Cambio de Sabor (FCNC): procesos con diagramas de pingüino descritos por transiciones como $b - s$ y procesos de mezcla de estados mesónicos neutros permitirán buscar nueva física en los lazos.
- Decaimientos leptónicos y violación de sabor leptónico (LFV): estudio de τ y decaimientos leptónicos de B servirán para buscar escenarios con nueva física en modelos como el sector extendido del Higgs o acoplamiento de neutrinos izquierdo-derecho.
- Espectroscopía hadrónica y quarkonio: diferentes energías para el centro de masa del colisionador es necesario para producir diferentes resonancias como $\Upsilon(3S)$, $\Upsilon(5S)$ y $\Upsilon(6S)$, las cuales nos permitirán estudiar diferentes estados intermedios limitados, así como sus propiedades. Un quarkonio puede ser producido de diferentes formas, algunos de ellos accesibles solo para fábricas de B, como la interacción de dos fotones y la producción doble del charmonio.

Se espera que el experimento Belle II recopile una gran cantidad de datos con una luminosidad integrada de 50 ab^{-1} que ampliará en gran medida nuestro conocimiento de la física del sabor.

Capítulo 4

Análisis del decaimiento

$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

El objetivo de este capítulo es realizar un estudio de sensibilidad de la razón de decaimiento del proceso: $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$, en las condiciones del detector Belle II. El estudio se realizará usando 100fb^{-1} de las muestras de Monte Carlo (MC13a) del fondo (simulación del ME). La señal se definirá en la región $1 \text{ GeV} < m_{\pi\mu\mu} < 2.6 \text{ GeV}$ para reducir al máximo el fondo y mantener más del 99% de la señal.

4.1. Límite sobre la razón de decaimiento

El límite sobre la razón de decaimiento del proceso: $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ es calculado usando la siguiente formula:

$$\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < \frac{UL}{2\mathcal{L}} \left(\frac{1}{\epsilon_q \sigma_{ee \rightarrow q\bar{q}} \mathcal{F}_{q\bar{q} \rightarrow D_s X}} \right) \quad (4.1)$$

Donde:

- UL es el límite superior que será obtenido más adelante por el método CLs.
- \mathcal{L} es la luminosidad de las simulaciones (100fb^{-1}).
- $\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}}$ es la sección eficaz con $q = u, d, s, c, b$.
- $\mathcal{F}_{q\bar{q} \rightarrow D_s X}$ es la fracción de producción con $q = u, d, s, c, b$.
- ϵ_q es la eficiencia correspondiente a la señal de cada canal.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.2 Simulación de la señal y ruido

Como podemos observar el estudio de sensibilidad de la razón de decaimiento del proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ puede provenir de distintas colisiones: $e^+ e^- \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}, d\bar{d}, u\bar{u}, s\bar{s}$, razón por la cual sería muy complicado manipular la señal proveniente de cada una de ellas. Para reducir al máximo este problema lo que se hizo fue comprobar que tan significativas eran las producciones provenientes de las distintas colisiones, como se hace notar en el Apéndice 2: la producción de D_s^+ proviene principalmente de $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$. Mientras que la producción de D_s^+ a través de $d\bar{d}, u\bar{u}, s\bar{s}$ es muy baja comparada con $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$, por lo cual para este análisis serán excluidas. Por lo tanto, en este análisis se trabajarán con las señales provenientes de las colisiones $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$.

Nuestro objetivo principal es estudiar la señal del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ sin embargo, dado que el mesón D^+ tiene una masa muy cercana a la del mesón D_s^+ aprovecharemos este estudio para incluir la señal del decaimiento $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ y de esta forma tener una base para en el futuro realizar otro estudio enfocado a ese decaimiento.

4.2. Simulación de la señal y ruido

Uno de los objetivos de este trabajo es entender como se comporta la señal con ruido simulado para después (en un trabajo futuro) poder realizar el mismo estudio pero con datos reales. Este análisis se realizará simulando la señal y el ruido que proviene de todos los demás procesos que podrían ocurrir durante las colisiones (las cuales podrían confundirse con la señal).

Como mencionamos anteriormente, el proceso principal de estudio $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ tendrá las señales provenientes de las colisiones $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$. Así mismo, el proceso secundario de estudio $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ tendrá las mismas señales correspondientes a las colisiones $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$. Estas señales se generaron con una paquetería de generador de eventos que contiene todo el código relacionado con los generadores de física. Esta paquetería contiene un módulo de generadores de Python, el cual contiene funciones convenientes para configurar correctamente los generadores de física más utilizados con su configuración predeterminada. Para el caso de las señales provenientes de las colisiones a través de $c\bar{c}$ se incluye los generadores continuos predeterminados KKMC + PYTHIA, donde se incluyen sus archivos de partículas predeterminados así como la configuración de PYTHIA. Mientras que para las señales provenientes de las colisiones a través de $b\bar{b}$ se incluyen los módulos para generar

$B\bar{B}$ mixto y cargado.

Para simular el ruido usaremos las muestras proporcionadas por el experimento; en específico, se trabajó con $100fb^{-1}$ de muestras de ruido (MC13a) y el análisis se hizo usando la versión *release - 05 - 01 - 12* de basf2 (paquetería para crear las condiciones del experimento Belle II) con *BGx1*, es decir sobreponiendo (una sola vez) el ruido esperado del haz. Se tomaron muestras de ruido "genérico" ruido de "baja multiplicidad", es decir:

- GENÉRICO:
 - $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$
 - $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$)
 - $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

- BAJA MULTIPLICIDAD:
 - $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
 - $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$
 - $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$
 - $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

4.3. Preselección

Después de la simulación, los eventos contienen respuestas del detector sin procesar. Por lo cual, queremos poder reconstruir las partículas subyacentes de la forma más correcta posible y obtener los cuatro vectores originales de las partículas producidos en la interacción. Sin embargo, nunca es posible identificar de forma única todas las partículas en la interacción porque para las interacciones hadrónicas casi siempre hay partículas de vida corta que se desintegran antes de llegar al detector. Lo que se hace entonces, es mirar la respuesta del detector y encontrar un conjunto de partículas más probables y luego hacer un análisis estadístico adecuado de los eventos.

La ventaja de usar muestras de Monte Carlo con respecto a datos reales es que con las muestras de Monte Carlo, conocemos realmente las partículas correctas y podemos rastrear qué respuesta del detector fue causada por cuál partícula.

El proceso de reconstrucción del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ consiste en pasar por un algoritmo de reconstrucción (script para ejecutar la reconstrucción oficial de Belle II) tanto la simulación de señal así como a las muestras de ruido. En este proceso se seleccionan candidatos que cumplan con una pre-selección, la cual es necesaria para reducir la cantidad de datos a un nivel manipulable.

A continuación se explicará el proceso que se realizó para la pre-selección.

4.3.1. Ruido de haz y calidad de objetos reconstruidos

Hay señales en el detector que no son las que queremos: cada detector tiene un ruido intrínseco, por lo que algunos canales del detector se dispararán aleatoriamente. Además, hay un fondo real que no proviene del evento que nos interesa, sino de otros electrones/positrones en el haz que interactúan aleatoriamente entre sí o con partes de la estructura del acelerador. A continuación escribimos los cortes necesarios que se hicieron para quitarnos del ruido del haz y objetos falsos (ruido electrónico) que ensuciará nuestro evento.

Por ejemplo, una causante de ruido son los fotones provenientes de colisiones que se dan entre los electrones y positrones dentro del mismo haz, antes de colisionar, produciendo π^0 que decaen a dos fotones. Para eliminar este tipo de ruido hacemos los siguientes cortes:

- $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (calidad de un objeto π^0)
 - $E_\gamma > 0.1$: Energía del fotón.
 - $-0.866 < \cos\Theta_{\text{gamma}} < 0.9563$: Coseno del momento del ángulo polar perteneciente al fotón
 - $\text{clusterNHits}_{\text{gamma}} > 1.5$: Número de capas del calorímetro electromagnético que atraviesa el fotón.

Además, también se forma ruido cuando los electrones del haz se desvían y colisionan con las capas del detector, produciendo procesos indeseables (fotones). Se hacen los siguientes cortes para eliminar este tipo de ruido:

- γ no π^0 (calidad de fotones que no vienen de π^0)
 - $E_\gamma > 0.2$: Energía del fotón.

-
- $-0.866 < \cos\theta_{\gamma} < 0.9563$: Coseno del momento del ángulo polar perteneciente al fotón
 - $clusterNHits_{\gamma} > 1.5$ Número de capas del calorímetro electromagnético que atraviesa el fotón.
 - $isDaughterOfList(pi0 : fromLooseGammas) == 0$ (γ que no viene de π^0) : Se exige que estos fotones no vengan de un π^0 .

Cortes para las variables de las trayectorias de partículas cargadas

Una parte importante de la reconstrucción es el llamado tracking o reconstrucción de vía. Cuyo objetivo es identificar las trayectorias de las partículas finales a través de los detectores de seguimiento, llamados huellas. Para esto se encuentran patrones en los detectores de seguimiento que parecen ser de una partícula que vuela a través del detector.

El paso siguiente es determinar la mejor estimación de las variables cinemáticas que describen las trayectorias de las partículas correspondientes a cada patrón encontrado para obtener la posición de la partícula y el momento cerca de la región de interacción con la mayor precisión posible.

En particular, en nuestro análisis, para asegurarnos que las trayectorias de las 3 partículas finales ($\pi^+ \mu^+ \mu^-$) provienen efectivamente de la colisión principal hacemos los siguientes cortes en las siguientes variables de trayectoria:

- $|dz| < 3.0$ cm (distancia de máximo acercamiento de la trayectoria al punto de colisión proyectada sobre la línea del haz).
- $dr < 1.0$ cm (distancia radial de máximo acercamiento de la trayectoria al punto de la colisión).

Después de la colisión, las partículas que se emiten viajan una distancia antes de decaer y las nuevas partículas, producto del decaimiento, a su vez viajan otra distancia antes de volver a decaer o colisionar con las capas del detector. Los dos cortes anteriores se hacen para asegurarnos que las partículas finales que detectamos provengan de la colisión y no sean producto de una colisión fuera de la colisión principal.

4.3.2. Cortes para variables de la señal reconstruida

La señal, como habíamos dicho, son 3 partículas que cumplen las características de los productos finales de nuestro decaimiento de D_s^+ , es decir: $\pi^+ \mu^+ \mu^-$ y que juntas cumplen los requerimientos para ser candidatos a provenir de un D_s^+ . Por lo cual, en el evento se guardan variables relacionadas a las partículas de estado final, así como a la partícula de donde decayeron. En nuestro análisis, al observar las variables de las partículas, notamos que hay tres variables muy importantes donde podemos hacer cortes en la preselección y de esta forma hacer nuestra reconstrucción más óptima.

Momento del mesón D_s visto desde el centro de masa

Recordemos que el objetivo del análisis es realizar un estudio de sensibilidad a la razón de decaimiento del proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$. Las señales con las que estamos trabajando para hacer este análisis son proveniente de las colisiones $e^+ e^- \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$. Al observar la variable del momento del mesón D_s en el centro de masa, se notó que un corte en esta variable nos ayudará a disminuir al máximo la señal proveniente de la colisión $e^+ e^- \rightarrow b\bar{b}$. El objetivo de hacer esto es para que sea más fácil el cálculo final de la razón de decaimiento.

- $p_{CMS} > 2 \text{ GeV}/c$. Esta variable corresponde al momento p de la partícula D_s visto desde el centro de masa de la colisión. En la Fig. 4.1 tenemos las dos fuentes de señal importantes: la proveniente de $b\bar{b}$ (cruces azules más gruesa) y la proveniente de $c\bar{c}$ (cruces azules menos gruesas). Dado que estas dos señales son importantes, trabajar con ellas de manera conjunta resulta muy complicado para el análisis. Sin embargo, la colaboración en este caso observó que si hacemos un corte $p_{CMS} > 2 \text{ GeV}/c$, prácticamente la señal proveniente de $b\bar{b}$ desaparecería, quedándonos solamente la señal proveniente de $c\bar{c}$, además de que se elimina mucho ruido de los otros fondos.

En las figuras se muestran 2 señales correspondientes al mesón D_s y dos señales correspondientes al mesón D (como se mencionó arriba, servirá para un estudio posterior). El motivo de seguir mostrando las señales correspondientes a la producción $b\bar{b}$ es demostrar que al final de la optimización esta señal desaparece por completo, razón por la cual nuestro cálculo final a la razón de decaimiento es válido tomando solo la señal proveniente de la producción $c\bar{c}$.

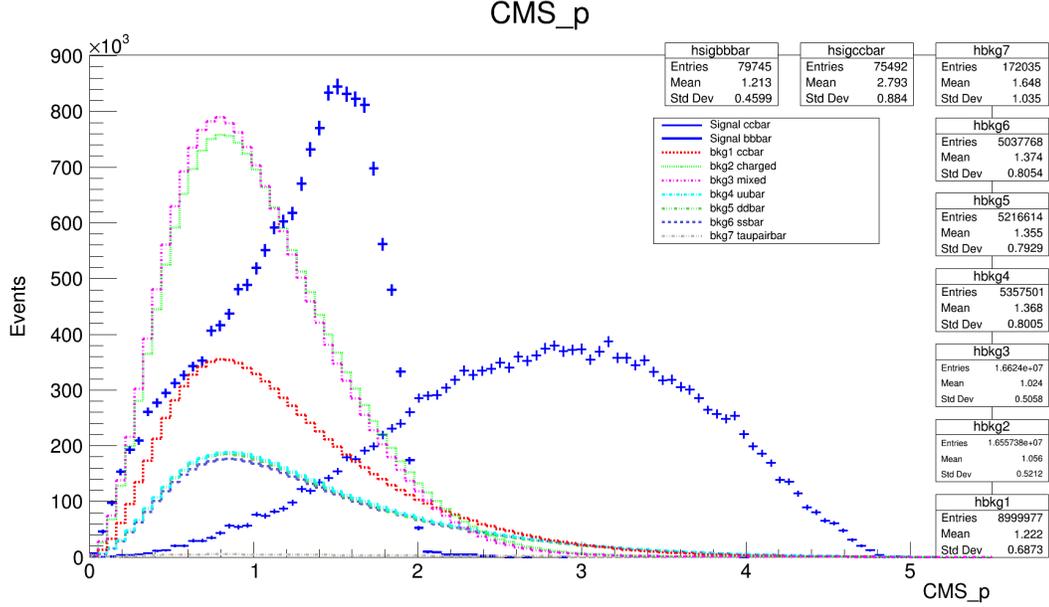


Figura 4.1: Distribución de la variable CMS_p . Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$, la última decayendo abruptamente alrededor de los 2 GeV/c.

Masa invariante de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$

La masa invariante de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$ de las señales así como del ruido originalmente tienen una distribución en una región de $[0, 5]$ GeV, si reducimos esta región haciendo cortes por los extremos podemos reducir considerablemente el ruido sin perder casi nada de señal. Para nuestro estudio en particular esta ventana la dejaremos en una región de $[1, 2.6]$ GeV, de esta forma se mantuvo más del 99% de la señal proveniente de la colisión $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$. Una de las razones para quedarnos en esta región de la masa invariante, es que para obtener la razón de decaimiento del proceso $D_s^+ \pi^+ \mu^+ \mu^-$, se debe calcular un límite superior con el método CLs (que más adelante explicaremos), el cual depende de la región de la masa invariante, por lo cual es importante dejarle una brecha amplia para poder después ir cerrando y ver si el límite superior mejora o empeora.

- $1 < M < 2.6$ GeV. Esta variable corresponde a la masa invariante de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$. Es conveniente hacer cortes en los extremos de la distribución conservando prácticamente todos los eventos de la señal.

Identificador de partículas

Una vez que tenemos las huellas que dejan las partículas, podemos intentar determinar las probabilidades de que la huella pertenezca a diferentes tipos de partículas. Se verifican los detectores secundarios que contribuyen a la identificación de partículas si vieron algo que podría estar relacionado con esta huella. Por ejemplo, para la cámara central de deriva (CDC), podemos calcular la pérdida de energía total a lo largo de la longitud de la huella y compararla con los valores esperados para diferentes tipos de partículas. Para ARICH, sabemos dónde ingresó la huella al detector y podemos verificar esta área para ver si hay anillos de Cherenkov alrededor de esta posición. El mismo principio se aplica a TOP, ECL o KLM: se sabe dónde ingresó la huella a los detectores y se puede verificar cualquier información relacionada de estos subdetectores. Estos detectores calculan las probabilidades de la señal causada por diferentes tipos de partículas que se adjuntan a la información de seguimiento para su uso posterior por parte de los analistas:

- $muonID > 0.5$ Esta variable corresponde a la probabilidad de que el candidato que etiquetamos como muón sea realmente un muón. La colaboración define cortes de trabajo, nosotros tomamos el corte más ligero posible que es el pedir que tenga un 50% de probabilidad de que nuestro candidato a muón sea realmente un muón. Se puede llevar hasta un 95% de probabilidad de que sea muón, pero esto lo dejamos en el proceso de optimización para dejar una ventana amplia y ver si hay un mejor comportamiento de las distribuciones al mover el muonID de forma más flexible.

Forma del evento

El módulo eventShape es una herramienta que permite calcular variables sensibles a la forma global del evento. El objetivo de estas variables es deducir el estado partónico original a partir de las correlaciones geométricas entre las partículas del estado final. Las variables de forma del evento se calculan a partir de listas de partículas (generalmente una lista de todas las huellas buenas y una lista de los fotones buenos) destinadas a describir el evento completo.

Las variables de forma de evento son adecuadas para:

- Estudiar la forma geométrica de los eventos.
-

-
- Separar qq, BB, tau tau y otros componentes sin reconstruir ningún candidato B o tau.
 - Proporcionar supresión continua a todos los análisis no B.

Las variables del evento son observables que exploran la geometría de los productos de la colisión. Por ejemplo, al colisionar dos partículas a altas energías, estas producen un cono de hadrones y otras partículas, llamado jet. Dentro de las variables del evento tenemos una observable llamada "*thrust*", la cual cuantifica la coherencia del grupo de partículas dentro del cono resultante de la colisión. Esta se define como:

$$T = \max \left[\frac{\sum_i |p_i n|}{\sum_i |p_i|} \right] \quad (4.2)$$

donde p_i es el momento de la partícula i y n es el vector unitario que maximiza T y define el eje de "*thrust*". La suma es sobre todas las partículas finales resultado de la colisión.

En nuestro análisis, al explorar las variables del evento, pudimos notar que la observable "*thrust*" nos ayuda a limpiar una cantidad importante de ruido proveniente del fondo producido por colisiones de $b\bar{b}$ (cargados y mezclados), como podemos ver en la Fig. 4.2.

- $thrust > 0.65$ Corte que se hará para limpiar una importante cantidad de ruido proveniente de colisiones de $b\bar{b}$.

4.3.3. Ajuste de vértice

El ajuste de vértice es una técnica en la que se utiliza el conocimiento previo sobre la naturaleza de un decaimiento para mejorar la medición de sus observables. Los ajustes pueden ser de dos tipos principalmente:

- Ajuste geométrico: Se usa el ajuste para determinar el vértice de decaimiento de la partícula. Esto se hace uniendo las huellas de sus productos de desintegración cargados, que sabemos que se originan en un punto común. Podría haber información adicional disponible; por ejemplo, si la partícula es de corta duración, podemos mejorar esto agregando una restricción de IP; es decir,
-

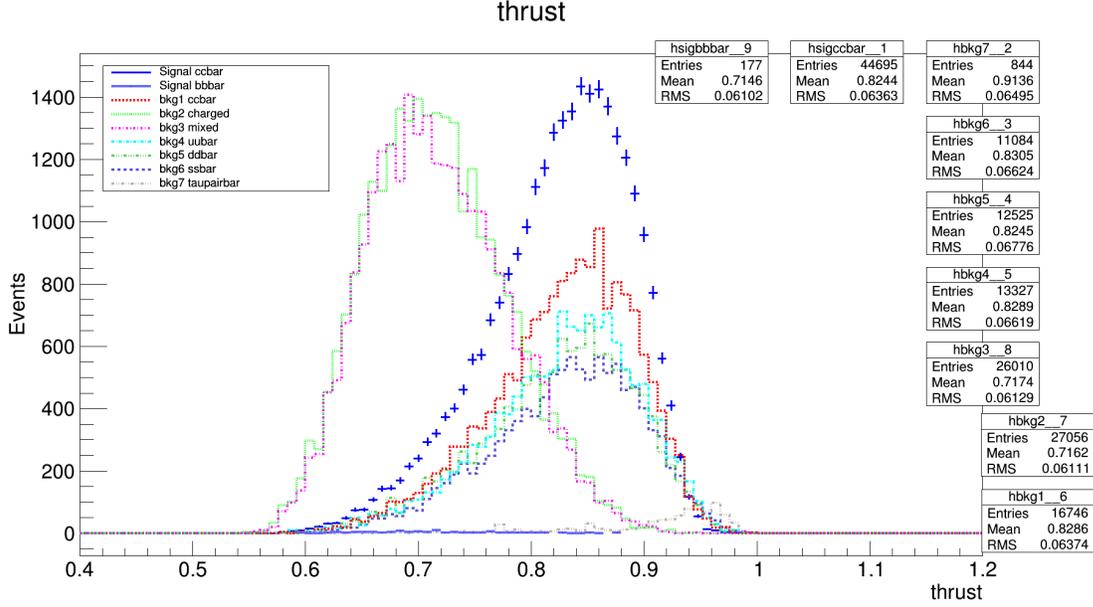


Figura 4.2: Distribución de la variable "*thrust*". Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de $c\bar{c}$, las líneas color cian corresponden a lo que queda de la señal provenientes de $b\bar{b}$, el resto de las líneas corresponden al fondo.

ajustando el punto del haz junto con las pistas. Si solo hay una pista, usar el punto de haz es la única forma de obtener un vértice.

- **Ajuste Cinemático:** Se usa el ajuste para mejorar nuestro conocimiento de la cinemática de partículas. De forma predeterminada, la cinemática de partículas compuestas se construye a partir de los productos de desintegración mediante la conservación de 4 momentos. Si la partícula que estamos reconstruyendo tiene una masa bien definida (ya sea estable o de resonancia estrecha), podría tener sentido aplicar una restricción de masa para ayudar a rechazar el fondo combinatorio.

4.3.4. Supresión continua

La mayoría de las interacciones e^+e^- en Belle II no dan como resultado una resonancia $\psi(4S)$ que luego decae en dos mesones B. Estos eventos que no son $\psi(4S)$ no suelen ser problemáticos en los análisis que buscan desintegraciones B, ya que el disparador ya los ha rechazado. Sin embargo, los eventos continuos son más problemáticos. Los candidatos de mesones B reconstruidos a partir de estas desin-

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.4 Eventos después de la preselección

tegraciones muestran una amplia distribución en variables como la masa restringida por haz, lo que dificulta su separación y supresión al extraer un componente de señal.

La supresión continua de Belle II (en resumen, CS) utiliza las variables de forma de evento clásicas, pero las calcula por separado en un candidato B y el resto del evento. Esto hace que las variables CS estén altamente optimizadas para la supresión del continuo cuando se reconstruye un mesón B en un canal exclusivo, pero completamente inútiles para cualquier otra aplicación.

Las variables CS están basadas en candidatos (en un evento dado, cada candidato B tendrá diferentes hijas y un resto de evento diferente y, por lo tanto, diferentes variables CS).

4.4. Eventos después de la preselección

Después de pasar nuestros datos por el proceso de preselección, donde se hizo unos primeros cortes y se guardaron las variables de nuestro interés para hacer el estudio, podemos observar qué porcentaje de señal conservamos, así como el número de eventos provenientes del fondo.

Eficiencia de la señal después del proceso de preselección

Dado que las resonancias de D_s^+ y D^+ son muy cercanas, se decidió hacer el estudio para ambas; es decir, se hizo la reconstrucción para los dos decaimientos $D_{(s)}^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$. Además, para ambas resonancias se consideró las señales provenientes de la producción $c\bar{c}$, así como el proveniente de la producción $b\bar{b}$. Como observamos en la Tabla 4.1, gracias al corte en el momento en el centro de masa de D_s , las señales provenientes de la producción $b\bar{b}$ se ven reducidas casi por completo (eficiencia de 0.132 % para D_s^+ y 3.462 % para D^+).

MUESTRA	EFICIENCIA	MUESTRA	EFICIENCIA
Señal $c\bar{c}$ D_s^+	43.542 %	Señal $b\bar{b}$ D_s^+	0.132 %
Señal $c\bar{c}$ D^+	42.018 %	Señal $b\bar{b}$ D^+	3.462 %

Cuadro 4.1: Eficiencia de las muestras de señal después de la preselección

Eventos del fondo genérico después de la preselección.

Con los cortes en preselección se redujo considerablemente el ruido. Aun así como podemos ver en la Tabla 4.2, hay muchos eventos aún, principalmente los ruidos correspondientes a $c\bar{c}$ y $u\bar{u}$. El objetivo del análisis es reducir lo mayor posible el ruido sin perder totalmente la señal.

MUESTRA	EVENTOS	MUESTRA	EVENTOS
$c\bar{c}$	1.45631×10^7	Bkg B^+B^-	7.88363×10^6
Bkg B^0B^0	7.35802×10^6	Bkg $u\bar{u}$	1.38954×10^7
Bkg $d\bar{d}$	3.33673×10^6	Bkg $s\bar{s}$	2.68892×10^6
Bkg $\tau^+\tau^-$	6.47334×10^5		

Cuadro 4.2: Eventos del fondo genérico después de la preselección

Eventos de baja multiplicidad después de la preselección.

Como podemos observar en la tabla después de la preselección, los eventos de baja multiplicidad son pocos. Esto es debido principalmente a que, como estamos exigiendo dos muones en estado final, los eventos de baja multiplicidad con electrones fueron descartados en su mayoría, quedándonos muchos más eventos donde hay dos muones, como se observa en la Tabla 4.3.

MUESTRA	EVENTOS	MUESTRA	EVENTOS
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	3.1008×10^4	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	5.57×2
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+ \mu^-$	6.90857×10^5	$e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$	8.0651×10^4

Cuadro 4.3: Eventos de baja multiplicidad después de la preselección.

El total de eventos del ruido sumando los de baja multiplicidad con los del fondo genérico nos da: 51,176,190. Lo que sigue en el análisis es limpiar lo más posible el ruido, afectando lo menos posible a la señal.

4.5. Proceso de optimización

La siguiente parte del análisis es escoger un conjunto específico de criterios de selección de datos con el objetivo de poder diferenciar de forma clara la señal con

respecto al ruido, esto se hace para que cuando vayamos a datos reales (donde tanto señal como el fondo están mezclados), podamos identificar, con ayuda de los criterios de selección de datos, la señal de nuestro estudio.

El conjunto específico de criterios de selección de datos es la situación donde tenemos que decidir sobre un conjunto de cortes que se usará en el análisis para poder hacer la diferenciación entre señal y ruido. Esto quiere decir que tanto el ruido como los eventos de la señal esperada dependerán de los cortes. Para decidir qué conjunto de cortes es mejor, se necesita determinar para cada conjunto de valores que tan sensibles son al experimento. Esto es lo que llamamos el proceso de optimización.

Después de observar más de un centenar de variables, se eligieron 11 variables con mayor discriminación entre señal y ruido, con las cuales se realizó la optimización. A continuación se describirá brevemente cada una de ellas:

- **muonID**

Esta variable corresponde a la probabilidad de identificar un candidato como muón. Los muones penetran más material que otras partículas cargadas y, por lo tanto, pueden identificarse por su presencia en los detectores más externos.

En la preselección se tomó un corte de $muonID > 0.5$, es decir, que la probabilidad de que el candidato sea muón esta sea arriba del 50 %. Sin embargo, al momento de optimizar esta variable tendía a 1, es decir para cualquier partición del intervalo siempre encontraba su mejor optimización en el último valor antes del 1, hecho por lo cual se decidió fijar esta variable al punto de trabajo $muonID > 0.95$ (probabilidad de que el candidato sea muón esta sea arriba de 95 %), que es el corte más justo que propone la colaboración. A partir del corte a esta variable se optimizarán las otras variables. En la Fig. 4.3 podemos observar cómo se distribuyen las señales (cruces azules gruesas $c\bar{c}$ y cruces azules delgadas $b\bar{b}$ para D_s^+ y magenta oscuro $c\bar{c}$ y magenta claro $b\bar{b}$ para D^+), así como todo los ruidos que constituyen el fondo.

- **p_CMS**

Esta variable hace referencia a la magnitud del momento p del mesón D_s visto desde el centro de masa de la colisión. En la Fig. 4.1 notamos que este momento para la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$ se distribuye principalmente en un región de energía de $[0,2]$, mientras que la proveniente de la producción $c\bar{c}$ se distribuye en

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.
4.5 Proceso de optimización

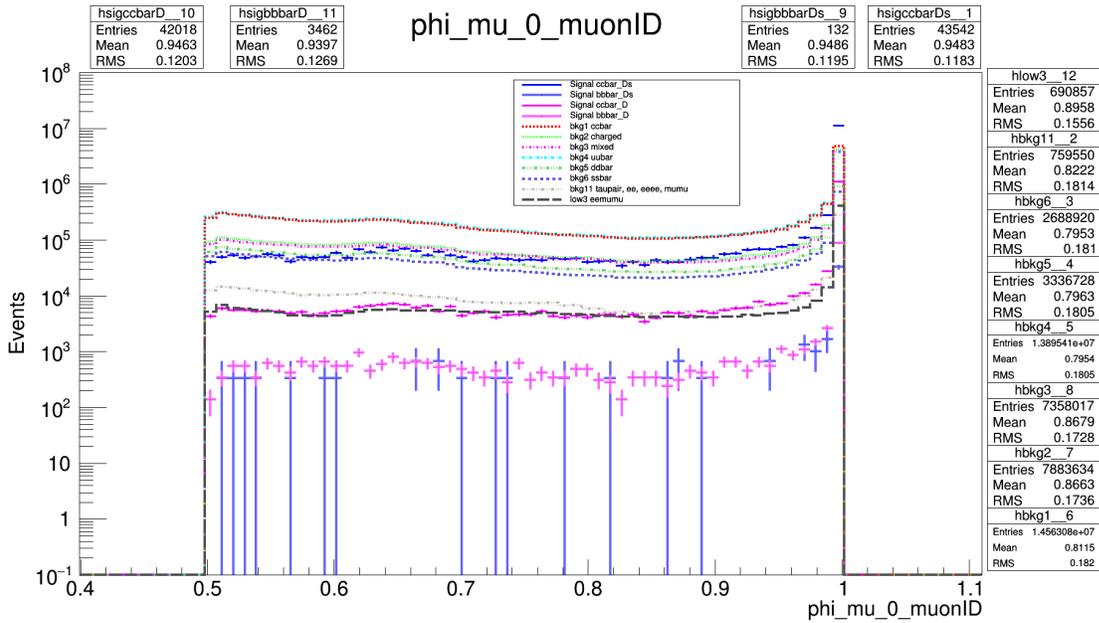


Figura 4.3: Distribución de la variable muonID. Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras las cruces azules más gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras a las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.5 Proceso de optimización

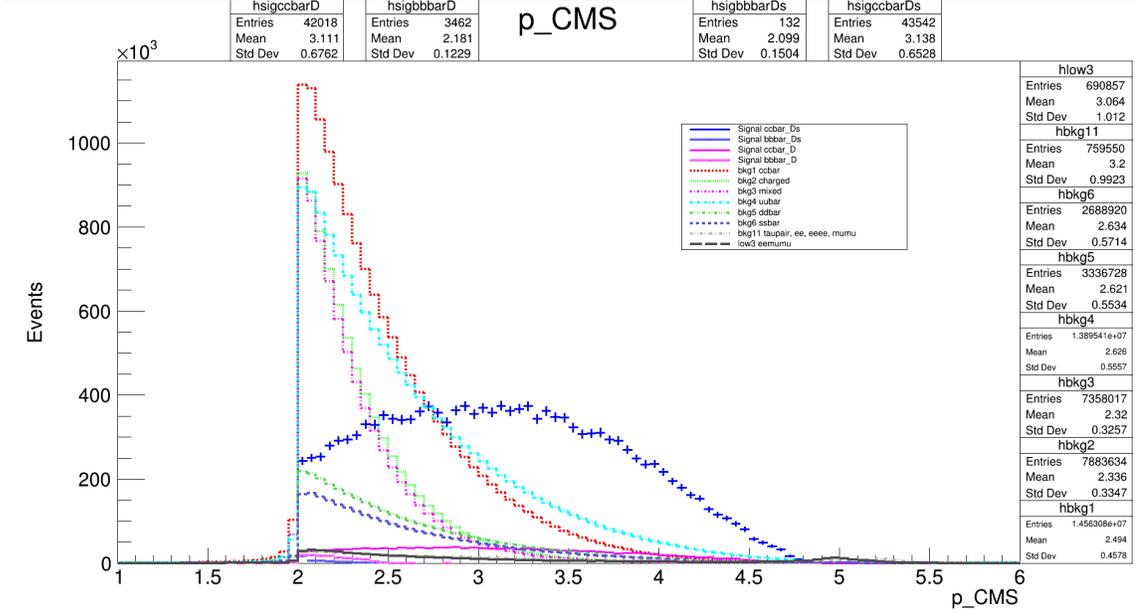


Figura 4.4: Distribución de la variable p_{CMS} . Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras las cruces azules más gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras a las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

una región de energía de $[0,5]$, razón por la cual en la preselección se tomó como corte inicial $p_{CMS} > 2$, es decir tomar solo momentos con energía mayor a 2 GeV, con el propósito de quitarnos casi por completo la señal proveniente de $b\bar{b}$; sin embargo, aún puede ajustarse más ese corte, siendo de hecho una de las principales variables que nos ayudarán a limpiar el ruido. En la Fig. 4.4 podemos observar que hay mucho ruido a valores de $p_{CMS} < 3$.

Físicamente lo que estamos haciendo con cortes en esta variable es aprovechar que la distribución del momento del mesón D_s en el centro de masa hace una evidente diferencia entre sí este mesón fue producido por $c\bar{c}$ o por $b\bar{b}$. Elegir que se tomen momentos con una energía mayor que 2 GeV nos permite tener certeza de que los momentos de D_s en el centro de masa que veamos será provenientes únicamente de la producción $c\bar{c}$

■ D_s _ chiProb

Esta variable es la probabilidad del ajuste de χ^2 del vértice de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$. Como

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.5 Proceso de optimización

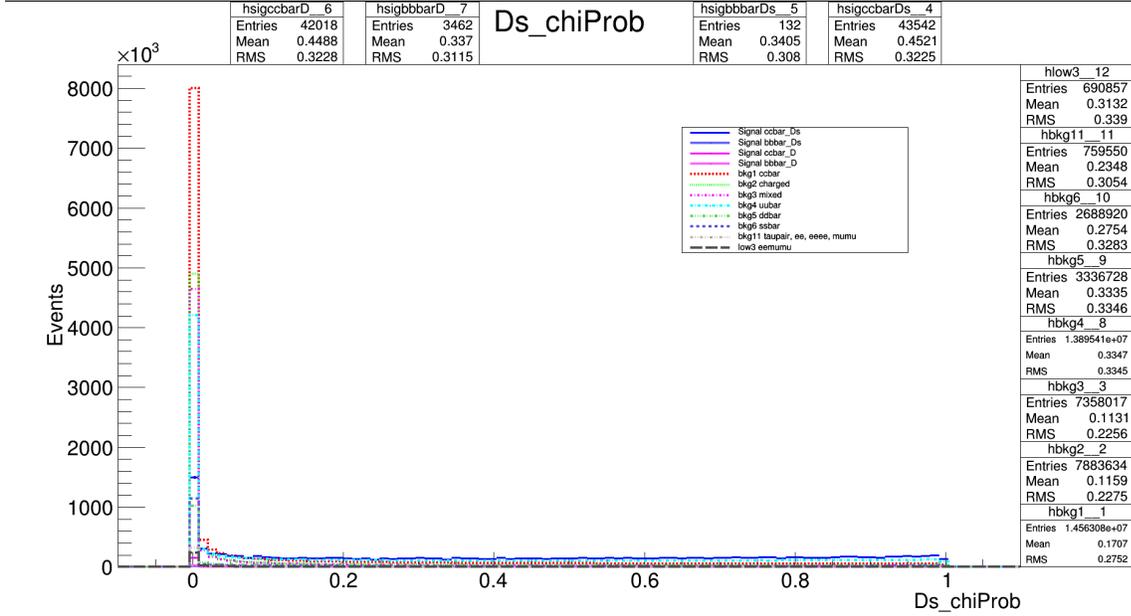


Figura 4.5: Distribución de la variable $D_s_chiProb$. Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras las cruces azules más gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$, mientras que las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

observamos en la Fig. 4.5, la distribución de probabilidad para probabilidades cercanas a cero es donde se distribuye mayormente el ruido, cuya interpretación sería que el ruido tiene probabilidad cercana a cero de ajustar el vértice de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$ con el vértice teórico.

$D_s_deltaE_low$

Esta variable representa la diferencia entre la energía reconstruida de la partícula (D_s^+ en este caso) y la mitad de la energía de la misma partícula vista desde el centro de masa. Esta variable tiene la etiqueta *low*, lo que se indica que se harán cortes a valores bajos, ya que como podemos observar en la Fig. 4.11 un gran porcentaje de ruido se encuentra a valores $D_s_deltaE_low < 2.5$. Lo que representa es que la distribución del ruido a diferencia de la distribución de la señal proveniente de la producción $c\bar{c}$ tiende a tener una distribución de la diferencia de energías con valores negativos menores que -2.5 que es justo donde empieza la distribución de diferencia

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.5 Proceso de optimización

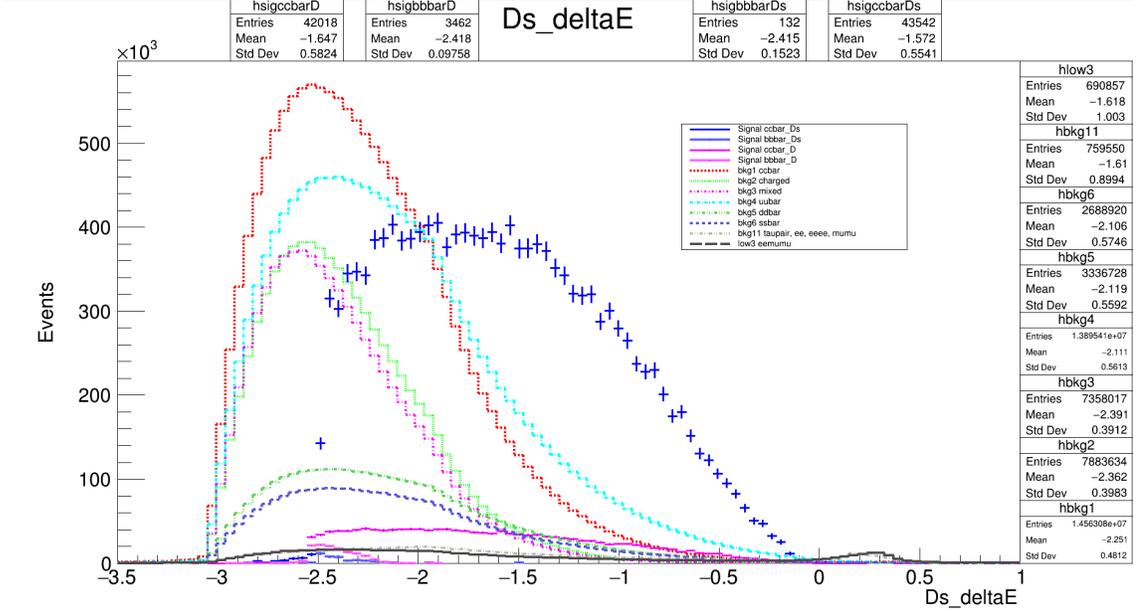


Figura 4.6: Distribución de la variable $D_s_deltaE_low$. Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras que las cruces azules más gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras que las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

de energías de la señal.

▪ mu_p

La variable mu_p es la magnitud del momento en el sistema de laboratorio de uno de los muones. Como se observa en la Fig. 4.7, el momento del muón del ruido se distribuye con poca dispersión alrededor de valores menores que 1 GeV, mientras que la señal tiene una distribución más dispersa alrededor de 1. Razón por la cual aunque se sacrifique señal, la cantidad de ruido que se eliminará con un corte a bajos momentos será significativa.

pion_ID

Esta variable nos da la probabilidad de que el candidato a pión sea realmente un pión. Como vemos en la Fig. 4.8, en apariencia esta variable no parece ser muy buena

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.
4.5 Proceso de optimización

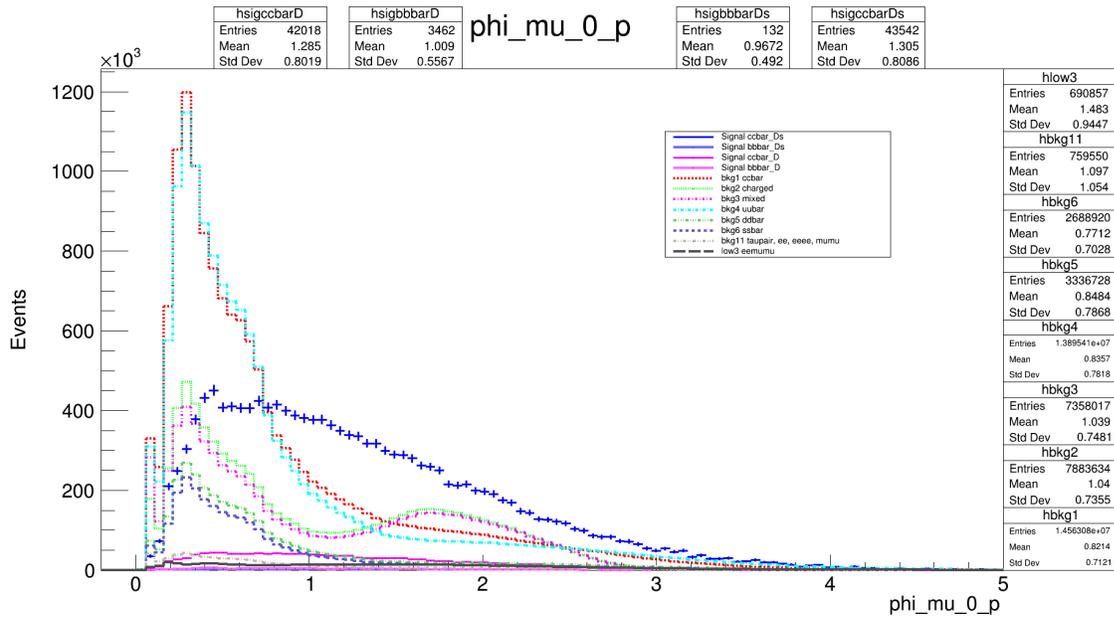


Figura 4.7: Distribución de la variable μ_p . Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras que las cruces azules más gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras que las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.5 Proceso de optimización

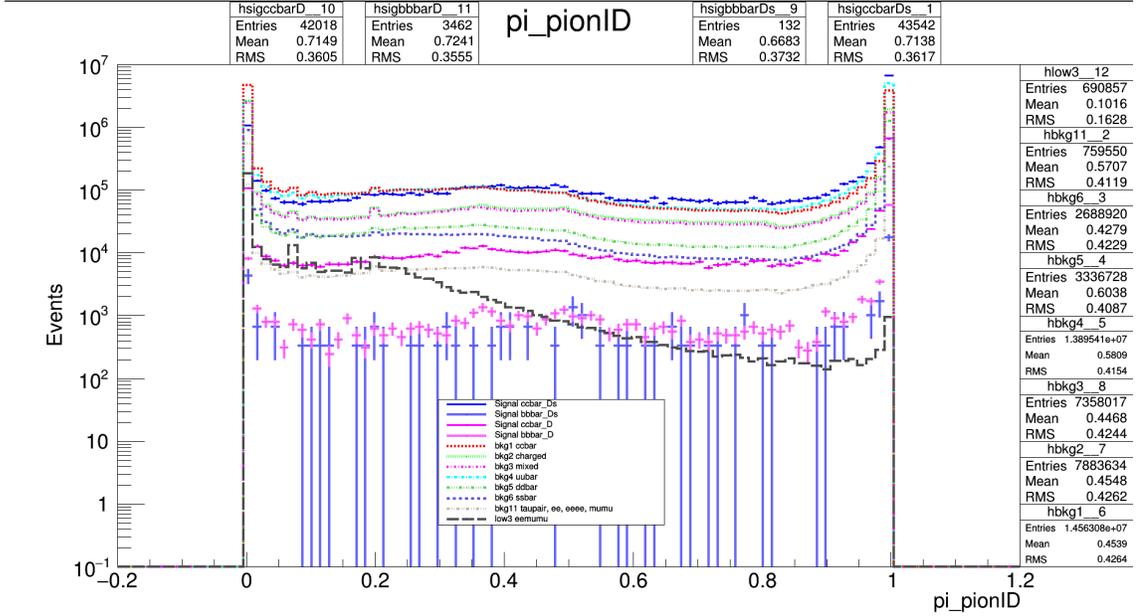


Figura 4.8: Distribución de la variable pión_ID. Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras que las cruces azules más gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras que las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

ya que en la distribución no se ve claramente alguna región donde se pueda hacer un corte sin quitarnos mucha señal; sin embargo, al hacer el estudio de optimización, presentó muy buenos resultados para valores pequeños, es decir para probabilidades cercanas a cero de que el candidato sea un pión.

■ thrust_high

Como mencionamos arriba, esta es una variable del evento, que cuantifica la isotropía de los productos de la colisión. En este caso tenemos la etiqueta *high*. Esto hace referencia a que se harán los cortes a valores altos. Como podemos observar en la Fig. 4.12, la distribución de esta variable a valores por arriba de 0.95 para la señal es prácticamente nula, mientras que para el ruido, principalmente proveniente de baja multiplicidad, es significativa.

mu_pValue

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.
4.5 Proceso de optimización

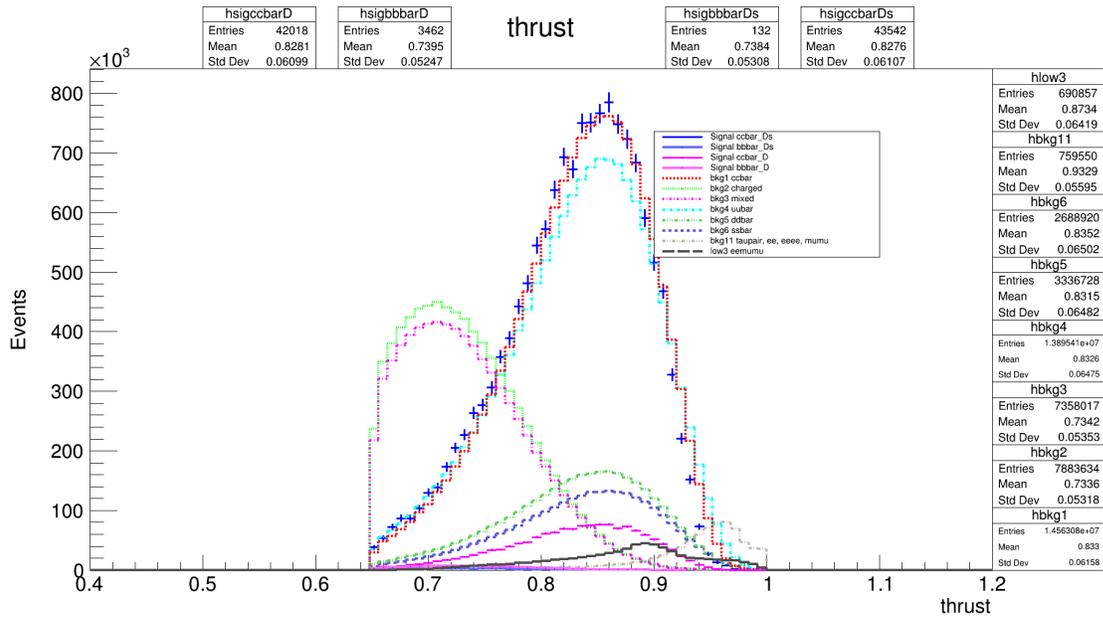


Figura 4.9: Distribución de la variable "thrust". Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras que las cruces azules mas gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras que las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.5 Proceso de optimización

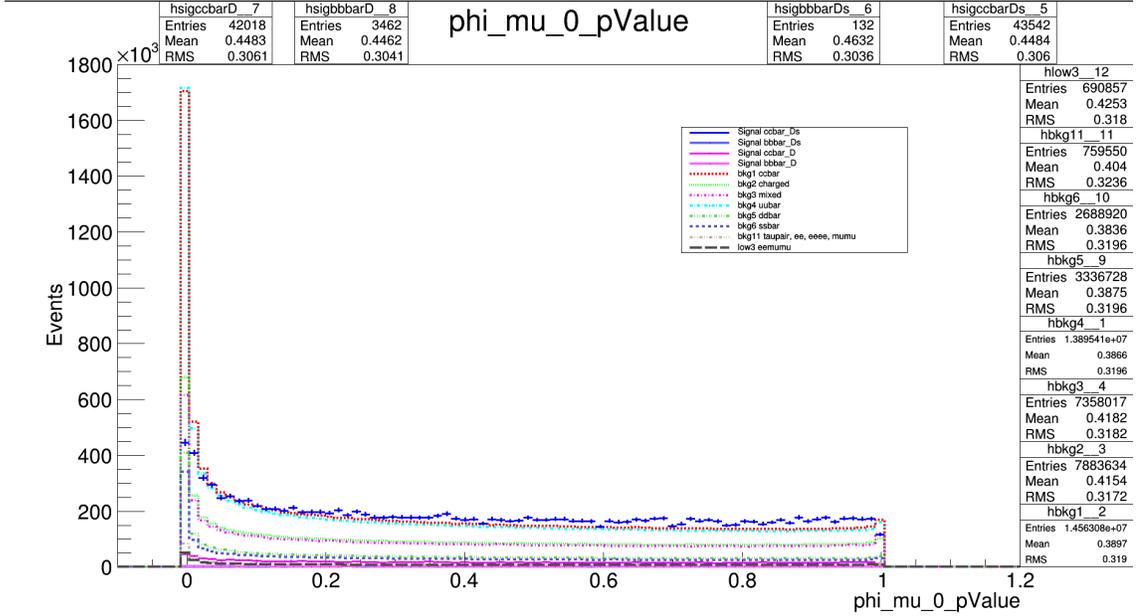


Figura 4.10: Distribución de la variable μ_pValue . Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras que las cruces azules mas gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras que las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

Esta variable es la probabilidad del ajuste de χ^2 de la trayectoria, de uno de los muones. Este valor no cambia después de que se ajustó el vértice o después de hacer un ajuste cinemático, y no tiene sentido medirla para partículas compuestas (reconstruidas a partir de otras partículas). Como vemos en la Fig. 4.10, la distribución de esta variable contiene mucho ruido a valores muy cercanos a cero. Los cortes de esta variable se aplicarán por igual a ambos muones. La distribución de esta variable es equivalente para ambos muones.

■ Ds_deltaE_high

Como mencionamos arriba, esta variable representa la diferencia entre la energía de la partícula D_s y la mitad de la energía del centro de masa de la colisión. La etiqueta *high* significa que se harán cortes a los valores altos de esta variable. Como vemos en la Fig. 4.11, una cantidad importante de eventos de baja multiplicidad se

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.
4.5 Proceso de optimización

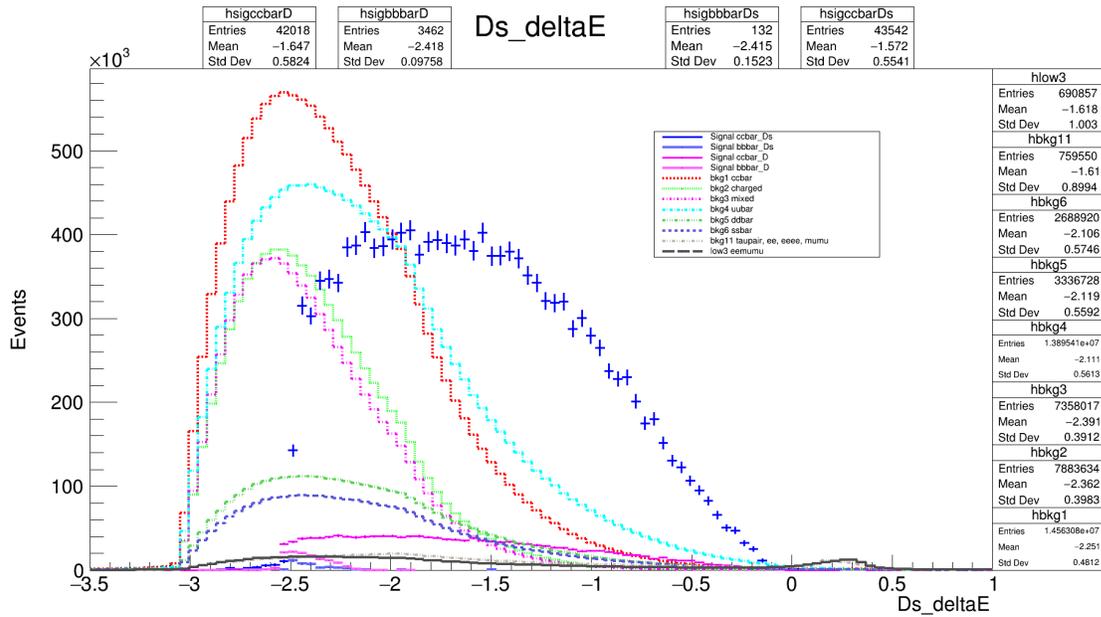


Figura 4.11: Distribución de la variable Ds_deltaE_high . Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras que las cruces azules más gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras que las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.5 Proceso de optimización

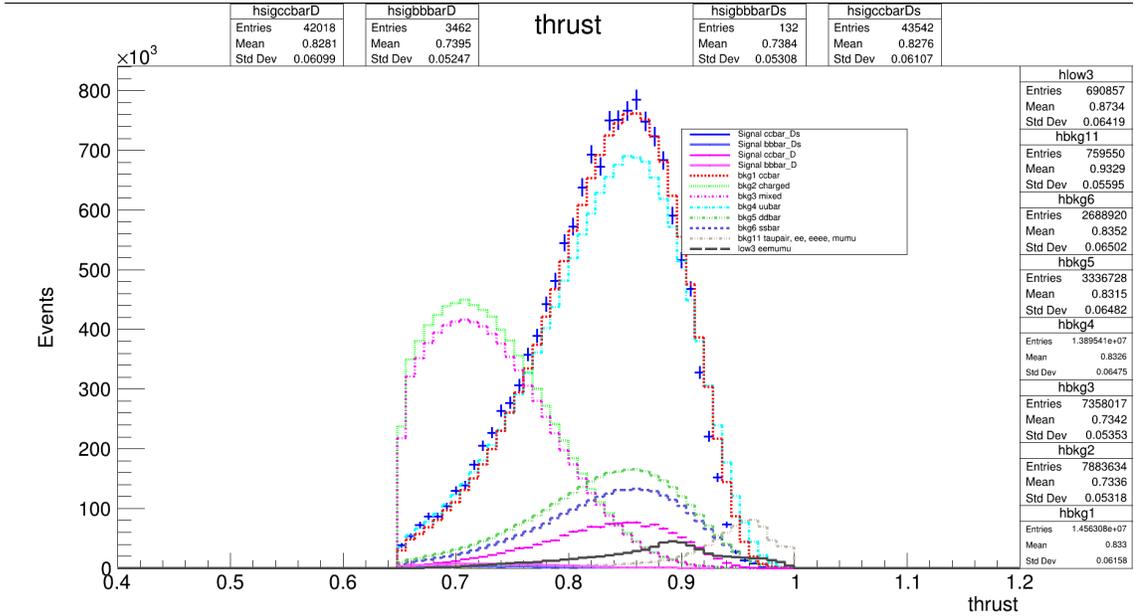


Figura 4.12: Distribución de la variable "thrust". Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras que las cruces azules más gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras que las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

distribuye a valores mayores que 1.

thrust_low

En este caso tenemos la etiqueta *low*, haciendo referencia a un corte a valores bajos de la variable. En preselección ya se hizo un corte inicial de 0.65, pero como podemos observar en la Fig. 4.12, aún hay ruido que podemos quitar si apretamos este corte.

■ tracks_dr

Esta variable representa la distancia transversal respecto al punto de origen de cada traza. Esta variable en preselección ya tiene un corte inicial de valores menores que 1 (para todas las partículas finales, los dos muones y el pión). Como observamos

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.5 Proceso de optimización

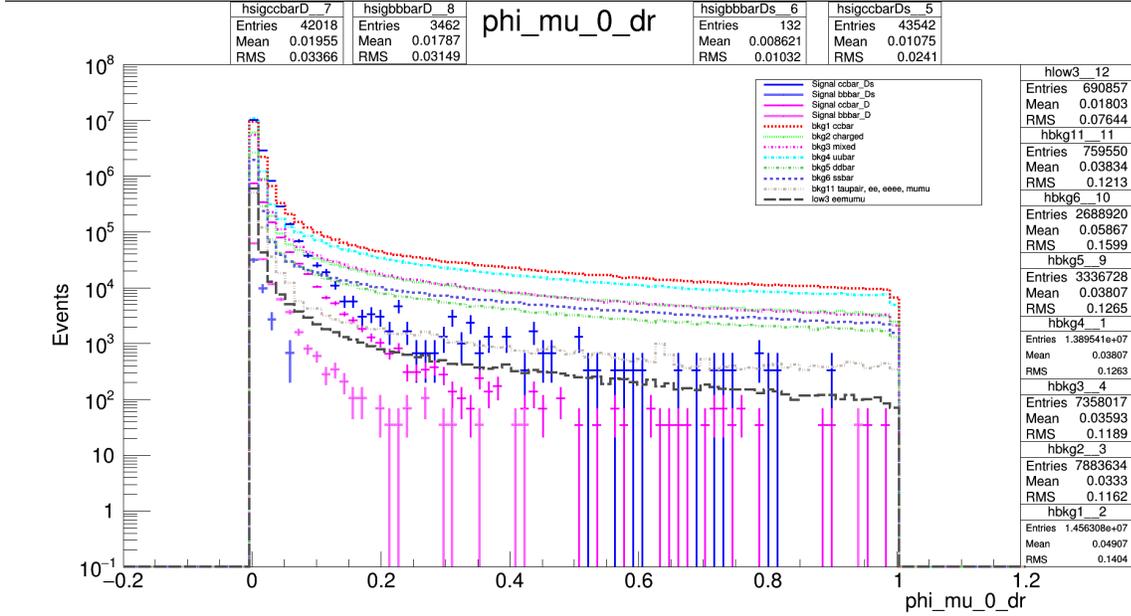


Figura 4.13: Distribución de la variable dr de uno de los muones. Las cruces azules más delgadas corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$ mientras que las cruces azules más gruesas corresponden a lo que queda de la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$. Las cruces color magenta corresponden a las señales D^+ , las cruces gruesas corresponden a la producción $b\bar{b}$ mientras que las cruces delgadas a la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

en la Fig. 4.13, este corte se puede apretar en el proceso de optimización, quitándonos ruido considerable y sacrificando un poco de señal.

Figura de mérito (FOM)

Entendemos por optimización como al proceso de encontrar el mejor corte para cada una de las variables que en conjunto nos quite el mayor ruido posible, sacrificando lo menos posible de señal. En nuestro caso particular, se hará este proceso de forma iterativa, es decir, se tomará una variable y se encontrará el mejor corte posible. Con este corte fijo, se tomará otra variable y se buscará el mejor corte posible, y así sucesivamente, siempre fijando el mejor corte y a partir de eso buscar un corte para la siguiente variable. Este proceso de optimización se hará con la ayuda de la FOM de Punzi [62]:

$$\frac{\varepsilon(t)}{\frac{a}{2} + \sqrt{B(t)}}$$

donde

- $\varepsilon(t)$ es la eficiencia.
- $a = 1.644853626951$ es el valor con el que se hizo el análisis, correspondiente a una búsqueda con sensibilidad a un 90 % de nivel de confianza.
- $B(t)$ es a suma de todo el fondo. item t es el conjunto de cortes.

Al hacer un corte en cualquier variable, el número que obtendremos al calcular la FOM será una forma de medir que tan bueno es el corte: a mayor FOM, mejor es el corte. Diseñamos un programa que hace cortes y calcula la FOM para cada corte. Al final pedimos al programa que devuelva el corte con mayor FOM. El proceso de optimización iterativo siguió el siguiente algoritmo:

- Fijamos un corte para $muonID > 0.95$.
 - El programa hace cortes a una variable seleccionada en una región dada y obtiene la FOM para cada corte. Al final el programa devuelve el corte que obtuvo mayor FOM.
 - Se hizo pasar las 10 variables en el programa que obtiene la mejor FOM. Seleccionamos la variable que tuvo mayor FOM, que será nuestra siguiente variable a fijar.
 - Fijamos $muonID$ y Ds_p_CMS (que en nuestro análisis fue la variable que obtuvo la mejor FOM).
 - Volvemos a pasar las 10 variables por el programa que elige la mayor FOM para cada variable y elegimos como siguiente variable a fijar la que obtuvo el corte con mayor FOM.
 - Esto se realiza hasta que las 10 variables hayan tenido un corte fijo. El orden de este proceso fue el siguiente:
 - Ds_p_CMS
 - $Ds_chiProb$
 - Ds_deltaE_low
 - mu_p
-

- *pionID*
- *thrust_high*
- *mu_pValue*
- *Ds_deltaE_high*
- *thrust_low*
- *tracks_dr*

- Teniendo todas las variables con un corte fijo, volvemos a pasar cada variable por el programa para obtener la mayor FOM, lo que permite incrementar el FOM final.
- Realizamos este proceso hasta que la FOM ya no varíe. Es ahí cuando decimos que el proceso de optimización ha terminado.

4.6. Resultados de la optimización

Al finalizar el proceso de optimización se obtuvieron los siguientes cortes para nuestras variables:

- *muonID* > 0.95
 - *Ds_p_CMS* > 3.1 GeV/c
 - *Ds_chiProb* > 0.02
 - *Ds_deltaE_low* > -1.625 GeV/c
 - *mu_p* > 0.575 GeV/c
 - *pionID* > 0.01
 - *thrust_high* < 0.935
 - *mu_pValue* > 0.01
 - *Ds_deltaE_high* < -0.175 GeV
 - *thrust_low* > 0.755
-

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.6 Resultados de la optimización

- $tracks_dr < 0.13$ cm

Con estos cortes se obtiene un valor para la FOM de:

- FOM =0.0252939

En la Tabla 4.4 tenemos un resumen de cómo quedaron tanto las señales de D_s^+ así como las señales de D^+ . Como observamos, la señal proveniente de la producción $b\bar{b}$ desapareció por completo tanto para D_s^+ como para D^+ . Por otro lado, la eficiencia de nuestra señal D_s^+ proveniente de la producción $c\bar{c}$ quedó como:

- $\varepsilon = 8.946\%$

perdiendo un 79.46 % de señal en el proceso de optimización.

SAMPLE	EFFICIENCY	SAMPLE	EFFICIENCY
Signal $c\bar{c} D_s^+$	8.946 %	Signal $b\bar{b} D_s^+$	0.0 %
Signal $c\bar{c} D^+$	7.456 %	Signal $b\bar{b} D^+$	0.0 %

Cuadro 4.4: Eficiencia de las muestras de señal después de la optimización.

Las Tablas 4.5 y 4.6 resumen los eventos de ruido que quedan al final de la optimización. En total se redujeron un 99.76 % los eventos, quedándonos:

- $B = 124,510$ eventos provenientes del fondo.

Como vemos en la Tabla 4.6 el ruido proveniente de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ y de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ quedó sin evento alguno después de la optimización.

SAMPLE	EVENTS	TAZA RECHAZO	SAMPLE	EVENTS	TAZA RECHAZO
Bkg $c\bar{c}$	2.5698×10^4	99.82 %	Bkg B^+B^-	1.0973×10^4	99.86 %
Bkg $B^0\bar{B}^0$	9.939×10^3	99.86 %	Bkg $u\bar{u}$	5.2462×10^4	99.62 %
Bkg $d\bar{d}$	1.2947×10^4	99.61 %	Bkg $s\bar{s}$	7.181×10^3	99.73 %
Bkg $\tau^+\tau^-$	1.456×10^3	99.78 %			

Cuadro 4.5: Eventos del fondo después de la optimización.

A continuación se muestra como se distribuye cada variable después de hacer todos los cortes obtenidos después de la optimización:

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.
4.6 Resultados de la optimización

SAMPLE	EVENTS	TAZA RECHAZO	SAMPLE	EVENTS	TAZA RECHAZO
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	0.0	100.00 %	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	0.0	100.00 %
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+ \mu^-$	3.578×10^3	99.48 %	$e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$	2.76×10^2	99.65 %

Cuadro 4.6: Eventos de baja multiplicidad después de la optimización

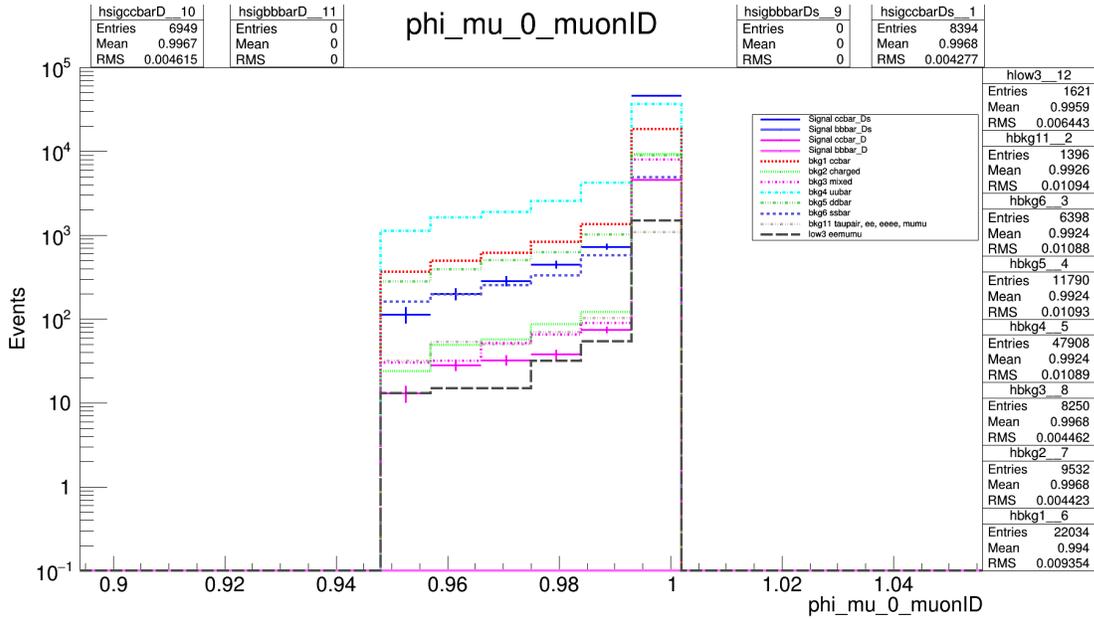


Figura 4.14: Distribución de la variable $\mu_{\text{on}}_{\text{muonID}}$ después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ provenientes de la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.6 Resultados de la optimización

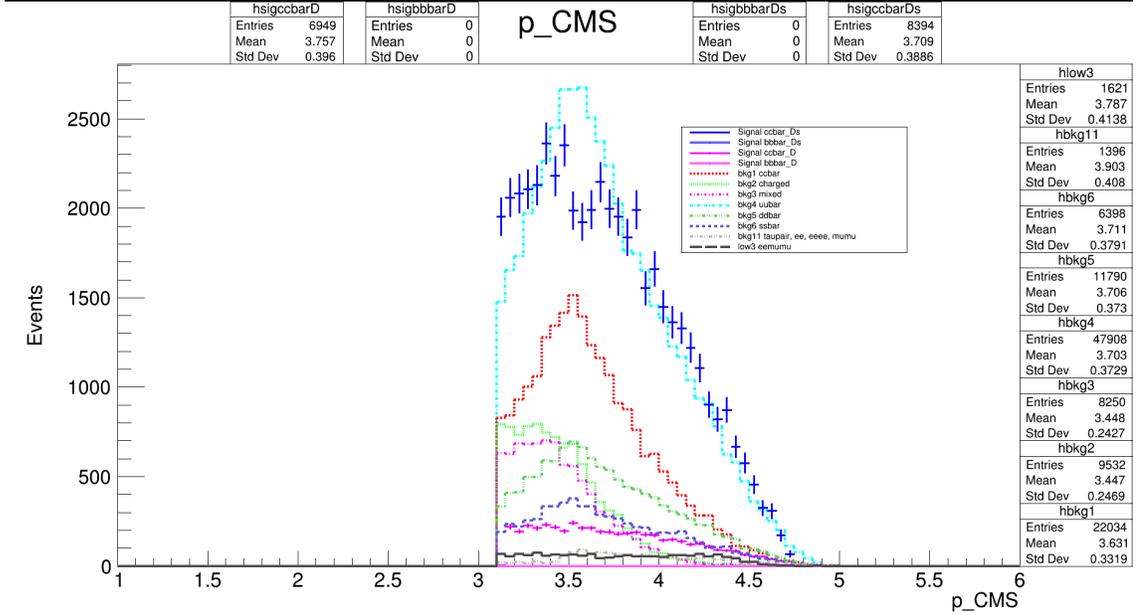


Figura 4.15: Distribución de la variable p_{CMS} después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ provenientes de la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

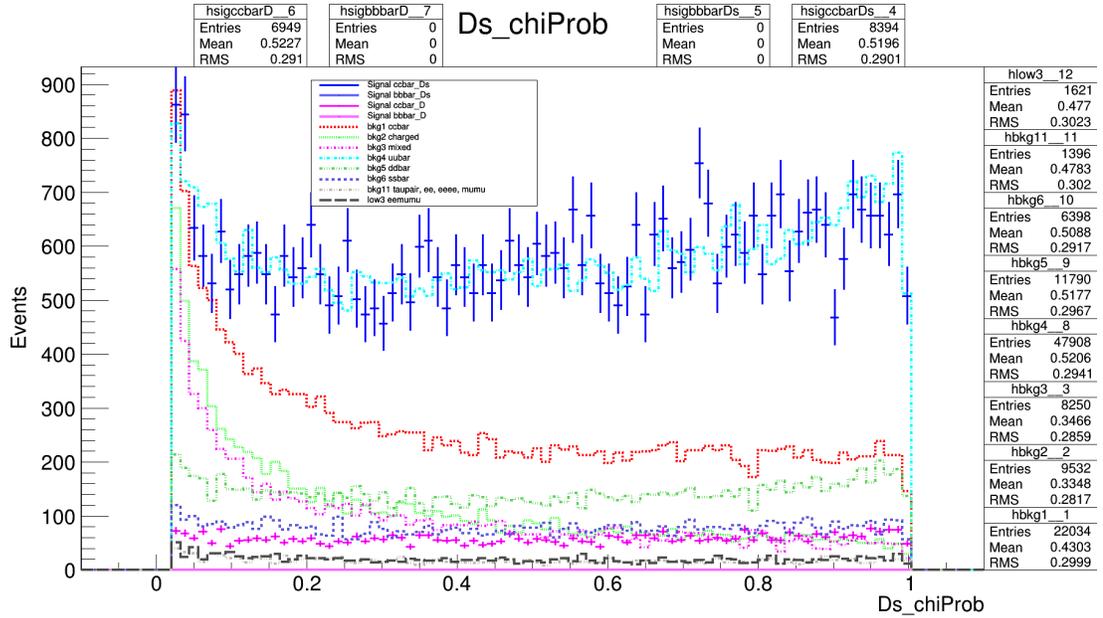


Figura 4.16: Distribución de la variable $Ds_chiProb$ después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ provenientes de la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.6 Resultados de la optimización

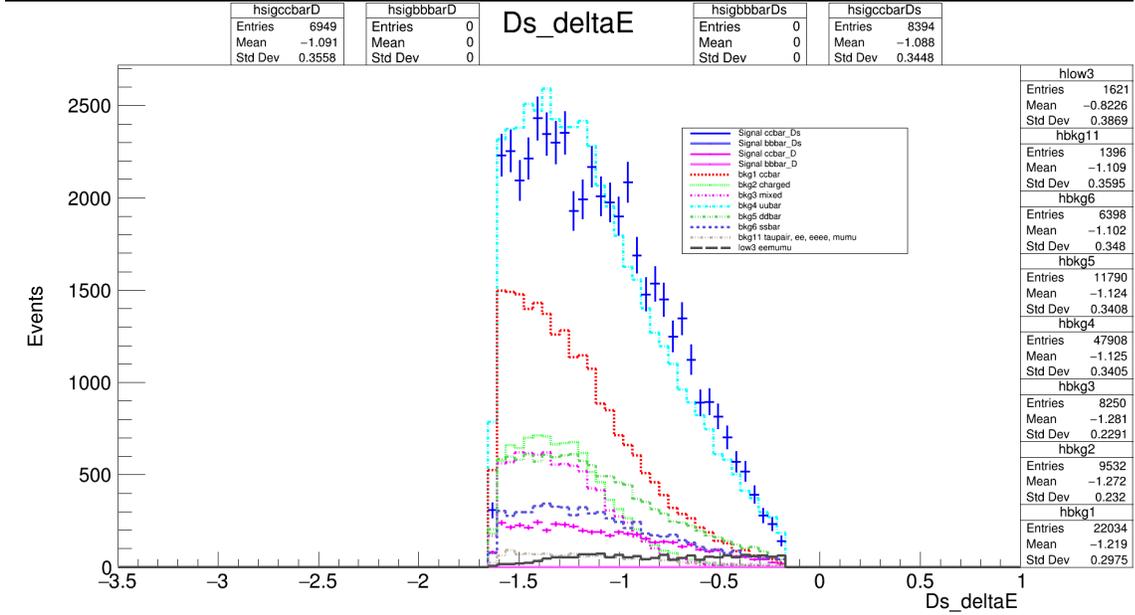


Figura 4.17: Distribución de la variable D_s_deltaE después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ provenientes de la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

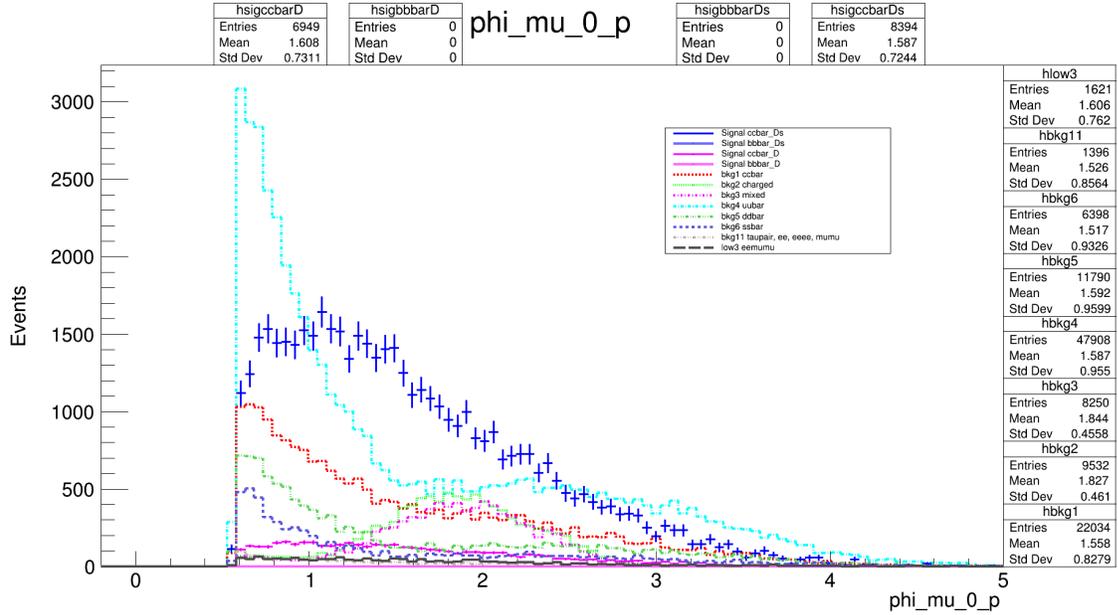


Figura 4.18: Distribución de la variable μ_p después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ provenientes de la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.6 Resultados de la optimización

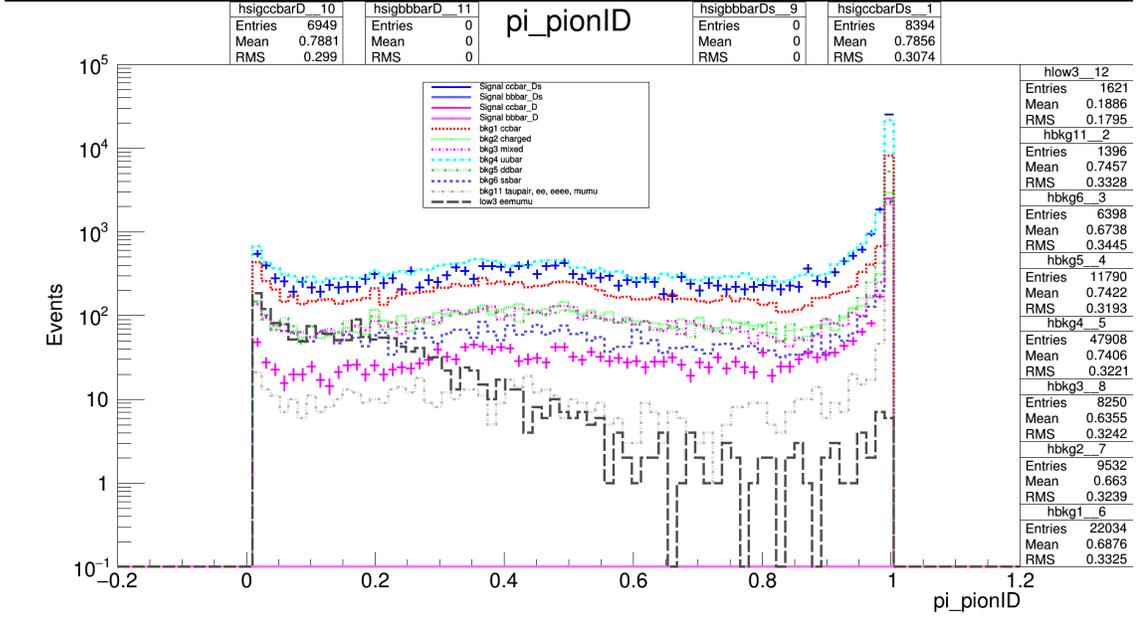


Figura 4.19: Distribucion de la variable pi_pionID después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ provenientes de la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

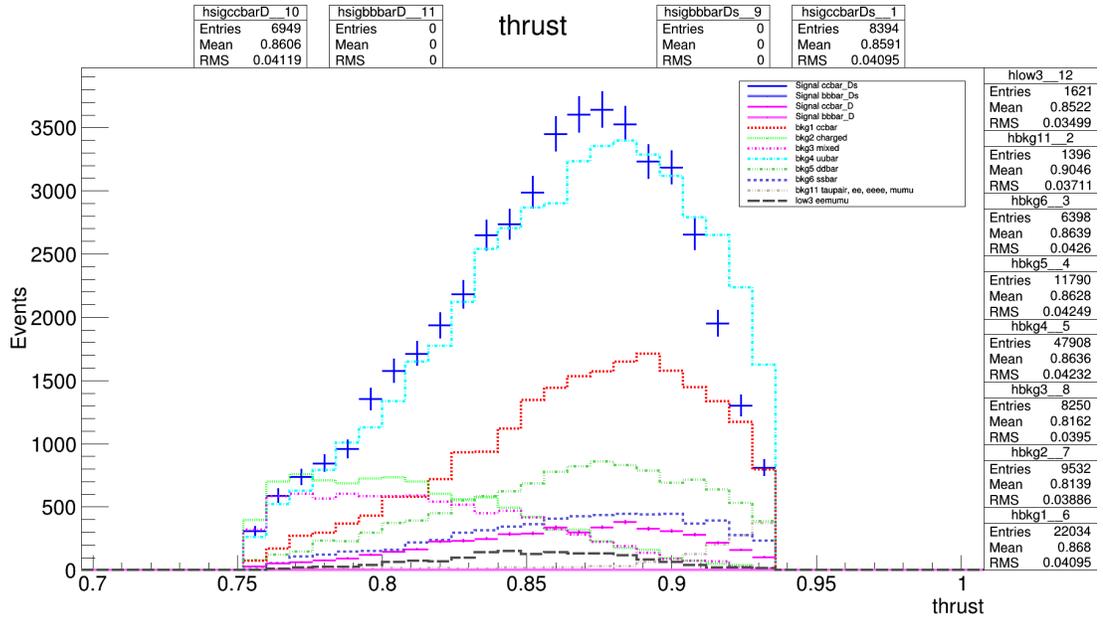


Figura 4.20: Distribución de la variable $thrust$ después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ provenientes de la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.

4.6 Resultados de la optimización

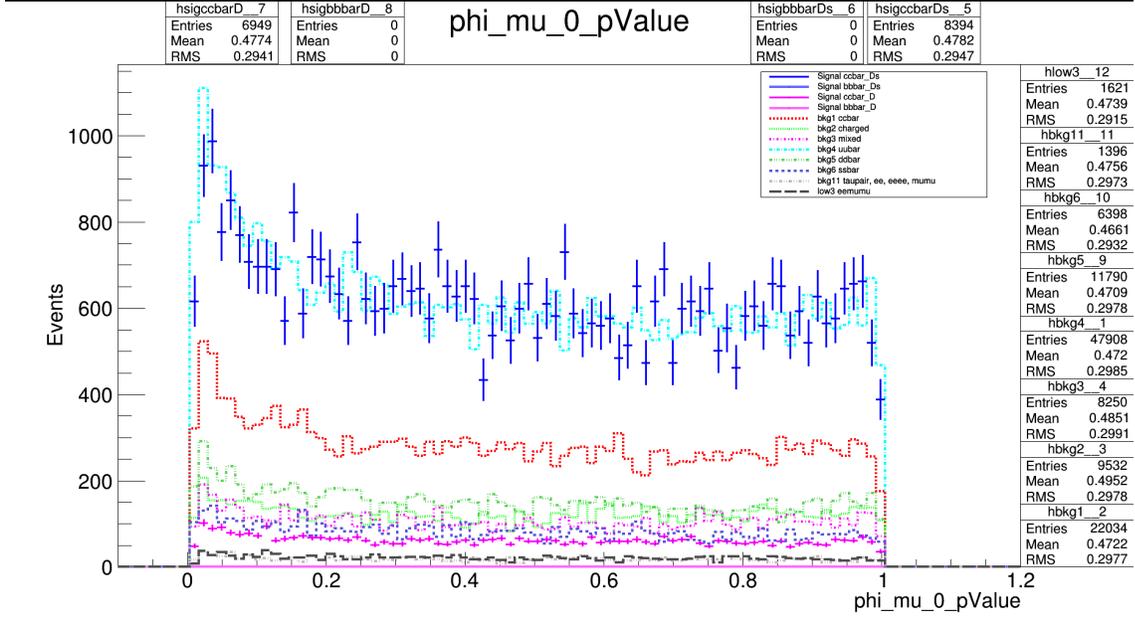


Figura 4.21: Distribución de la variable $\mu_0 \text{pValue}$ después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ provenientes de la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

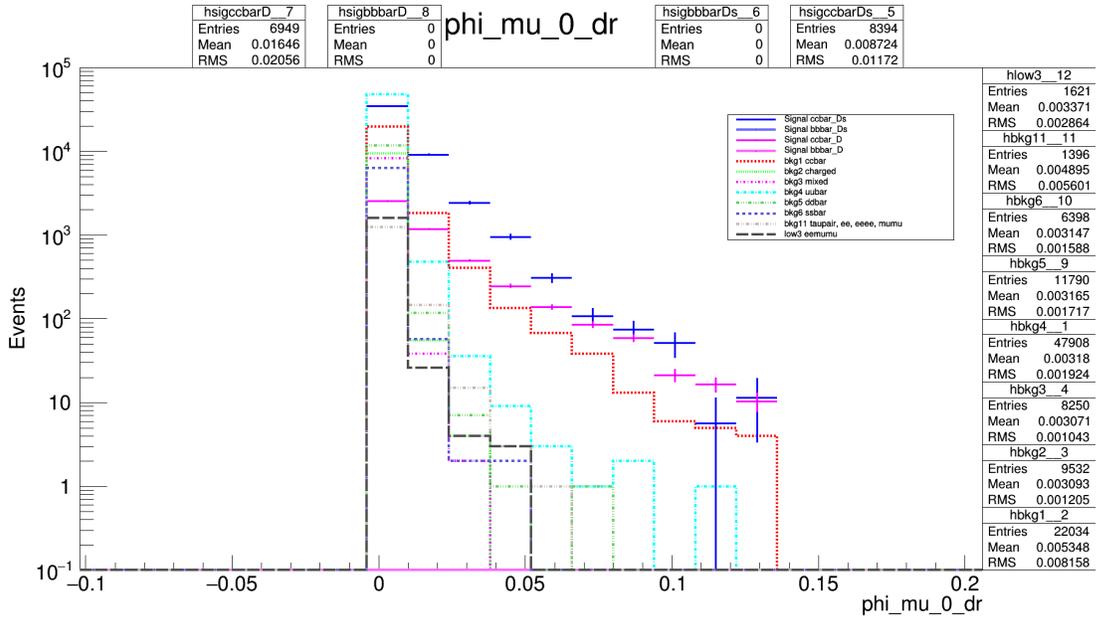


Figura 4.22: Distribución de la variable $\mu_0 \text{dr}$ después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+) provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ provenientes de la producción $c\bar{c}$. El resto de las líneas corresponden al fondo.

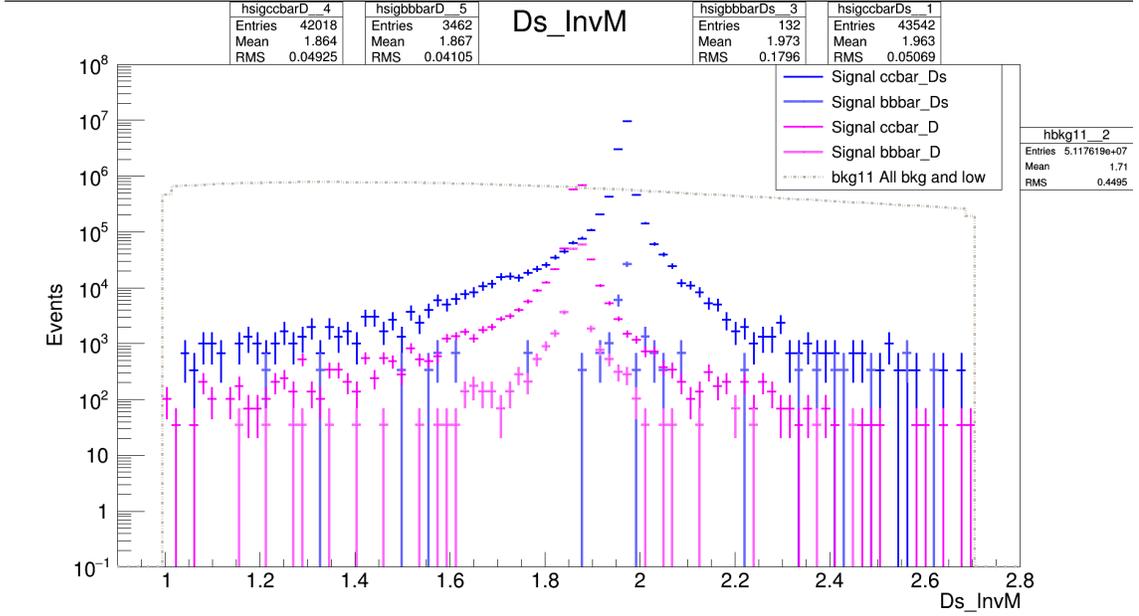


Figura 4.23: Distribución de la masa invariante de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$ después de preselección. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+), provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ , provenientes de la colisión $c\bar{c}$. La línea punteada corresponde a todo el fondo sumado. Se incluye la señal de $b\bar{b}$ remanente con línea delgada azul y magenta.

Masa invariante

La masa invariante es la masa de la partícula que decae, determinada a través de los cuadrimentos de las partículas hijas reconstruidas. La media de la masa invariante debe coincidir con la masa real de la partícula que decae. En nuestro análisis usaremos la masa invariante ($InvM$) para reflejar como se vería en datos reales nuestra señal en comparación del ruido y de esta forma, al hacer en análisis en datos reales, sepamos identificar la resonancia proveniente de nuestra señal de todo el fondo. En la Fig. 4.23 tenemos como se ve la distribución de $InvM$ de nuestra señal D_s^+ y de nuestra señal D^+ después de la preselección y en la Fig. 4.24 tenemos la distribución de $InvM$ de las mismas señales después de la optimización, como podemos observar el fondo ha sido reducido considerablemente y nuestra señal ha quedado más limpia.

Análisis del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en Belle II.
4.6 Resultados de la optimización

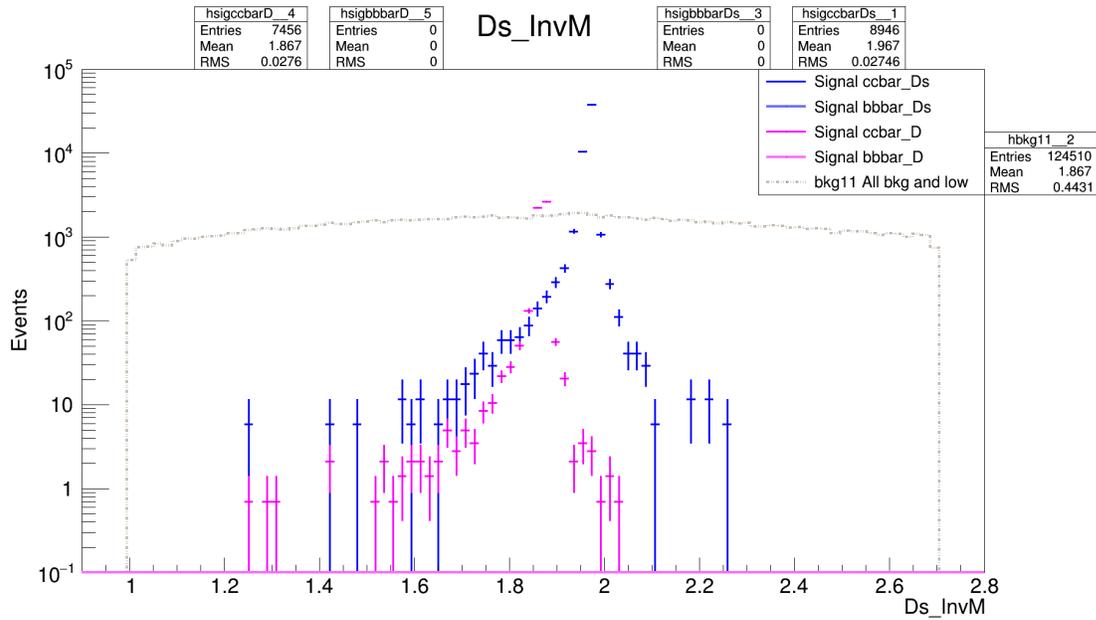


Figura 4.24: Distribución de la masa invariante de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$ después de optimización. Las cruces azules corresponden a nuestra señal (candidatos a D_s^+), provenientes de la producción $c\bar{c}$. Las cruces color magenta corresponden a la señal D^+ , provenientes de la producción $c\bar{c}$. La línea punteada corresponde a todo el fondo sumado. Las señales provenientes de $b\bar{b}$ se anulan después del proceso de optimización.

4.7. Límite superior

Uno de los métodos estadísticos para establecer un límite superior a la búsqueda experimental de un proceso es a través del método CLs, que es una forma particular de estimación de intervalos usada para parámetros que pueden tener solo valores positivos. El CLs es un método frecuentista en el sentido que las propiedades del límite son definidas por medio de probabilidades; sin embargo, esto es diferente de los intervalos de confianza estándar en que el nivel de confianza establecido del intervalo no es igual a su probabilidad de cobertura. El objetivo final del análisis que estamos realizando es establecer una cota superior a la razón de decaimiento de nuestro proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ en el experimento Belle II, esto con el fin hacer una primera comparación con el valor actual que tiene LHCb y poder tener una idea sólida de si puede el experimento Belle II competir al calcular este tipo de límites superiores. Usamos un programa de RooStats que, a través el método CLs, nos dará el límite superior para nuestro proceso. Usamos los siguientes parámetros para modelar nuestra señal y nuestro ruido:

```
w.factory(Gaussian : sig_pdf(x[1, 2.8], mass[1.9], sigma[σ]))  
w.factory(Polynomial : bkg_pdf(x, x_c1[0]))
```

donde la señal se modeló a través de una gaussiana, dado que se está tomando la forma de la distribución de la masa invariante de D_s^+ , y el ruido se modeló en esta primera aproximación como si fuera un polígono (una recta):

- $x[1, 2.8]$ es la ventana que dejamos para la distribución de la masa invariante de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$, tal como se puede observar en la figura.
 - $mass[1.9]$ es la media (tomando solo el primer dígito significativo) de la masa invariante de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$.
 - $sigma[\sigma]$ es la desviación estándar de la masa invariante de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$.
 - $x, x_c1[0]$ son los parámetros que modelarán el ruido a una recta.
-

4.7.1. Cota superior a la razón de decaimiento.

Ya que tenemos el límite superior al número de eventos de señal de D_s^+ (UL), podemos obtener la cota superior a la razón de decaimiento a través de la desigualdad

$$\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < UL / (2\sigma \mathcal{L} \mathcal{F} \mathcal{E}), \quad 90\% \text{C.L.} \quad (4.3)$$

donde:

- $\mathcal{F}(c\bar{c} \rightarrow \dots \rightarrow D_s^+ X) = 0.11$, es la fracción de D_s^+ de la producción $c\bar{c}$ que obtuvimos del generador.
- $\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c}) = 1.11 \times 10^{-9}b$ es la sección eficaz de la producción $c\bar{c}$.
- $UL =$ Límite superior al número de eventos de señal D_s^+ calculado con el método CLs al 90% de nivel de confianza (C.L).
- $\mathcal{L} = \frac{100}{fb} = \frac{100}{10^{-15}b}$ es la luminosidad con la que se realizó el análisis.
- \mathcal{E} es la eficiencia final de nuestra señal que obtuvimos del análisis, que en este caso fue 8.946%.

En la Tabla 4.7 resumimos cada uno de estos valores, así como el resultado final al que se llegó. Por otro lado, tenemos la cota a la razón de decaimiento más fuerte

CL	σ	Bkg	Effis	UL	Br <
90%	0.0274	124510	8.946	164.032	7.618×10^{-5}

Cuadro 4.7: Resultado de la obtención de la cota superior al proceso $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$.

hasta el momento impuesta por $LHCb$

$$\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 4.1 \times 10^{-7}, \quad 90\% \text{C.L.} \quad (4.4)$$

Como podemos observar, hay dos órdenes de magnitud entre nuestro resultado y el de LHCb. Aunque a nuestro análisis aún le falta mayor refinación, este primer resultado nos dice que es muy complicado que se pueda obtener un mejor resultado en Belle II, aún con la muestra final de $50ab^{-1}$ (500 veces más datos a lo supuesto aquí).

En este capítulo se ilustró la manera en que se realiza un análisis sobre un proceso en específico para su búsqueda en el experimento Belle II. Se mostró la importancia de conocer la distribución de las observables para así poder limpiar lo más que se pueda el ruido sin afectar la señal lo más posible. A través de una optimización pudimos hacer este proceso más eficiente. El sistema de optimización que usamos (FOM) nos permitió combinar todas las variables elegidas. Se mostró cómo queda la distribución de la masa invariante de $\pi^+ \mu^+ \mu^-$ antes y después de la optimización. Por último, se calculó una cota superior a la razón de decaimiento a nuestro proceso en estudio, $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$, y se hizo una comparación con la cota superior más fuerte hasta el momento.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se presentó una visión general del ME, para poder entender en forma general los procesos suprimidos y los procesos prohibidos en este modelo. Se mostró el formalismo de cómo surgen las matrices de masa de los fermiones y las matrices de mezcla que involucran las corrientes cargadas. Se obtuvo una idea general de las fuentes de la supresión de los procesos suprimidos en el ME que involucran corrientes neutras con cambio de sabor. Los escenarios de Nueva Física que podrían estar al alcance del sector charm requieren una caracterización adecuada de los diferentes modos de decaimiento hadrónico. Por lo cual, un mejor conocimiento de todos los aspectos de los procesos que no tienen FCNC podría ayudar a identificar las características puramente de las FCNC.

En los análisis experimentales, el decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^- \ell^+$ ha sido usado como canal de referencia en el entendimiento de los modos de supresión que involucran FCNC. Este proceso es dominado por resonancias hadrónicas (desde el mesón η hasta el mesón ϕ) que decaen a $\ell^+ \ell^-$. Esta región es trabajada en la aproximación del espacio fase, debido a las grandes incertidumbres asociadas, lo cual tiene implicaciones en el análisis de datos ya que la eficiencia es afectada en gran medida.

Se exploró el rol de la fuente dominante de incertidumbre, que es la fase relativa entre el mesón ρ y el mesón ϕ . Un análisis de los datos de LHCb para la masa invariante del di-muon del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^+$, nos da la primera aproximación a la fase: $\delta_{\rho\phi} = (0.44 \pm 0.24)\pi$.

Para un análisis mejorado de la masa invariante del di-muon en la región complicada, los datos actuales de LHCb pueden ser usados para obtener valores más precisos de la fase $\delta_{\rho\phi}$, tomando en cuenta todos los efectos del detector que no se contemplaron en este trabajo. Observables insensibles a la fase $\delta_{\rho\phi}$ pueden ser útiles para mantener las contribuciones hadrónicas bajo control. Se estudió la masa

invariante del par de leptones a un ángulo dado de unos de los leptones emitidos con respecto al pión. Entonces se calculó la distribución adelante-atrás y se encontró que no hay dependencia sobre este parámetro. Para considerar esta observable en escenarios más generales, que podrían permitir hacer un análisis experimental para distinguir entre contribuciones estándares (LD y SD) y entre contribuciones no estándares, se analizó el comportamiento del proceso resonante del fondo, $D_s^+ \rightarrow \pi\pi\pi$, la contribución SD en el ME y el proceso mediado por un Higgs cargado, como el dado por 2HDM-II.

Se encontró que exhiben características distinguibles entre ellos mismos, que podrían ser útiles en el entendimiento de las diferentes contribuciones. Similares comportamientos son esperados para el caso de $D_s \rightarrow \pi e^+ e^-$.

El experimento Belle II podrá recolectar una luminosidad integrada de cerca de 50 ab^{-1} en los próximos años. Este experimento tiene un programa ambicioso en el sector del charm. Con tal cantidad de datos, se espera que Belle II sea capaz de proporcionar mediciones precisas de la observable propuesta, con incertidumbres sistemáticas reducidas dado el bajo fondo en el entorno de la colisión e^+e^- y un excelente identificador de partículas.

Se concluirá resaltando que la región resonante excluida usualmente en la búsqueda de señales de no ME puede ser considerada, probando que dicha región está bajo control teórico. Como se vio en el trabajo, se exploraron posibles observables que podrían ayudar a alcanzar dicho objetivo.

Se hizo un análisis de reconstrucción y optimización a la señal $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^+$ en las condiciones del experimento Belle II con una luminosidad de 100 fb^{-1} , encontrando una eficiencia de 8.946 % y reduciendo el ruido en un 99.76 %. Con esta información se calculó un primer límite superior usando el método de CLs, aproximando a la señal como una gaussina y al fondo como una recta, encontrando una cota superior a la razón de decaimiento de $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^+) < 7.618 \times 10^{-5}$, lo cual está aún dos órdenes de magnitud arriba de lo que tiene LHCb. Cabe resaltar que este análisis se puede mejorar considerando otras variables que no hemos explorado, y siendo más estrictos en las suposiciones que se tomaron. Sin embargo, por mucho que se pueda mejorar dicho análisis se ve muy complicado que se pueda alcanzar lo que se obtuvo en LHCb. Sin embargo, este tipo de estudios son muy útiles para entender bien como atacar otros análisis en el sector del charm.

La primera parte de este trabajo de investigación doctoral tuvo como producto el artículo llamado: "Taming the long distance effects in the $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^- \ell^+$ " [1].

Además parte de los resultados obtenidos en este trabajo son utilizados en el artículo llamado: "Global analysis of the VMD parameters in the energy region" que pronto será publicado.

Para la segunda parte del trabajo, se espera sacar una nota interna en la colaboración Belle II y después presentar el trabajo en algún congreso internacional.

Durante el doctorado realicé dos estancias académicas a las instalaciones de KEK, Japón (Mayo y Octubre del 2019). Además como parte de los deberes como miembro de la colaboración Belle II, realicé Control Room Shifts (locales) en Mayo y Octubre del 2019 así como Data Production Shifts (remotos) durante el 2019 y principios del 2020.

Apéndice A

Acoplamientos

A.1. Decaimientos a dos cuerpos.

Si una partícula P con masa M decae a dos partículas P_1, P_2 con masa m_1 y m_2 , en el marco de referencia en que P esta en reposo, se escribe la razón de decaimiento de la siguiente manera:

$$d\Gamma = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{|\mathbf{p}_1|}{M^2} d\Omega \quad (\text{A.1})$$

donde \mathcal{M} es la amplitud de la transición, $d\Omega$ es el elemento del ángulo sólido de una de las partículas finales, \mathbf{p}_1 es el momento de una de las partículas finales que cumple $|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}_2|$.

$$|\mathbf{p}_1|^2 = \frac{\lambda(M^2, m_1^2, m_2^2)}{4M^2} \quad (\text{A.2})$$

donde

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz \quad (\text{A.3})$$

$$E_1 = \frac{M^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M} \quad (\text{A.4})$$

A.1.1. Acoplamiento $G_{P_1 P_2 V}$.

La constante de acoplamiento $G_{P_1 P_2 V}$ puede ser extraída del decaimiento: $P_1 \rightarrow P_2 V$ donde P_1 y P_2 son mesones pseudo-escalares y V un mesón vectorial. Este proceso

Acoplamiento

A.1 Decaimientos a dos cuerpos.

es descrito por la siguiente amplitud:

$$\mathcal{M} = iG_{P_1P_2V}(p_1 + p_2)^\mu \eta_\mu^*(q) \quad (\text{A.5})$$

donde η^* es el vector de polarización de la partícula V cuyo cuadrivector es q ; p_1 y p_2 son los cuadrivectores de los mesones pseudo-escalares que cumplen la siguiente relación: $p_1 = p_2 + q$. Utilizando la amplitud de la ecuación (6.5) para integrar la ecuación (6.1) podemos obtener $G_{P_1P_2V}$ en función del ancho de decaimiento y las masas involucradas en el proceso.

$$G_{P_1P_2V} = \left(\frac{16\pi m_V^2 m_{P_1}^3 \Gamma_{P_1P_2V}}{\lambda^{3/2}(m_{P_1}^2, m_{P_2}^2, m_V^2)} \right)^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

Como se puede observar de la ecuación (6.6) $G_{P_1P_2V}$ no tiene unidades de energía. En la Tabla A.1 mostramos los resultados para distintas constantes de acoplamiento. La constante de acoplamiento $G_{D_s K \phi}$ no tiene barras de error ya fue obtenida del

Proceso	Constante de acoplamiento	Valor
$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \rho^0(770)$	$G_{D_s \pi \rho}$	$(4.133 \pm 0.627) \times 10^{-8}$
$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \omega(782)$	$G_{D_s \pi \omega}$	$(1.318 \pm 0.108) \times 10^{-7}$
$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \phi(1020)$	$G_{D_s \pi \phi}$	$(1.032 \pm 0.045) \times 10^{-6}$
$D_s^+ \rightarrow \pi^+ K^*(892)$	$G_{D_s \pi K^*}$	$(1.404 \pm 0.118) \times 10^{-7}$
$D_s^+ \rightarrow K^+ \rho^0(770)$	$G_{D_s K \rho}$	$(1.736 \pm 0.136) \times 10^{-7}$
$D_s^+ \rightarrow K^+ \omega(782)$	$G_{D_s K \omega}$	$(1.036 \pm 0.154) \times 10^{-7}$
$D_s^+ \rightarrow K^+ \phi(1020)$	$G_{D_s K \phi}$	8.209×10^{-8}

Cuadro A.1: Constantes de acoplamiento $G_{D_s \pi V}$ ($V = \rho(770), \omega(782), \phi(1020), K^*(892)$) y $G_{D_s K V}$ ($V = \rho(770), \omega(782)$).

proceso completo $D_s \rightarrow K^+ \phi, (\phi \rightarrow K^+ K^-)$ por lo que se hizo una aproximación para obtener el ancho total de ϕ .

A.1.2. Acoplamiento $G_{VP_1P_2}$

La constante de acoplamiento $G_{VP_1P_2}$ puede ser extraída del decaimiento: $V \rightarrow P_1 P_2$ donde P_1 y P_2 son mesones pseudo-escalares y V un mesón vectorial. Este proceso es descrito por la siguiente amplitud:

$$\mathcal{M} = iG_{VP_1P_2}(p_1 - p_2)^\mu \eta_\mu(q) \quad (\text{A.7})$$

Acoplamiento

A.1 Decaimientos a dos cuerpos.

donde η es el vector de polarización de la partícula V cuyo cuadrivector es q ; p_1 y p_2 son los cuadrivectores de los mesones pseudo-escalares que cumplen la siguiente relación: $q = p_1 + p_2$. Utilizando la ecuación del ancho de decaimiento a dos cuerpos obtenemos $G_{VP_1P_2}$ en función del ancho de decaimiento y las masas involucradas en el proceso.

$$G_{VP_1P_2} = \left(\frac{48\pi m_V^5 \Gamma_{VP_1P_2}}{\lambda^{3/2}(m_V^2, m_{P_1}^2, m_{P_2}^2)} \right)^{1/2} \quad (\text{A.8})$$

Como se puede observar de la ecuación (6.8) $G_{VP_1P_2}$ no tiene unidades de energía. En la Tabla A.2 mostramos las constantes de acoplamiento $G_{\rho(770)\pi\pi}$ obtenida por dos procesos diferentes. Las masas y los anchos de decaimiento se tomaron del PDG. Para obtener una mejor estimación de la constante de acoplamiento $G_{\rho\pi\pi}$ sacamos

Proceso	Constante de acoplamiento	Valor
$\rho^0(770) \rightarrow \pi^+\pi^-$	$G_{\rho\pi\pi}$	5.944 ± 0.018
$\rho^+(770) \rightarrow \pi^+\pi^0$	$G_{\rho\pi\pi}$	5.978 ± 0.048
$\phi^0(1020) \rightarrow K^+K^-$	$G_{\phi KK}$	4.476 ± 0.024

Cuadro A.2: Constantes de acoplamiento $G_{\rho\pi\pi}$ obtenidas por dos procesos diferentes y la constante de acoplamiento $G_{\phi KK}$ obtenida por solo un proceso.

el promedio pesado de esta constante usando los resultados de la Tabla A.2. El promedio pesado se define como:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i^n w_i x_i}{\sum_i^n w_i} \quad (\text{A.9})$$

donde x_i es la i -ésima medición y w_i es el i -ésimo peso asociado a dicha medición. En nuestro caso en específico x_i es la constante de acoplamiento y w_i es la fracción del error de la constante de acoplamiento. En la Tabla A.3 se puede observar el resultado del promedio pesado de la constante $G_{\rho\pi\pi}$.

Constante de acoplamiento	Valor
$\overline{G_{\rho\pi\pi}}$	5.953 ± 0.017

Cuadro A.3: Promedio pesado de la constante de acoplamiento $\overline{G_{\rho\pi\pi}}$.

A.1.3. Acoplamiento $G_{P_1 P_2 P_3}$

La constante de acoplamiento $G_{P_1 P_2 P_3}$ puede ser extraída del decaimiento $P_1 \rightarrow P_2 P_3$ donde P_1, P_2, P_3 son mesones pseudo-escalares. Este proceso es descrito por la siguiente amplitud:

$$\mathcal{M} = iG_{P_1 P_2 P_3} \quad (\text{A.10})$$

La constante de acoplamiento puede ser escrita en función del ancho de decaimiento y las masas de los mesones pseudo-escalares.

$$G_{P_1 P_2 P_3} = \left(\frac{16\pi m_{P_1}^3 \Gamma_{P_1 P_2 P_3}}{\lambda^{1/2}(m_{P_1}^2, m_{P_2}^2, m_{P_3}^2)} \right)^{1/2} \quad (\text{A.11})$$

Como se observa en la ecuación (6.11) $G_{P_1 P_2 P_3}$ tiene una unidad de energía. En la Tabla A.4 mostramos los resultados para distintas constantes de acoplamiento en MeV.

Proceso	Constante de acoplamiento	Valor (MeV)
$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \eta$	$G_{D_s \pi \eta}$	$(1.538 \pm 0.047) \times 10^{-3}$
$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \eta'$	$G_{D_s \pi \eta'}$	$(2.596 \pm 0.051) \times 10^{-3}$
$D_s^+ \rightarrow K^+ \eta$	$G_{D_s K \eta}$	$(5.121 \pm 0.508) \times 10^{-4}$
$D_s^+ \rightarrow K^+ \eta'$	$G_{D_s K \eta'}$	$(5.821 \pm 0.973) \times 10^{-4}$

Cuadro A.4: Constantes de acoplamiento $G_{D_s \pi P}$ ($P = \eta, \eta'$) y $G_{D_s K P}$ ($P = \eta, \eta'$).

A.1.4. Acoplamiento G_V

La constante de acoplamiento G_V puede ser extraída del decaimiento $V \rightarrow \ell^+ \ell^-$ donde V es un mesón vectorial y ℓ^+, ℓ^- pueden ser electrones o muones. Este proceso es descrito por la siguiente amplitud:

$$\mathcal{M} = -i \frac{e^2}{G_V} \bar{u}(l_1) \gamma^\nu v(l_2) \eta_\nu(q) \quad (\text{A.12})$$

donde q, l_1 y l_2 son los cuadrimomentos correspondientes al mesón vectorial y a los leptones que cumplen la siguientes relación: $q = l_1 + l_2$. La constante de acoplamiento

Acoplamiento

A.1 Decaimientos a dos cuerpos.

puede ser escrita en función del ancho de decaimiento y la masa del mesón vectorial.

$$G_V = \left(\frac{4\pi\alpha^2(2m_{L_1}^2 + m_V^2)(m_V^2 - 4m_{L_1}^2)^{1/2}}{3\Gamma_{V\ell\ell}m_V^2} \right)^{1/2} \quad (\text{A.13})$$

Como se observa en la ecuación (6.13) G_V no tiene unidades de energía. En la Tabla A.5 mostramos los resultados para diferentes constantes de acoplamiento obtenidas por dos diferentes procesos. Las constante $G_{\rho(1450)}$ no tiene errores dado que los

Proceso	Constante de acoplamiento	Valor
$\rho^0(770) \rightarrow e^+e^-$	$G_\rho(770)$	4.956 ± 0.021
$\rho^0(770) \rightarrow \mu^+\mu^-$	$G_\rho(770)$	5.037 ± 0.021
$\omega(782) \rightarrow e^+e^-$	$G_\omega(782)$	17.058 ± 0.292
$\omega(782) \rightarrow \mu^+\mu^-$	$G_\omega(782)$	16.470 ± 2.469
$\phi(1020) \rightarrow e^+e^-$	$G_\phi(1020)$	13.381 ± 0.216
$\phi(1020) \rightarrow \mu^+\mu^-$	$G_\phi(1020)$	13.674 ± 0.479
$\rho(1450) \rightarrow e^+e^-$	$G_\rho(1450)$	13.528

Cuadro A.5: Constantes de acoplamiento G_V ($V = \rho(770), \omega(782), \phi(1020), \rho(1450)$) extraídas de dos procesos diferentes.

datos actuales del decaimiento $\rho(1450) \rightarrow e^+e^-$ es aproximado y podría modificarse al pasar los años. Dado que tenemos dos procesos diferentes para la obtención de la constante G_V podemos obtener una mejor estimación de la constante sacando el promedio pesado usando la ecuación (6.9). En la Tabla A.6 podemos observar los resultados.

Constante de acoplamiento	Valor
$\overline{G}_{\rho(770)}$	4.966 ± 0.021
$\overline{G}_{\omega(782)}$	16.972 ± 0.287
$\overline{G}_{\phi(1020)}$	13.528 ± 0.339

Cuadro A.6: Promedio pesado de las constante de acoplamiento \overline{G}_V .

A.1.5. Acoplamiento G_P

La constante de acoplamiento G_P puede ser extraída del decaimiento $P \rightarrow \ell^+\ell^-$ donde P es un mesón pseudo-escalar y ℓ pueden ser electrones o muones. Este proceso

es descrito por la siguiente amplitud:

$$\mathcal{M} = G_{P_1} \bar{u}(l_1) \gamma^5 v(l_2) \quad (\text{A.14})$$

cuyos cuadrimomentos correspondientes al meson pseudoescalar p y a los leptones l_1 y l_2 cumplen la siguiente relación: $p = l_1 + l_2$. La constante de acoplamiento puede ser escrita en función del ancho de decaimiento y la masa del mesón pseudo-escalar.

$$G_{P_1} = \left(\frac{8\pi m_p \Gamma_{p\ell\ell}}{\lambda^{1/2}(m_\eta^2, m_\mu^2, m_\mu^2)} \right)^{1/2} \quad (\text{A.15})$$

Como se puede observar en la ecuación (6.15) G_P no tiene unidades de energía. En la Tabla A.7 podemos observar el resultado de la constante de acoplamiento G_η

Proceso	Constante de acoplamiento	Valor
$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$	G_η	$(1.944 \pm 0.144) \times 10^{-5}$

Cuadro A.7: Constante de acoplamiento G_η

A.2. Decaimientos a tres cuerpos.

Si una partícula P con masa M decae a tres partículas P_1 , P_2 y P_3 con masa m_1 , m_2 y m_3 en el marco de referencia en que P esta en reposo, se escribe la razón de decaimiento de la siguiente manera:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32M^3} |\bar{\mathcal{M}}|^2 dm_{12}^2 dm_{23}^2 \quad (\text{A.16})$$

donde $m_{12}^2 = (m_{P_1} + m_{P_2})^2$ es la masa invariante de las partículas finales P_1 , P_2 y $m_{23}^2 = (m_P^2 - m_{P_3}^2)$ es la masa invariante de la partícula entrante P y la partícula final P_3 .

A.2.1. Acoplamiento $G_{D_s K \phi}$ y $G_{D_s \pi \phi}$ a través de decaimientos a 3 cuerpos.

Las constantes de acoplamiento $G_{D_s(K,\pi)\phi}$ pueden ser extraídas del decaimiento completo $D_s^+ \rightarrow (K^+, \pi^+) \phi \rightarrow (\phi \rightarrow K^+ K^-)$. Estos procesos están descritos por la

siguiente amplitud:

$$\mathcal{M} = \frac{G_{D_s K(\pi)\phi} G_{\phi K K}}{m_{12}^2 - m_\phi^2 + m_\phi \Gamma_\phi} (p_1 + p_2)^\nu (p_3 - p_4)_\nu \quad (\text{A.17})$$

donde p_1, p_2, p_3, p_4 son los cuádrimomentos correspondientes a los mesones pseudo-escalares $D_s^+, \pi^+(K^+), K^+, K^-$ correspondientemente y donde $m_{12}^2 = (m_K + m_K)^2$. La constante de acoplamiento puede ser escrita en función de la razón de decaimiento, las masas de las partículas involucradas en el decaimiento y la constante de acoplamiento $G_{\phi K K}$ obtenida de la Tabla A.2.

$$G_{D_s \pi(K)\phi} = \frac{\left[\mathcal{B} \left(D_s^+ \rightarrow \pi(K)\phi \rightarrow (\phi \rightarrow K^+ K^-) \right) \right]^{1/2}}{(CA)^{1/2} G_{\phi K K}} \quad (\text{A.18})$$

donde

$$C = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32m_{D_s}^3} \quad (\text{A.19})$$

y

$$A = \int_{m_{23min}^2}^{m_{23max}^2} \int_{m_{12min}^2}^{m_{12max}^2} \frac{(p_1 + p_2)^\nu (p_3 - p_4)_\nu}{m_{12}^2 - m_\phi^2 + m_\phi \Gamma_\phi} dm_{12}^2 dm_{23}^2 \quad (\text{A.20})$$

En la Tabla A.8 podemos observar el resultado de las constantes de acoplamiento:

$G_{D_s \pi \phi}$ y $G_{D_s K \phi}$

Proceso	Constante de acoplamiento	Valor
$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \phi(1020)$	$G_{D_s \pi \phi}$	1.007×10^{-6}
$D_s^+ \rightarrow K^+ \phi(1020)$	$G_{D_s K \phi}$	8.142×10^{-8}

Cuadro A.8: Constantes de acoplamiento $G_{D_s \pi V}$ ($V = \rho(770), \omega(782), \phi(1020), K^*(892)$) y $G_{D_s K V}$ ($V = \rho(770), \omega(782)$).

Apéndice B

Analisis Belle II

B.1. Fracción de producción $f(c\bar{c} \rightarrow \dots \rightarrow D_s^+ X)$

La producción de mesones D_s^+ puede venir a través de la colisión $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}, d\bar{d}, u\bar{u}, s\bar{s}$; sin embargo, al estimar la fracción de producción de cada uno de estos en el generador de eventos KKMC + EvtGen (recrea las condiciones del experimento Belle II) se observó que la producción de D_s^+ provenía principalmente de $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$. Producción de D_s^+ a través de $d\bar{d}, u\bar{u}, s\bar{s}$ es muy baja comparada con $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$, por lo cual para este análisis serán excluidas. Como ejemplo de cómo se realizó la estimación de la fracción de producción se tomará el proceso $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$, que se denominará

$$f(c\bar{c} \rightarrow \dots \rightarrow D_s^+ X), \quad (\text{B.1})$$

donde X representa cualquier otra partícula que acompañe a D_s^+ . Se generaron 100,000 eventos (únicamente $c\bar{c}$) con ayuda de la paquetería basf2, tal como se muestra en las líneas de código:

```
ge.add_continuum_generator(path = my_path,  
                           finalstate = cbar,  
                           userdecfile =,  
                           useevtgenparticledata = 0,  
                           skip_on_failure = False)
```

B.2 Generación y emparejamiento del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$.

Después se hizo un sondeo, corriendo un algoritmo que identifica las partículas generadas, con la siguiente línea de código:

```
ma.matchMCTruth(D_s+ : myDs, path = my_path)
```

Luego, se filtraron las partículas que son estrictamente D_s ,

```
stringdefsignalcut = 'Ds_mcPDG == 431'
```

Al final encontramos que, de los 100,000 eventos generados, sólo hay 11,247 eventos D_s^+ , por lo cual concluimos que la fracción de producción en el generador

$$f(c\bar{c} \rightarrow \dots \rightarrow D_s^+ X) = 0.11247.$$

Además, se realizó el mismo procedimiento para D_s^- , encontrando un resultado similar obtenido por D_s^+ . Como se esperaba la fracción de producción de D_s^\pm es 2 veces la fracción de producción de D_s^+ .

Este resultado se utilizará posteriormente para el cálculo de $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-)$.

B.2. Generación y emparejamiento del decaimiento

$$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-.$$

Debemos generar nuestras muestras de señal del decaimiento de interés, $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$. usando basf2, a través de EvtGen con la siguiente tabla de decaimientos de usuario:

```
Decay      D_s +
1.0        pi + mu + mu -  PHSP;
Enddecay
```

Forzamos que D_s^+ únicamente decaiga a $\pi^+ \mu^+ \mu^-$, esto con el fin de tener una muestra únicamente del decaimiento de interés. Generamos una muestra de 10^5 D_s^+ que decaerán únicamente en el proceso que deseamos estudiar. Esto se hizo usando las

B.2 Generación y emparejamiento del decaimiento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$.

siguientes líneas de código:

```

loop_path.add_module(PruneDataStore,
keepMatchedEntries = False, matchEntries = [MCParticles])
ge.add_continuum_generator(path = loop_path,
finalstate = ccbar,
userdecfile = b2.find_file(name.dec),
usevtgenparticledata = 0,
skip_on_failure = False)
loop_path.add_module(InclusiveParticleChecker,
particles = [D_s+], includeConjugates = False)
my_path.do_while(loop_path, max_iterations = 100000000)

```

Se simuló el fondo causado por el mismo detector del experimento Belle II, usando las siguiente líneas de código en basf2:

```

/group/belle2/BGFile/OficialBKG/early_phase3/
prerelease - 04 - 00 - 00a/overlay/phase31/BGx1/set0

```

También se simuló el trigger en que se utilizo en la toma de datos:

```

tr.add_tsim(path = my_path, Belle2Phase = EarlyPhase3)

```

Usando ReconstructDecay.^{en} el código se hace la reconstrucción de los decaimientos. Después corriendo un algoritmo que relaciona la partícula D_s^+ reconstruida con la partícula generada,

```

ma.matchMCTruth(list_name = D_s+ : pimumu, path = my_path)

```

Después de la reconstrucción serán considerados señal todos aquellos candidatos D_s^+ reconstruidos que cumplan estrictamente con estar relacionados con los decaimientos

generados,

```
Ds_mcPDG == 431 and pi_mcPDG == 211 and pi_mcErrors! = 132
and (phi_mu_0_mcPDG * phi_mu_1_mcPDG) == -169;
```

es decir, se tomará 3 partículas cargadas reconstruidas, una de ellas se le pide que corresponda con un pión generado y las otras 2 partículas reconstruidas se les pide que sean muones generados con carga opuesta.

B.2.1. Ajustador de cadenas de decaimiento (TreeFitter)

TreeFitter es una herramienta computacional de ajuste global que nos ayuda a hacer ajustes cinemáticos simultáneos de toda una cadena de decaimiento. Trata de encontrar la mejor posición de los vértices de decaimiento y los mejores momentos para las partículas del decaimiento en estudio. *TreeFitter* nos ayudara a tener mejores candidatos para nuestro estudio, y se estructura como sigue:

```
vx.treeFit(D_s+ : pimumu, conf_level = 0, ipConstraint = True, path = my_path)
```

Tenemos un conjunto de observables relacionadas con el vértice de 3 trazas que podemos estudiar:

```
variables.collections.vertex = ['distance', 'significanceOfDistance', 'dx', 'dy',
'dz', 'x', 'y', 'z', 'x_uncertainty', 'y_uncertainty', 'z_uncertainty', 'dr', 'dphi',
'dcosTheta', 'prodVertexX', 'prodVertexY', 'prodVertexZ', 'prodVertexXErr',
'prodVertexYErr', 'prodVertexZErr', 'chiProb']
```

Los resultados después de aplicar *TreeFitter* a las muestras fue:

- 99.7634 % de los candidatos de señal sobrevivieron al ajuste.
- 0.2366 % de los candidatos de señal no sobrevivieron al ajuste.

B.2.2. Supresión continua.

En basf2 se tiene además una herramienta que permite calcular cantidades sensibles a la forma global del evento, llamado módulo *eventShape*. El objetivo de estas variables es deducir el estado partónico original de las correlaciones geométricas entre los estados finales de las partículas. Por otro lado conviene tener una supresión continua (continuum suppression), que no es mas que una aplicación del concepto de *eventShape* aplicado al problema de separar eventos $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ de eventos $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Las variables del modulo de *eventShape* están muy relacionadas con las variables de *continuum suppression* con la única diferencia que retornan valores completamente diferentes y tienen significado diferente. En Belle II, *continuum suppression* usa las variables clásicas de la forma del evento, pero las calcula separadamente sobre un candidato B y sobre el resto del evento. Esto hace que estas variables sean optimizadas para la supresión continua cuando un mesón B es reconstruido en un canal exclusivo. La sintaxis para invocar *continuum suppression* es:

```
buildRestOfEvent(D_s+:pimumu, path=my_path) cleanMask = ('cleanMask',
trackCuts, ") appendROEMasks('D_s+:pimumu', [cleanMask], path=my_path)
buildContinuumSuppression('D_s+:pimumu', roe_mask='cleanMask',
path=my_path)
```

Mientras la colección de variables para la forma del evento, que son interesantes de explorar son:

```
roeVariables = ['CleoConeCS(1,ROE)', 'CleoConeCS(2,ROE)', 'CleoConeCS(3,ROE)',
'CleoConeCS(4,ROE)', 'CleoConeCS(5,ROE)', 'CleoConeCS(6,ROE)',
'CleoConeCS(7,ROE)', 'CleoConeCS(8,ROE)', 'CleoConeCS(9,ROE)']
```


Bibliografía

- [1] Marxil Sánchez, Genaro Toledo e I. Heredia De La Cruz. «Taming the long distance effects in the $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \ell^- \ell^+$ decay». En: *Phys. Rev. D* 106 (7 oct. de 2022), pág. 073002. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.073002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.073002). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.106.073002>.
- [2] S. L. Glashow. «Partial Symmetries of Weak Interactions». En: *Nucl. Phys.* 22 (1961), págs. 579-588. DOI: [10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [3] Steven Weinberg. «A Model of Leptons». En: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), págs. 1264-1266. DOI: [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [4] Abdus Salam. «Elementary particles». En: *Contemp. Phys.* 1 (1959). [Pak. J. Sci.10N2,1(1958)], págs. 337-354. DOI: [10.1080/00107516008204430](https://doi.org/10.1080/00107516008204430).
- [5] Langacker P. *The Standard Model and Beyond*. Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation. Taylor y Francis, 2009. ISBN: 1420079069,9781420079067.
- [6] Peter W. Higgs. «Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons». En: *Phys. Rev.* 145 (1966), págs. 1156-1163. DOI: [10.1103/PhysRev.145.1156](https://doi.org/10.1103/PhysRev.145.1156).
- [7] Nicola Cabibbo. «Unitary Symmetry and Leptonic Decays». En: *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963). [648(1963)], págs. 531-533. DOI: [10.1103/PhysRevLett.10.531](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.531).
- [8] Makoto Kobayashi y Toshihide Maskawa. «CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction». En: *Prog. Theor. Phys.* 49 (1973), págs. 652-657. DOI: [10.1143/PTP.49.652](https://doi.org/10.1143/PTP.49.652).
- [9] V. N. Gribov y B. Pontecorvo. «Neutrino astronomy and lepton charge». En: *Phys. Lett.* B28 (1969), pág. 493. DOI: [10.1016/0370-2693\(69\)90525-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(69)90525-5).

-
- [10] Ziro Maki, Masami Nakagawa y Shoichi Sakata. «Remarks on the unified model of elementary particles». En: *Prog. Theor. Phys.* 28 (1962), págs. 870-880. DOI: [10.1143/PTP.28.870](https://doi.org/10.1143/PTP.28.870).
- [11] Vardan Khachatryan et al. «Observation of the rare $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay from the combined analysis of CMS and LHCb data». En: *Nature* 522 (2015), págs. 68-72. DOI: [10.1038/nature14474](https://doi.org/10.1038/nature14474). arXiv: [1411.4413 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1411.4413).
- [12] Christoph Bobeth et al. « $B_{s,d} \rightarrow l^+ l^-$ in the Standard Model with Reduced Theoretical Uncertainty». En: *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014), pág. 101801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.101801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.101801). arXiv: [1311.0903 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1311.0903).
- [13] T. Inami y C. S. Lim. «Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes $k(L) \rightarrow \mu$ anti- μ , $K^+ \rightarrow \pi^+$ Neutrino anti-neutrino and $K^0 \leftrightarrow$ anti- K^0 ». En: *Prog. Theor. Phys.* 65 (1981). [Erratum: *Prog. Theor. Phys.* 65,1772(1981)], pág. 297. DOI: [10.1143/PTP.65.297](https://doi.org/10.1143/PTP.65.297).
- [14] R Aaij et al. «Search for $D_{(s)}^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ and $D_{(s)}^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$ decays». En: *Phys. Lett. B* 724 (2013), págs. 203-212. arXiv: [1304.6365 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1304.6365).
- [15] R. Aaij et al. «Differential branching fractions and isospin asymmetries of $B \rightarrow K^{(*)} \mu^+ \mu^-$ decays». En: *JHEP* 06 (2014), pág. 133. DOI: [10.1007/JHEP06\(2014\)133](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2014)133). arXiv: [1403.8044 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1403.8044).
- [16] Roel Aaij et al. «Test of lepton universality using $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$ decays». En: *Phys. Rev. Lett.* 113 (2014), pág. 151601. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.151601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.151601). arXiv: [1406.6482 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1406.6482).
- [17] Hector Gisbert, Marcel Golz y Dominik Stefan Mitzel. «Theoretical and experimental status of rare charm decays». En: *Mod. Phys. Lett. A* 36.04 (2021), pág. 2130002. arXiv: [2011.09478 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2011.09478).
- [18] Ayan Paul, Ikaros I. Bigi y Stefan Recksiegel. «On $D \rightarrow X_u l^+ l^-$ within the Standard Model and Frameworks like the Littlest Higgs Model with T Parity». En: *Phys. Rev. D* 83 (2011), pág. 114006. arXiv: [1101.6053 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1101.6053).
- [19] Stefan de Boer y Gudrun Hiller. «Flavor and new physics opportunities with rare charm decays into leptons». En: *Phys. Rev. D* 93.7 (2016), pág. 074001. arXiv: [1510.00311 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1510.00311).

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

-
- [20] Rigo Bause et al. «The new physics reach of null tests with $D \rightarrow \pi \ell \ell$ and $D_s \rightarrow K \ell \ell$ decays». En: *Eur. Phys. J. C* 80.1 (2020). [Erratum: *Eur.Phys.J.C* 81, 219 (2021)], pág. 65. arXiv: [1909.11108 \[hep-ph\]](#).
- [21] Svjetlana Fajfer y Nejc Košnik. «Prospects of discovering new physics in rare charm decays». En: *Eur. Phys. J. C* 75.12 (2015), pág. 567. arXiv: [1510.00965 \[hep-ph\]](#).
- [22] Gustavo Burdman et al. «Rare charm decays in the standard model and beyond». En: *Phys. Rev. D* 66 (2002), pág. 014009. arXiv: [hep-ph/0112235](#).
- [23] Xing-Dao Guo et al. «Looking for New Physics via Semi-leptonic and Leptonic rare decays of D and D_s ». En: *Chin. Phys. C* 41.9 (2017), pág. 093107. arXiv: [1703.08799 \[hep-ph\]](#).
- [24] Ru-Min Wang et al. «Decays $D_{(s)}^+ \rightarrow \pi(K)^+ \ell^+ \ell^-$ and $D^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ in the MSSM with and without R-parity». En: *Int. J. Mod. Phys. A* 30.12 (2015), pág. 1550063. arXiv: [1409.0181 \[hep-ph\]](#).
- [25] Svjetlana Fajfer y Nejc Košnik. «Resonance catalyzed CP asymmetries in $D \rightarrow P \ell^+ \ell^-$ ». En: *Phys. Rev. D* 87.5 (2013), pág. 054026. arXiv: [1208.0759 \[hep-ph\]](#).
- [26] Farida Tahir, Azeem Mir y Shakeel Mahmood. «Study of pure and semileptonic decays of D_s meson within R -parity violating supersymmetric model». En: *Chin. Phys. C* 38.12 (2014), pág. 123101. arXiv: [1108.1492 \[hep-ph\]](#).
- [27] E. Kou et al. «The Belle II Physics Book». En: (2018). arXiv: [1808.10567 \[hep-ex\]](#).
- [28] J. P. Lees et al. «Searches for Rare or Forbidden Semileptonic Charm Decays». En: *Phys. Rev. D* 84 (2011), pág. 072006. DOI: [10.1103/PhysRevD.84.072006](#). arXiv: [1107.4465 \[hep-ex\]](#).
- [29] R Aaij et al. «Search for $D^+(s) \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ and $D^+(s) \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$ decays». En: *Phys. Lett. B* 724 (2013), págs. 203-212. DOI: [10.1016/j.physletb.2013.06.010](#). arXiv: [1304.6365 \[hep-ex\]](#).
- [30] S. Fajfer, Sasa Prelovsek y P. Singer. «Rare charm meson decays $D \rightarrow P$ lepton+ lepton- and $c \rightarrow u$ lepton+ lepton- in SM and MSSM». En: *Phys. Rev. D* 64 (2001), pág. 114009. arXiv: [hep-ph/0106333](#).
-

-
- [31] Thorsten Feldmann, Bastian Müller y Dirk Seidel. « $D \rightarrow \rho \ell^+ \ell^-$ decays in the QCD factorization approach». En: *JHEP* 08 (2017), pág. 105. arXiv: [1705.05891 \[hep-ph\]](#).
- [32] Aoife Bharucha, Diogo Boito y Cédric Méaux. «Disentangling QCD and new physics in $D^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$ ». En: *JHEP* 04 (2021), pág. 158. arXiv: [2011.12856 \[hep-ph\]](#).
- [33] M. Beylich, G. Buchalla y T. Feldmann. «Theory of $B \rightarrow K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ decays at high q^2 : OPE and quark-hadron duality». En: *Eur. Phys. J. C* 71 (2011), pág. 1635. arXiv: [1101.5118 \[hep-ph\]](#).
- [34] Benjamin Grinstein y Dan Pirjol. «Exclusive rare $B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$ decays at low recoil: Controlling the long-distance effects». En: *Phys. Rev. D* 70 (2004), pág. 114005. arXiv: [hep-ph/0404250](#).
- [35] P. A. Zyla et al. «Review of Particle Physics». En: *PTEP* 2020.8 (2020), pág. 083C01.
- [36] Svjetlana Fajfer y Sasa Prelovsek. «Effects of littlest Higgs model in rare D meson decays». En: *Phys. Rev. D* 73 (2006), pág. 054026. arXiv: [hep-ph/0511048](#).
- [37] Liping Gan et al. «Precision tests of fundamental physics with η and η' mesons». En: *Phys. Rept.* 945 (2022), pág. 2191. arXiv: [2007.00664 \[hep-ph\]](#).
- [38] L. G. Landsberg. «Electromagnetic Decays of Light Mesons». En: *Phys. Rept.* 128 (1985), págs. 301-376.
- [39] L. Bergstrom et al. « Q^2 Duality and Rare Pion Decays». En: *Phys. Lett. B* 126 (1983), págs. 117-121.
- [40] L. Ametller, A. Bramon y E. Masso. «The $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ and $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays revisited». En: *Phys. Rev. D* 48 (1993), págs. 3388-3391. arXiv: [hep-ph/9302304](#).
- [41] L. Bergstrom. «Rare Decay of a Pseudoscalar Meson Into a Lepton Pair: A Way to Detect New Interactions?» En: *Z. Phys. C* 14 (1982), pág. 129.
- [42] L. Ametller. «Electromagnetic eta decays». En: (1997). Ed. por L. Maiani, G. Pancheri y N. Paver, págs. 427-444.
- [43] M. Pratap y J. Smith. «Eta and pion decays into lepton pairs». En: *Phys. Rev. D* 5 (1972), págs. 2020-2030.
-

-
- [44] Jonathan L. Rosner. «Final state phases in charmed meson two-body nonleptonic decays». En: *Phys. Rev. D* 60 (1999), pág. 114026. arXiv: [hep-ph/9905366](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9905366).
- [45] Nguyen Thu Huong, Emi Kou y Benoit Viaud. «Novel approach to measure the leptonic $\eta(\prime) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays via charmed meson decays». En: *Phys. Rev. D* 94.5 (2016), pág. 054040. arXiv: [1606.08195 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1606.08195).
- [46] F. Mahmoudi. «Direct and indirect searches for New Physics». En: *47th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions*. 2012, págs. 177-184. arXiv: [1205.3099 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1205.3099).
- [47] A. Guevara et al. «Long-distance weak annihilation contribution to the $B^\pm \rightarrow (\pi^\pm, K^\pm) \ell^+ \ell^-$ decays». En: *Phys. Rev. D* 92 (5 sep. de 2015), pág. 054035. DOI: [10.1103/PhysRevD.92.054035](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.054035). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.92.054035>.
- [48] Suchismita Sahoo y Rukmani Mohanta. «New physics effects in charm meson decays involving $c \rightarrow ul^+l^-(l_i^\mp l_j^\pm)$ transitions». En: *Eur. Phys. J. C* 77.5 (2017), pág. 344. arXiv: [1705.02251 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1705.02251).
- [49] J. M. Link et al. «Dalitz plot analysis of $D_{(s)}^+$ and D^+ decay to $\pi^+ \pi^- \pi^+$ using the K matrix formalism». En: *Phys. Lett. B* 585 (2004), págs. 200-212. arXiv: [hep-ex/0312040](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0312040).
- [50] M. Ablikim et al. «Amplitude analysis of the $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ decay». En: (ago. de 2021). arXiv: [2108.10050 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2108.10050).
- [51] S. Sakai, E. Oset y W. H. Liang. «Abnormal isospin violation and $a_0 - f_0$ mixing in the $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 a_0(980)(f_0(980))$ reactions». En: *Phys. Rev. D* 96.7 (2017), pág. 074025. arXiv: [1707.02236 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1707.02236).
- [52] J. M. Dias et al. « $f_0(980)$ production in $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ and $D_s^+ \rightarrow \pi^+ K^+ K^-$ decays». En: *Phys. Rev. D* 94.9 (2016), pág. 096002. arXiv: [1601.04635 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1601.04635).
- [53] Takayasu Sekihara y Eulogio Oset. «Investigating the nature of light scalar mesons with semileptonic decays of D mesons». En: *Phys. Rev. D* 92.5 (2015), pág. 054038. arXiv: [1507.02026 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1507.02026).
- [54] W. Buchmüller y D. Wyler. «Effective lagrangian analysis of new interactions and flavour conservation». En: *Nuclear Physics B* 268.3 (1986), págs. 621-653.
-

BIBLIOGRAFÍA
BIBLIOGRAFÍA

- [55] B. Grzadkowski et al. «Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian». En: *JHEP* 10 (2010), pág. 085. arXiv: [1008.4884 \[hep-ph\]](#).
- [56] K. Hagiwara et al. «Probing the weak boson sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ». En: *Nuclear Physics B* 282 (1987), págs. 253-307.
- [57] Wei-Shu Hou. «Enhanced charged Higgs boson effects in $B^- \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$, $\mu\bar{\nu}_\mu$ and $b \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau + X$ ». En: *Phys. Rev. D* 48 (1993), págs. 2342-2344.
- [58] G. C. Branco et al. «Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models». En: *Phys. Rept.* 516 (2012), págs. 1-102. DOI: [10.1016/j.physrep.2012.02.002](#). arXiv: [1106.0034 \[hep-ph\]](#).
- [59] A. Arbey et al. «Status of the Charged Higgs Boson in Two Higgs Doublet Models». En: *Eur. Phys. J. C* 78.3 (2018), pág. 182. arXiv: [1706.07414 \[hep-ph\]](#).
- [60] Johannes Haller et al. «Update of the global electroweak fit and constraints on two-Higgs-doublet models». En: *Eur. Phys. J. C* 78.8 (2018), pág. 675. arXiv: [1803.01853 \[hep-ph\]](#).
- [61] Alberto Martini. «The Belle II experiment: Status and prospects». En: *EPJ Web Conf.* 192 (2018), pág. 00028. DOI: [10.1051/epjconf/201819200028](#).
- [62] Giovanni Punzi. «Sensitivity of searches for new signals and its optimization». En: (2003). DOI: [10.48550/ARXIV.PHYSICS/0308063](#). URL: <https://arxiv.org/abs/physics/0308063>.