



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

Departamento de Física

Estudio Fenomenológico de extensiones del sector escalar del Modelo Estándar

Tesista: Lic. Nicolás Ismael Mileo

Director: Dr. Alejandro Szynekman

Año 2017

Resumen

En esta tesis se abordan distintos estudios fenomenológicos de posibles extensiones en el sector escalar del Modelo Estándar de partículas y sus interacciones (SM). En el primero de los estudios realizados, el SM se extiende a partir de la inclusión de una interacción de tipo pseudoescalar entre el bosón de Higgs y el quark top, y la modificación de la intensidad del acoplamiento escalar usual. La presencia del nuevo acoplamiento y, en particular, la determinación del signo relativo entre los acoplamientos escalar y pseudoescalar se examinan a partir de la construcción y posterior análisis de sensibilidad de una colección de observables impares ante CP. El estudio llevado a cabo no solo permite recuperar los observables definidos en la literatura sino que también da lugar a observables superadores cuya importancia podría evidenciarse a corto plazo en el LHC. El segundo de los estudios extiende el contenido de partículas del SM introduciendo un triplete electrodébil escalar de leptokuarks, lo cual da lugar a nuevas interacciones leptón-quark. El impacto de este modelo en el espectro de neutrinos de ultra alta energía observado en IceCube y los límites que dicho espectro impone en los nuevos parámetros son analizados cuidadosamente, con especial interés en el ligero exceso de eventos observado en la región del PeV. Asimismo, se obtienen las restricciones provenientes tanto de búsquedas dedicadas y más generales en el LHC como de observables de física de bajas energías, las cuales se contrastan posteriormente con los resultados derivados en el contexto de IceCube. Por último, en el tercer estudio también se amplía el SM a partir de la introducción de nuevas partículas, más precisamente, suponiendo la presencia de un escalar cargado. Esta extensión es puesta a prueba en el decaimiento específico $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ a través de la construcción y análisis de observables pares e impares ante CP. Asimismo, se investiga la utilidad de los observables propuestos para testear el modelo concreto de dos dobletes de Higgs alineados. La sensibilidad del conjunto de observables construidos podría ser explotada en el contexto de las futuras Super fábricas de mesones B .

Dedicado a la memoria de la abuela Tota

*El Camino sigue y sigue
desde la puerta.
El Camino ha ido muy lejos,
y si es posible he de seguirlo
recorriéndolo con pie decidido
hasta llegar a un camino más ancho
donde se encuentran senderos y cursos.
¿Y de ahí a dónde iré? No podría decirlo.*

—EsdIA, J. R. R. Tolkien

*No hay nadie que haya jamás escrito, pintado,
esculpido, modelado, construido, inventado, a no
ser para salir de su infierno.*

—A. Artaud

Agradecimientos

En su libro *Ortodoxia*, G. K. Chesterton da el argumento de un cuento que nunca escribió pero que le sirvió para ilustrar su filosofía de vida: un piloto inglés lanzado a la búsqueda de nuevas tierras, habiendo calculado mal su derrotero, descubre nada menos que la antigua Inglaterra, bajo la impresión de que era una ignorada isla del mar del Sur. Al momento de redactar estos agradecimientos me es inevitable recordar al susodicho piloto, dado que luego de un largo y arduo viaje *descubro* nuevamente el punto de partida: el apoyo, la confianza y el amor de aquellas mismas personas que me alentaron cuando este doctorado comenzó. Paradójicamente, al agradecer se corre el riesgo de caer en la ingratitud, ya que dar justo crédito a todas y cada una de las personas que hicieron posible este camino es una empresa harto difícil sino imposible. Dicho esto, pido disculpas de antemano a aquellos que no se sientan debidamente reconocidos por las palabras que siguen a continuación.

En primer lugar quiero agradecer a mi director, Alejandro, menos por una cuestión formal que por un reconocimiento sincero de su labor durante estos cinco años, tanto en el ámbito académico como en el humano. En lo que hace al primero, agradezco enormemente las discusiones interminables, las reuniones sistemáticas, la escucha atenta de nuevos enfoques o ideas y, fundamentalmente, la paciencia ante el proceso de aprendizaje e introducción en el mundo científico. En lo que hace al aspecto humano, debo dar las gracias por la comprensión y ayuda desinteresada ante los inconvenientes cotidianos de orden personal.

Estaré siempre agradecido al grupo de Física de Altas Energías de la Universidad Nacional de La Plata y a la generosidad de todos sus miembros. El desarrollo de esta tesis hubiese sido imposible sin su soporte.

Debo a mi padre, Hugo, el entender lo valioso de estudiar, de perseverar y el sentido de la responsabilidad. Suele decirse que hay que predicar con el ejemplo, pues bien, él ha hecho gala de esto. Quiero también agradecer a mi madre, Mabel, por haber pospuesto su individualidad para criarnos y acompañarnos, y por darme la gran alegría y ejemplo de retomarla ahora, llegando a publicar su primer libro el año pasado. Su dulzura y visión poética de la vida fueron fundamentales en los momentos en que, como diría León Felipe, el mundo parece terrible y monstruosamente cuerdo. No puedo cerrar este párrafo sin agradecer a mis hermanos, Ivana y Martín, por los innumerables gestos silenciosos de amor.

Gracias también a los amigos que trae la vida: Gustavo, Guille, Laura, Nadia, Mariano.

Por último, agradezco a Brenda por su amor y por confiar en mí incluso más que yo mismo. Después de nueve años de caminar juntos estar contigo o no estar contigo sigue siendo la medida de mi tiempo.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. El Modelo Estándar	1
1.2. Necesidad de física más allá del SM	9
1.3. Abordaje general: Teoría de campos efectiva	16
1.4. Introducción específica a los estudios realizados	21
1.4.1. Acoplamiento anómalo top-Higgs	22
1.4.2. Leptoquarks: Triplete electrodébil escalar	24
1.4.3. Escalar cargado y $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$	26
2. Acoplamiento Pseudoescalar top-Higgs: Búsqueda de observables CP impares para resolver la ambigüedad de signo	29
2.1. Marco teórico del proceso $pp \rightarrow t (\rightarrow b\ell^+\nu_\ell) \bar{t} (\rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) H$	30
2.1.1. Expresión factorizada para la sección eficaz diferencial	30
2.1.2. Origen de términos que incluyen productos triple	34
2.2. Observables impares bajo CP	37
2.2.1. Asimetría	37
2.2.2. Distribuciones Angulares	39
2.2.3. Valor medio $\langle \epsilon \rangle$	47
2.3. Observables impares bajo CP no dependientes de los vectores de espín de t y \bar{t}	48
2.4. Observables impares bajo CP no dependientes de los momentos de t y \bar{t}	51
2.5. Viabilidad experimental del análisis	53
3. Implicancias de un triplete escalar electrodébil en eventos de neutrinos de Ultra Alta Energía observados en IceCube	59
3.1. Modelo Teórico	60
3.2. IceCube y PeV neutrinos	62
3.2.1. Sección eficaz de scattering neutrino-nucleón	62
3.2.2. Tasa de eventos en IceCube y contribución de LQs	68
3.2.3. Análisis estadístico y resultados	71
3.3. Restricciones derivadas del LHC	77
3.4. Restricciones derivadas de observables de bajas energías	79
3.4.1. $\mu \rightarrow e\gamma$ y $(g-2)_\mu$	80
3.4.2. Violación de paridad atómica	82
3.5. Discusión de los resultados	83
4. Estudio de la sensibilidad a escalares cargados por medio de anchos diferenciales parciales en decaimientos $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$	86
4.1. Ancho diferencial del decaimiento $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	87
4.2. Anchos diferenciales pesados	90

4.3. Observables	91
4.4. Parametrización de los factores de forma	95
4.5. Análisis	97
4.5.1. Simulación Montecarlo	98
4.5.2. Test de la hipótesis Modelo Estándar	99
4.5.3. Procedimiento de ajuste	101
4.5.4. Resultados del ajuste	103
4.6. Decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ en el contexto del 2HDM alineado	110
4.7. Test de las suposiciones utilizadas	114
5. Conclusiones	117
A. Detalles adicionales correspondientes al Capítulo 2	122
A.1. Detalles respecto de la expresión factorizada para $d\sigma$	122
B. Detalles adicionales correspondientes al Capítulo 3	128
B.1. Interferencia entre las amplitudes debidas al SM y a LQs	128
B.2. Efectos de atenuación en la Tierra	132
C. Detalles adicionales correspondientes al Capítulo 4	137
C.1. Parametrización del elemento de matriz de $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ en presencia de nueva física.	137
C.2. Detalles respecto del análisis estadístico	138
Bibliografía	143
Índice de figuras	151
Índice de tablas	154

Capítulo 1.

Introducción

1.1. El Modelo Estándar¹

El paradigma actual de la descripción física de la naturaleza a nivel fundamental lo constituye el denominado Modelo Estándar (SM) de partículas y sus interacciones. Este modelo puede definirse a partir de la especificación de tres ingredientes básicos:

1. Las simetrías del Lagrangiano.
2. Las representaciones correspondientes a escalares y fermiones.
3. El patrón de ruptura espontánea de simetría.

En el caso del SM, el grupo de simetría de gauge es $G_{\text{SM}} = \text{SU}(3)_c \times \text{SU}(2)_W \times \text{U}(1)_Y$. Hay tres generaciones o familias de fermiones, cada una consistente en cinco representaciones del grupo de simetría G_{SM} :

$$Q_{Li}^I(3, 2, 1/6), u_{Ri}^I(3, 1, -1/3), d_{Ri}^I(3, 1, -1/3), L_{Li}^I(1, 2, -1/2), e_{Ri}^I(1, 1, -1), \quad (1.1)$$

donde los tres números cuánticos entre paréntesis corresponden a los grupos $\text{SU}(3)_c$, $\text{SU}(2)_W$ y $\text{U}(1)_Y$, y donde el supraíndice I denota autoestados de interacción. A su vez, el índice $i = 1, 2, 3$ etiqueta las tres generaciones. Con respecto a los escalares, existe en el SM una única representación:

$$\phi(1, 2, 1/2). \quad (1.2)$$

El escalar ϕ asume un valor de expectación de vacío no nulo,

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

¹En esta sección se ha hecho uso de las referencias [4–12].

el cual minimiza, para $\lambda > 0$ y $\mu^2 < 0$, la densidad de energía clásica

$$\mathcal{V}(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.4)$$

para $v = (-\mu^2/\lambda)^{1/2}$. De esta manera, el grupo de simetría de gauge es espontáneamente roto, con el siguiente patrón:

$$G_{\text{SM}} \rightarrow \text{SU}(3)_c \times \text{U}(1)_{\text{EM}}. \quad (1.5)$$

La ruptura espontánea de la simetría electrodébil da lugar al mecanismo conocido como mecanismo de Higgs, a través del cual los bosones de gauge de la teoría adquieren masa. De hecho, la ruptura espontánea de simetría es un ingrediente fundamental ya que el Lagrangiano renormalizable más general consistente con la simetría de gauge G_{SM} y el contenido de partículas descrito en las ecs. (1.1) y (1.2) no admite términos de masa ni para los bosones de gauge ni para los fermiones. Asimismo, la evidencia a favor de la invariancia de gauge en las interacciones débiles es contundente. Por un lado, la invariancia de gauge trae como consecuencia la universalidad de los acoplamientos de $\text{SU}(2) \times \text{U}(1)$, g y g' , en las interacciones débiles de cada especie de quarks y leptones. Esta universalidad se ve verificada en el hecho de que el mismo valor de la constante de Fermi, G_F , describe todos los procesos débiles de corriente cargada, y que este mismo orden de acoplamiento combinado con un único valor de $\sin^2 \theta_w$ describe todos los fenómenos débiles de corriente neutra. Por otro lado, la estructura de Yang-Mills de las interacciones de los bosones vectoriales de $\text{SU}(2)$ especifica la estructura de los acoplamientos $WW\gamma$ y WWZ , predicción que está en acuerdo con las medidas con una precisión del uno por ciento. Otro punto fundamental a favor de la invariancia de gauge y de la generación de masas a partir de su ruptura espontánea es que la teoría resultante es renormalizable, hecho que no ocurre si los términos de masa son añadidos *ad hoc* como, por ejemplo, en el modelo de Glashow de las interacciones débiles.

El mencionado mecanismo de Higgs puede ser descrito en términos generales haciendo uso del teorema de Goldstone, el cual establece que por cada simetría continua global espontáneamente rota la teoría debe contener una partícula de espín nulo, no masiva, denominada bosón de Goldstone. Sea entonces una teoría de campos descrita por \mathcal{L}_0 y con una cierta simetría global G . Si se piensa en una transformación infinitesimal parametrizada con las constantes α^a , el Lagrangiano \mathcal{L}_0 no cambia. En el caso de una transformación de gauge local, en cambio, se tendrá $\alpha^a(x)$, por lo que la variación del Lagrangiano debe tomar la forma

$$\delta \mathcal{L}_0 = (\partial_\mu \alpha^a) J^{\mu a}, \quad (1.6)$$

donde los operadores vectoriales $J^{\mu a}$ pueden ser identificados con las corrientes de Noether de la simetría de gauge global. Ahora bien, dicha simetría global puede ser promovida a una local acoplando la teoría \mathcal{L}_0 a campos de gauge no abelianos, de manera que, a primer orden

en el acoplamiento g , el nuevo Lagrangiano será

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 - g A_\mu^a J^{\mu a} + \mathcal{O}(A^2). \quad (1.7)$$

La ruptura espontánea de la simetría proporcionará bosones de Goldstone π_k , con k corriendo sobre el número de generadores correspondientes a las simetrías rotas; a su vez, dichos bosones pueden ser creados del vacío o aniquilados por aquellas corrientes $J^{\mu a}$ asociadas a las simetrías espontáneamente rotas. El correspondiente elemento de matriz puede parametrizarse como

$$\langle 0 | J^{\mu a} | \pi_k(p) \rangle = -i p^\mu F_k^a e^{-ipx}, \quad (1.8)$$

donde p^μ es el momento en capa de masa del bosón y F_k^a una matriz de constantes, la cual se anula cuando a denota un generador de una simetría no rota. El mecanismo de Higgs queda de manifiesto al calcular la amplitud de polarización de vacío. En efecto, teniendo en cuenta la identidad de Ward, tal amplitud debe ser necesariamente transversal, por lo que puede escribirse como

$$i \left(g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right) (m_{ab}^2 + \mathcal{O}(k^2)). \quad (1.9)$$

Ahora bien, el término singular en la ec. (1.9) solo puede ser provisto a través de un estado no masivo como intermediario. Los bosones de Goldstone califican como dichos estados, dando lugar a una contribución singular a la polarización del vacío, la cual, teniendo en cuenta las ecs. (1.7) y (1.8), viene dada por

$$(g k^\mu F_j^a) \frac{i}{k^2} (-g k^\nu F_j^b). \quad (1.10)$$

La consistencia de esta contribución con la expresión de la ec. (1.9) requiere una matriz de masa no nula para los bosones vectoriales dada por:

$$m_{ab}^2 = g^2 F_j^a F_j^b. \quad (1.11)$$

Es importante enfatizar que el mecanismo de Higgs tiene lugar cuando la simetría que es espontáneamente rota es local y no global, ya que solo en el primer caso, a diferencia del segundo, no hay bosones de Goldstone físicos sino que los grados de libertad asociados aparecen como los estados de polarización longitudinal de los bosones vectoriales correspondientes a las simetrías locales rotas, los cuales entonces adquieren masa. Por otro lado, el mecanismo recién descrito es general, es decir, cualquier bosón de gauge acoplado a la corriente de una simetría espontáneamente rota adquiere masa, independientemente de como dicha ruptura es implementada en la teoría.

En el caso del SM, la ruptura espontánea de G_{SM} se efectúa, como se indicó más arriba, por medio de la introducción de un único escalar en la representación dada en la ec. (1.2).

Asimismo, el patrón de ruptura de simetría de la ec. (1.5) implica que tres simetrías continuas son espontáneamente rotas, lo que da lugar a tres bosones de Goldstone, los cuales son absorbidos por los bosones W^\pm y Z^0 , que adquieren masa. Esto puede verificarse también de la matriz de masa de la ec. (1.11), la cual adquiere en este caso particular la forma

$$m_{AB}^2 = g_A g_B F_c^A F_c^B \quad (1.12)$$

donde la suma implícita en el índice c corresponde a los tres bosones de Goldstone, y $g_A = g$ para los generadores con $A = 1, 2, 3$ (asociados a $SU(2)_W$), mientras que $g_A = g'$ para el generador con $A = Y$ (correspondiente a $U(1)_Y$). Teniendo en cuenta la simetría de custodia y el hecho de que el fotón debe permanecer no masivo, se deduce que

$$\begin{aligned} \langle 0 | J^{\mu A} | \pi^b(p) \rangle &= -i F p^\mu \delta^{Ab} \quad \text{si } A = 1, 2, 3 \\ \langle 0 | J^{\mu Y} | \pi^3(p) \rangle &= i F p^\mu, \end{aligned} \quad (1.13)$$

por lo que la matriz en la ec. (1.12) se reduce a

$$m^2 = F^2 \begin{pmatrix} g^2 & & & & \\ & g^2 & & & \\ & & g^2 & -g g' & \\ & & -g g' & g'^2 & \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

y tiene por autovectores y autovalores las usuales definiciones de los bosones de gauge γ , Z^0 y W^\pm si $v = 2F$. Mientras que los bosones de gauge adquieren masa a través del mecanismo de Higgs, las masas de los quarks y leptones son generadas, en el SM, postulando la existencia de acoplamientos entre los multipletes de los fermiones y del Higgs que respetan la simetría de gauge G_{SM} y son renormalizables. De esta manera, cuando el Higgs adquiere un valor de expectación de vacío no nulo, los fermiones adquieren masa. El Lagrangiano más general de acoplamientos Yukawa (fermión-Higgs) invariante de gauge y renormalizable viene dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -Y_{ij}^e \bar{L}_{Li}^I \phi e_{Rj}^I - Y_{ij}^d \bar{Q}_{Li}^I \phi d_{Rj}^I - Y_{ij}^u \bar{Q}_{Li}^I \tilde{\phi} u_{Rj}^I + \text{h.c.}, \quad (1.15)$$

donde $\tilde{\phi} = -i(\phi^\dagger \tau_2)^T$ y las matrices Y_{ij}^f son matrices complejas arbitrarias de 3×3 , por lo que parecieran permitir mezclas de sabor y violación de CP arbitrarias. Sin embargo, tales mezclas de sabor y de CP pueden ser removidas de la ec. (1.15) a través de redefiniciones de los campos involucrados. Más concretamente, cualquier matriz compleja puede representarse como

$$Y^f = V_{fL}^\dagger y_f V_{fR}, \quad (1.16)$$

donde y_f es real, no negativa y diagonal, y las matrices V_{fL} y V_{fR} son independientes y unitarias². Utilizando esta descomposición y redefiniendo los campos de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} e_{Rj} &= (V_{eR})_{jk} e_{Rk}^I, & d_{Rj} &= (V_{dR})_{jk} d_{Rk}^I, & u_{Rj} &= (V_{uR})_{jk} u_{Rk}^I, \\ L_{Lj} &= (V_{eL})_{jk} L_{Lk}^I, & d_{Lj} &= (V_{dL})_{jk} d_{Lk}^I, & u_{Lj} &= (V_{uL})_{jk} u_{Lk}^I, \end{aligned} \quad (1.17)$$

puede verse que los factores $V_{fL,R}$ son removidos de los términos Yukawa, aunque podrían en principio reaparecer en los términos cinéticos y de acoplamiento a bosones de gauge correspondientes a los campos fermiónicos. Sin embargo, todos los factores $V_{fL,R}$ que podrían aparecer se cancelan, excepto por el acoplamiento de W^\pm a los quarks, el cual sufre la siguiente modificación:

$$-\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \text{h.c.} \rightarrow \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu V_{\text{CKM}} d_L + \text{h.c.}, \quad (1.18)$$

donde $V_{\text{CKM}} = V_{uL} V_{dL}^\dagger$ es la matriz de mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Por otra parte, luego de la ruptura espontánea de simetría, los acoplamientos Yukawa del bosón de Higgs, h , se vuelven completamente diagonales:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \supset -\frac{y_{ei}}{\sqrt{2}} h \bar{e}_{iL} e_{iR} - \frac{y_{di}}{\sqrt{2}} h \bar{d}_{iL} d_{iR} - \frac{y_{ui}}{\sqrt{2}} h \bar{u}_{iL} u_{iR} + \text{h.c.} \quad (1.19)$$

El Lagrangiano total del SM resulta de escribir el Lagrangiano más general renormalizable y libre de anomalías consistente con la simetría de gauge G_{SM} , el contenido de partículas descrito en las ecs. (1.1) y (1.2), y el patrón de ruptura espontánea de simetría de la ec. (1.5), el cual, como se discutió más arriba, da origen a las masas de los bosones de gauge y de los fermiones (excepto los neutrinos) a través del mecanismo de Higgs y de los acoplamientos Yukawa, respectivamente. Dicho Lagrangiano puede escribirse de manera compacta como:

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{cin+gauge}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}, \quad (1.20)$$

donde $\mathcal{L}_{\text{cin+gauge}}$ involucra todos los términos cinéticos y las interacciones con los bosones de gauge, $\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = -\mathcal{V}(\phi)$ contiene el potencial de Higgs que describe las autointeracciones escalares (ver ec. (1.4)) y, finalmente, $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ incluye las interacciones Yukawa dadas en la ec. (1.15). Vale decir que $\mathcal{L}_{\text{cin+gauge}}$ surge luego de haberse efectuado el reemplazo, requerido para mantener la invariancia de gauge, de las derivadas usuales por la derivada covariante:

$$D^\mu = \partial^\mu + ig_s G_a^\mu L_a + ig A_b^\mu t_b + ig' B^\mu Y, \quad (1.21)$$

²En general, dada una matriz M de $n \times n$, la matriz $H^2 \equiv MM^\dagger$ es hermítica y, por tanto, diagonalizable por una transformación unitaria, $U_L M M^\dagger U_L^\dagger = \text{diag}(M_1^2, \dots, M_n^2) \equiv D^2$. Si D es la matriz diagonal de las raíces cuadradas de D^2 , $H = U_L^\dagger D U_L$. A partir de la matriz unitaria $B = H^{-1} M$, se encuentra que $M = H B = U_L^\dagger D U_R$, con $U_R \equiv U_L B$ unitaria. La matriz D puede escribirse $D = \text{diag}(M_1, \dots, M_n) D_{\text{sgn}}$, con D_{sgn} la matriz diagonal que contiene los signos elegidos al aplicar la raíz cuadrada a D^2 . Tal matriz puede ser absorbida en U_R sin perderse la unitariedad, por lo que D puede tomarse como positiva.

donde G_a^μ son los campos correspondientes a los ocho gluones, A_b^μ los tres bosones de la interacción débil y B^μ el único bosón de hipercarga. Asimismo, los factores L_a son los generadores de $SU(3)_c$ (matrices de Gell-Mann $\lambda_a/2$ para tripletes, 0 para singletes), t_b representan los generadores de $SU(2)_W$ (matrices de Pauli $\tau_b/2$ para dobletes, 0 para singletes), e Y denota las cargas ante $U(1)_Y$.

El SM recién descrito posee 19 parámetros independientes. Estos parámetros incluyen los tres acoplamientos de gauge g_s , g y g' correspondientes a los tres grupos de gauge $SU(3)_c$, $SU(2)_W$ y $U(1)_Y$, respectivamente (los últimos dos suelen expresarse en términos de la constante de acoplamiento electromagnética e y el ángulo de mezcla θ_w), el parámetro θ de QCD^3 , nueve masas de los fermiones cargados $m_{u,d,c,s,t,b,e,\mu,\tau}$, tres ángulos de mezcla de quarks $\theta_{12,13,23}$, una fase compleja δ de la matriz CKM, y dos parámetros del sector de Higgs, los cuales son convenientemente expresados a través del valor de expectación de vacío del Higgs v y su masa m_H .

El hecho de que el SM pueda ser definido de manera breve y compacta especificando los tres ingredientes mencionados al comienzo de esta sección trae aparejado el riesgo de hacer pasar desapercibidas ciertas características del mismo que son muy peculiares y que adquieren vital importancia a la hora tanto de construir como de testear modelos de física más allá del SM. Teniendo esto en cuenta, se repasan a continuación de manera sucinta tales propiedades.

- La primera característica clave a mencionar tiene que ver con la estructura de sabor de las interacciones luego de la ruptura espontánea de simetría. Una vez que el campo de Higgs asume un valor de expectación de vacío no nulo y se pasa de la base de interacción en la ec. (1.1) a la base de masas a través de las transformaciones en la ec. (1.17), se tiene que las interacciones de corriente cargada, que involucran a los bosones W^\pm , son no diagonales en sabor (ver ec. (1.18)), de lo que se sigue la existencia de interacciones de corriente cargada que cambian sabor (FCCC). Por el contrario, los términos que involucran interacciones de corriente neutra permanecen diagonales, de lo cual se concluye que no hay interacciones de corriente neutra a orden árbol que cambien el sabor (FCNC). La ausencia de FCNC se da para todas las interacciones de corriente neutra, ya sea que involucren bosones Z^0 , fotones, gluones o bosones de Higgs. En el caso de gluones y fotones dicho fenómeno procede simplemente del hecho de que las correspondientes simetrías de gauge se mantienen y los acoplamientos son universales. Visto de otra manera, las matrices de acoplamiento son proporcionales a la identidad, por lo que son diagonales en cualquier base. En el caso del Higgs, la ausencia de FCNC se sigue de que, en el gauge unitario, $\phi = (0, v + h/\sqrt{2})^T$, y entonces la misma matriz que

³El parámetro θ surge al agregar al Lagrangiano de QCD el término $\theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} \sum_a F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{\mu\nu,a}$, el cual es consistente con la invariancia de gauge y la renormalizabilidad. En tal término, $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\rho\sigma}$, por lo que el mismo viola P y CP. El parámetro θ resulta periódico, con período de 2π , es decir, teorías en las que θ difiere en 2π están relacionadas por transformaciones de gauge. Por tanto, $\theta \in [0, 2\pi)$.

se diagonaliza para obtener los términos de masa es la que aparece en las interacciones del Higgs con los fermiones, por lo que tales interacciones son entonces diagonales (ver ec. (1.19)). Por último, en el caso del Z , la no existencia de FCNC a orden árbol proviene de que todos los campos pertenecientes a la misma representación de la simetría no rota $SU(3)_c \times U(1)_Q$ también pertenecen a la misma representación de la simetría rota $SU(2)_W \times U(1)_Y$. Si así no fuese, las distintas representaciones tendrían acoplamientos distintos al Z , por lo que la correspondiente matriz de acoplamientos sería diagonal pero no proporcional a la identidad. Por lo tanto, dicha matriz adquiriría elementos no diagonales en la base de masa.

Además de la desaparición de FCNC a orden árbol, hay importantes supresiones en procesos a un loop. Por ejemplo, en el caso del diagrama a un loop que contribuye al proceso $b \rightarrow s\gamma$, la amplitud es proporcional a

$$\sum_{i \in \{u,c,t\}} V_{ib} V_{is}^* f\left(\frac{m_i^2}{m_W^2}\right), \quad (1.22)$$

donde f es alguna función obtenida de la integral sobre el loop. Desarrollando esta función alrededor de cero, se ve que el primer término se anula por la unitariedad de la matriz CKM, mientras que en el siguiente orden se tienen términos proporcionales a m_u^2/m_W^2 y m_c^2/m_W^2 , que son cantidades muy pequeñas, y también a m_t^2/m_W^2 que, si bien no es pequeño, es suprimido por el factor $V_{tb}V_{ts}^*$ (a través de V_{ts}). Por tanto, se puede concluir que estos diagramas a un loop están muy suprimidos. Este particular comportamiento impone restricciones significativas a potenciales contribuciones de nueva física.

- Otra de las características peculiares del SM concierne a la violación de CP. La particular estructura de sabor del SM junto con el hecho de que la única fuente de violación de CP reside en la matriz CKM, implica que hay importantes supresiones de procesos que violan dicha simetría discreta, las cuales no ocurren en modelos genéricos de física más allá del SM. Dichas supresiones provienen de que, en el SM con tres familias, existen 14 condiciones que deben ser satisfechas a fin de que haya violación de CP:

$$m_u \neq m_c, \quad m_c \neq m_t, \quad m_t \neq m_u, \quad m_d \neq m_s, \quad m_s \neq m_b, \quad m_b \neq m_d, \\ \theta_j \neq 0, \frac{\pi}{2}, \quad \delta \neq 0, \pi, \quad j = 1, 2, 3, \quad (1.23)$$

donde la última línea es para la parametrización de Kobayashi-Maskawa (KM), aunque condiciones similares se tienen en otras parametrizaciones. Ahora bien, varias de las masas de los quarks en el SM son aproximadamente degeneradas, y varias mezclas son pequeñas, de manera que los procesos que violen CP que involucren partículas en esos casos estarán muy suprimidos. Debido a las mezclas, por ejemplo, se puede tener supresiones del orden de $\lambda^6 \sim 10^{-3}$, donde $\lambda \sim 0.2$ corresponde a la parametrización de

Wolfestein⁴. Por supuesto, las propiedades recién descritas no se cumplen en modelos genéricos de nueva física, por lo que las restricciones asociadas a observables de bajas energías serán fuertes.

- La siguiente propiedad particular es la presencia de la simetría de custodia, la cual, junto al hecho de que $U(1)_{EM}$ no es rota en el vacío, determina la forma de la matriz de masa (ver ec. (1.14)). Dicha forma implica una relación definida entre m_W y m_Z a orden árbol, $m_W = m_Z \cos \theta_w$, la cual se verifica experimentalmente con una precisión del orden del uno por ciento. Ahora bien, la simetría de custodia aparece en el SM debido a que la teoría es globalmente invariante ante $SU(2)_L \times SU(2)_R$ siempre que no haya acoplamientos Yukawa y que $g' = 0$. Cuando el Higgs asume un valor de expectación de vacío, dicha simetría es rota a la combinación diagonal $SU(2)_V$. Esta simetría aproximada es lo que se denomina simetría $SU(2)$ de custodia. La presencia de esta simetría de custodia trae aparejada una supresión en los test de precisión electrodébiles que no es trivial. Este tipo de supresiones puede entenderse esquemáticamente analizando el Lagrangiano para los bosones de gauge luego de la ruptura espontánea de simetría. El Lagrangiano más general en el espacio de momentos a orden cuadrático consistente con $U(1)_{EM}$ puede escribirse como

$$\mathcal{L} = \Pi_{+-} W^+ W^- + \Pi_{33} A_3 A_3 + \Pi_{3B} A_3 B + \Pi_{BB} B B, \quad (1.24)$$

donde $\Pi_{ab}(p^2)$ son funciones del momento generadas por las corrientes a las cuales los bosones de gauge se acoplan, es decir, $\Pi_{ab} \sim \langle J_a J_b \rangle$. A bajas energías, dichas funciones pueden ser desarrolladas como $\Pi(p^2) = \Pi(0) + p^2 \Pi'(0) + \dots$. Considérese la combinación $\Pi_{+-}(0) - \Pi_{33}(0)$, la cual es proporcional al llamado parámetro T . Ambos términos son generados por el producto de dos corrientes asociadas a los bosones de gauge, cada una de las cuales transforma como $(\mathbf{3}, \mathbf{1})$ ante $SU(2)_L \times SU(2)_R$, o como tripletes de $SU(2)_V$. A su vez, el producto de dos representaciones de triplete puede descomponerse como $\mathbf{3} \times \mathbf{3} = \mathbf{1} + \mathbf{3} + \mathbf{5}$. Ahora bien, la combinación $\Pi_{+-}(0) - \Pi_{33}(0)$ es simétrica en los dos índices y de traza nula, por lo que transforma como la representación $\mathbf{5}$ de $SU(2)_V$. Pero como $SU(2)_V$ es una simetría del vacío, solo singletes de $SU(2)_V$ pueden tener valores de expectación de vacío no nulos. Esto implica entonces que $T = 0$ y ejemplifica el tipo de supresión en los test de precisión electrodébiles que existe en el SM. Cabe destacar que este resultado, así como la relación entre m_W y m_Z a orden árbol, no solo es válido para el SM sino también para toda teoría con simetría $SU(2)_L \times SU(2)_R$ la cual es rota a $SU(2)_V$. Por otra parte, teorías de física más allá del SM sin esta característica serían propensas a ser descartas debido a las fuertes restricciones impuestas por los test

⁴Es preciso notar que en general los efectos de violación de CP son proporcionales al invariante de Jarlskog, J , definido según $\text{Im}[V_{\alpha j} V_{\beta k} V_{\alpha k}^* V_{\beta j}^*] = J \sum_{\gamma, l=1}^3 \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_{jkl}$, donde los índices griegos (latinos) corresponden a quarks de tipo up (down) y V es la matriz CKM. La cantidad J es independiente de la parametrización y de la convención de fases. En la parametrización de Wolfestein, se tiene $J \simeq \lambda^6 A^2 \eta$, por lo que siempre habrá al menos un factor λ^6 en los observables de violación de CP.

de precisión electro débiles.

- La última característica de carácter “milagroso” del SM que debe mencionarse es la presencia de simetrías accidentales. Estas son simetrías que no son impuestas en la construcción de la teoría sino que provienen accidentalmente del contenido de partículas, otras restricciones de simetría y, fundamentalmente, de la imposición de renormalizabilidad. El Lagrangiano del SM es accidentalmente invariante bajo una simetría $U(1)_B$, que se traduce en la conservación del número bariónico, y tres simetrías $U(1)$ asociadas a cambios de fase individuales en las tres familias de leptones. Estas tres simetrías contienen como subgrupo a $U(1)_L$, que corresponde a la conservación del número leptónico. Para comprender la importancia de tales simetrías basta considerar que, o bien la simetría $U(1)_B$, o bien la simetría ante $U(1)_L$, previenen, junto a la invariancia de Lorentz, el decaimiento del protón. En efecto, un potencial estado final proveniente del decaimiento del protón debe contener, por invariancia de Lorentz, un número impar de fermiones más livianos. Estados de ese tipo solo pueden tener número leptónico y no bariónico, mientras que, por el contrario, el protón posee número bariónico 1 y número leptónico nulo. Si se abandona el carácter renormalizable de la teoría, entonces tanto el número leptónico como el número bariónico pueden ser violados por operadores de dimensión al menos cinco o seis, respectivamente, y el protón puede decaer. Similarmente, teorías genéricas de nueva física que violen estas simetrías estarán sujetas a fuertes restricciones provenientes de la estabilidad del protón.

1.2. Necesidad de física más allá del SM

El SM realiza un excelente trabajo explicando, para un dado conjunto de sus parámetros, una amplia variedad de fenómenos de las partículas elementales por medio de la delicada estructura discutida en la sección anterior, la cual no es en general preservada por teorías genéricas de nueva física. A su vez, con el descubrimiento de un nuevo bosón H en el LHC [13,14] consistente con el bosón de Higgs del SM, se puede decir que la existencia del espectro completo de partículas predichas por el SM ha sido verificada. Sin embargo, hay también una gran cantidad de datos que el SM claramente no puede describir, además de diversas motivaciones teóricas que apuntan a que el mismo es una teoría incompleta. A continuación se discuten distintos argumentos en favor de la necesidad de considerar modelos de física más allá del SM.

Observación de oscilaciones de neutrinos

La evidencia más importante, bien establecida en experimentos de laboratorio, en favor de la incompletitud del SM, es el fenómeno de oscilaciones de neutrinos, es decir, la conversión

entre neutrinos de diferentes familias. Las oscilaciones $\nu_e\text{-}\nu_\mu$ fueron observadas originalmente a partir de un déficit en el flujo observado de neutrinos provenientes del sol. Dicho déficit fue encontrado por primera vez en el experimento Homestake (USA) [15] y subsecuentemente confirmado por los experimentos Kamiokande (Japón) [16], SAGE (Russia, observatorio de neutrinos de INR) [17], GALLEX/GNO (Italia, laboratorio Gran-Sasso) [18] y SuperKamiokande (Japón) [19]. Más tarde, el experimento SNO detectó la aparición de neutrinos de distintos sabores provenientes del Sol en completo acuerdo con el flujo derivado teniendo en cuenta las oscilaciones [20]. Asimismo, el experimento KamLAND registró la desaparición de $\bar{\nu}_e$ producidos en reactores de plantas de energía atómica [21]. En el caso de las oscilaciones $\nu_\mu\text{-}\nu_\tau$, las primeras indicaciones surgieron en el contexto de neutrinos atmosféricos y fueron obtenidas por los experimentos Kamiokande y IMB [22], con posteriores confirmaciones en Soudan-2 [23], MACRO [24] y SuperKamiokande [25]. La desaparición de ν_μ ha sido observada directamente en haces de neutrinos creados por aceleradores de partículas por ejemplo en los experimentos K2K [26] y MINOS [27]. Más recientemente, el detector OPERA [28] detectó el primer caso de aparición de ν_τ en un haz de ν_μ producidos del acelerador SPS. Por último, el análisis cuantitativo de todos los datos referentes a neutrinos atmosféricos y solares, conjuntamente con los provenientes de experimentos en aceleradores y reactores favorece un valor no nulo del ángulo de mezcla θ_{13} (uno de los tres ángulos en la parametrización usual de la matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) con un nivel de confianza de más del 99 % [29]. En resumen, la conversión de neutrinos de un dado sabor a otro no solo ha sido probada experimentalmente sino que numerosos experimentos diferentes e independientes muestran buen acuerdo con la descripción oscilatoria.

Ahora bien, como se dijo en la sección precedente, en el SM se conservan los números leptónicos individuales de cada generación, por lo que están prohibidos los cambios en el sabor de los neutrinos. Más aún, con el contenido de partículas del SM (ver ec. (1.1)) es imposible construir una interacción invariante de gauge y renormalizable que de lugar a términos de masa para los neutrinos luego de la ruptura espontánea de simetría. En principio, podría pensarse que para dar masa a los neutrinos bastaría con extender el SM incorporando campos ν_R , neutros ante $SU(2)_W \times U(1)_Y$, y aplicando el mismo mecanismo utilizado para dar masa a los quarks. Más precisamente, un término Yukawa del tipo

$$-Y_{ij}^v \bar{L}_{Li}^I \tilde{\phi} \nu_{Rj}^I + \text{h.c.} \quad (1.25)$$

otorgaría, luego de la ruptura espontánea de simetría, una masa de Dirac a los neutrinos. Sin embargo, la interacción de la ec. (1.25) da lugar a la siguiente matriz de masa de Dirac:

$$m_D = Y^v \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (1.26)$$

la cual, teniendo en cuenta que $v \sim 246$ GeV, implica que para tener masas en el rango del eV se requeriría $Y^v \sim 10^{-11}$. Es recién a través de la extensión del SM a partir de operadores

efectivos de dimensión superior que las masas de los neutrinos pueden ser generadas sin apelar a acoplamientos Yukawa extremadamente pequeños y, por ende, no naturales. En conclusión, las oscilaciones de neutrinos constituyen una prueba experimental contundente de que el SM es una teoría incompleta.

Indicios astrofísicos y cosmológicos en favor de nueva física

Existen tres indicaciones observacionales fundamentales en favor de la existencia de física más allá del SM provenientes del campo de la cosmología: la asimetría bariónica, la existencia de materia oscura y la expansión acelerada del Universo, tanto en lo referente a energía oscura como a los argumentos físicos para la inflación.

1. *Asimetría bariónica.* En el Universo temprano, muy caliente, los pares quark-antiquark tuvieron que crearse muy intensamente. Con la posterior expansión y enfriamiento del mismo, los pares se aniquilaron y los sobrevivientes dieron lugar a los bariones. Sorprendentemente, existen muy pocos antibariones en el Universo presente, lo que implica que en etapas tempranas había más quarks que antiquarks. Las estimaciones para tal exceso en el número de quarks, n_q , sobre el número de antiquarks, $n_{\bar{q}}$, son del orden de

$$\frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_q + n_{\bar{q}}} \sim 10^{-10}. \quad (1.27)$$

Teniendo en cuenta que distintos modelos cosmológicos cuantitativos predicen un equilibrio bariónico exacto en el Universo muy temprano, es difícil considerar el pequeñísimo exceso de la ec. (1.27) como presente desde el comienzo del Universo, sino que se tiende a pensar que se originó en el curso de su evolución. Para que esto suceda, es necesario que se cumplan las condiciones de Sakharov [30], a saber, que haya violación del número bariónico y de las simetrías discretas C y CP, y que se rompa el equilibrio termodinámico. Si bien en principio las tres condiciones pueden satisfacerse en el SM, se ha mostrado que la transición de fase electrodébil de primer orden a partir de la cual se rompería el equilibrio termodinámico fuertemente requiere $m_h \lesssim 50$ GeV, valor que ha sido descartado. Asimismo, la violación de CP aportada por la fase presente en la matriz CKM resulta insuficiente. Por lo tanto, se puede concluir que la asimetría bariónica observada en el Universo es una señal de que el SM no es una teoría completa.

2. *Materia Oscura.* Numerosos datos observacionales independientes apuntan al hecho de que la contribución de la materia visible (principalmente bariones) a la densidad de energía del Universo es cinco veces menor que la contribución asociada a la materia invisible. Desde el punto de vista del estudio de objetos astrofísicos, la evidencia de la existencia de la materia oscura proviene de medidas de curvas rotacionales de galaxias [31], de la determinación de la distribución de masa en cúmulos de galaxias [32], de

medidas de lensing gravitacional [33] y de la observación de cúmulos de galaxias en colisión [34]. Desde el punto de vista del estudio del Universo como un todo, las principales evidencias son aportadas por el análisis del fondo cósmico de microondas y de la estructura del Universo a gran escala. Todos los resultados apuntan inequívocamente a la existencia de materia no luminosa u oscura. Asimismo, la posibilidad de explicar los datos referentes a la materia oscura a partir de materia bariónica de objetos compactos y muy densos tales como estrellas de neutrones ha sido firmemente excluida [35,36]. Por tanto, la materia oscura es de naturaleza no bariónica, neutra, sin carga de color y masiva. El único candidato provisto por el SM, el neutrino, está descartado ya que al ser demasiado liviano da lugar a materia oscura caliente, mientras que la observada es fría, es decir, las velocidades de las partículas que la componen son altamente no relativistas. Así, la explicación de la presencia de materia oscura en el Universo supondría extender el SM por medio de la incorporación de nuevas partículas.

3. *Expansión acelerada del Universo.* Las pruebas de que el Universo se expande a una tasa que cambia con el tiempo han sido obtenidas buscando desviaciones de la ley de Hubble en el llamado diagrama de Hubble, es decir, la gráfica de las distancias de objetos remotos en función del corrimiento al rojo cosmológico de sus correspondientes líneas espectrales. Dichas desviaciones se han encontrado a través de la determinación de las distancias utilizando supernovas de tipo Ia [37, 38] y también utilizando lensing gravitacional [39]. Asimismo, diferentes estudios, siendo el principal el análisis de la anisotropía del fondo cósmico de microondas [40], abonan la hipótesis de que el Universo es espacialmente plano, es decir, que su curvatura tridimensional es nula. Ahora bien, desde el punto de vista de la relatividad general, el hecho de que el Universo sea llano y se expanda aceleradamente se traduce en una solución específica de las ecuaciones de Einstein caracterizada por una densidad de energía crítica $\rho_c \sim 5 \times 10^{-6} \text{ GeV/cm}^3$. A su vez, se estima que la contribución de la materia a la densidad de energía es solo $\sim 0.25 \rho_c$, mientras que la cantidad restante se denomina energía oscura y la explicación de su naturaleza se encuentra abierta. La explicación más sencilla consiste en que la expansión acelerada del Universo deviene de una energía de vacío no nula, esto es, de la llamada constante cosmológica. En la ausencia de cancelaciones especiales, la densidad de energía de vacío debería ser del orden de la escala característica de las interacciones relevantes, Λ , es decir,

$$\rho \sim \frac{\Lambda^4}{\hbar^3 c^3}. \quad (1.28)$$

El valor observado de ρ corresponde a $\Lambda \sim 10^{-3} \text{ eV}$, mientras que las escalas de las interacciones fuertes y débiles son varios órdenes de magnitud más grandes. Esto plantea el interrogante conocido como problema de la constante cosmológica, es decir, cómo es que las contribuciones de las distintas interacciones a la energía de vacío se cancelan casi completamente dando lugar a una nueva escala energética, $\sim 10^{-3} \text{ eV}$,

consistente con la expansión acelerada del Universo. La explicación de este problema no puede darse en el contexto del SM, donde todos los parámetros de dimensión de energía son órdenes de magnitud mayores.

El problema de la expansión acelerada del Universo no se reduce al análisis de la situación actual del mismo. En efecto, hay fuertes indicaciones de que, durante las primeras etapas de su evolución, el Universo experimentó un período de inflación, es decir, una etapa en la que la aceleración de su expansión fue mucho mayor. El modelo inflacionario resuelve distintos problemas del modelo estándar cosmológico suponiendo una expansión exponencial del Universo previa a la etapa caliente. La situación es enteramente similar a la expansión acelerada en el presente, excepto porque la densidad de energía, la cual determina la aceleración, era mucho más grande. Esta densidad de energía podría estar relacionada a la presencia de una nueva partícula escalar ausente en el SM, el inflatón. Desde el punto de vista de la física de partículas se abren los interrogantes acerca de la naturaleza del inflatón y de la razón por la cual la inflación finalizó en lugar de continuar hasta el presente. En conclusión, tanto la descripción de la expansión acelerada del Universo observada en la actualidad como la explicación del proceso inflacionario no son posibles en el SM.

Origen de los parámetros

La cuestión acerca de si el SM representa o no una descripción completa de todos los fenómenos a escala fundamental podría estrecharse teniendo en cuenta solo los límites concebidos actualmente para la energía de los aceleradores. Con el interrogante planteado en esos términos, la principal objeción a la idea de que el SM es una descripción completa no se desprende de los experimentos (por ahora) sino de la teoría.

Como se dijo en la sec. 1.1, si bien el SM es una descripción compacta de las fuerzas elementales (fuerte, débil y electromagnética), todavía contiene 18 parámetros libres (exceptuando ahora al parámetro θ de QCD) que son determinados experimentalmente. Más aún, una completa especificación del modelo partiendo del Lagrangiano más general renormalizable, simétrico ante G_{SM} , requeriría 62 parámetros. Si los fermiones de las tres generaciones son distinguidos en una teoría subyacente, la mayoría de los parámetros serían físicos, pese a que solo 18 combinaciones de los mismos serían susceptibles de medida a través de procesos del SM. Ahora bien, dentro del SM, los parámetros del modelo no pueden ser predichos. En efecto, en el SM las correcciones de orden superior a todos los parámetros son infinitas y requieren renormalización, por lo que el modelo adquiere sentido únicamente si se fijan los parámetros *a priori* de manera consistente con los experimentos.

El problema mencionado queda particularmente de manifiesto en el caso de los parámetros del potencial del campo de Higgs. La renormalizabilidad de la teoría implica que el potencial

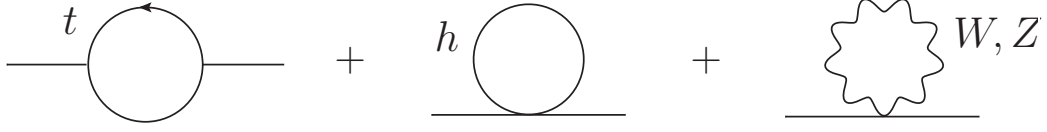


Figura 1.1.: Correcciones dominantes a un loop al término de masa del campo de Higgs en el Modelo Estándar.

toma, a orden árbol, la forma sencilla dada en el ec. (1.4). De dicha forma se deriva que para que haya ruptura espontánea de simetría debe cumplirse $\mu^2 < 0$. Sin embargo, no hay argumento para preferir uno de los dos signos para el parámetro μ^2 . Así, ni siquiera el hecho cualitativo de que la simetría es rota es una predicción del modelo sino que resulta de tomar los valores de los parámetros en el potencial como dados. Por tanto, la hipótesis de que el SM es la descripción definitiva de las interacciones elementales implica que no es posible predecir la masa del bosón de Higgs, las masas de los quarks y leptones, o incluso la forma cualitativa del potencial del campo de Higgs, a partir de primeros principios. Cualquiera de estas predicciones necesita de modelos con más estructura que la exhibida por el SM.

El parámetro μ^2 , así como la escala v , reciben en el SM correcciones radiativas cuadráticamente divergentes. En efecto, a un loop la fórmula para el parámetro μ^2 renormalizado viene dada por

$$\mu^2 = \mu_0^2 - \frac{3y_t^2}{8\pi^2}\Lambda_{UV}^2 + \frac{3\lambda}{8\pi^2}\Lambda_{UV}^2 + \frac{9\alpha_W + 3\alpha'}{16\pi}\Lambda_{UV}^2 + \dots, \quad (1.29)$$

donde las tres correcciones dominantes corresponden a diagramas a un loop cuya partícula circulante es un top, un Higgs, y bosones W y Z , respectivamente (ver figura 1.1). Asimismo, Λ_{UV}^2 es el corte en energía ultravioleta o *cutoff*, que puede interpretarse como la escala de energía por encima de la cual el SM deja de ser una buena aproximación de la realidad. Dado que los diagramas tienen distinto signo, el signo final de μ^2 , el cual determina si hay ruptura de simetría, no resulta predicho por el modelo.

De manera genérica, es posible escribir las correcciones radiativas a μ^2 y v como sigue:

$$\delta v^2 \sim \delta \mu^2 = f(g)\Lambda_{UV}^2, \quad (1.30)$$

donde $f(g)$ denota simbólicamente una combinación conocida de las constantes de acoplamiento. Ahora bien, si se supone que no hay otras interacciones más que las ya descubiertas, es decir, aquellas del SM y la gravedad, entonces se debería tomar $\Lambda_{UV}^2 \sim M_{Pl}^2$, siendo esta última la escala correspondiente a la interacción gravitatoria. Ahora bien, como $v^2 = v_0^2 - \delta v^2$, la jerarquía $v^2 \ll M_{Pl}^2$ debe aparecer como consecuencia de la cancelación entre dos grandes contribuciones, v_0^2 y δv^2 . Pero tales contribuciones son del orden $f(g)M_{Pl}^2 \sim 10^{33}v^2$, por lo que

la cancelación debe tener una precisión de hasta 10^{-33} , lo cual no es natural. Por otra parte, el argumento puede ser invertido y entonces puede decirse que, para evitar cancelaciones absurdas (*fine tuning*) en el SM, debiera ocurrir que

$$f(g)\Lambda_{UV}^2 \sim v^2 \Rightarrow \Lambda_{UV} \sim \text{TeV}. \quad (1.31)$$

Esta relación motiva el optimismo de encontrar nueva física en el régimen de energía del LHC y de otros aceleradores que se planea construir, a la vez que ha servido de guía en la construcción de modelos de nueva física.

El problema del fine tuning en las correcciones radiativas a la escala característica v es un aspecto de un problema más general llamado “problema de la jerarquía de gauge”, el cual tiene además otras dos aristas. Dicho problema puede formularse como sigue. Las distintas interacciones de las partículas poseen sus propias escalas características. Así, para la interacción fuerte, por ejemplo, se tiene $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 200 \text{ MeV}$, la escala a la cual la constante de acoplamiento de QCD se vuelve fuerte; esta escala determina la masa de los estados ligados de quarks livianos, es decir, de los hadrones. De igual manera, la escala de la interacción electrodébil viene dada por el valor de expectación de vacío del Higgs, $v \sim 246 \text{ GeV}$, el cual determina, por medio de las correspondientes constantes de acoplamiento, las masas de los bosones de gauge y de los campos de materia. Por último, como se dijo antes, la escala de la interacción gravitatoria es la escala de Planck, $M_{\text{Pl}} \sim 10^{19} \text{ GeV}$, la cual viene dada por la constante de Newton de la ley de gravitación clásica. Además de estas tres escalas, las cuales se relacionan con interacciones conocidas, distintas extensiones del SM introducen nuevas interacciones y, por ende, nuevas escalas. Por ejemplo, $M_{\text{GUT}} \sim 10^{16} \text{ GeV}$ es la escala para la sugerida Gran Unificación de las interacciones. En modelos que explican las masas de los neutrinos existe también una nueva escala M_ν . Finalmente, también puede introducirse una escala M_{PQ} asociada a la invariancia ante CP de la interacción fuerte. Si bien estas dos últimas escalas son dependientes del modelo, se tiene aproximadamente $M_{\text{PQ}} \sim M_\nu \sim 10^{14} \text{ GeV}$. En términos de estas escalas, el problema de jerarquía de gauge consiste en la desproporción entre las mismas, es decir,

$$\Lambda_{\text{QCD}}, v \ll M_{\text{Pl}}, M_{\text{GUT}}, M_{\text{PQ}}, M_\nu. \quad (1.32)$$

Las otras dos aristas, aparte del fine tuning, del problema de la jerarquía de gauge quedan de manifiesto teniendo en cuenta las desigualdades en (1.32). Por un lado, es necesario entender el origen de la jerarquía allí expresada, es decir, la razón por la cual las escalas de las interacciones fuerte y débil están varios órdenes de magnitud por debajo de las otras. Si bien es posible explicar la jerarquía $\Lambda_{\text{QCD}} \ll M_{\text{Pl}}$ a partir de la evolución por medio del grupo de renormalización de la constante de acoplamiento fuerte desde M_{Pl} hacia el infrarrojo y su divergencia a $E \sim \Lambda_{\text{QCD}}$ [41], argumentos similares para la escala electrodébil no resultan en la explicación de la jerarquía $v \ll M_{\text{Pl}}$. Por otra parte, las desigualdades dadas en (1.32)

dan lugar a otro enfoque asociado al mismo problema: el desierto de gauge, es decir, la supuesta ausencia de partículas con masas y de interacciones con escalas entre las escalas energéticas más bajas (Λ_{QCD}, v) y las más altas ($M_\nu, M_{\text{GUT}}, M_{\text{Pl}}$). De hecho, las masas de todas las partículas conocidas se encuentran en una región relativamente estrecha por debajo de v , por encima de la cual existe un *desierto de gauge* que se extiende por varios órdenes de magnitud. Respecto de este punto, baste mencionar que todos los intentos de poblar dicho desierto recaen en extensiones significativas del SM, mientras que la mera presencia del mismo no parece natural.

La estructura observada en las masas y mezclas de los fermiones es otra de las características sin explicación relacionada con el origen de los parámetros del SM. En efecto, en el SM, los quarks y leptones conforman tres generaciones, o sea, tres conjuntos de partículas con idénticas interacciones pero con muy distintas masas. Por ejemplo, los leptones e, μ y τ tienen los mismos números cuánticos pero sus masas difieren largamente, siendo $m_e = 0.511$ MeV, $m_\mu = 105.7$ MeV y $m_\tau = 1776.9$ MeV. En el caso de los quarks, la estructura jerárquica no solo se da en las masas sino también en las mezclas entre las distintas familias. Si bien en el SM los neutrinos son estrictamente no masivos y no hay mezclas entre leptones cargados, la misma estructura jerárquica aparece en las masas de los leptones cargados, tal y como se ejemplificó más arriba. Ahora bien, si se tienen en cuenta los resultados experimentales respecto de las oscilaciones de neutrinos, se encuentra que tanto las masas de los neutrinos como las mezclas en el sector leptónico poseen también una estructura jerárquica, aunque distinta de la observada en el sector de quarks. En efecto, se verifica que la mezcla en el sector leptónico es significativamente mayor que en el de quarks, mientras que al mismo tiempo la jerarquía de las masas de los neutrinos resulta ser moderada. Así, cualquier teoría que explique satisfactoriamente las masas de los fermiones debe explicar ambas estructuras jerárquicas y por qué son diferentes. Evidentemente, dicha teoría yace fuera de los límites del SM.

1.3. Abordaje general: Teoría de campos efectiva

Como se describió en la sección anterior, existen tanto evidencias experimentales como argumentos teóricos de que el SM no es una descripción completa de las partículas elementales y sus interacciones y debe entonces ser extendido. Ahora bien, la construcción de una teoría completa que de cuenta de tales evidencias experimentales y problemas teóricos y que, simultáneamente, posea las propiedades estructurales que hacen al SM tan exitoso hasta la escala del TeV es una tarea harto difícil. Sin embargo, es posible abordar la búsqueda de las manifestaciones de una potencial teoría completa a una cierta escala bajo estudio sin necesidad de haber construido dicha teoría previamente. Este enfoque modelo independiente de la búsqueda de nueva física se basa en el uso de la herramienta conocida como *teoría de campos efectiva* (EFT).

El concepto de *teoría efectiva* surge del hecho básico de que la Naturaleza posee diversas escalas y que no es necesario el entendimiento de los fenómenos que ocurren en todas ellas para describir los concernientes a una escala en particular. Así, resulta conveniente dividir el espacio de parámetros total en diferentes regiones, en cada una de las cuales existe una descripción útil de los procesos físicos relevantes, es decir, existe una teoría efectiva. El punto fundamental a fin de dar cuenta de los fenómenos importantes en una cierta región es efectuar una adecuada elección de las variables⁵.

En la aplicación de teorías efectivas a la física de partículas, se divide el espacio de parámetros en términos de la escala de distancia o energía. De esta manera, poniendo los parámetros que son muy pequeños o muy grandes con respecto a la escala de distancia (o de energía) bajo estudio a cero o a infinito, se obtiene una descripción aproximada razonable de la física relevante a dicha escala. A su vez, las correcciones inducidas por las escalas despreciadas son pequeñas y pueden ser incluidas como perturbaciones.

En el contexto de la teoría cuántica de campos, donde las partículas son creadas y destruidas, la construcción de una teoría efectiva (EFT) es particularmente interesante ya que, entre las características a distancias pequeñas que pueden ignorarse se encuentran todas aquellas partículas demasiado pesadas como para ser producidas. El resultado de descartar grados de libertad pesados es una teoría no renormalizable, en la que los efectos de las partículas pesadas se traducen en interacciones de dimensión mayor a cuatro. Mientras que en la teoría completa tales efectos aparecen como interacciones no locales obtenidas integrando las partículas pesadas, en la teoría efectiva las mismas son reemplazadas por un conjunto de interacciones locales que dan cuenta de la misma física a bajas energías. De esta manera, el comportamiento a altas energías de la teoría completa es modificado, lo que impone un límite superior en energía a la validez de la EFT dado por las masas de las partículas pesadas. Análogamente, si dicha EFT describe partículas livianas de masas no nula, el dominio de utilidad se restringe por debajo, ya que a escalas de energía suficientemente bajas es conveniente utilizar una nueva EFT en la que las partículas más pesadas sean removidas.

Teniendo en cuenta lo dicho en el párrafo anterior, una cierta EFT estará caracterizada por un Lagrangiano efectivo de la forma

$$\mathcal{L} = \sum_i c_i O_i, \quad (1.33)$$

donde O_i son operadores construidos con los campos livianos, y los acoplamientos c_i contienen la información de los grados de libertad pesados. La dimensión de los operadores O_i , d_i ,

⁵Por ejemplo, en el caso de la dispersión de Rayleigh, el régimen de bajas energías se refiere a que la energía del fotón sea lo suficientemente pequeña como para no excitar los estados internos del átomo, es decir, $E_\gamma \ll \Delta E \ll a_0^{-1} \ll M_A$, con $\Delta E \sim \alpha^2 m_e$ la energía de excitación del átomo, $a_0^{-1} \sim \alpha m_e$ la inversa del radio de Bohr y M_A la masa del átomo. Así, la dispersión es elástica y, como $E_\gamma/M_A \ll 1$, es adecuada una descripción no relativista con $\psi(x)$ y $F_{\mu\nu}$ como los grados de libertad relevantes que representan al átomo como un todo y al campo electromagnético, respectivamente.

determina la dimensión de los correspondientes acoplamientos, es decir, $c_i \sim 1/M^{d_i-4}$, con M cierta escala grande de energía característica del sistema. Además, el comportamiento de los distintos operadores a energías por debajo de M depende de su dimensión. Los operadores con $d_i > 4$ se denominan *irrelevantes* debido a que sus efectos se encuentran suprimidos a bajas energías por potencias de E/M . Es menester notar que la denominación irrelevante no implica carentes de importancia. En efecto, en la teoría de Fermi, por ejemplo, el correspondiente Hamiltoniano efectivo $G_F J_\mu J^\mu / \sqrt{2}$, con J^μ la corriente de quarks y leptones, contiene operadores suprimidos por M_W^2 ($d = 6$), es decir, irrelevantes, que sin embargo son muy importantes dado que generan las contribuciones dominantes a procesos de cambio de sabor o a la dispersión de neutrinos de bajas energías. En contraposición, los operadores con $d_i < 4$ son llamados *relevantes* dado que sus acoplamientos tienen dimensión positiva de masa por lo que se vuelven más significativos a bajas energías. En una teoría de campos relativista en cuatro dimensiones los operadores relevantes se reducen al operador identidad ($d = 0$), términos de masa bosónicos ($d = 2$), y términos de masa fermiónicos e interacciones escalares cúbicas ($d = 3$). La definición de relevancia es claramente ilustrada por los términos de masa, ya que los efectos de masa finita son despreciables a muy altas energías ($E \gg m$) mientras que se vuelven considerables cuando la escala de energía es equiparable a la masa. Finalmente, los operadores con $d_i = 4$ son referidos como *marginales* porque su comportamiento con la escala de energía puede volverse ya sea relevante o irrelevante como consecuencia de efectos cuánticos. Ejemplos típicos de esta clase de operadores son interacciones escalares ϕ^4 , las interacciones de QED y QCD, y las interacciones Yukawa $\bar{\psi}\psi\phi$. En el caso de las interacciones de QED y QCD, el comportamiento de sus respectivas constantes de acoplamiento a bajas energías, $\lim_{Q^2 \rightarrow 0} \alpha(Q^2) = 0$ y $\lim_{Q^2 \rightarrow 0} \alpha_s(Q^2) = \infty$, implica que las mismas se vuelvan, respectivamente, irrelevantes y fuertemente relevantes.

La construcción de una EFT posibilita la descripción de la dinámica a una cierta escala E mediante la incorporación de los efectos de la física a energías mucho más grandes en un conjunto de interacciones de dimensión creciente, tanto renormalizables como no renormalizables (ver ec. (1.33)). Especialmente interesante en el contexto de la búsqueda de física más allá del SM es el hecho de que la EFT puede formularse sin referencia a la teoría completa subyacente, es decir, el desconocimiento de los detalles de la dinámica a escalas muy grandes puede parametrizarse convenientemente como en la ec. (1.33). De esta manera, independientemente de la existencia o no de una teoría subyacente particular, la EFT describe la física a una dada escala E y a una cierta precisión ϵ en términos de un conjunto finito de parámetros:

$$\left(\frac{E}{M}\right)^{(d_i-4)} \gtrsim \epsilon \iff d_i \lesssim 4 + \frac{\log(1/\epsilon)}{\log(M/E)}. \quad (1.34)$$

Claramente, a medida que la energía crece, las interacciones no renormalizables de cada dimensión se vuelven más importantes y la dimensión máxima a considerar se incrementa (ver ec. (1.34)), lo que indica el acercamiento a nueva física. Antes de haber alcanzado energías

comparables con M , las interacciones no renormalizables desaparecen y se manifiestan como renormalizables o bien como menos no renormalizables con una escala aún mayor, M' , y en ese caso se tiene una nueva EFT.

A fin de sustentar las afirmaciones hechas en los párrafos anteriores es necesario hacer algunos comentarios adicionales:

- Como se dijo más arriba, la EFT reemplaza el intercambio no local de partículas pesadas por una torre de interacciones locales entre las partículas livianas. Ahora bien, a orden árbol, esto puede entenderse a partir de la localidad de los propagadores una vez efectuado el desarrollo en potencias de $1/M$, por ejemplo:

$$G(x, x') = \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^4} \frac{e^{ip(x-x')}}{p^2 - M^2} = \left[-\frac{1}{M^2} + \frac{\square}{M^4} - \dots \right] \delta^4(x - x'), \quad (1.35)$$

donde $\square \equiv \partial_\mu \partial^\mu$. Más generalmente, la localidad adquiere sentido en el principio de incerteza. Las partículas pesadas no pueden ser producidas en procesos a bajas energías, es decir, en procesos donde la energía disponible $E_{CM} \ll M$, de manera que no pueden aparecer como partículas reales en el estado final. Sin embargo, las partículas pesadas pueden contribuir virtualmente a procesos de bajas energías debido al principio de incerteza, el cual permite la violación de la conservación de la energía requerida para su producción, ΔE , siempre que dicha violación se de únicamente sobre un intervalo de tiempo suficientemente corto, $\Delta t \lesssim 1/\Delta E \lesssim 1/M$. En consecuencia, desde el punto de vista de bajas energías, la influencia de partículas pesadas aparece como instantánea, o sea, local en el tiempo. Análogamente, el principio de incerteza relaciona el momento requerido para producir partículas pesadas con la distancia que pueden recorrer, haciendo su influencia local en el espacio.

- El argumento dimensional de la ec. (1.34) podría en principio entrar en conflicto cuando se tienen en cuenta correcciones cuánticas de loops, dado que en las mismas el momento de las líneas internas es integrado sobre todas las escalas. Esto es, si se utiliza un esquema de renormalización dependiente de la masa, por ejemplo aplicando un cutoff explícito, operadores irrelevantes pueden dar lugar a contribuciones importantes, no suprimidas por ninguna potencia de la escala M , de manera que el desarrollo en potencias de $1/M$ fracasa y la inclusión de dicha clase de operadores parece no tener carácter predictivo. Sin embargo, si se adopta un esquema de renormalización independiente de la masa, como lo es la regularización dimensional con sustracción mínima (MS o $\overline{\text{MS}}$), es posible organizar eficientemente el desarrollo en $1/M$ y recuperar las conclusiones de la ec. (1.34). En efecto, en un esquema de renormalización independiente de la masa, las integrales de loops no presentan una dependencia explícita en potencias con ninguna escala grande, $\mu \sim M$, por lo que es válido contar las potencias de $1/M$ directamente del Lagrangiano efectivo en la ec. (1.33). Por tanto, a un cierto orden en E/M , la EFT

contiene un número finito de operadores y funciona a fines prácticos como una teoría de campos renormalizable, es decir, solo se requiere un número finito de contratérminos para reabsorber las divergencias.

- Si bien el uso de $\overline{\text{MS}}$ (o MS) da sentido a la expansión en potencias del momento sobre la escala grande M , los esquemas de renormalización independientes de la masa traen aparejada una clara inconveniencia. En el esquema $\overline{\text{MS}}$, las funciones β que describen la evolución de las distintas constantes de acoplamiento con la escala de renormalización μ son independientes de cualquier masa. En consecuencia, para una cierta constante de acoplamiento, tanto las partículas livianas (m) como las pesadas (M) contribuyen de la misma manera independientemente de μ e incluso cuando $\mu \ll M$, donde es esperable que la influencia de las partículas pesadas se desacople. Esto se manifiesta en la presencia de logaritmos grandes ($\log(M^2/\mu^2)$) en los cálculos a escalas de energía bajas en teoría de perturbaciones con el esquema $\overline{\text{MS}}$. Estos logaritmos aparecen para compensar la evolución *incorrecta* de los acoplamientos a bajas energías provocada por la utilización de una función β que incluye contribuciones de escalas altas [42]. Por supuesto, dado que los observables físicos son independientes del esquema de renormalización, los efectos de las partículas pesadas se desacoplan, de hecho, a escalas bien por debajo de sus masas, solo que tal desacoplamiento no es manifiesto en esquemas de sustracción independientes de la masa. Una manera de superar esta desventaja sin abandonar los beneficios de tal tipo de esquemas es utilizar $\overline{\text{MS}}$ únicamente al evolucionar los acoplamientos entre los umbrales de producción de las partículas. Cuando la energía atraviesa cada uno de esos umbrales, una nueva EFT es definida descartando las respectivas partículas y obteniendo sus acoplamientos mediante el ajuste (*matching*) a aquellos de la teoría que subyace por encima de la escala de masa relevante. De esta manera, las partículas se van desacoplando manualmente a medida que la escala de energía atraviesa los correspondientes umbrales. Este esquema de renormalización suele denominarse sustracción desacoplante ($\overline{\text{DS}}$).

En términos de EFTs, la búsqueda de nueva física puede verse desde una perspectiva más clara. Como se dijo en el tercero de los puntos discutidos más arriba, mediante el esquema $\overline{\text{DS}}$ las partículas se van desacoplando manualmente a medida que la escala de energía considerada va atravesando sus umbrales de producción. Dicho de otra manera, la física presente en el teorema de desacoplamiento de Appelquist-Carazzone [43] es introducida a mano. Dicho teorema establece que en las teorías cuánticas de campos con solo acoplamientos de tipo vectorial la dinámica a momentos pequeños respecto de las masas más grandes está determinada por el sector liviano de la teoría y las interacciones inducidas por los campos pesados están suprimidas por potencias inversas de las masas grandes. Las correcciones ocasionadas al Lagrangiano de las partículas livianas por efectos de las partículas pesadas se traducen en cambios en sus parámetros y en la adición de operadores de dimensión mayor suprimidos por potencias de $1/M$. Los cambios en los parámetros desaparecen de la física

a bajas energías sin dejar rastro ya que solo involucran la física de las escalas altas. Así, los únicos efectos nuevos y observables provienen de los operadores de más dimensión y estarán suprimidos. Este panorama no es más que el sugerido por la ec. (1.33) para el Lagrangiano efectivo de la EFT a escalas $E \ll M$. Ahora bien, el desacoplamiento requiere que las partículas pesadas estén en multipletes de gauge completos. En efecto, tiempo atrás la descripción de la física de partículas incluía algunos miembros de los multipletes de gauge de $SU(2)_W \times U(1)_Y$ pero no otros (quarks s y b pero no c y t , por ejemplo) y en ese caso las correcciones que involucran los estados faltantes pueden contribuir sustancialmente a ciertas amplitudes [44, 45]. Ejemplos de ello son las contribuciones de c y t a la mezcla $K - \bar{K}$ y $B - \bar{B}$ o la contribución de loops de tops a observables de precisión electrodébil tales como m_W . Actualmente, sin embargo, el contenido completo del SM ha sido descubierto, por lo que la situación se circunscribe a lo recién discutido acerca del desacoplamiento y las EFTs. Por tanto, en lo que respecta a potenciales nuevas partículas, la búsqueda de nueva física tiene una doble orientación: por un lado se tiene la búsqueda directa de las mismas a partir del alcance de nuevos umbrales a través de aceleradores de muy alta energía y por otro la búsqueda por medio de pruebas de alta precisión de los efectos, suprimidos por potencias de M , que tales nuevas partículas inducen.

1.4. Introducción específica a los estudios realizados

Con lo discutido hasta ahora como marco general, en esta sección se introducen en concreto los tres estudios de física más allá del SM en el sector escalar que se incluyen en esta tesis. En el primero de tales estudios, se considera un acoplamiento top-Higgs anómalo, no solo modificando la intensidad del acoplamiento estándar sino también incorporando un acoplamiento a orden árbol de tipo pseudoescalar, o bien, en el lenguaje de teorías de campo efectivas descrito en la sec. 1.3, un operador pseudoescalar de dimensión cuatro. En los otros dos estudios, en contraste, se consideran dos posibles extensiones del sector escalar mediante la inclusión de nuevos grados de libertad: un triplete electrodébil de escalares con carga de color, en un caso, y un escalar cargado, singlete de color, similar al que aparece naturalmente en teorías de dos dobletes de Higgs, en el otro. A su vez, los nuevos grados de libertad introducen nuevas interacciones con las partículas del SM, las cuales son parametrizadas convenientemente a través de nuevos acoplamientos. Estos, junto a las masas de los nuevos grados de libertad, se añaden a los parámetros independientes del SM. Ahora bien, existe una diferencia sustancial entre ambos análisis asociada a la manera en que los nuevos grados de libertad son tratados. En el caso del escalar cargado, su masa se supone grande respecto de las energías involucradas en el decaimiento particular estudiado ($\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$), de manera que el mencionado grado de libertad es integrado, dejando como resultado una teoría efectiva descrita por el Lagrangiano del SM más un operador de contacto de cuatro fermiones, es decir, de dimensión 6. Por supuesto, la contribución de dicho operador se verá suprimida

por $M_{\phi^\pm}^2$, con M_{ϕ^\pm} la masa del escalar cargado. En contraposición, en el caso del triplete electrodébil de escalares, las masas consideradas son accesibles en el contexto de los dos experimentos en los que se centra el estudio llevado a cabo (IceCube y LHC), por lo que tales grados de libertad deben ser retenidos en la teoría efectiva. En este caso, por tanto, el SM sería interpretado como una teoría efectiva válida por debajo de la escala de energía fijada por la masa del triplete de escalares, mientras que la incorporación de los nuevos operadores asociados al mismo permitiría extender el rango de validez por encima de dicha escala.

Desde el punto de vista fenomenológico, el objetivo principal, tanto en el estudio del acoplamiento anómalo top-Higgs como en el estudio del impacto de un escalar cargado en el decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$, radica en la construcción y posterior test de observables que exhiben particular sensibilidad a la extensión del SM bajo consideración. En el estudio del impacto de un triplete electrodébil escalar en eventos de neutrinos de ultra alta energía, en cambio, el análisis fenomenológico se orienta a cuantificar la contribución de nueva física a un observable ya construido, a saber, el espectro de neutrinos astrofísicos en términos de la energía depositada, tal y como es observado en el experimento IceCube. En la misma línea, también se utilizan observables de bajas energías y búsquedas efectuadas en el LHC para constreñir el modelo de nueva física puesto a prueba.

1.4.1. Acoplamiento anómalo top-Higgs

Luego del descubrimiento de un nuevo bosón H por parte de las colaboraciones ATLAS [13] y CMS [14], se ha dado inicio a la etapa de caracterización, es decir, de determinación de sus propiedades físicas con la mayor precisión posible. En particular, el estudio de los acoplamientos del nuevo bosón a fermiones es de gran relevancia ya que permite no solo entender mejor sus propiedades de transformación ante CP sino también estudiar hasta qué punto el nuevo bosón es consistente con el bosón de Higgs introducido en el SM. Entre los varios acoplamientos de H a fermiones, el acoplamiento al quark top es de singular importancia tanto por razones teóricas como fenomenológicas. En efecto, este acoplamiento gobierna el mecanismo principal de producción del bosón de Higgs (el cual procede a través de fusión de gluones) y también contribuye al decaimiento a dos fotones, canal donde, de hecho, fue descubierto el nuevo bosón. Por otra parte, este acoplamiento está involucrado en el problema de naturalidad del campo escalar, dando lugar a la dependencia dominante en la escala de energía de corte (cut-off) en las correcciones a la masa del Higgs, y además podría tener un papel importante en el mecanismo de ruptura de la simetría electrodébil.

Dado que el principal mecanismo de producción del bosón de Higgs es dominado por un loop de quarks top, y que los canales de decaimiento difotónico y digluónico son también mediados por un loop de tops, estos procesos proveen de límites tanto para el acoplamiento tH escalar, κ_t , como para un posible acoplamiento pseudoescalar, $\tilde{\kappa}_t$, los cuales regulan las

contribuciones de los operadores de dimensión cuatro en el Lagrangiano efectivo que describe la interacción top-Higgs [46–49]. Sin embargo, tales restricciones suponen que no hay otras fuentes que contribuyan a los vértices efectivos $H\gamma\gamma$ y Hgg ; más aún, en el caso del canal difotónico de decaimiento (el cual involucra también un loop de W), se supone adicionalmente que el acoplamiento del Higgs al bosón W es estándar. En este sentido, los límites impuestos por las medidas de las tasas de producción y decaimiento del bosón de Higgs constituyen límites indirectos. En esta línea, los momentos dipolares eléctricos (EDMs) pueden imponer límites indirectos restrictivos a $\tilde{\kappa}_t$, suponiendo que no hay partículas nuevas contribuyendo en los loops de los diagramas relevantes y, en el caso del EDM del electrón, que el acoplamiento electrón-Higgs es el predicho en el SM [46, 50, 51]. A fin de testear el acoplamiento tH de manera directa, es necesario considerar procesos con secciones eficaces menores.

A diferencia del acoplamiento τH , el cual puede ser estudiado mediante el decaimiento $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ [52], el acoplamiento tH solo puede ser estudiado de forma directa a través de procesos de producción, ya que el decaimiento del bosón de Higgs al par $t\bar{t}$ está prohibido cinemáticamente. Dos procesos son particularmente interesantes en ese sentido: la producción de un bosón de Higgs en asociación a un par $t\bar{t}$ (producción $t\bar{t}H$) y en asociación a un solo top o antitop (tHj o $\bar{t}Hj$). La sección eficaz para la producción tHj ($\bar{t}Hj$) es menor que la correspondiente a la producción $t\bar{t}H$, e involucra la interferencia entre un diagrama en el que el Higgs es radiado de la pata asociada al top (antitop) y uno en que el Higgs es emitido del bosón W virtual que oficia de intermediario. Esto implica que los límites impuestos a κ_t y $\tilde{\kappa}_t$ a partir de las producciones tHj y $\bar{t}Hj$ dependen de la suposición que se haga respecto del acoplamiento del Higgs al bosón W , κ_W . De cualquier manera, es importante remarcar que la interferencia entre los diagramas mencionados resulta ventajosa a fin de determinar el signo relativo entre los acoplamientos κ_t y κ_W (ver por ejemplo refs. [53, 54]). La producción asociada $t\bar{t}H$ ha sido estudiada por distintos autores, y varios observables sensibles a los acoplamientos κ_t y $\tilde{\kappa}_t$ han sido propuestos. Ejemplos de dichos observables (todos pares ante CP) son la sección eficaz, las distribuciones de masa invariante, la distribución del momento transversal del Higgs y la separación angular acimutal entre t y \bar{t} , solo por nombrar algunos [55–64]. Asimismo, un estudio basado en momentos pesados y observables óptimos ha sido desarrollado en las refs. [65–68] para discriminar entre la hipótesis de un Higgs par ante CP y la de uno con propiedades mixtas ante CP, en el contexto de colisionadores e^+e^- y también pp . Ahora bien, observables de tipo par ante CP no son sensibles al signo relativo entre los acoplamientos escalar y pseudoescalar κ_t y $\tilde{\kappa}_t$. Tales observables dependen cuadráticamente de los acoplamientos y entonces solo proveen una medida indirecta de violación de CP. A fin de adquirir sensibilidad al signo relativo entre κ_t y $\tilde{\kappa}_t$, deben considerarse observables impares ante CP.

Dado que el quark top decae antes de que pueda hadronizar, la información referente a su espín es transferida a las distribuciones angulares de sus productos de decaimiento de tal manera que dichas partículas actúan como analizadores de espín. Como es bien sabido, en

decaimientos semileptónicos del top, el leptón cargado es el más potente al respecto. Además, también es conocido el hecho de que los espines del top y del antitop están altamente correlacionados en la producción de $t\bar{t}$, una característica que se manifiesta en las distribuciones con respecto a dos ángulos asociados a los productos de decaimiento de t y \bar{t} [69–72]⁶. En el caso de la producción asociada $t\bar{t}H$, las correlaciones de espín del par $t\bar{t}$ son también sensibles a la manera en que el top se acopla al bosón de Higgs. De hecho, observables que explotan las diferencias en las configuraciones de espín del par $t\bar{t}$ fueron utilizados en [73] para mejorar la discriminación de la señal correspondiente a $t\bar{t}H$ con respecto al principal fondo irreducible $t\bar{t}b\bar{b}$, el cual no involucra al bosón de Higgs.

En el estudio cuyo desarrollo se presenta en el capítulo 2, se define un conjunto de observables linealmente dependientes de κ_t y $\tilde{\kappa}_t$ y entonces sensibles al signo relativo entre tales acoplamientos. Los observables propuestos surgen de un conjunto de correlaciones denominadas productos triple (TP), las cuales se extraen de la expresión para la sección eficaz diferencial del proceso $pp \rightarrow t (\rightarrow b\ell^+ \nu_\ell) \bar{t} (\rightarrow \bar{b}\ell^- \bar{\nu}_\ell) H$, haciendo uso del hecho mencionado más arriba respecto de que los productos de decaimiento de t y \bar{t} contienen información del espín y son sensibles a la naturaleza del acoplamiento tH . El uso de técnicas espinoriales permite relacionar de manera sencilla los vectores de espín correspondientes al top y al antitop con los respectivos momentos de los leptones cargados que surgen de sus decaimientos, separando el proceso de producción del decaimiento. Esto último da lugar a una rápida identificación de las contribuciones que son linealmente sensibles a los acoplamientos. Las correlaciones TP presentes en tales términos involucran los vectores de espín de t y \bar{t} ; comenzando con dichos TPs, no solo es posible recuperar los observables propuestos en las refs. [55,74], sino también construir otras posibilidades que posean una mayor sensibilidad al acoplamiento tH . Asimismo, el uso de eventos simulados permite establecer una jerarquía en la sensibilidad de los TPs bajo análisis a partir de la investigación de tres tipos distintos de observables: asimetrías, valores medios y distribuciones angulares. Por último, es preciso notar que correlaciones TP han sido utilizadas en [75,76] en el contexto de producción del quark top y su decaimiento y en [77] en el marco de operadores dipolares de color anómalos.

1.4.2. Leptoquarks: Triplete electrodébil escalar

Los denominados leptoquarks (LQs) son campos que surgen naturalmente de la unificación de quarks y leptones en extensiones del SM [78–80]. En particular, la unificación de quarks y leptones en grupos simples de SU(5) requiere la unificación de LQs con el bosón de Higgs de tipo SM. Sin embargo, una de las principales dificultades asociada a la introducción de LQs es su impacto como mediadores en el decaimiento del protón a orden árbol, especialmente en

⁶Un ejemplo de tales distribuciones es la definida con respecto a los ángulos θ_1 y θ_2 , donde θ_1 (θ_2) es el ángulo entre la dirección de vuelo del leptón ℓ^+ o del jet j_1 (ℓ^- o j_2) provenientes del decaimiento de t (\bar{t}) y su dirección de polarización, en el sistema propio de t (\bar{t}).

el caso en que los LQs violan la conservación de los números bariónico y leptónico, si es que tales números cuánticos son de hecho asignados. En el caso particular de LQs muy masivos, distintos esquemas de unificación han sido estudiados con el objetivo de evitar las cotas provenientes del decaimiento del protón. En ese sentido, un esquema basado en la inclusión de los campos del SM en representaciones del grupo de gauge $SU(5) \times U(1)$ ha mostrado tener éxito [81–84]. Pese a esto, en vista del esfuerzo experimental por producir partículas más allá del SM, la mayor parte de los estudios se han concentrado en dos representaciones escalares específicas de las seis posibles [85], donde la presencia de LQs livianos es natural. Tales representaciones transforman como $(3, 2, 1/6)$ y $(3, 2, 7/6)$ ante el grupo de simetría de gauge del SM, $SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y$, y han sido motivadas por indicaciones de física más allá del SM, en particular, el exceso de neutrinos astrofísicos reportado por IceCube [86] y los eventos anómalos de leptones del mismo sabor y signo opuesto en el LHC [87–89]. Ninguno de aquellos dos dobletes electrodébiles se acopla a operadores que violan el número bariónico, aunque efectos de operadores de mayor dimensión pueden causar violación de dicho número cuántico. Con respecto a esto, los autores en [90] discuten un escenario en el que tales operadores pueden suprimirse naturalmente.

Más allá de que las dos representaciones mencionadas en el párrafo anterior sean las más frecuentemente utilizadas, otros modelos de LQs con operadores diquark también han sido considerados a fin de intentar explicar otras anomalías reportadas. Por ejemplo, un modelo de LQ con números cuánticos $(3, 1, -1/3)$ ha sido utilizado para explicar desviaciones en R_{D^*} , R_K , y $(g - 2)_\mu$ [91]. Estudios similares, pero usando los dobletes electrodébiles introducidos más arriba, pueden encontrarse en las refs. [92–95]. Dicho LQ singlete electrodébil también ha sido propuesto como explicación del exceso observado en eventos de neutrinos de ultra alta energía [96]. Además del singlete electrodébil, existe otra representación de LQs que puede acoplarse a neutrinos del SM y quarks y, entonces, resulta relevante en la explicación del exceso observado por IceCube antes mencionado: el triplete electrodébil caracterizado por los números cuánticos $(3, 3, -1/3)$. A diferencia del singlete, esta representación no ha sido estudiada a través del espectro de neutrinos de ultra alta energía observado en IceCube. Ambas representaciones se acoplan a diquarks y pueden inducir el decaimiento del protón a orden árbol. Los autores en [97] discuten un escenario para suprimir los operadores diquark por medio de la inclusión del triplete y del singlete electrodébiles en una representación 45_H dimensional del Higgs de un modelo de gran unificación $SU(5)$. Es por tanto plausible considerar singletes o tripletes de LQs livianos, con masas accesibles para los colisionadores, como una posible fuente de los eventos de neutrinos de ultra alta energía observados en IceCube. El triplete es particularmente interesante ya que esta clase de partículas han sido utilizadas para generar las masas de los neutrinos radiativamente, mediante diagramas a tres loops [98, 99]. Más aún, el modelo considerado en dichas referencias también incluye un neutrino de Majorana pesado como candidato a materia oscura. Por tanto, el modelo de triplete encuentra motivación en la posibilidad de conectar directamente las observaciones

de la colaboración IceCube al mecanismo de generación de masa de neutrinos y a escenarios específicos de gran unificación donde están ausentes potenciales operadores de violación de número bariónico a orden árbol. Vale decir que el estudio de LQs está muy activo, incluso en escenarios de supersimetría (SUSY) con violación de paridad R, los cuales dan lugar a acoplamientos de supercompañeros (squarks y sleptones) a quarks y leptones. Estos modelos también pueden ser constreñidos por el espectro de neutrinos de UHE de IceCube [100, 101]. Los modelos de LQs tienen una fenomenología vasta y por esa razón se remite al lector al review [102] y sus referencias para una discusión más profunda al respecto.

En el estudio presentado en el capítulo 3 se analizan las implicancias de un LQ triplete electrodébil escalar con carga de color en el espectro de neutrinos de ultra alta energía observado en IceCube, con especial hincapié en el rango de energías por encima del PeV, donde una tasa de eventos levemente por encima de la esperada ha sido reportada [103]. Como se mencionó más arriba, en este estudio el SM es extendido incluyendo un nuevo grado de libertad, el triplete de LQs, lo cual da lugar a nuevas interacciones que aparecen en la forma de operadores de dimensión cuatro consistentes con la simetría de gauge del SM.

El potencial del experimento IceCube para testear modelos de LQs ha sido explotado en diversos trabajos. En [104], por ejemplo, la distribución de los eventos observados en IceCube con respecto a la inelasticidad es utilizada para detectar la producción de LQs; en las refs. [96, 105] se introducen LQs escalares, singletes electrodébiles, con diferentes estructuras de sabor para sus acoplamientos, a fin de ajustar la tasa de neutrinos en el rango del PeV. Por otra parte, es preciso notar que, más allá de las diversas explicaciones que incorporan efectos de nueva física, también se han propuesto otras posibilidades en el marco del SM [106, 107]. El estudio realizado en el capítulo 3 de esta tesis extiende las refs. [98, 99] mediante el análisis de la fenomenología del triplete electrodébil, tanto en IceCube como en el LHC a 8 y 13 TeV, e incluso teniendo en cuenta observables de física de bajas energías. Los límites al modelo de LQs propuesto provenientes del LHC y de observables tales como $Br(\mu \rightarrow e\gamma)$, $(g-2)_\mu$ y medidas de violación de paridad atómica se han contrastado tanto con los parámetros que mejor acomodan el espectro de IceCube como con los límites que dicho espectro impone.

1.4.3. Escalar cargado y $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$

Además de los esfuerzos por caracterizar el nuevo bosón escalar descubierto por las colaboraciones ATLAS y CMS, la posibilidad de un espectro escalar más amplio, del cual el nuevo bosón formaría parte, también está siendo probada. En particular, desde el punto de vista de altas energías, múltiples búsquedas de bosones de Higgs cargados decayendo a través de $H \rightarrow \tau\nu_\tau$ han sido desarrolladas por ATLAS y CMS (véase, por ejemplo, refs. [108–110]). Estas búsquedas han encontrado a los datos consistentes con el fondo esperado según el SM y han también impuesto límites a la tasa de desintegración correspondiente al decaimiento

del quark top a un quark b y un bosón de Higgs cargado. Ahora bien, la presencia de un escalar cargado también puede ser estudiada indirectamente por medio de observables de bajas energías definidos, por ejemplo, para decaimientos leptónicos y semileptónicos que involucran mesones B, D^*, D, D_s, K y π [111], los cuales han sido estudiados extensamente por las colaboraciones Belle y BaBar en las fábricas de mesones B .

Entre los varios procesos que reciben contribuciones de un Higgs cargado, los decaimientos del leptón τ pueden ser usados para extraer restricciones tanto en el acoplamiento escalar como pseudoescalar a fermiones. El hecho de que la violación de CP esperada en el SM para estos procesos sea nula abre la posibilidad de estudiar una posible contribución de un escalar cargado mediante los efectos de violación de CP que la misma pudiese llegar a producir. Este tipo de análisis ha sido llevado a cabo para el decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ en la ref. [112], donde luego de suponer la presencia de un escalar cargado contribuyendo a la correspondiente amplitud, dos tipos de asimetrías son definidas además de la usual asimetría en la tasa de decaimiento. En el estudio que se presenta en el cuarto capítulo de esta tesis se continúa la línea establecida en la ref. [112], haciendo foco en el mismo decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$, siendo el principal objetivo, en primer lugar, definir y testear distintos observables pares e impares ante CP, y luego estudiar la respectiva sensibilidad a la contribución de nueva física proveniente del escalar cargado. El decaimiento considerado es descrito a través de una teoría efectiva consistente en el SM y una interacción de contacto de cuatro fermiones, es decir, de dimensión 6, la cual incluye en principio acoplamientos de tipo escalar y pseudoescalar del escalar cargado a los quarks up y strange. Sin embargo, en el caso del decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$, solo el acoplamiento pseudoescalar contribuye, lo cual contrasta con el decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\nu_\tau$, por ejemplo, el cual pone a prueba exclusivamente el acoplamiento escalar [113]. Es importante destacar que el decaimiento del τ más simple, con $\Delta S = 1$, que permite testear la contribución debida al intercambio de un escalar cargado es $\tau \rightarrow K\nu_\tau$. De hecho, este decaimiento involucra exactamente el mismo acoplamiento pseudoescalar que $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$, por lo que impone restricciones sobre el mismo. Sin embargo, como se mostrará en la sec. 4.3, los límites derivados son muy sensibles a los valores utilizados para la masa del quark strange y su incerteza, razón por la cual no resultan concluyentes. Para el análisis de los observables introducidos en el capítulo 4 se ha utilizado un gran número de eventos obtenidos mediante simulación Monte Carlo. La cantidad de eventos simulados utilizada ha sido elegida en el contexto de las futuras Super fábricas de mesones B (Super B -factories), de las cuales se espera que incrementen significativamente la luminosidad en comparación con las fábricas utilizadas hasta el presente. De hecho, una de las principales motivaciones del estudio desarrollado en el cuarto capítulo es obtener una estimación del número de eventos necesario para extraer información respecto de la contribución de nueva física tanto como de las contribuciones del SM (incluyendo el término anómalo de Wess-Zumino).

Pese a que en la ref. [112] la contribución de nueva física es incorporada de manera modelo independiente, diversos modelos incluyen un doblete de Higgs adicional y entonces un escalar

cargado está presente. En particular, entre los distintos tipos de modelos de dos dobletes de Higgs (2HDMs), en el conocido como alineado (A2HDM) se fuerza justamente el alineamiento en el espacio de sabor de los acoplamientos Yukawa asociados a los dos dobletes escalares, lo que elimina posibles corrientes neutras de cambio de sabor a orden árbol. Esta restrictiva elección deriva en una fenomenología altamente predictiva, la cual incluye potenciales nuevas fuentes de violación de CP y ha sido cuidadosamente explorada en la literatura (ver, por ejemplo, las refs. [114–116]). Es interesante notar que los observables que se introducen en el capítulo 4 pueden utilizarse en principio para testear el A2HDM, especialmente en el contexto de las Super fábricas de mesones B , en las cuales resulta más plausible la extracción de dichos observables de los datos. Esta posibilidad es también tratada en el capítulo mencionado.

Capítulo 2.

Acoplamiento Pseudoescalar top-Higgs: Búsqueda de observables CP impares para resolver la ambigüedad de signo

En el presente capítulo se presenta una colección de observables impares ante la simetría discreta CP para el proceso $pp \rightarrow t (\rightarrow b\ell^+\nu_\ell) \bar{t} (\rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) H$. Tales observables son linealmente dependientes del acoplamiento escalar κ_t y de un eventual acoplamiento pseudoescalar $\tilde{\kappa}_t$ del bosón de Higgs al quark top y, entonces, resultan sensibles al signo relativo entre ellos. Los observables propuestos se basan en estructuras denominadas productos triple (PT), las cuales son extraídas de la expresión para la sección eficaz diferencial del proceso en términos de los vectores de espín del top y del antitop. Con el objetivo de explorar otras posibilidades, los productos triples antes mencionados son progresivamente modificados, primero a partir de su combinación y luego reemplazando los vectores de espín por los momentos de los leptones en el estado final o los momentos del top y del antitop por sus correspondientes partes visibles en el detector. El análisis desarrollado se sirve de conjuntos de datos generados a través de simulación Monte Carlo para escenarios distintivos, los cuales incluyen el Modelo Estándar ($\kappa_t = 1, \tilde{\kappa}_t = 0$) y dos casos en los que el acoplamiento top-Higgs es mixto ante CP ($\kappa_t = 1, \tilde{\kappa}_t = \pm 1$).

Suponiendo una luminosidad integrada consistente con aquella prevista para el “High Luminosity Large Hadron Collider” (HL-LHC) y tomando en cuenta solo incertezas estadísticas, se encuentra que el observable más prometedor propuesto aquí es capaz de distinguir los escenarios con propiedades *mixtas* ante CP con una separación efectiva de $\sim 19\sigma$. En el caso de observables que no requieren la reconstrucción de los momentos del top y del antitop, la capacidad de discriminación es de hasta $\sim 13\sigma$ para el mismo número de eventos. Asimismo, se muestra que los observables más sensibles pueden separar los escenarios mixtos ante CP incluso cuando el número de eventos es reducido a valores compatibles con aquellos esperados para el LHC en el corto plazo.

2.1. Marco teórico del proceso $pp \rightarrow t (\rightarrow b\ell^+\nu_\ell) \bar{t} (\rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) H$

En el contexto del gran colisionador de hadrones (LHC), la producción de un bosón de Higgs en asociación a un par de quarks top antitop (producción $t\bar{t}H$) sucede a través de los procesos de aniquilación de un par $q\bar{q}$ y de fusión de gluones. Los diagramas de Feynman relevantes a orden dominante se muestran en la figura 2.1, donde las primeras dos filas corresponden a canales s iniciados por $q\bar{q}$ y gg respectivamente, y la última fila muestra los diagramas iniciados por gg del tipo t . Además, intercambiando las líneas gluónicas de los diagramas de dicha fila, se obtienen tres diagramas adicionales. Como se discutió en la sec. 1.4, se describirá el acoplamiento tH por medio del siguiente Lagrangiano efectivo:

$$\mathcal{L}_{t\bar{t}H} = -\frac{m_t}{v}(\kappa_t \bar{t}t + i\tilde{\kappa}_t \bar{t}\gamma_5 t)H, \quad (2.1)$$

donde $v = 246$ GeV es el valor de expectación de vacío del Higgs, y los coeficientes κ_t y $\tilde{\kappa}_t$ parametrizan las interacciones de tipo escalar y pseudoescalar, respectivamente. De esta manera, el SM es recuperado para $\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = 0$ (H es CP-par), mientras que para $\kappa_t = 0$ y $\tilde{\kappa}_t \neq 0$ se tiene un bosón de Higgs CP-impar. Por último, si ambos parámetros son distintos de cero, se tiene un bosón de Higgs con acoplamientos mixtos ante CP (se denotará este caso como CP-mixto).

A fin de introducir de manera natural los observables que serán posteriormente analizados a lo largo de este capítulo, es necesario considerar primero algunos aspectos teóricos del proceso $pp \rightarrow t (\rightarrow b\ell^+\nu_\ell) \bar{t} (\rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) H$. En particular, se deriva en las subsecciones siguientes una expresión en la que las contribuciones asociadas a la producción y al decaimiento aparecen "factorizadas", aunque en un sentido formal, ya que, como se verá más adelante, permanecen conectadas implícitamente a través del espacio de fase. Dicha expresión para la sección eficaz diferencial permitirá aislar los términos relevantes en la construcción de observables impares ante CP.

2.1.1. Expresión factorizada para la sección eficaz diferencial

Dado que las contribuciones a la producción de $t\bar{t}H$ iniciadas por fusión de gluones dominan por sobre aquellas iniciadas por aniquilación $q\bar{q}$ ¹, resulta razonable enfocarse en dicho canal de producción para el cálculo de la sección eficaz diferencial. Sin embargo, más adelante se comentará brevemente lo que ocurre con la producción vía aniquilación $q\bar{q}$.

El proceso $gg \rightarrow t\bar{t}H \rightarrow (b\ell^+\nu_\ell) (\bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) H$ puede representarse esquemáticamente como se muestra en la figura 2.2. En tal diagrama, a y b denotan los gluones del estado inicial, mientras que i y j refieren a los colores del top y del antitop (y del bottom y antibottom).

¹A orden dominante (LO) y a $\sqrt{14}$ TeV, por ejemplo, la fusión de gluones contribuye con el $\sim 73\%$ de la sección eficaz, mientras que la aniquilación $q\bar{q}$ aporta el $\sim 27\%$ restante.

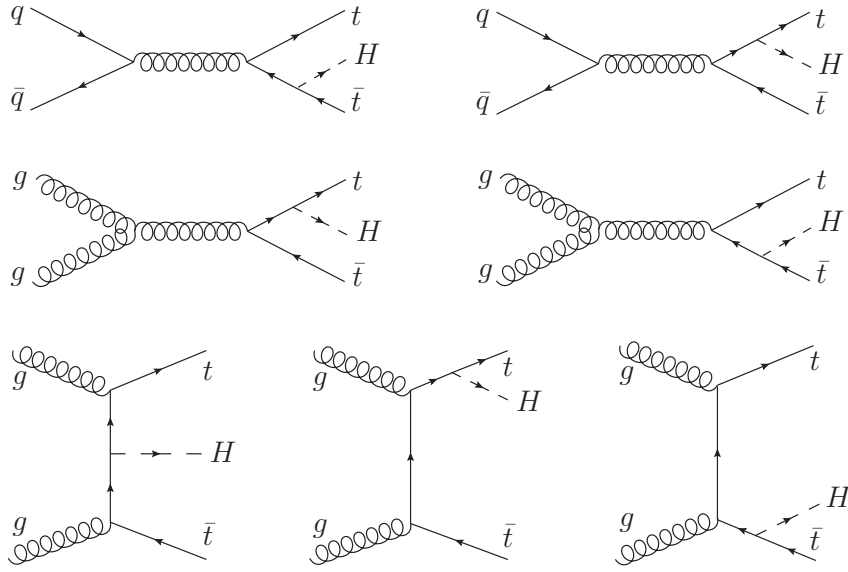


Figura 2.1.: Diagramas de Feynman a orden árbol que contribuyen a la producción de $t\bar{t}H$ en el LHC. Tres diagramas más se obtienen intercambiando las líneas de los gluones en los diagramas correspondientes a canales t .

Como puede deducirse del esquema, los decaimientos semileptónicos del top y del antitop se suponen que proceden de acuerdo al SM, de manera que el único contenido de física más allá del SM viene dado a través del acoplamiento top-Higgs por la presencia de los parámetros κ_t y $\tilde{\kappa}_t$ (ver ec. (2.1)). Dicho de otro modo, se trabaja sobre la hipótesis de que el top y el antitop decaen según el SM. La amplitud del proceso puede escribirse en forma compacta como sigue:

$$\mathcal{M}^{ab,ij} = \bar{\psi}_t \mathcal{A}^{ab,ij} \psi_{\bar{t}}, \quad (2.2)$$

donde los espinores $\psi_{\bar{t}}$ y $\bar{\psi}_t$ contienen toda la información de los decaimientos del top y del antitop virtuales, respectivamente, y donde la cantidad $\mathcal{A}^{ab,ij}$ es definida mediante:

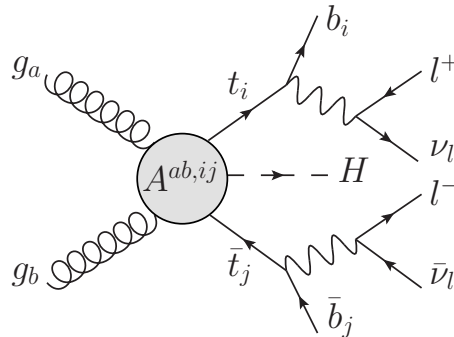


Figura 2.2.: Representación esquemática del proceso $g_a g_b \rightarrow t_i (\rightarrow b_i \ell^+ \nu_\ell) \bar{t}_j (\rightarrow \bar{b}_j \ell^- \bar{\nu}_\ell) H$. Los índices i, j denotan los colores de los quarks, mientras que a, b son índices gluónicos.

$$\mathcal{A}^{ab,ij} \equiv A_{\mu\nu}^{ab,ij} (\epsilon_{\lambda_a})^\mu (\epsilon_{\lambda_b})^\nu = \sum_{k=1}^8 \mathcal{A}_k^{ab,ij} = \kappa_t \sum_{k=1}^8 \mathcal{S}_k^{ab,ij} + i\tilde{\kappa}_t \sum_{k=1}^8 \mathcal{P}_k^{ab,ij}. \quad (2.3)$$

La suma en el índice k en la expresión anterior corresponde a los ocho diagramas iniciados por gluones indicados en la figura 2.1; además, ϵ_{λ_a} y ϵ_{λ_b} son los vectores de polarización asociados a g_a y g_b respectivamente. En la última igualdad de la ec. (2.3) se ha separado explícitamente la amplitud en dos sumas, una involucra las contribuciones escalares y la otra las pseudoescalares. Suponiendo a las partículas en el estado final como no masivas, es posible utilizar las técnicas espinoriales desarrolladas en [117] para escribir $\psi_{\bar{t}}$ y $\bar{\psi}_t$ como²

$$\bar{\psi}_t = -g^2 \mathbb{P}_t(t) \mathbb{P}_W(t-b) \langle b - |v_{\ell^+}\rangle \langle \ell^+ + |(\not{t} + m_t), \quad (2.4)$$

$$\psi_{\bar{t}} = g^2 \mathbb{P}_t(\bar{t}) \mathbb{P}_W(\bar{t}-\bar{b}) \langle \bar{v}_{\ell^-} + |\bar{b}-\rangle (\not{\bar{t}} - m_t) |\ell^- +\rangle, \quad (2.5)$$

donde $|i + (-)\rangle \equiv (1/2)(1 \pm \gamma^5) \psi_i$ representa un espinor quiral derecho (izquierdo) para la partícula i en el estado final y $\langle i + (-)|$ denota el correspondiente espinor adjunto. Además, $\mathbb{P}_t(q) = (q^2 - m_t^2 + im_t \Gamma_t)^{-1}$ y $\mathbb{P}_W(q) = (q^2 - m_W^2 + im_W \Gamma_W)^{-1}$, y se han denotado los momentos de las distintas partículas por los símbolos que refieren a sus nombres [118] (para detalles de la derivación de las ecs. (2.4) y (2.5) véase el Apéndice A.1)

A partir de las expresiones para $\bar{\psi}_t$ y $\psi_{\bar{t}}$ es posible escribir una expresión factorizada (en un sentido que quedará claro más adelante) de la amplitud $\mathcal{M}^{ab,ij}$. Como primer paso, si se insertan las ecs. (2.4) y (2.5) en la ec. (2.2) se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{ab,ij} &= -g^4 \mathbb{P}_t(t) \mathbb{P}_t(\bar{t}) \mathbb{P}_W(t-b) \mathbb{P}_W(\bar{t}-\bar{b}) \langle b - |v_{\ell^+}\rangle \langle \bar{v}_{\ell^-} + |\bar{b}-\rangle \times \\ &\times \sqrt{2(t \cdot \ell^+)} \sqrt{2(\bar{t} \cdot \ell^-)} \left[\bar{\phi}_t \mathcal{A}^{ab,ij} \phi_{\bar{t}} \right], \end{aligned} \quad (2.6)$$

donde los espinores ϕ_t y $\phi_{\bar{t}}$ son definidos como

$$\phi_t = \frac{(\not{t} + m_t)}{\sqrt{2(t \cdot \ell^+)}} |\ell^+ +\rangle, \quad (2.7)$$

$$\phi_{\bar{t}} = \frac{(\not{\bar{t}} - m_t)}{\sqrt{2(\bar{t} \cdot \ell^-)}} |\ell^- +\rangle. \quad (2.8)$$

Ahora bien, dado que en la ec. (2.6) aparecen los factores $\mathbb{P}_t(t)$ y $\mathbb{P}_t(\bar{t})$ provenientes de los propagadores del top y del antitop, la amplitud al cuadrado $|\mathcal{M}^{ab,ij}|^2$, que es la cantidad física relevante, contendrá los factores $((t^2 - m_t^2)^2 + m_t^2 \Gamma_t^2)^{-1}$ y $((\bar{t}^2 - m_t^2)^2 + m_t^2 \Gamma_t^2)^{-1}$. Bajo la aproximación de anchura angosta (*narrow-width approximation*) tales factores son reemplazados por $(\pi/(m_t \Gamma_t)) \delta(t^2 - m_t^2)$ y $(\pi/(m_t \Gamma_t)) \delta(\bar{t}^2 - m_t^2)$, respectivamente. Teniendo esto en cuenta es que, excepto por los factores $\mathbb{P}_t(t)$ y $\mathbb{P}_t(\bar{t})$, se tomarán los momentos t y \bar{t} que aparecen en la ec. (2.6) como en capa de masa, es decir, se supondrá $t^2 = \bar{t}^2 = m_t^2$. Bajo esta hipótesis, los

²Estas técnicas espinoriales también pueden usarse en el caso de tener partículas masivas en el estado final. Sin embargo, dada la escala de energía involucrada en el proceso en cuestión, la hipótesis de partículas no masivas en el estado final resulta razonable y simplifica sobremanera la derivación de la expresión factorizada para la sección eficaz diferencial.

proyectores asociados a los espinores definidos en las ecs. (2.7) y (2.8) vienen dados por

$$\phi_t \bar{\phi}_t = \frac{1}{2}(1 + \not{n}_t \gamma^5)(\not{t} + m_t), \quad (2.9)$$

$$\phi_{\bar{t}} \bar{\phi}_{\bar{t}} = \frac{1}{2}(1 + \not{n}_{\bar{t}} \gamma^5)(\not{\bar{t}} - m_t), \quad (2.10)$$

donde n_t y $n_{\bar{t}}$ son los cuadvectores de espín y quedan determinados por

$$n_t = -\frac{t}{m_t} + \frac{m_t}{(t \cdot \ell^+)} \ell^+, \quad (2.11)$$

$$n_{\bar{t}} = \frac{\bar{t}}{m_t} - \frac{m_t}{(\bar{t} \cdot \ell^-)} \ell^-. \quad (2.12)$$

Por lo tanto, los espinores ϕ_t y $\phi_{\bar{t}}$ deben ser interpretados como describiendo un quark top con vector de espín n_t y un quark antitop con vector de espín $n_{\bar{t}}$, respectivamente. En consecuencia, el término entre corchetes en la ec. (2.6) es la amplitud de producción de un top con vector de espín n_t junto a un antitop con vector de espín $n_{\bar{t}}$ y un bosón de Higgs, es decir,

$$\mathcal{M}(g_a g_b \rightarrow t^i(n_t) \bar{t}^j(n_{\bar{t}}) H) = \bar{\phi}_{\bar{t}} \mathcal{A}^{ab,ij} \phi_t. \quad (2.13)$$

El segundo paso para arribar a la factorización de la amplitud $\mathcal{M}^{ab,ij}$ consiste en notar que la amplitud correspondiente al decaimiento de un quark top con vector de espín n_t en el estado final $b \ell^+ \nu_\ell$ resulta ser (para detalles sobre el cálculo de las amplitudes de decaimiento véase el Apéndice A.1)

$$\mathcal{M}(t(n_t) \rightarrow b \ell^+ \nu_\ell) = ig^2 \mathbb{P}_W(t - b) \langle b - | \nu_\ell^+ \rangle \sqrt{2(t \cdot \ell^+)}, \quad (2.14)$$

y análogamente para el caso del antitop,

$$\mathcal{M}(\bar{t}(n_{\bar{t}}) \rightarrow \bar{b} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = ig^2 \mathbb{P}_W(\bar{t} - \bar{b}) \langle \bar{\nu}_\ell + | \bar{b}^- \rangle \sqrt{2(\bar{t} \cdot \ell^-)}. \quad (2.15)$$

Combinando las ecs. (2.13)-(2.15), la ec. (2.6) adquiere una forma factorizada,

$$\mathcal{M}^{ab,ij} = \mathbb{P}_t(t) \mathbb{P}_{\bar{t}}(\bar{t}) \mathcal{M}(t(n_t) \rightarrow b \ell^+ \nu_\ell) \mathcal{M}(\bar{t}(n_{\bar{t}}) \rightarrow \bar{b} \ell^- \bar{\nu}_\ell) \mathcal{M}(g_a g_b \rightarrow t^i(n_t) \bar{t}^j(n_{\bar{t}}) H). \quad (2.16)$$

Es importante notar que la factorización de la anterior expresión en las partes asociadas al decaimiento y a la producción es más bien de carácter formal. En efecto, la amplitud correspondiente a la producción de $t \bar{t} H$ contiene los vectores de espín del top y del antitop, los cuales a su vez dependen de cantidades cinemáticas en el estado final (ver ecs. (2.11) y (2.12)), las cuales evidentemente están involucradas en las amplitudes de decaimiento.

Usando la amplitud en la ec. (2.16) y aprovechando la presencia de los factores provenientes de los propagadores, $\mathbb{P}_t(t)$ y $\mathbb{P}_{\bar{t}}(\bar{t})$, en la aproximación de anchura angosta se obtiene la

siguiente expresión para la sección eficaz diferencial no polarizada:

$$d\sigma = \sum_{\substack{b\ell^+\nu_\ell \\ \text{espines}}} \sum_{\substack{\bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell \\ \text{espines}}} \left(\frac{2}{\Gamma_t}\right)^2 d\sigma(gg \rightarrow t(n_t)\bar{t}(n_{\bar{t}})H) d\Gamma(t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell) d\Gamma(\bar{t} \rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell), \quad (2.17)$$

donde $d\sigma(gg \rightarrow t(n_t)\bar{t}(n_{\bar{t}})H)$ es la sección eficaz diferencial para la producción de un top y un antitop con vectores de espín n_t y $n_{\bar{t}}$, respectivamente, junto a un bosón de Higgs. Además, $d\Gamma(t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell)$ y $d\Gamma(\bar{t} \rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell)$ son los anchos diferenciales parciales para el decaimiento de un top y un antitop no polarizados, respectivamente. Es preciso notar que en los anchos diferenciales de los decaimientos $t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell$ y $\bar{t} \rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell$, los posibles estados de espín del top y del antitop han sido promediados. La manera de relacionar las amplitudes de decaimiento que aparecen en la ec. (2.16) con los anchos diferenciales no polarizados de la ec. (2.17) es notando el hecho de que bajo la suposición de partículas no masivas en el estado final, las amplitudes $\mathcal{M}(t(-n_t) \rightarrow b\ell^+\nu_\ell)$ y $\mathcal{M}(\bar{t}(-n_{\bar{t}}) \rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell)$ resultan nulas (detalles de la derivación de la ec. (2.17) a partir de la ec. (2.16) pueden encontrarse en el Apéndice A.1). Expresiones similares a la ec. (2.17) han sido derivadas previamente para la producción de partículas de corta vida media en colisionadores e^-e^+ [119], y para la producción de $t\bar{t}$ tanto en colisionadores e^-e^+ [120] como pp [121–124].

2.1.2. Origen de términos que incluyen productos triple

Como quedará de manifiesto más abajo, la expresión para la sección eficaz diferencial derivada en la sección precedente (ec. (2.17)) es de gran utilidad para orientar el análisis del proceso $pp \rightarrow t (\rightarrow b\ell^+\nu_\ell) \bar{t} (\rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) H$ hacia el objetivo de determinar la naturaleza del acoplamiento top-Higgs. La amplitud de producción $\mathcal{M}(g_a g_b \rightarrow t^i(n_t)\bar{t}^j(n_{\bar{t}})H)$, que forma parte de la amplitud total (ver ec. (2.16)), determina la parte de producción de la ec. (2.17), $d\sigma(gg \rightarrow t(n_t)\bar{t}(n_{\bar{t}})H)$, a través del módulo al cuadrado. Sumando tal cantidad sobre los índices de color y de gluón se obtiene

$$\sum_{\substack{a,b \\ i,j}} |\mathcal{M}(g_a g_b \rightarrow t^i(n_t)\bar{t}^j(n_{\bar{t}})H)|^2 = \sum_{\substack{a,b \\ i,j}} \left| \sum_{k=1}^8 C_k^{ab,ij} \bar{\phi}_t(\kappa_t \mathcal{S}_k + i\tilde{\kappa}_t \mathcal{P}_k) \phi_{\bar{t}} \right|^2, \quad (2.18)$$

donde se ha decidido separar la estructura de color de cada diagrama (recordar figura 2.1) por medio de las definiciones $\mathcal{S}_k^{ab,ij} = C_k^{ab,ij} \mathcal{S}_k$ y $\mathcal{P}_k^{ab,ij} = C_k^{ab,ij} \mathcal{P}_k$ (ver ecs. (2.3) y (2.13)). Más aún, los factores $g_s^2 m_t/v$ y $-ig_s^2 m_t/v$ provenientes de los vértices de los canales t y s , respectivamente, han sido incluidos en la definición de las cantidades $C_k^{ab,ij}$ por conveniencia. Ahora bien, el lado derecho de la ec. (2.18) puede ser expandido en dos términos proporcionales a κ_t^2 y $\tilde{\kappa}_t^2$ y un tercer término que será lineal en ambos acoplamientos y, por lo tanto, sensible al signo relativo entre ambos. Dicha contribución lineal en los acoplamientos puede ser escrita

como

$$\mathcal{O}(\kappa_t \tilde{\kappa}_t) \rightarrow \frac{1}{2} \kappa_t \tilde{\kappa}_t \sum_{k,r} \mathbf{C}_{kr} \text{Im} \left\{ \text{Tr} \left[(1 + \not{n}_t \gamma^5) (\not{t} + m_t) \mathcal{S}_k (1 + \not{n}_{\bar{t}} \gamma^5) (\not{\bar{t}} - m_t) \tilde{\mathcal{P}}_r \right] \right\}, \quad (2.19)$$

donde el factor $\mathbf{C}_{kr} = \sum_{ab,ij} C_k^{ab,ij} C_r^{ab,ij*}$ es real y donde se ha usado la definición $\tilde{\mathcal{P}}_r = \gamma^0 \mathcal{P}_r^\dagger \gamma^0$. Debido a que los términos de la suma anterior involucran la parte imaginaria de una traza, únicamente aquellos con un número impar de matrices γ^5 serán no nulos y darán lugar a los denominados productos triple (TP) de la forma $\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_a^\alpha p_b^\beta p_c^\gamma p_d^\delta$, donde $p_a - p_d$ representan momentos asociados al proceso. En contraposición, puede comprobarse usando la ec. (2.18), que los términos proporcionales a κ_t^2 y $\tilde{\kappa}_t^2$ provienen de trazas de un número par de matrices γ^5 y entonces pueden ser escritos en función de productos escalares de los posibles momentos.

Teniendo en cuenta el análisis anterior, resulta sencillo y a la vez útil escribir una expresión general para la sección eficaz diferencial $d\sigma(gg \rightarrow t(n_t) \bar{t}(n_{\bar{t}}) H)$ en términos de los momentos $q = (q_1 - q_2)/2$, $Q = (q_1 + q_2)/2$, t , \bar{t} , y los vectores de espín n_t y $n_{\bar{t}}$, donde $q_{1,2}$ representan los momentos de los gluones en el estado inicial. Con esta elección, $q \cdot Q = 0$ y $Q^2 = -q^2 = M_{t\bar{t}H}^2/4$, con $M_{t\bar{t}H}$ la masa invariante del sistema $t\bar{t}H$. Con los seis cuadvectores recién definidos pueden construirse quince TPs,³ de manera que se tiene

$$d\sigma(gg \rightarrow t(n_t) \bar{t}(n_{\bar{t}}) H) = \kappa_t^2 f_1(p_i \cdot p_j) + \tilde{\kappa}_t^2 f_2(p_i \cdot p_j) + \kappa_t \tilde{\kappa}_t \sum_{l=1}^{15} g_l(p_i \cdot p_j) \epsilon_l, \quad (2.20)$$

donde $\epsilon_l = \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_a^\alpha p_b^\beta p_c^\gamma p_d^\delta$ denota el l -ésimo TP (se ha adoptado la convención $\epsilon_{0123} = +1$), y donde p_i y p_j refieren a cualquiera de los seis momentos elegidos. Las funciones $f_{1,2}$ y g_l con $l = 1-15$ dependen únicamente de los posibles productos escalares y son entonces pares frente a una transformación de paridad (P). Sin embargo, los términos lineales en $\kappa_t \tilde{\kappa}_t$ son impares ante P debido a la presencia de los productos triple, los cuales son cantidades impares ante P. Ahora bien, las amplitudes de decaimiento son pares ante P, ya que solo dependen de productos escalares:

$$|\mathcal{M}(t(n_t) \rightarrow b \ell^+ \nu_\ell)|^2 = \frac{4g^4(b \cdot \nu_\ell)}{(2(\ell^+ \cdot \nu_\ell) - M_W^2)^2 + M_W^2 \Gamma_W^2} ((b \cdot \ell^+) + (\nu_\ell \cdot \ell^+)), \quad (2.21)$$

$$|\mathcal{M}(\bar{t}(n_{\bar{t}}) \rightarrow \bar{b} \ell^- \bar{\nu}_\ell)|^2 = \frac{4g^4(\bar{b} \cdot \bar{\nu}_\ell)}{(2(\ell^- \cdot \bar{\nu}_\ell) - M_W^2)^2 + M_W^2 \Gamma_W^2} ((\bar{b} \cdot \ell^-) + (\bar{\nu}_\ell \cdot \ell^-)), \quad (2.22)$$

de lo cual se sigue que los anchos diferenciales de decaimiento asociados son también pares frente a P. Teniendo esto en cuenta y usando la expresión factorizada dada en la ec. (2.17), se concluye que la forma genérica de la sección eficaz diferencial de producción (ec. (2.20))

³Debe notarse que estos quince TPs no son linealmente independientes. Las relaciones que existen entre contracciones del tensor de Levi-Civita son discutidas en la ref. [125]

se extiende también a la sección eficaz diferencial del proceso completo⁴. Por ende, las funciones $f_{1,2}$ contribuirán a la sección eficaz total mientras que los productos triple, que son las cantidades sensibles al signo de $\kappa_t \tilde{\kappa}_t$, no jugarán ningún papel en tal cantidad. Es por esto que la sección eficaz total no resulta útil para resolver la ambigüedad en el signo relativo y observables linealmente dependientes de los acoplamientos escalar y pseudoescalar son requeridos.

De los quince TPs que aparecen en la ec. (2.20), el estudio desarrollado a lo largo del presente capítulo se enfocará en aquellos que contienen ambos vectores de espín, n_t y $n_{\bar{t}}$, pero que no incluyen a q . Esta elección se motiva en los siguientes argumentos:

- El hecho de no considerar TPs en los que aparezca q se debe a que tal momento no puede expresarse en términos de los momentos de las partículas en el estado final y, por ende, no es observable. Esto contrasta con Q , el cual sí puede reemplazarse por los momentos asociados al estado final en virtud de la conservación de la energía y del momento.
- La inclusión de ambos vectores de espín se motiva en el hecho de que los espines de tops y antitops producidos en pares están altamente correlacionados en los colisionadores de hadrones (aún cuando los quarks individualmente no estén polarizados). Observables que combinen los productos de decaimientos de t y \bar{t} serán sensibles a tal correlación de espines [126]. Un comportamiento similar es esperable en el caso de producción de $t\bar{t}H$, donde puede mostrarse que las asimetrías asociadas a los espines individuales se anulan [73, 74]. Más aún, la modificación del acoplamiento top-Higgs impactará en la correlación de espines del par $t\bar{t}$.

Solo cinco de los TPs pasan el requerimiento de no involucrar q , y de estos, solo los siguientes tres incorporan tanto a n_t como a $n_{\bar{t}}$:

$$\epsilon_1 \equiv \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}}), \quad (2.23)$$

$$\epsilon_2 \equiv \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}}), \quad (2.24)$$

$$\epsilon_3 \equiv \epsilon(Q, t, n_t, n_{\bar{t}}). \quad (2.25)$$

Antes de pasar a la consideración de varios observables CP impares, es preciso remarcar que si bien toda la discusión precedente tuvo lugar en el contexto de la producción iniciada por fusión de gluones, similares conclusiones se obtienen en el caso de la producción iniciada por aniquilación $q\bar{q}$. En particular, las definiciones de los vectores de espín dadas en las ecs. (2.11) y (2.12), así como también la forma general para $d\sigma$ presentada en la ec. (2.20) son válidas en ambos casos.

⁴Debe notarse que la forma general para $d\sigma$ dada en la ec. (2.20) ha sido obtenida a orden dominante (LO). Al siguiente orden (NLO), es esperable una forma similar, aunque con funciones $f_{1,2}$ y g_l corregidas por los diagramas a un loop, y TPs adicionales provenientes de la radiación de estado inicial y final.

2.2. Observables impares bajo CP

Se presentan en esta sección tres tipos de observables basados en los productos triple discutidos en la sección 2.1: asimetrías, distribuciones angulares y valores medios. Estos observables son sensibles no solo a la magnitud sino también al signo de los acoplamientos κ_t y $\tilde{\kappa}_t$. A fin de testear los diferentes observables, se ha utilizado el software MadGraph5_aMC@NLO [127] para simular el proceso $pp \rightarrow t (\rightarrow b\ell^+\nu_\ell) \bar{t} (\rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) H$ a nivel partónico para distintos valores de κ_t y $\tilde{\kappa}_t$. En todos los casos se han generado 10^5 eventos y se ha considerado una energía en el centro de masas de 14 TeV.⁵ Asimismo, se han impuesto los siguientes cortes cinemáticos: p_T de leptones > 10 GeV, $|\eta|$ de leptones < 2.5 , $|\eta|$ de b -jets < 2.5 y $\Delta R_{\ell\ell} > 0.4$. Con el objetivo de determinar claramente cuán sensibles son los observables propuestos al acoplamiento pseudoescalar y establecer en ese sentido una jerarquía entre los mismos, se ha generado un gran número de eventos. De todas maneras, la sec. 2.5 contiene un análisis de la factibilidad experimental de los observables más promisorios.

Es necesario en este punto hacer algunos comentarios respecto de los valores de κ_t y $\tilde{\kappa}_t$ elegidos para las simulaciones. En primer lugar, si se supone que el acoplamiento pseudoescalar es la única fuente de física más allá del SM, límites indirectos basados en la intensidad de señal (signal strength) del proceso $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ desfavorecen $\kappa_t < 0$ pero no resuelven la degeneración en el signo de $\tilde{\kappa}_t$ [55]. Por otra parte, si se supone que la estructura tensorial de las interacciones del Higgs son las mismas que las predichas por el SM y si se las parametriza con un acoplamiento universal a bosones de gauge, κ_V , y un acoplamiento universal a fermiones, κ_f , entonces las intensidades de señal proporcionadas por las colaboraciones ATLAS y CMS son compatibles con los valores predichos por el SM ($\kappa_V = 1, \kappa_f = 1$). Teniendo en cuenta estos dos puntos, se ha decidido, en la mayor parte del análisis llevado a cabo, fijar el valor del acoplamiento escalar a su valor estándar ($\kappa_t = 1$) y permitir al acoplamiento pseudoescalar tomar distintos valores incluyendo ambos signos. Concretamente, se han analizado los casos $\tilde{\kappa}_t = 0, \pm 0.25, \pm 0.5, \pm 0.75, \pm 1$. Finalmente, es preciso señalar que los resultados listados en lo que sigue se enfocan en los escenarios con $\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = \pm 1$, los cuales son referidos como escenarios “CP-mixtos”. Adicionalmente se dan, por completitud, algunos comentarios respecto del caso CP-impar ($\kappa_t = 0, \tilde{\kappa}_t = 1$).

2.2.1. Asimetría

El primer tipo de observable CP impar estudiado es una asimetría que compara el número de eventos para los cuales un cierto producto triple es positivo y el número de eventos donde

⁵Se debe notar que dado que el número de eventos generado es el mismo independientemente del valor de los acoplamientos, las respectivas luminosidades integradas son distintas ya que la sección eficaz depende del valor de κ_t y $\tilde{\kappa}_t$.

es negativo. Normalizando al número total de eventos, se define entonces

$$\mathcal{A}(\epsilon) = \frac{N(\epsilon > 0) - N(\epsilon < 0)}{N(\epsilon > 0) + N(\epsilon < 0)}. \quad (2.26)$$

Por construcción, $\mathcal{A} \in [-1, +1]$ y es invariante de Lorentz (ya que $\epsilon \equiv \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_a^\alpha p_b^\beta p_c^\gamma p_d^\delta$ lo es). En base a la expresión dada en la ec. (2.20), se espera la siguiente forma funcional para la asimetría:

$$\mathcal{A}(\epsilon) = \frac{A\kappa_t \tilde{\kappa}_t}{B\kappa_t^2 + C\tilde{\kappa}_t^2}, \quad (2.27)$$

la cual para $\kappa_t = 1$ puede parametrizarse como

$$\mathcal{A}(\epsilon) = \frac{a\tilde{\kappa}_t}{1 + b\tilde{\kappa}_t^2}, \quad (2.28)$$

donde el parámetro $a \equiv A/B$ determina la sensibilidad al acoplamiento pseudoescalar, mientras que $b \equiv C/B$ cuantifica la desviación del comportamiento lineal con $\tilde{\kappa}_t$.

La tabla 2.1 muestra los resultados obtenidos para las asimetrías asociadas a los tres TPs ϵ_1, ϵ_2 y ϵ_3 introducidos en las ecs. (2.23)-(2.25) para $\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = 0, \pm 1$. Además de los valores de la asimetría, se listan también los valores en unidades de la correspondiente incerteza estadística, es decir, $\mathcal{A}/\sigma_{\mathcal{A}}$. Como resulta evidente de la tabla, las asimetrías en cuestión proveen una clara separación entre el SM y los casos CP-mixtos, siendo las desviaciones típicamente del orden de 10σ . Asimismo, las asimetrías para el caso del SM son consistentes con cero para los tres productos triple, de acuerdo a lo esperado. Las tres asimetrías permiten además determinar el signo de $\tilde{\kappa}_t$, con los casos $\tilde{\kappa}_t = \pm 1$ separados efectivamente por más de 20σ . La sensibilidad de la asimetría para los tres productos triples es muy similar. Esto puede comprobarse incluyendo otros valores de $\tilde{\kappa}_t$ y utilizando la expresión en la ec. (2.28) como función de ajuste (ver figura 2.3). Los resultados obtenidos del ajuste son:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 & : (a = -0.057 \pm 0.006, b = 0.5 \pm 0.2), \\ \epsilon_2 & : (a = -0.056 \pm 0.006, b = 0.5 \pm 0.2), \\ \epsilon_3 & : (a = 0.058 \pm 0.006, b = 0.6 \pm 0.2), \end{aligned}$$

y describen las curvas en rojo de la figura 2.3.

Los resultados que se muestran en la tabla 2.1 y en la figura 2.3 corresponden a un estado inicial pp , el cual es una combinación de las contribuciones provenientes de estados iniciales gg y $q\bar{q}$. Pese a que la combinación es el escenario apropiado a considerar, resulta también interesante aislar las contribuciones a la asimetría debidas a estados iniciales gg y $q\bar{q}$. La figura 2.4 muestra tres curvas para el TP ϵ_1 , las cuales corresponden a eventos iniciados por

Tabla 2.1.: Asimetrías de los TPs $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$, $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ y $\epsilon_3 = \epsilon(Q, t, n_t, n_{\bar{t}})$, para tres escenarios diferentes, obtenidas utilizando 10^5 eventos simulados. Los tres escenarios corresponden al SM ($\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = 0$) y los dos casos CP-mixtos (definidos por $\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = \pm 1$).

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$\mathcal{A}(\epsilon_1)$	$\mathcal{A}(\epsilon_1)/\sigma_{\mathcal{A}}$	$\mathcal{A}(\epsilon_2)$	$\mathcal{A}(\epsilon_2)/\sigma_{\mathcal{A}}$	$\mathcal{A}(\epsilon_3)$	$\mathcal{A}(\epsilon_3)/\sigma_{\mathcal{A}}$
1	-1	0.0315	10.0	0.0332	10.5	-0.0307	-9.7
1	0	-0.0021	-0.7	0.0009	0.3	-0.0011	-0.3
1	1	-0.0379	-12.0	-0.0411	-13.0	0.0378	12.0

fusión de gluones, aniquilación $q\bar{q}$ y la usual combinación (estado inicial “ pp ”). De la figura 2.4, es interesante observar que la asimetría se incrementa para la producción iniciada por gg , mientras que se reduce y cambia de signo en el caso de aniquilación $q\bar{q}$. La asimetría en el caso pp es evidentemente dominada por la contribución gg ya que posee el mismo signo, aunque es menor en magnitud debido a la contribución $q\bar{q}$.

Se han testado también varias combinaciones de los productos triple $\epsilon_{1,2,3}$, con el resultado de que la asimetría se ve incrementada para la siguiente:

$$\epsilon_4 = \epsilon_3 - \epsilon_2 = \epsilon(Q, t - \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}}). \quad (2.29)$$

En el sistema en reposo de Q , se tiene $\epsilon_4 = Q^0(\vec{t} - \vec{\bar{t}}) \cdot (\vec{n}_t \times \vec{n}_{\bar{t}})$, y el signo de este TP queda determinado por la cantidad $(\vec{t} - \vec{\bar{t}}) \cdot (\vec{n}_t \times \vec{n}_{\bar{t}})$. Los valores de la asimetría asociada a ϵ_4 se muestran en la tabla 2.2. Comparando los resultados dados en las tablas 2.1 y 2.2, se observa que la capacidad de distinguir entre los dos escenarios CP-mixtos es incrementada en al menos 2.8σ , obteniéndose una separación efectiva de casi 23σ entre los mismos.

Tabla 2.2.: Asimetría asociada a la combinación ϵ_4 para el SM y dos escenarios mixtos ante CP. Los valores fueron obtenidos usando conjuntos de 10^5 eventos simulados.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$\mathcal{A}(\epsilon_4)$	$\mathcal{A}(\epsilon_4)/\sigma_{\mathcal{A}}$
1	-1	-0.0371	-11.7
1	0	0.0004	0.1
1	1	0.0461	14.6

2.2.2. Distribuciones Angulares

Dado un cierto producto triple, es posible asociarle diversas distribuciones angulares sensibles, en mayor o menor medida, al acoplamiento pseudoescalar $\tilde{\kappa}_t$. El TP $\epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$,

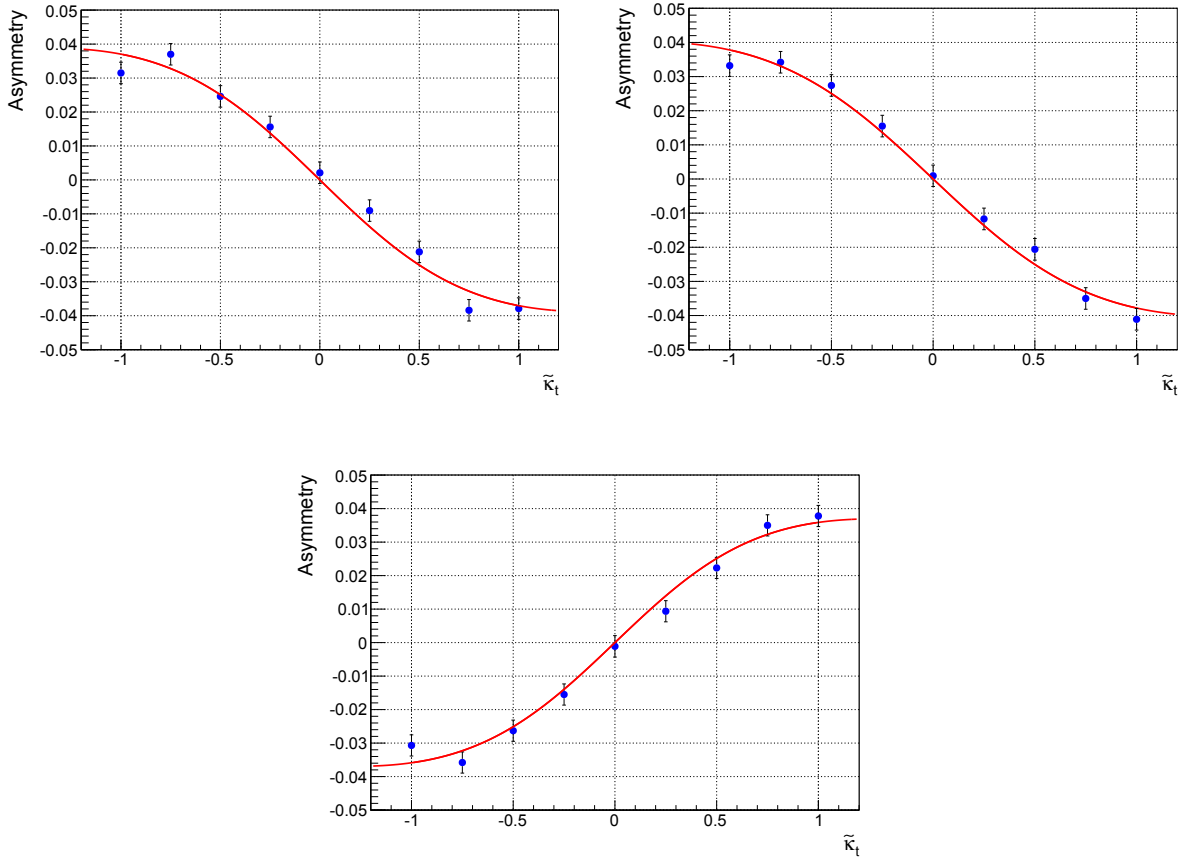


Figura 2.3.: Asimetrías para los TPs $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ (arriba a izquierda), $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ (arriba a derecha) y $\epsilon_3 = \epsilon(Q, t, n_t, n_{\bar{t}})$ (abajo). Los puntos representan a los valores obtenidos para $\tilde{\kappa}_t = 0, \pm 0.25, \pm 0.5, \pm 0.75, \pm 1$ y la curva en rojo resulta del ajuste.

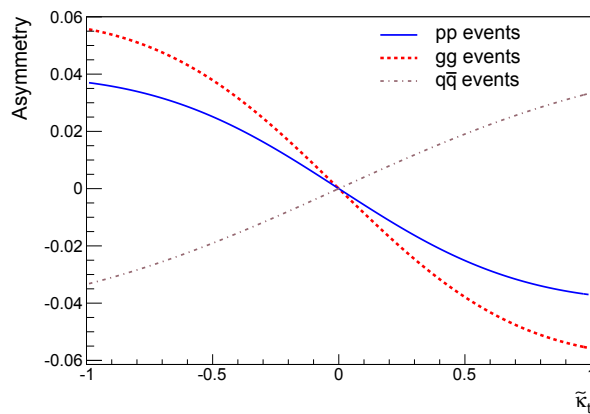


Figura 2.4.: Asimetría para $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$. La línea punteada (rojo) corresponde a la producción iniciada por fusión de gluones, la línea a trazos y puntos (gris) a la producción iniciada por aniquilación de $q\bar{q}$ y la línea sólida (azul) a la producción pp .

por ejemplo, puede escribirse, teniendo en cuenta que el tensor de Levi-Civita es totalmente antisimétrico, como $\epsilon(t + \bar{t}, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$, de manera que en el sistema de referencia definido por

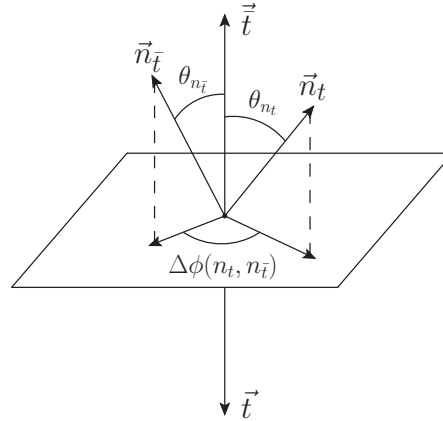


Figura 2.5.: Esquema mostrando los ángulos involucrados en la ec. (2.30). El ángulo $\Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}})$ definido en el rango $[-\pi, \pi]$ determina el signo de $\epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$.

$\vec{t} + \vec{\bar{t}} = 0$ y $\vec{\bar{t}} \parallel \hat{z}$ se tiene

$$\epsilon(t + \bar{t}, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}}) = M_{t\bar{t}} |\vec{\bar{t}}| (\vec{n}_t \times \vec{n}_{\bar{t}})_z = M_{t\bar{t}} |\vec{\bar{t}}| |\vec{n}_t| |\vec{n}_{\bar{t}}| \sin \theta_{n_t} \sin \theta_{n_{\bar{t}}} \sin \Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}}), \quad (2.30)$$

donde $M_{t\bar{t}}$ es la masa invariante del par $t\bar{t}$, θ_{n_t} y $\theta_{n_{\bar{t}}}$ denotan los ángulos polares de \vec{n}_t y $\vec{n}_{\bar{t}}$, respectivamente, y $\Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}})$ es la diferencia angular entre las proyecciones de los vectores \vec{n}_t y $\vec{n}_{\bar{t}}$ en el plano perpendicular al momento del antitop $\vec{\bar{t}}$ (ver figura 2.5). Si el ángulo $\Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}})$ es definido en el rango $[-\pi, \pi]$, se desprende de la ec. (2.30) que su signo determina el signo del producto triple. Por tanto, la distribución del número de eventos con respecto a $\Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}})$ está relacionada con la asimetría correspondiente al producto triple ya que

$$\mathcal{A}(\epsilon) = 1 - 2 \frac{N(\epsilon < 0)}{N_T} \quad \text{y} \quad \frac{N(\epsilon < 0)}{N_T} = \int_{-\pi}^0 \frac{1}{N_T} \frac{dN}{d\Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}})} d\Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}}), \quad (2.31)$$

donde N_T es el número total de eventos. Más aún, de un cierto TP es posible derivar varias distribuciones angulares considerando distintos sistemas de referencia, pero todas satisfacen la ec. (2.31) debido a que $\mathcal{A}(\epsilon)$ es invariante de Lorentz. Teniendo esto en cuenta, se han examinado las siguientes distribuciones angulares asociadas a los TPs presentados en la sec. 2.1:

1. $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$. A partir de ϵ_1 , se ha testeado la distribución $d\sigma/d\Delta\phi_1(n_t, n_{\bar{t}})$, la cual está definida en el sistema propio del par $t\bar{t}$, tomando a $\vec{\bar{t}}$ como eje z. El ángulo $\Delta\phi_1(n_t, n_{\bar{t}})$ es la diferencia angular entre las proyecciones de los vectores de espín en el plano perpendicular a $\vec{\bar{t}}$.
2. $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$. En este caso, se ha definido la distribución $d\sigma/d\Delta\phi_2(n_t, n_{\bar{t}})$ en el sistema propio del momento Q , tomando nuevamente a $\vec{\bar{t}}$ como definición del eje z. El ángulo $\Delta\phi_2(n_t, n_{\bar{t}})$ es la diferencia angular entre las proyecciones de los vectores de espín en el plano perpendicular a $\vec{\bar{t}}$ (notar que si bien la definición es la misma que en el

caso anterior, el ángulo no es el mismo ya que los vectores de espín están definidos en otro marco de referencia).

3. $\epsilon_3 = \epsilon(Q, t, n_t, n_{\bar{t}})$. La distribución $d\sigma/d\Delta\phi_3(n_t, n_{\bar{t}})$ es también definida en el sistema en reposo de Q , pero colocando esta vez a \bar{t} en el eje z . El ángulo $\Delta\phi_3(n_t, n_{\bar{t}})$ es la diferencia angular entre las proyecciones de los vectores de espín en el plano perpendicular a \bar{t} .

La figura 2.6 muestra las distribuciones normalizadas obtenidas para el primero de los casos recién listados. Se han considerado cuatro escenarios: el SM ($\kappa_t = 1, \tilde{\kappa}_t = 0$), dos casos en los cuales el bosón de Higgs tiene acoplamientos mixtos ante CP ($\kappa_t = 1, \tilde{\kappa}_t = \pm 1$) y uno en el que es CP impar puro ($\kappa_t = 0, \tilde{\kappa}_t = 1$). La figura 2.7 muestra las distribuciones análogas para ϵ_2 . Las distribuciones asociadas a ϵ_3 son similares a aquellas derivadas de ϵ_2 , excepto porque los apartamientos que ocurren cuando se cambia el signo de $\tilde{\kappa}_t$ se dan en direcciones opuestas. Debido a esto se ha decidido no incluir las gráficas relacionadas con ϵ_3 .

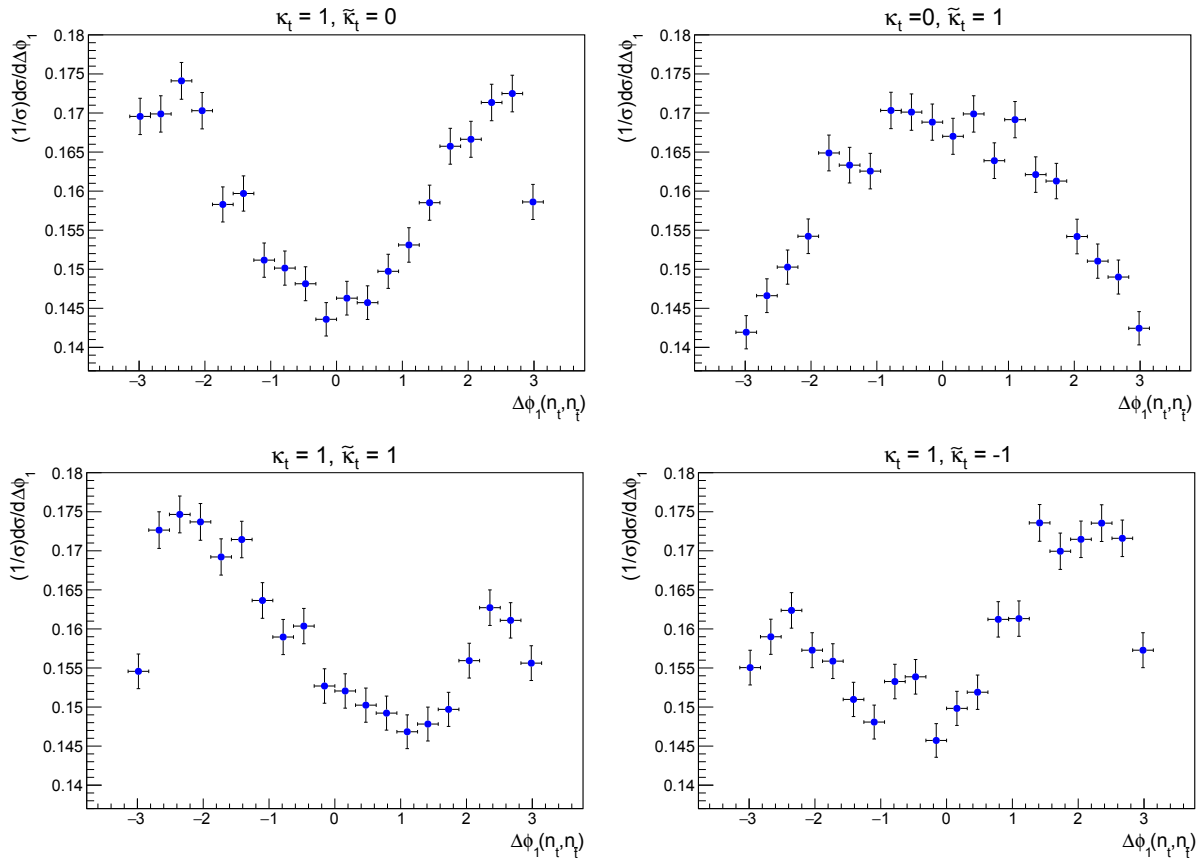


Figura 2.6.: Distribuciones angulares asociadas al TP $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ para distintos valores de κ_t y $\tilde{\kappa}_t$. Las barras de error mostradas corresponden a la incerteza estadística.

Como puede apreciarse de ambas figuras, los picos de las distribuciones sufren corrimientos hacia la derecha o hacia la izquierda del origen para los casos CP-mixtos. La magnitud del apartamiento es aproximadamente la misma para $\tilde{\kappa}_t = \pm 1$, pero se da en direcciones opuestas, permitiendo entonces la distinción del signo del acoplamiento pseudoescalar. La

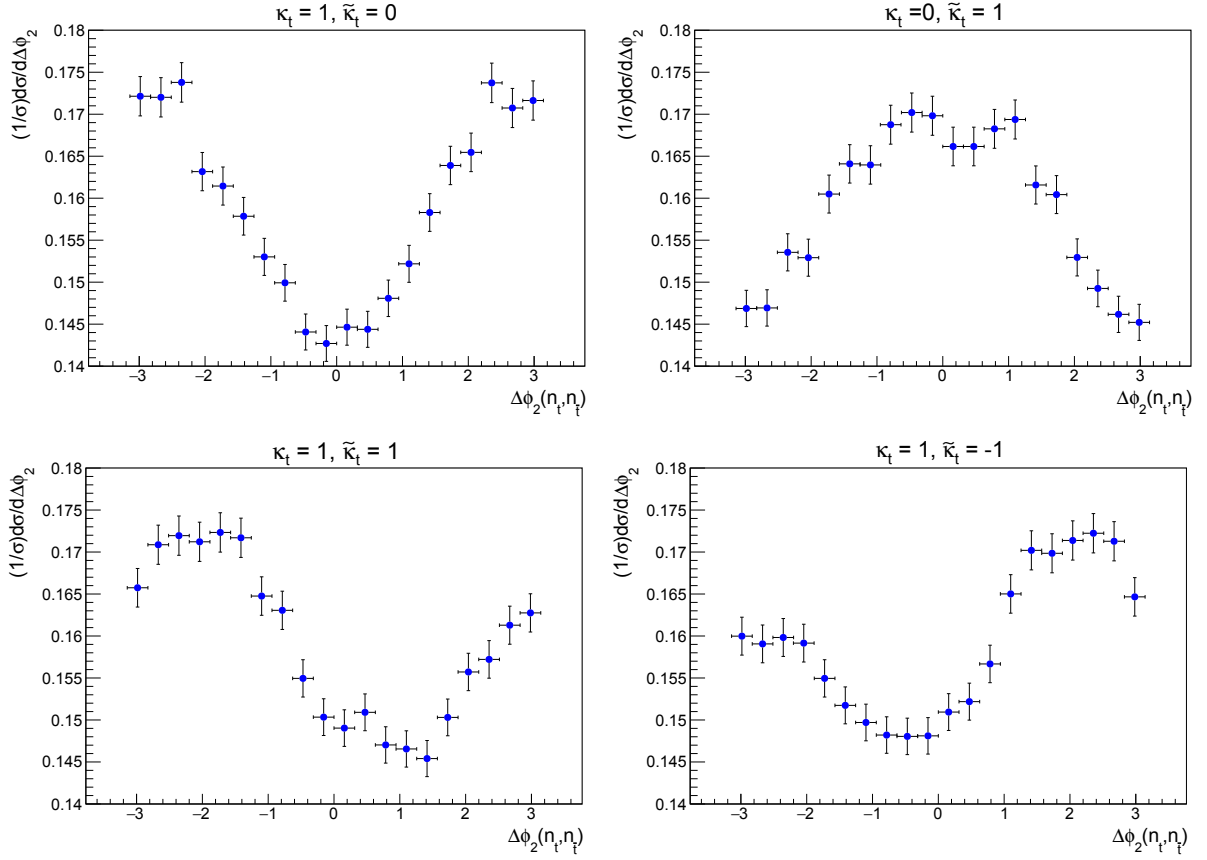


Figura 2.7.: Distribuciones angulares asociadas con el TP $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{l}, n_t, n_{\bar{t}})$ para distintos valores de κ_t y $\bar{\kappa}_t$. Las barras de error mostradas corresponden a la incerteza estadística.

dependencia observada con el signo de $\bar{\kappa}_t$ es consistente con el hecho de que el numerador de la asimetría $\mathcal{A}(\epsilon)$ es lineal en $\bar{\kappa}_t$ (ver ec. (2.28)) y la cantidad $N(\epsilon < 0)/N_T$ está relacionada con las distribuciones angulares de acuerdo a la ec. (2.31). Las distribuciones angulares correspondientes al SM ($\kappa_t = 1, \bar{\kappa}_t = 0$) y al caso pseudoescalar puro ($\kappa_t = 0, \bar{\kappa}_t = 1$) son visiblemente distintas entre sí y también respecto de los casos CP-mixtos. De las figuras 2.6 y 2.7 se aprecia que mientras en el caso del SM las distribuciones presentan un mínimo en $\Delta\phi_{1,2}(n_t, n_{\bar{t}}) = 0$, aquellas asociadas al caso pseudoescalar puro alcanzan un máximo para ese valor del ángulo. Por tanto, el uso de las distribuciones angulares permiten distinguir ambos escenarios, a diferencia de lo que ocurre con la asimetría, la cual se anula en ambos casos.

Para cuantificar los apartamientos discutidos arriba, se han ajustado las distribuciones simuladas con la siguiente forma funcional, propuesta en la ref. [74]:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Delta\phi_i(n_t, n_{\bar{t}})} = a_0 + a_1 \cos(\Delta\phi_i(n_t, n_{\bar{t}}) + \delta), \quad i = 1, 2, 3. \quad (2.32)$$

El parámetro a_0 es fijado por la normalización a $1/2\pi$, mientras que la amplitud a_1 y el corrimiento de fase δ son constreñidos por la asimetría. En efecto, si la expresión en la ec. (2.32) es tomada por exacta, entonces deviene de la ec. (2.31) que $\mathcal{A}(\epsilon) = -4a_1 \sin \delta$. Utilizando esta

función de ajuste, se obtienen corrimientos de fase δ aproximadamente entre 0.9 y 1 (-1 y -0.9) para $\kappa_t = -\tilde{\kappa}_t = 1$ ($\kappa_t = \tilde{\kappa}_t = 1$), tanto para las distribuciones asociadas a ϵ_1 como a ϵ_2 . Sin embargo, la calidad de los ajustes obtenidos para los cuatro escenarios bajo consideración no es buena, particularmente en el caso de ϵ_1 . En efecto, la cantidad $\chi^2/d.o.f$ para dichos ajustes está en el rango 1.69-3.86 para ϵ_1 y en el rango 0.53-1.16 para ϵ_2 . La desviación evidenciada de la forma funcional propuesta en la ec. (2.32) se debe principalmente al corte impuesto en $\Delta R_{\ell\ell}$. De hecho, cuando este corte es omitido, los rangos de $\chi^2/d.o.f$ se vuelven 0.75-1.14 y 0.44-1.07 para las distribuciones relacionadas a ϵ_1 y ϵ_2 , respectivamente. Teniendo esto en cuenta, se listan en las tablas 2.3 y 2.4 los resultados obtenidos de los ajustes cuando el corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ es relajado. La figura 2.8 muestra las gráficas correspondientes para los escenarios CP-mixtos. Como puede observarse de las tablas 2.3 y 2.4, el parámetro δ es sensible no solo al módulo de $\tilde{\kappa}_t$ sino también a su signo, de acuerdo a lo esperado según la ec. (2.31) y la forma funcional dada en la ec. (2.32). El corrimiento de fase δ para la distribución con respecto a $\Delta\phi_1$ parece tener una sensibilidad levemente superior a aquella obtenida para la distribución con respecto a $\Delta\phi_2$, aunque los valores numéricos obtenidos para los distintos escenarios son compatibles dentro de las incertezas estadísticas. Es importante remarcar, sin embargo, que los ajustes de las distribuciones respecto de $\Delta\phi_2$ han dado lugar en todos los casos a valores menores de $\chi^2/d.o.f$.

En la sec. 2.2.1 se definió un cuarto producto triple, $\epsilon_4 = \epsilon_3 - \epsilon_2 = \epsilon(Q, \vec{t} - \vec{\bar{t}}, n_t, n_{\bar{t}})$. Respecto de este TP, se ha estudiado la distribución angular asociada $d\phi/d\Delta\phi_4(n_t, n_{\bar{t}})$ en el sistema en reposo de Q , con $\vec{t} - \vec{\bar{t}}$ en el eje z . El ángulo $\Delta\phi_4(n_t, n_{\bar{t}})$ es entonces la diferencia angular entre las proyecciones de los vectores de espín en el plano perpendicular a $\vec{t} - \vec{\bar{t}}$. En la figura 2.9, se muestran las distribuciones normalizadas correspondientes a los escenarios CP-mixtos junto a los ajustes llevados a cabo utilizando la forma funcional dada en la ec. (2.32); el corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ ha sido nuevamente omitido. Los parámetros que resultan del ajuste se listan en la tabla 2.5. Comparando con las tablas 2.3 y 2.4, se ve que el corrimiento de fase que se da en la distribución respecto de $\Delta\phi_4(n_t, n_{\bar{t}})$ cuando se invierte el signo del acoplamiento pseudoescalar es claramente mayor que en el caso de las otras distribuciones analizadas. Esto está en concordancia con el hecho de que la separación efectiva de los escenarios CP-mixtos se ve incrementada en aproximadamente 2.8σ cuando se utiliza la asimetría $\mathcal{A}(\epsilon_4)$ en vez de $\mathcal{A}(\epsilon_{1,2,3})$ (véase sec. 2.2.1). Asimismo, la calidad de los ajustes es buena para los cuatro escenarios considerados, siendo $\chi^2/d.o.f$ siempre menor que uno.

Por otra parte, a efectos de establecer comparaciones con observables propuestos en la literatura, por ejemplo, en la ref. [55], se ha considerado también otra distribución angular asociada al TP ϵ_4 . En el sistema en reposo de Q y con H en el eje z , se define $|\Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}})|$ como el módulo de la diferencia angular entre las proyecciones de \vec{n}_t y $\vec{n}_{\bar{t}}$ en el plano perpendicular a H . A partir de este ángulo, y usando el signo de la cantidad $(\vec{t} - \vec{\bar{t}}) \cdot (\vec{n}_t \times \vec{n}_{\bar{t}})$, se define la variable $\alpha \equiv |\Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}})| \text{sgn}((\vec{t} - \vec{\bar{t}}) \cdot (\vec{n}_t \times \vec{n}_{\bar{t}}))$ y, entonces, la distribución angular $d\sigma/d\alpha$. Es preciso señalar que esta distribución está relacionada con ϵ_4 debido a que se ha fijado el signo

de la variable α a partir del signo del TP, de manera que entonces se cumple la ec. (2.31) que conecta la distribución en cuestión con $\mathcal{A}(\epsilon_4)$. Del estudio de esta distribución para distintos valores de $\tilde{\kappa}_t$ se ha comprobado que la misma no puede ser descripta a partir de la forma cosenoidal propuesta en la ec. (2.32). En lugar de exhibir un corrimiento de fase cuando se varía el acoplamiento pseudoescalar, las distribuciones distorsionan su forma de tal manera que dan lugar a una asimetría no nula.

Tabla 2.3.: Resultados del ajuste de la distribución angular $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_1(n_t, n_{\bar{t}}))$ (asociada al TP $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$) con el corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ relajado. Notar que el signo de a_1 cambia para $\kappa_t = 0, \kappa_t = 1$, en comparación con los demás casos. Además, se ha restringido a δ entre $\pm \pi/2$.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	a_0	a_1	δ
1	-1	0.1592 ± 0.0006	-0.0139 ± 0.0008	0.81 ± 0.07
1	0	0.1595 ± 0.0006	-0.0181 ± 0.0008	0.002 ± 0.06
1	1	0.1591 ± 0.0006	-0.0131 ± 0.0008	-0.82 ± 0.07
0	1	0.1591 ± 0.0006	0.0102 ± 0.0008	0.11 ± 0.08

Tabla 2.4.: Resultados del ajuste de la distribución angular $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_2(n_t, n_{\bar{t}}))$ (asociada al TP $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$) con el corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ relajado. Al igual que en la tabla 2.3, el signo de a_1 cambia para $\kappa_t = 0, \kappa_t = 1$ y se ha restringido δ entre $\pm \pi/2$.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	a_0	a_1	δ
1	-1	0.1591 ± 0.0006	-0.0146 ± 0.0008	0.73 ± 0.06
1	0	0.1594 ± 0.0006	-0.0190 ± 0.0008	0.005 ± 0.06
1	1	0.1592 ± 0.0006	-0.0136 ± 0.0008	-0.77 ± 0.07
0	1	0.1591 ± 0.0006	0.0113 ± 0.0008	0.09 ± 0.08

Tabla 2.5.: Resultados del ajuste de la distribución angular $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_4(n_t, n_{\bar{t}}))$ (asociada al TP $\epsilon_4 = \epsilon(Q, t - \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$) con el corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ relajado. Al igual que en las tablas 2.3 y 2.4, el signo de a_1 cambia para $\kappa_t = 0, \kappa_t = 1$ y se ha restringido δ entre $\pm \pi/2$.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	a_0	a_1	δ
1	-1	0.1591 ± 0.0006	-0.0134 ± 0.0008	-0.99 ± 0.07
1	0	0.1595 ± 0.0006	-0.0173 ± 0.0008	-0.001 ± 0.06
1	1	0.1591 ± 0.0006	-0.0137 ± 0.0008	0.99 ± 0.07
0	1	0.1596 ± 0.0006	0.0159 ± 0.0008	-0.10 ± 0.06

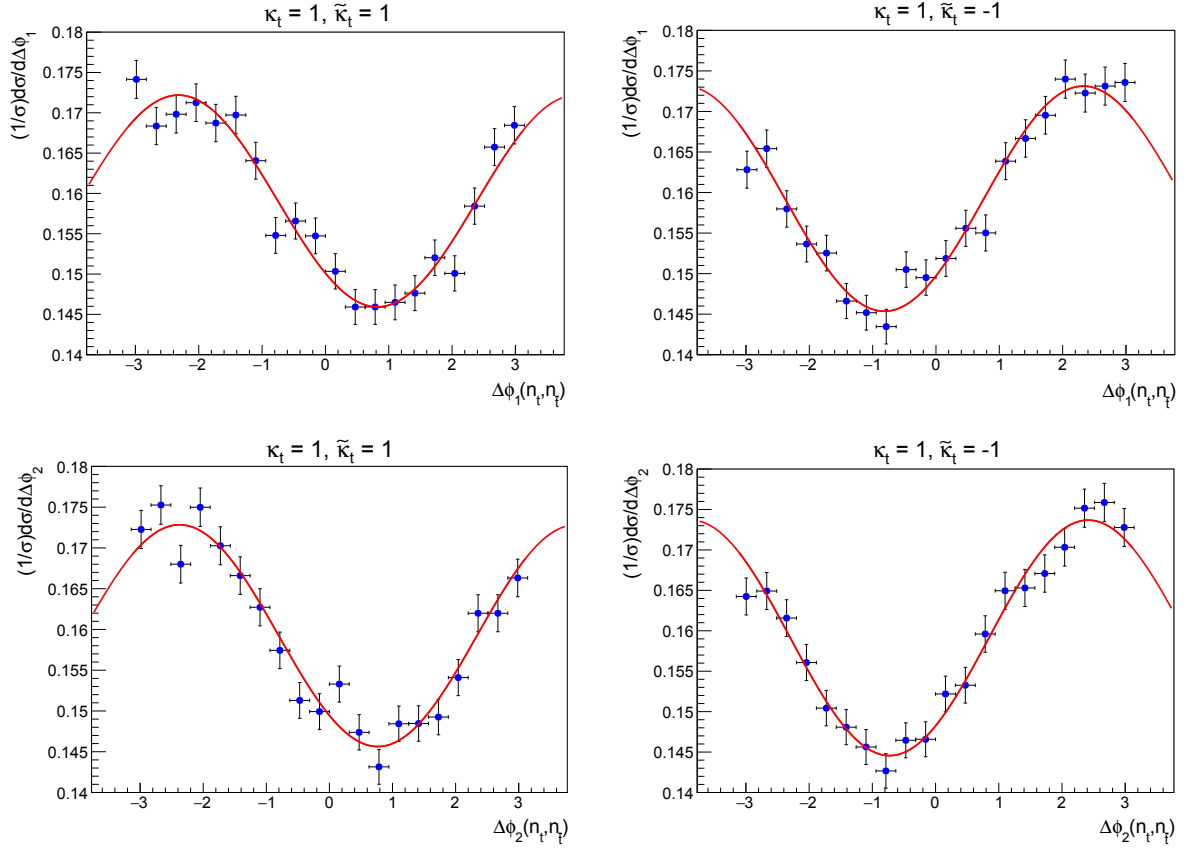


Figura 2.8.: Distribuciones angulares $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_1(n_t, n_{\bar{t}}))$ (arriba) y $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_2(n_t, n_{\bar{t}}))$ (abajo) asociadas con los TPs $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ y $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$, respectivamente, para los casos CP-mixtos $\kappa_t = \bar{\kappa}_t = 1$ (izquierda) y $\kappa_t = -\bar{\kappa}_t = 1$ (derecha). El corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ ha sido relajado. Las curvas en rojo corresponden al ajuste realizado usando la ec. (2.32).

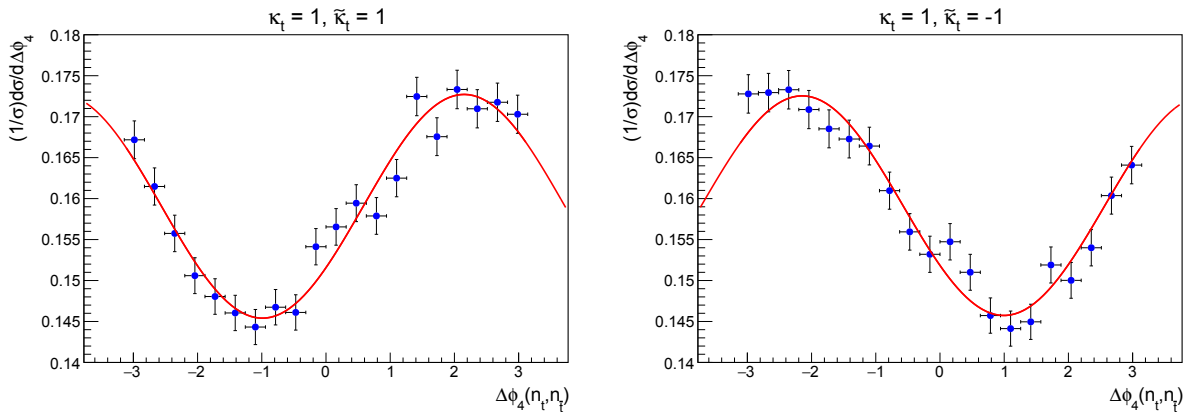


Figura 2.9.: Distribución angular $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_4(n_t, n_{\bar{t}}))$ asociada con el TP $\epsilon_4 = \epsilon(Q, t - \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ para los casos CP-mixtos $\kappa_t = \bar{\kappa}_t = 1$ (izquierda) y $\kappa_t = -\bar{\kappa}_t = 1$ (derecha). El corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ ha sido relajado. Las curvas en rojo corresponden al ajuste realizado usando la ec. (2.32).

2.2.3. Valor medio $\langle \epsilon \rangle$

Se pasa ahora a la consideración del último tipo de observable que ha sido construido y testeado a partir de los TPs, a saber, el valor medio. Al igual que los observables presentados en las secciones precedentes, el valor medio de los TPs es sensible a la magnitud y al signo del acoplamiento pseudoescalar $\tilde{\kappa}_t$. Dado un cierto TP ϵ , se define su valor medio de la siguiente manera:

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\int \epsilon [d\sigma(pp \rightarrow b \ell^+ \nu_\ell \bar{b} \ell^- \bar{\nu}_\ell H) / d\Phi] d\Phi}{\int [d\sigma(pp \rightarrow b \ell^+ \nu_\ell \bar{b} \ell^- \bar{\nu}_\ell H) / d\Phi] d\Phi}, \quad (2.33)$$

donde Φ es el espacio de fase invariante de Lorentz correspondiente al estado final $b \ell^+ \nu_\ell \bar{b} \ell^- \bar{\nu}_\ell H$. Teniendo en cuenta que ϵ es impar frente a paridad, y dada la estructura general de la sección eficaz diferencial discutida en la sec. 2.1.2 (ver ec. (2.20)), se deduce que el numerador en el lado derecho de la ec. (2.33) depende del producto $\kappa_t \tilde{\kappa}_t$, de manera que este observable será sensible al signo relativo entre los acoplamientos.

Los resultados obtenidos para los TPs $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$, $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ y $\epsilon_3 = \epsilon(Q, t, n_t, n_{\bar{t}})$ presentados en la sec. 2.1.2 se muestran en la tabla 2.6. Para cada TP se lista el valor medio en unidades de la correspondiente incerteza estadística. Es claro que los tres observables permiten separar el SM de los casos CP-mixtos, con $\langle \epsilon_2 \rangle$ y $\langle \epsilon_3 \rangle$ levemente más sensibles que $\langle \epsilon_1 \rangle$. Además, la sensibilidad del valor medio de la combinación ϵ_4 definida en la sec. 2.2.2 está apenas por debajo que en el caso de $\langle \epsilon_{1,2,3} \rangle$, con valores -4.32 , 1.11 y 7.23 para los escenarios $\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = -1, 0, 1$, respectivamente. Al igual que en el caso de la asimetría, el valor medio no resulta útil para separar el SM del caso pseudoescalar puro, ya que es proporcional al producto $\kappa_t \tilde{\kappa}_t$. Finalmente, comparando los resultados de la tabla 2.6 con los presentados en la sec. 2.2.1, se obtiene la importante conclusión de que la sensibilidad al acoplamiento anómalo top-Higgs alcanzada utilizando la asimetría es mayor que la conseguida a través del valor medio de los TPs.

Tabla 2.6.: Valores medios para los TPs $\epsilon_{1,2,3}$ para el SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos usando una muestra de 10^5 eventos simulados.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$\langle \epsilon_1 \rangle / \sigma_{\bar{\epsilon}_1}$	$\langle \epsilon_2 \rangle / \sigma_{\bar{\epsilon}_2}$	$\langle \epsilon_3 \rangle / \sigma_{\bar{\epsilon}_3}$
1	-1	4.26	4.94	-5.81
1	0	-0.91	-0.22	1.25
1	1	-7.98	-8.83	8.75

2.3. Observables impares bajo CP no dependientes de los vectores de espín de t y \bar{t}

Hasta ahora se han considerado solo TPs que involucran los momentos t, \bar{t}, Q y los vectores de espín n_t y $n_{\bar{t}}$ (definidos en las ecs. (2.11) y (2.12)). Más aún, la expresión general de la sección eficaz diferencial en términos de estos cuadvectores ha sido descripta en la ec. (2.20). En esta sección se consideran otras posibilidades para la elección de los cuadvectores a partir de los cuales se construyen observables impares ante CP. De las definiciones en las ecs. (2.11) y (2.12), es posible escribir los TPs $\epsilon_{1,2,3}$ como sigue:

$$\epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}}) = \frac{m_t^2}{(t \cdot \ell^+)(\bar{t} \cdot \ell^-)} \epsilon(t, \bar{t}, \ell^-, \ell^+), \quad (2.34)$$

$$\epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}}) = \frac{m_t^2}{(t \cdot \ell^+)(\bar{t} \cdot \ell^-)} \left(\epsilon(t, \bar{t}, \ell^-, \ell^+) + \epsilon(H, \bar{t}, \ell^-, \ell^+) + \frac{(t \cdot \ell^+)}{m_t^2} \epsilon(H, \bar{t}, t, \ell^-) \right), \quad (2.35)$$

$$\epsilon(Q, t, n_t, n_{\bar{t}}) = \frac{m_t^2}{(t \cdot \ell^+)(\bar{t} \cdot \ell^-)} \left(-\epsilon(t, \bar{t}, \ell^-, \ell^+) + \epsilon(H, t, \ell^-, \ell^+) + \frac{(\bar{t} \cdot \ell^-)}{m_t^2} \epsilon(H, \bar{t}, t, \ell^+) \right). \quad (2.36)$$

Las ecs. (2.34)-(2.36) expresan los TPs estudiados en las secciones anteriores como combinación de otros que involucran los momentos t, \bar{t}, H, ℓ^+ y ℓ^- , con coeficientes que son funciones del espacio de fase pares ante paridad. Estos cinco momentos dan lugar a cinco TPs cuya sensibilidad puede ser testeada utilizando los mismos observables introducidos en la sec. 2.1. A partir de dicho análisis, se ha encontrado que los TPs que no incluyen los momentos de ambos leptones presentan una sensibilidad despreciable al acoplamiento pseudoescalar $\tilde{\kappa}_t$. Por esta razón, esta sección se concentrará en los resultados obtenidos para los restantes tres TPs, a saber,

$$\epsilon_5 \equiv \epsilon(t, \bar{t}, \ell^-, \ell^+), \quad (2.37)$$

$$\epsilon_6 \equiv \epsilon(H, t, \ell^-, \ell^+), \quad (2.38)$$

$$\epsilon_7 \equiv \epsilon(H, \bar{t}, \ell^-, \ell^+). \quad (2.39)$$

Los resultados obtenidos para la asimetría y el valor medio de los TPs ϵ_5 - ϵ_7 son resumidos, respectivamente, en las tablas 2.7 y 2.8. Como es evidente de las mismas, el TP ϵ_5 da lugar a separaciones entre los casos CP-mixtos claramente mayores, tanto para las asimetrías como para los valores medios, que en el caso de los TPs ϵ_6 y ϵ_7 . Esto está en contraposición con lo que ocurre con los TPs ϵ_1 - ϵ_3 , cuyas sensibilidades al acoplamiento pseudoescalar son muy similares (ver tablas 2.1 y 2.6). Asimismo, la asimetría para ϵ_5 es exactamente la misma que para ϵ_1 , lo cual se desprende de la ec. (2.34) y del hecho de que el factor de proporcionalidad que relaciona estos TPs es definido positivo. Respecto de los valores medios, los TPs ϵ_1 - ϵ_3 proporcionan una sensibilidad a $\tilde{\kappa}_t$ por encima de aquella obtenida de ϵ_5 - ϵ_7 (compárese las tablas 2.6 y 2.8).

Es importante notar que en el sistema propio del par $t\bar{t}$, el signo del TP ϵ_5 es definido por medio del ángulo $\Delta\phi(\ell^-, \ell^+)$, que es la diferencia angular entre las proyecciones de los momentos de los leptones en el plano perpendicular al antitop. Como en la sec. 2.2.2, es posible construir una distribución angular asociada a este TP que será sensible al signo del acoplamiento pseudoescalar. La variable angular $\Delta\phi(\ell^-, \ell^+)$ es la misma que la propuesta en la ref. [74], donde se muestra que sigue la forma funcional de la ec. (2.32). Es razonable esperar que los corrimientos de fase (δ) obtenidos para los distintos valores de $\tilde{\kappa}_t$ sean del mismo orden que los que resultan de la distribución de $\Delta\phi_1(n_t, n_{\bar{t}})$ ya que la distribución de $\Delta\phi(\ell^+, \ell^-)$ está vinculada a la asimetría $\mathcal{A}(\epsilon_5)$ (por la ec. (2.31)), la cual a su vez es igual a $\mathcal{A}(\epsilon_1)$. Por otra parte debe notarse que, de acuerdo a la tabla 2.1, $\mathcal{A}(\epsilon_5)$ es levemente menos sensible que $\mathcal{A}(\epsilon_2)$. En general, los observables derivados de ϵ_5 que aparecen en la ref. [74] exhiben una sensibilidad que es igual o ligeramente inferior a la que resulta de los observables obtenidos a partir de los productos triple ϵ_1 - ϵ_3 aquí propuestos.

Además de la distribución angular relacionada con ϵ_5 , es posible definir similarmente distribuciones asociadas a ϵ_6 y ϵ_7 . Al igual que en el caso de ϵ_5 , tales distribuciones se definen en términos de los momentos de los leptones en vez de los vectores de espín. Las distribuciones construidas de esta manera tienen el mismo comportamiento que las extraídas de ϵ_1 - ϵ_3 . Utilizando la ec. (2.32) para ajustar las distribuciones, y comparando con los resultados obtenidos para ϵ_1 - ϵ_3 , se ha encontrado que los corrimientos de fase son comparables solo en el caso de ϵ_5 (como era de esperar), mientras que son menores en el caso de las distribuciones relacionadas con ϵ_6 y ϵ_7 .

Tabla 2.7.: Asimetrías para los TPs $\epsilon_{5,6,7}$ para el SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos usando una muestra de 10^5 eventos simulados.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$\mathcal{A}(\epsilon_5)$	$\mathcal{A}(\epsilon_5)/\sigma_{\mathcal{A}}$	$\mathcal{A}(\epsilon_6)$	$\mathcal{A}(\epsilon_6)/\sigma_{\mathcal{A}}$	$\mathcal{A}(\epsilon_7)$	$\mathcal{A}(\epsilon_7)/\sigma_{\mathcal{A}}$
1	-1	0.0315	10.0	-0.0134	-4.2	0.0111	3.5
1	0	-0.0021	-0.7	-0.0011	-0.3	0.0009	0.3
1	1	-0.0379	-12.0	0.0143	4.5	-0.0137	-4.3

Análogamente a lo hecho en la sec. 2.2, donde se exploraron combinaciones lineales de los TPs ϵ_1 - ϵ_3 , se han considerado diversas combinaciones de los TPs ϵ_5 - ϵ_7 . De este análisis se ha encontrado que la combinación para la cual la asimetría se incrementa viene dada por

$$\epsilon_8 = 2\epsilon_5 - \epsilon_6 + \epsilon_7 = \epsilon(t + \bar{t} + H, t - \bar{t}, \ell^+, \ell^-). \quad (2.40)$$

De esta definición, en el sistema en reposo de $t\bar{t}H$, se tiene que $\epsilon_8 = M_{t\bar{t}H}(\vec{t} - \vec{\bar{t}}) \cdot (\vec{\ell}^+ \times \vec{\ell}^-)$, donde $M_{t\bar{t}H}$ es la masa invariante del sistema $t\bar{t}H$. Por lo tanto, en dicho sistema de referencia,

Tabla 2.8.: Valores medios obtenidos para $\epsilon_{5,6,7}$ en el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos usando una muestra de 10^5 eventos simulados.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$\langle \epsilon_5 \rangle / \sigma_{\tilde{\epsilon}_5}$	$\langle \epsilon_6 \rangle / \sigma_{\tilde{\epsilon}_6}$	$\langle \epsilon_7 \rangle / \sigma_{\tilde{\epsilon}_7}$
1	-1	3.98	-1.96	1.69
1	0	-0.43	1.25	0.74
1	1	-6.76	3.46	-3.29

el signo de ϵ_8 queda determinado por la cantidad $(\vec{t} - \vec{\bar{t}}) \cdot (\vec{\ell}^+ \times \vec{\ell}^-)$. Comparando las ecs. (2.29) y (2.40), y recordando que $Q = (t + \bar{t} + H)/2$, se concluye que la única diferencia entre ϵ_4 y ϵ_8 es que en el último los vectores de espín han sido reemplazados por el momento de los leptones ℓ^+ y ℓ^- , respectivamente. Los valores obtenidos para la asimetría de la combinación ϵ_8 se listan en la tabla 2.9. En comparación con las asimetrías de los TPs ϵ_1 - ϵ_3 y ϵ_5 - ϵ_7 (ver tablas 2.1 y 2.7), $\mathcal{A}(\epsilon_8)$ presenta una sensibilidad comparable o levemente superior. Respecto de $\mathcal{A}(\epsilon_4)$, sin embargo, se observa que el uso de los momentos de los leptones (en ϵ_8) en lugar de los vectores de espín (ϵ_4) deviene en un decrecimiento de la sensibilidad de la asimetría (ver tablas 2.2 y 2.9).

Los valores medios de ϵ_8 para los escenarios bajo consideración son comparables con los valores listados en la tabla 2.8 para ϵ_5 y de nuevo se comprueba que el valor medio resulta menos sensible al acoplamiento pseudoescalar que la asimetría.

Tabla 2.9.: Asimetría para el TP ϵ_8 en el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos utilizando una muestra de 10^5 eventos simulados.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$\mathcal{A}(\epsilon_8)$	$\mathcal{A}(\epsilon_8) / \sigma_{\mathcal{A}}$
1	-1	0.0331	10.5
1	0	0.0023	0.7
1	1	-0.0403	-12.7

De lo discutido en esta sección, se desprende que, en general, los observables parecen ser igualmente o menos sensibles cuando los momentos de los leptones son utilizados en vez de los vectores de espín. Por tanto, contrariamente al enfoque adoptado en otros trabajos, en los cuales se considera solo los momentos de los leptones, parece ser más adecuado utilizar los vectores de espín en la construcción de observables sensibles al signo relativo entre κ_t y $\tilde{\kappa}_t$. Más aún, el hecho de preferir los vectores de espín a los momentos de los leptones no hace más costosa la reconstrucción de los observables aquí propuestos.

2.4. Observables impares bajo CP no dependientes de los momentos de t y \bar{t}

Todos los observables discutidos hasta ahora en las secciones anteriores involucran los momentos del top y/o del antitop y, por tanto, su medición requiere la reconstrucción total de las cantidades cinemáticas de los sistemas asociados a los decaimientos de t y \bar{t} . Pese a la dificultad ocasionada por la presencia de los dos neutrinos en el estado final, esto puede lograrse en principio aplicando un dado algoritmo de reconstrucción cinemática (se volverá sobre este punto en la sec. 2.5). Otra posibilidad para evitar la reconstrucción total de los momentos del top y/o del antitop es construir observables que no dependan de tales momentos sino que, por ejemplo, hagan uso de los momentos de los quarks b y \bar{b} provenientes de los decaimientos semileptónicos de t y \bar{t} . A tales efectos, se tomarán como punto de partida los observables más sensibles encontrados en las secciones precedentes, es decir, aquellos asociados a los TPs ϵ_4 y ϵ_8 .

Si se considera, en primer lugar, el TP ϵ_8 y se efectúa el reemplazo de los momentos de los quarks t y \bar{t} por los momentos de los quarks b y \bar{b} en el estado final, se obtiene un nuevo TP:

$$\epsilon_9 = \epsilon(b + \bar{b} + H, b - \bar{b}, \ell^+, \ell^-). \quad (2.41)$$

En el sistema de referencia en reposo del conjunto $b\bar{b}H$, el signo de ϵ_9 queda determinado por la cantidad $(\vec{b} - \vec{\bar{b}}) \cdot (\vec{\ell}^+ \times \vec{\ell}^-)$. Esta combinación de trivectores, pero determinada en el sistema de laboratorio en vez de en el sistema en reposo de $b\bar{b}H$, ha sido utilizada en la ref. [55] a fin de construir observables impares ante CP que solo dependan de variables definidas en el sistema de laboratorio. Retornando a la ec. (2.41), los valores obtenidos para la asimetría de ϵ_9 se muestran en la tabla 2.10. Al comparar las tablas 2.9 y 2.10, se comprueba que al utilizar los momentos de b y \bar{b} en lugar de los momentos de t y \bar{t} la sensibilidad de la asimetría decrece en $\sim 5\sigma$ para $\kappa_t = 1$, $\tilde{\kappa}_t = \pm 1$. Pese a esto, el observable propuesto sigue conservando la capacidad de discriminar no solo los casos CP-mixtos sino también a estos del SM.

Tabla 2.10.: Asimetría para el TP ϵ_9 para el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos utilizando una muestra de 10^5 eventos simulados.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$\mathcal{A}(\epsilon_9)$	$\mathcal{A}(\epsilon_9)/\sigma_{\mathcal{A}}$
1	-1	0.0171	5.4
1	0	0.0010	0.3
1	1	-0.0247	-7.8

Es posible proceder de manera similar con el TP ϵ_4 . De la ec. (2.29) y utilizando las definiciones de los vectores de espín proporcionadas en las ecs. (2.11) y (2.12) es posible reescribir a ϵ_4 como sigue:

$$\epsilon_4 = \frac{m_t^2}{(t \cdot \ell^+) \cdot (\bar{t} \cdot \ell^-)} \epsilon(Q, t - \bar{t}, \ell^-, \ell^+) + \frac{1}{(t \cdot \ell^+)} \epsilon(Q, t, \ell^+, \bar{t}) - \frac{1}{(\bar{t} \cdot \ell^-)} \epsilon(Q, \bar{t}, t, \ell^-). \quad (2.42)$$

Ahora bien, la asimetría no se ve modificada por la presencia de un factor multiplicativo global definido positivo, por lo que es posible enfocarse en la combinación de TPs que resulta de dividir la ec. (2.42) por el factor $m_t^2 / ((t \cdot \ell^+) (\bar{t} \cdot \ell^-))$:

$$\epsilon(Q, t - \bar{t}, \ell^-, \ell^+) + \frac{(\bar{t} \cdot \ell^-)}{m_t^2} \epsilon(Q, t, \ell^+, \bar{t}) - \frac{(t \cdot \ell^+)}{m_t^2} \epsilon(Q, \bar{t}, t, \ell^-). \quad (2.43)$$

En vez de cambiar t y \bar{t} directamente por b y \bar{b} , se han considerado en este caso las partes visibles de tales momentos y, entonces, se han efectuado los siguientes reemplazos:

$$t \rightarrow t^{\text{vis}} = b + \ell^+, \quad (2.44)$$

$$\bar{t} \rightarrow \bar{t}^{\text{vis}} = \bar{b} + \ell^-, \quad (2.45)$$

$$Q \rightarrow Q^{\text{vis}} = \frac{(b + \ell^+ + \bar{b} + \ell^- + H)}{2}, \quad (2.46)$$

lo que resulta en la siguiente definición:

$$\epsilon_{10} = \epsilon(Q^{\text{vis}}, c_{b\bar{b}}, \ell^-, \ell^+) - w_1 \epsilon(Q^{\text{vis}}, b, \bar{b}, \ell^+) + w_2 \epsilon(Q^{\text{vis}}, b, \bar{b}, \ell^-), \quad (2.47)$$

donde $c_{b\bar{b}} = (1 - w_1) b - (1 - w_2) \bar{b}$, y los pesos $w_{1,2}$ vienen dados por $(\bar{b} \cdot \ell^-) / m_t^2$ y $(b \cdot \ell^+) / m_t^2$, respectivamente. Además, se ha despreciado la contribución m_t^2 / m_t^2 tanto en w_1 como en w_2 . Notar que si ambos pesos fuesen nulos, $w_1 = w_2 = 0$, entonces la combinación ϵ_{10} se reduciría a $\epsilon_9 / 2$ y, por lo tanto, $\mathcal{A}(\epsilon_{10})$ se volvería igual a $\mathcal{A}(\epsilon_9)$. Los resultados obtenidos para la asimetría de ϵ_{10} se encuentran en la tabla 2.11. De la comparación con la tabla 2.2, se comprueba nuevamente que la sensibilidad de la asimetría decrece cuando los momentos del top y del antitop no son incluidos en el correspondiente TP. Sin embargo, la combinación ϵ_{10} continúa siendo útil en la determinación de la naturaleza del bosón de Higgs ante CP, siendo su sensibilidad mayor que la alcanzada a través de ϵ_9 .

Al comparar las tablas 2.10 y 2.11, se observa que la separación efectiva entre los escenarios CP-mixtos se ve incrementada aproximadamente en 3σ para $\mathcal{A}(\epsilon_{10})$ con respecto a $\mathcal{A}(\epsilon_9)$. Esta mejora en la asimetría puede adjudicarse a dos razones. En primer lugar, y como ya se dijo en la sec. 2.3 al comparar los TPs ϵ_4 y ϵ_8 , la asimetría tiende a ser más sensible cuando se utilizan los vectores de espín en vez de los momentos de los leptones. En este sentido, ϵ_{10} contiene la información aportada por los vectores de espín dado que es obtenido de ϵ_4 , mientras que ϵ_9 depende directamente de los momentos de los leptones ya que es derivado

Tabla 2.11.: Asimetría para el TP ϵ_{10} para el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos utilizando una muestra de 10^5 eventos simulados.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$\mathcal{A}(\epsilon_{10})$	$\mathcal{A}(\epsilon_{10})/\sigma_{\mathcal{A}}$
1	-1	-0.0213	-6.7
1	0	0.0031	1.0
1	1	0.0300	9.5

de ϵ_8 (ver ecs. (2.47) y (2.41)). En segundo lugar, para obtener ϵ_{10} se han reemplazado los momentos de los quarks t y \bar{t} por sus respectivas partes visibles, mientras que en el caso de ϵ_9 se han utilizado directamente los momentos de los quarks b y \bar{b} en el estado final.

A efectos comparativos, también se han usado los eventos simulados para testear el observable definido enteramente en el sistema de laboratorio propuesto en la ref. [55]. A través de dicho análisis se ha encontrado que la sensibilidad de este observable está levemente por debajo de aquella alcanzada con $\mathcal{A}(\epsilon_{10})$, dando lugar a una separación entre los escenarios CP-mixtos que está 1.4σ por debajo. Es importante notar que ϵ_{10} da lugar al observable más sensible cuando solo se tienen en cuenta aquellos que no requieren la reconstrucción completa de los momentos del top y del antitop. En el caso general, en cambio, el producto triple más sensible de entre todos los propuestos a lo largo de este capítulo es ϵ_4 .

2.5. Viabilidad experimental del análisis

En los análisis numéricos llevados a cabo hasta ahora se han utilizado muestras relativamente grandes de eventos simulados, concretamente 10^5 eventos, con el fin de distinguir claramente los observables más promisorios y establecer de esta manera una jerarquía en lo que respecta a su sensibilidad al acoplamiento pseudoescalar. El número de eventos esperado en el contexto del Gran colisionador de hadrones de alta luminosidad (HL-LHC) es, sin embargo, menor que el número de eventos utilizado en las simulaciones consideradas hasta ahora en este capítulo. En esta sección se reconsideran los observables más sensibles encontrados hasta ahora utilizando muestras de eventos simulados más asequibles en un futuro cercano.

Como punto de partida es útil tener una estimación del número de eventos de señal esperados en el HL-LHC. Implementando los cortes de selección livianos descritos en la sec. 2.2, y teniendo en cuenta electrones y muones en el estado final, la sección eficaz en el SM del proceso $pp \rightarrow t (\rightarrow b\ell^+\nu_\ell) \bar{t} (\rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) H$ a una energía en el centro de masas de 14 TeV es ~ 15.3 fb. Por tanto, el número de eventos esperado en el HL-LHC es $\sim 15.3 \text{ fb} \times 3000 \text{ fb}^{-1} = 4.59 \times 10^4$. Este número es aún mayor si $\tilde{\kappa}_t \neq 0$ (suponiendo $\kappa_t = 1$), ya que en este caso la

Tabla 2.12.: Asimetría para el TP ϵ_4 obtenida a partir de 5×10^4 , 1×10^4 y 5×10^3 eventos simulados para el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$N_{\text{ev}} = 5 \times 10^4$		$N_{\text{ev}} = 1 \times 10^4$		$N_{\text{ev}} = 5 \times 10^3$	
		$\mathcal{A}(\epsilon_4)$	$\mathcal{A}(\epsilon_4)/\sigma_{\mathcal{A}}$	$\mathcal{A}(\epsilon_4)$	$\mathcal{A}(\epsilon_4)/\sigma_{\mathcal{A}}$	$\mathcal{A}(\epsilon_4)$	$\mathcal{A}(\epsilon_4)/\sigma_{\mathcal{A}}$
1	-1	-0.0405	-9.1	-0.0426	-4.3	-0.0496	-3.5
1	0	0.0004	0.1	-0.0084	-0.8	-0.0004	-0.03
1	1	0.0443	9.9	0.0434	4.2	0.0420	3.0

respectiva sección eficaz es mayor que la correspondiente al SM. Asimismo, teniendo en cuenta correcciones a NLO al proceso de producción a través de un factor K de aproximadamente 1.2 [128–130], se encuentra que el número de eventos esperado aumenta a $\sim 5.5 \times 10^4$.

Teniendo en cuenta las estimaciones para el número de eventos dada en el párrafo precedente, se han generado muestras de 5×10^4 , 1×10^4 y 5×10^3 eventos y se ha recalculado el observable más sensible, $\mathcal{A}(\epsilon_4)$, para cada uno de estos casos. Los correspondientes resultados se muestran en la tabla 2.12, de la cual se observa que, para 5×10^4 eventos (número cercano al estimado aproximadamente para el HL-LHC), el observable es todavía muy sensible al acoplamiento $\tilde{\kappa}_t$. Para tal número de eventos, de hecho, los escenarios CP-mixtos son discriminados efectivamente en 19σ . Como es de esperar, la sensibilidad empeora a medida que se reduce el número de eventos utilizado, pero aún con 5×10^3 eventos la separación efectiva entre los escenarios CP-mixtos en consideración es superior a 6σ .

En la sección 2.4 se definió la combinación ϵ_{10} , la cual no depende directamente de los momentos del top y del antitop, de manera que los observables construidos a partir de la misma no requieren la reconstrucción completa de dichos momentos. Pese a que para medir $\mathcal{A}(\epsilon_{10})$ no se necesita pasar por la reconstrucción cinemática completa de los sistemas asociados a los decaimientos de t y \bar{t} , resulta igualmente interesante examinar la sensibilidad de este observable para números más conservativos de eventos. La tabla 2.13 muestra los resultados obtenidos para 5×10^4 y 1×10^4 eventos. En este caso se observa que aún con 1×10^4 eventos, es posible separar los escenarios CP-mixtos en 5.6σ .

Habiendo determinado la sensibilidad de las asimetrías de los productos triple más promisorios cuando el número de eventos considerado es más conservativo, resulta interesante en este punto invertir el argumento y dar una estimación de la sensibilidad al acoplamiento pseudoescalar fijando el número de eventos. Más concretamente, se ha considerado la asimetría del producto triple más sensible, ϵ_4 , con el número de eventos fijo a 5×10^3 , y se ha estimado el mínimo valor de $\tilde{\kappa}_t$ que todavía puede ser distinguido del caso estándar ($\tilde{\kappa}_t = 0$). En la figura 2.10 se muestra el ajuste lineal de $\mathcal{A}(\epsilon_4)$ (línea roja) junto a la correspondiente

banda a 90% de CL (región rayada en azul). Como puede observarse de dicha figura, la región $-0.23 \lesssim \tilde{\kappa}_t \lesssim 0.32$ no puede ser distinguida por la asimetría y determina entonces el límite de sensibilidad al acoplamiento pseudoescalar conseguido con este observable.

Tabla 2.13.: Asimetría para el TP ϵ_{10} obtenida a partir de 5×10^4 y 1×10^4 eventos simulados para el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos.

κ_t	$\tilde{\kappa}_t$	$N_{ev} = 5 \times 10^4$		$N_{ev} = 1 \times 10^4$	
		$\mathcal{A}(\epsilon_{10})$	$\mathcal{A}(\epsilon_{10})/\sigma_{\mathcal{A}}$	$\mathcal{A}(\epsilon_{10})$	$\mathcal{A}(\epsilon_{10})/\sigma_{\mathcal{A}}$
1	-1	-0.0270	-6.0	-0.0184	-1.8
1	0	0.0022	0.5	-0.0086	-0.9
1	1	0.0313	7.0	0.0380	3.8

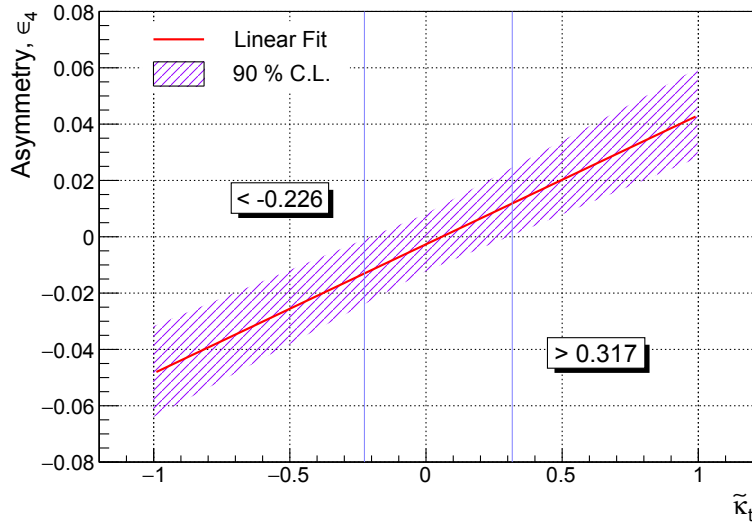


Figura 2.10.: Ajuste lineal de la asimetría del producto triple ϵ_4 (línea roja) junto a la correspondiente banda a 90% de CL (región rayada azul). Las líneas verticales limitan el intervalo en el que la asimetría no es sensible a $\tilde{\kappa}_t$.

Retornando a la cuestión acerca de la luminosidad requerida para la medición de los observables propuestos, es importante enfatizar que no es posible dar conclusiones definitivas mientras no sean incluidos los efectos provocados por el proceso de hadronización, la resolución finita del detector y las eficiencias de reconstrucción. De hecho, como ya se dijo, la medición de algunos de los observables construidos necesita de la reconstrucción completa de los momentos de t y \bar{t} , por lo que la eficiencia asociada impactará en la luminosidad requerida para la utilización de tales observables. Este es el caso, por ejemplo, del observable más sensible encontrado, la asimetría $\mathcal{A}(\epsilon_4)$.

La determinación de las cantidades cinemáticas asociadas con los quarks t y \bar{t} representa un desafío, no solo por la presencia de dos neutrinos en el estado final que escapan del detector sin ser detectados, sino también debido a que los quarks visibles y los leptones cargados deben ser asociados apropiadamente a sus partículas madre, es decir, al top y al antitop. Aún en el caso en que dos leptones y dos jets fuesen reconstruidos, todavía prevalece una degeneración doble ya que hay dos posibles maneras de asignar los b -jets a las partículas madre. En lo que se refiere a los neutrinos en el estado final, las seis incógnitas correspondientes al trimomento de ambos pueden ser determinadas utilizando las seis ecuaciones cinemáticas que se siguen de la conservación del momento transverso y de las restricciones provenientes de las masas invariantes de W^\pm , t y \bar{t} . Como se muestra en la ref. [131], dicho conjunto de ecuaciones puede ser reducido a una única ecuación correspondiente a la determinación de las raíces de un polinomio de una variable de grado cuatro, de la que pueden obtenerse hasta cuatro soluciones. Además de los desafíos mencionados hasta ahora, también debe tenerse en cuenta el impacto de la resolución finita del detector en la obtención de la solución a las ecuaciones cinemáticas mencionadas. Existen diversos métodos de reconstrucción cinemática que permiten afrontar estas dificultades y reconstruir las propiedades cinemáticas de t y \bar{t} a partir de los momentos de las partículas en el estado final. A continuación se describen dos métodos de reconstrucción cinemática usados recientemente por las colaboraciones ATLAS y CMS en sus análisis.

- El primer método es conocido como “neutrino weighting technique” y está basado en la ref. [132]. En este enfoque se utilizan los jets, leptones y \vec{E}_T reconstruidos como valores de entrada de las ecuaciones cinemáticas y además se fijan en ellas los valores de las masas de los bosones W y de los quarks t y \bar{t} . Se genera una muestra de las pseudorapideces de los dos neutrinos utilizando un espectro simulado de la energía de los mismos. Asimismo, a fin de incluir los efectos de la resolución del detector, se varía la energía de los jets alrededor de la energía reconstruida. Para cada uno de estos valores se efectúa un barrido sobre las dos pseudorapideces de los neutrinos y se obtiene la correspondiente solución de las ecuaciones cinemáticas, la cual es pesada teniendo en cuenta el acuerdo entre el valor calculado y medido de \vec{E}_T . Para cada evento, la medida de un cierto observable es obtenida como el respectivo valor medio pesado. Este procedimiento ha sido utilizado por la colaboración ATLAS en el contexto de la producción del par $t\bar{t}$, por ejemplo, para obtener medidas de correlaciones de espín [133] y de la asimetría de carga [134] en el canal dileptónico. En el primer caso, la eficiencia de reconstrucción alcanzada es de aproximadamente 95 % para eventos $t\bar{t}$ simulados, mientras que en el segundo caso la eficiencia es estimada en 80 % para los datos.
- En el segundo método también se utilizan las ecuaciones cinemáticas con los objetos reconstruidos como entrada, pero a diferencia del método descrito previamente, únicamente la masa del top es fijada (al valor $m_t = 172.5$ GeV); m_W es variada, en cambio, de acuerdo a la distribución real de la masa del W . Las energías y direcciones de los

jets y leptones reconstruidos se varían 100 veces y eventos con dos jets identificados como b -jets son preferidos a aquellos con un único jet identificado como originado por un quark b . Para cada par leptón-jet se asigna un peso basado en el espectro real de la masa invariante leptón- b -jet, y el par con la mayor suma de pesos (sobre los 100 valores considerados) es seleccionado. Para cada uno de los 100 valores correspondientes a dicho par leptón-jet, la ambigüedad en la solución de las ecuaciones cinemáticas es resuelta escogiendo aquella que da la menor masa invariante para el sistema $t\bar{t}$. Finalmente, las cantidades cinemáticas asociadas al top y al antitop son obtenidas como el valor medio pesado de acuerdo a la distribución real de $m_{b\ell}$. Esta técnica ha sido utilizada por la colaboración CMS en la ref. [135] para medir la sección eficaz diferencial para la producción de $t\bar{t}$ en el canal de decaimiento dileptónico. La eficiencia de reconstrucción reportada es $\sim 94\%$, la cual representa una mejoría de aproximadamente 6% con respecto al método utilizado en un estudio anterior de la colaboración sobre el mismo proceso [136].

Eventos reconstruidos por medio del tipo de algoritmos arriba descriptos han sido utilizados en el caso de la producción en el LHC de $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ para analizar distribuciones angulares que resultan útiles para discriminar la señal de los fondos [137], alcanzándose una eficiencia de reconstrucción de aproximadamente 80% . Ahora bien, los algoritmos de reconstrucción cinemática mencionados necesitan hacer uso de los objetos reconstruidos. En el caso en que los quarks t y \bar{t} fuesen producidos con $p_T \sim 1$ TeV, la reconstrucción de sus correspondientes productos de decaimiento se vuelve complicada ya que los mismos estarían altamente colimados. Por esta razón, la aplicación de los métodos usuales de reconstrucción al decaimiento semileptónico de tops con tan alto p_T podría dar lugar a la identificación del b -jet y del leptón como un único objeto. Más aún, el uso de requerimientos de aislamiento estándar conduce a una baja eficiencia, la cual depende a su vez de la polarización del top. Una posible solución a este inconveniente es planteada en la ref. [138], donde un conjunto de cortes que incorporan una potente variable de aislamiento denominada *mini-iso* son utilizados para recuperar la señal en el canal muónico. Específicamente, el uso de dicha variable de aislamiento permite rechazar jets con leptones incrustados y jets en general al nivel de 10^3 y 10^4 - 10^5 , respectivamente, mientras que el $80 \sim 90\%$ de los tops son retenidos. En el contexto de colisiones pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV, los criterios de aislamiento desarrollados en la ref. [138] han sido aplicados, por ejemplo, en búsquedas experimentales de nuevas partículas pesadas decayendo en un par de tops con muy alto p_T [139], resonancias $t\bar{t}$ decayendo en estados finales semileptónicos [140], producción de $t\bar{t}H$ en el canal de decaimiento multileptónico [141] y producción de cuatro tops en el canal de decaimiento leptón+jets [139], solo por nombrar algunos estudios.⁶

Finalmente, es importante mencionar que un análisis más profundo de la sensibilidad de los observables discutidos a lo largo de este capítulo requiere también un estudio del impacto

⁶Pese a que la técnica de reconstrucción de la ref. [138] solo considera el caso de muones, ha sido también extensamente aplicada al caso de electrones (véanse por ejemplo las refs. [139–142].)

de los fondos. Si se considera, a fin de maximizar la sección eficaz del proceso, el modo de decaimiento dominante del bosón de Higgs, es decir $H \rightarrow b\bar{b}$, la topología viene dada por 4 b -jets, dos leptones y energía faltante. El principal fondo proviene de la producción de $t\bar{t}$ junto a jets adicionales, siendo la contribución dominante la producción de $t\bar{t} + b\bar{b}$. En la ref. [143] se muestra que la aplicación de unos pocos cortes de selección resulta en una gran mejora en la razón señal a fondo. Desde el punto de vista experimental, un riguroso tratamiento de la señal y los fondos para la producción de $t\bar{t}H$ con $H \rightarrow b\bar{b}$ es llevado a cabo en la ref. [144], donde se utilizan 20.3fb^{-1} de datos a $\sqrt{s} = 8$ TeV. La intensidad de señal (signal strength) obtenida en este análisis es 1.5 ± 1.1 , con una significancia observada de 1.4 desviaciones estándar.

Capítulo 3.

Implicancias de un triplete escalar electrodébil en eventos de neutrinos de Ultra Alta Energía observados en IceCube

En este capítulo se estudia la producción de leptoquarks (LQs) escalares en el experimento IceCube. En particular, se considera un triplete electrodébil de escalares. Como se dijo en la sec. 1.4, dadas las energías involucradas en IceCube (y también en el LHC), los nuevos grados de libertad añadidos al sector escalar del SM deben ser retenidos en la teoría efectiva. A su vez, las interacciones entre los nuevos escalares y las partículas del SM aparecen como operadores de dimensión 4 regulados por nuevos acoplamientos.

La existencia de tripletes electrodébiles escalares es altamente motivada por modelos de gran unificación así como también por modelos tipo “seesaw” radiativos formulados para dar masa a los neutrinos. En este estudio se analiza su impacto en el espectro de neutrinos de ultra alta energía observado por la colaboración IceCube, con particular interés en la región de energía por encima del PeV, donde el número de eventos observado se encuentra levemente por encima del esperado por las interacciones del SM. Asimismo, se supone que el LQ propuesto se acopla únicamente a la primera generación de quarks y a la primera y segunda de leptones. Dada dicha estructura de sabor para los acoplamientos, se desarrolla un análisis estadístico a fin de determinar los parámetros que mejor describen los datos de IceCube y, al mismo tiempo, se dan límites superiores al 95% de nivel de confianza (CL).

Paralelamente al análisis del impacto del modelo de LQ considerado en los eventos medidos en IceCube, se estudian también los límites sobre el correspondiente espacio de parámetros que resultan de las búsquedas actuales de nueva física en el LHC así como también aquellos derivados de observables de física de bajas energías tales como la tasa de desintegración del decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$, el momento dipolar magnético del muón y medidas de violación de paridad atómica. Por último, los resultados obtenidos basados en el espectro observado en IceCube son contrastados con las restricciones impuestas por el LHC y los mencionados observables de bajas energías.

3.1. Modelo Teórico

El modelo teórico utilizado es heredado del propuesto en las refs. [98, 99]. Allí, los autores incorporan LQs, tanto en la forma de un singlete como de un triplete ante el grupo de simetría de gauge $SU(2)_W$. Asimismo, el modelo contiene un neutrino *right-handed* de Majorana utilizado para explicar no solo el mecanismo de generación de masas para los neutrinos, sino también la naturaleza de la materia oscura. En el contexto de este modelo, los neutrinos *activos* adquieren masa mediante procesos radiativos que involucran diagramas a tres loops. Para que el modelo propuesto resulte plausible, los autores implementan dos representaciones de tripletes débiles; la primera, con números cuánticos $(3, 3, -1/3)$ ante el grupo de gauge del SM, viola la conservación de los números bariónico y leptónico, la segunda, a su vez, transforma como $(3, 3, 2/3)$ y no posee acoplamientos de orden árbol a los fermiones. En el presente estudio, se presta interés a la primera de estas representaciones debido a que da lugar a acoplamientos entre leptones y quarks afectando así la sección eficaz de interacción neutrino-nucleón, la cual está íntimamente relacionada con la tasa de eventos de neutrinos de ultra alta energía medida en IceCube. De esta manera, la introducción de tal LQ puede dar lugar a características particulares en el espectro de neutrinos en IceCube que puedan ayudar a explicar las observaciones en la región de energía por encima del PeV.

En lo que sigue, denotaremos como χ el campo que transforma según $(3, 3, -1/3)$ ante $G_{SM} = SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y$. Tratándose de un triplete ante $SU(2)_W$, χ puede ser representado matricialmente con la siguiente ley de transformación:

$$\chi \rightarrow U\chi U^\dagger, \quad (3.1)$$

donde $U = \exp(i\omega_j \tau_j / 2)$ y τ_j es la j -ésima matriz de Pauli. El triplete débil χ puede entonces representarse con la siguiente matriz:

$$\begin{pmatrix} \chi_2 / \sqrt{2} & \chi_1 \\ \chi_3 & -\chi_2 / \sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

Dado que la hipercarga de χ fue asignada como $-1/3$, los escalares χ_1 , χ_2 y χ_3 poseen cargas eléctricas dadas por $2/3$, $-1/3$ y $4/3$ respectivamente. Teniendo en cuenta la ley de transformación dada en la ec. (3.1) e imponiendo la invariancia ante el grupo de simetría de gauge del SM y ante transformaciones de Lorentz, es posible construir el Lagrangiano que describe las interacciones de χ con quarks y leptones *left-handed*,

$$\mathcal{L}_{LQ} \supset \sum_{i,j} \lambda_j^i \bar{Q}_{iL} \chi i\tau_2 L_{jL}^c + \text{h.c.}, \quad (3.3)$$

donde $Q_{iL} = (u_{iL}, d_{iL})^T$ es el doblete débil de quarks de la i -ésima generación, $L_{jL} = (v_{jL}, e_{jL})^T$ es el doblete débil de leptones de la j -ésima generación, y el supraíndice c implica que se trata del correspondiente campo conjugado. Expandiendo el Lagrangiano de la ec. (3.3) se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{LQ} &\supset \lambda_j^i \left[\bar{u}_{iL} \left(-\chi_1 v_{jL}^c + \frac{\chi_2}{\sqrt{2}} e_{jL}^c \right) + \bar{d}_{iL} \left(\frac{\chi_2}{\sqrt{2}} v_{jL}^c + \chi_3 e_{jL}^c \right) \right] + \text{h.c.} \\ &= \lambda_j^i \left[\bar{u}_i P_R \left(-\chi_1 v_j^c + \frac{\chi_2}{\sqrt{2}} e_j^c \right) + \bar{d}_i P_R \left(\frac{\chi_2}{\sqrt{2}} v_j^c + \chi_3 e_j^c \right) \right] + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

donde $P_R = (1 + \gamma_5)/2$ es el proyector de quiralidad right, λ_j^i es el acoplamiento entre la i -ésima generación de quarks y la j -ésima de leptones, con $i, j = 1, 2, 3$, y u, d denotan genéricamente quarks tipo up y down, respectivamente. La invariancia ante G_{SM} trae como consecuencia que tanto quarks tipo up como tipo down tengan el mismo acoplamiento a leptones. Además, a diferencia de χ_1 y χ_2 , χ_3 no posee acoplamientos de orden árbol a neutrinos.

Los términos en el Lagrangiano de la ec. (3.4) no son los únicos permitidos por la invariancia ante la simetría de gauge del SM y ante el grupo de Lorentz. De hecho, es posible incorporar un operador que acople bilinealmente el triplete débil a los quarks dado por

$$\mathcal{L}_{QQ} \supset y_{ij} \bar{Q}_{iL}^c (i\tau_2 \chi) Q_{jL}. \quad (3.5)$$

El inconveniente con este tipo de interacción es que provoca que el protón decaiga rápidamente contrariamente a lo observado. Más concretamente, la combinación del operador de la ec. (3.5) con aquél de la ec. (3.3) daría lugar, en el lenguaje de teorías efectivas de la sec. 1.3, a un operador de dimensión 6 suprimido por $1/M_\chi^2$, donde M_χ denota genéricamente la masa del LQ. Para que tal operador sea consistente con la estabilidad del protón, la masa del LQ tendría que ser extremadamente grande. Por otra parte, si un operador de dos quarks como el de la ec. (3.5) es incluido, entonces χ no sería genuinamente un LQ ya que no oficiaría únicamente de mediador de las interacciones leptón-quark sino que también daría lugar, como se señaló más arriba, a nuevas interacciones de orden árbol entre quarks. Los operadores de dos quarks, sin embargo, pueden ser suprimidos o incluso descartados imponiendo una simetría, como por ejemplo en teorías de gran unificación en un escenario supersimétrico [97]. Teniendo en cuenta esta posibilidad, se supone en este estudio a χ como un LQ genuino, es decir, que solo conecta leptones con quarks y no afecta entonces la estabilidad del protón.

Respecto a la estructura de sabor de los acoplamientos, se considera en lo que sigue que el LQ se acopla principalmente a la primera familia de quarks y a la primera y segunda familia de leptones. Esta hipótesis hace la fenomenología de su producción en el LHC más fácilmente

abordable, al tiempo que simplifica el cálculo de la tasa de eventos de neutrinos de ultra alta energía en IceCube¹.

3.2. IceCube y PeV neutrinos

En esta sección se estudia el impacto del modelo de LQs propuesto en la sección precedente en el espectro de neutrinos de energía del orden del PeV medido en IceCube. En primer lugar, se repasa la sección eficaz neutrino-nucleón en el SM y luego se calcula la contribución debida a LQs. La incorporación de esta componente de nueva física produce características particulares en el espectro, las cuales son estudiadas mediante el cálculo de la tasa de eventos esperada. A través de la superposición de la componente de nueva física a aquella derivada de las interacciones estándar, es posible determinar las masas y acoplamientos de los LQs más compatibles con el espectro observado por la colaboración IceCube.

3.2.1. Sección eficaz de scattering neutrino-nucleón

Los neutrinos de ultra alta energía provenientes de fuera de la atmósfera son detectados en IceCube observando la luz Cherenkov emitida por las partículas secundarias producidas en sus interacciones con los nucleones presentes en el hielo. En el SM, las interacciones neutrino-nucleón son clasificadas en interacciones de corriente cargada (CC), las cuales son mediadas por el bosón W , e interacciones de corriente neutra (NC), en las cuales el bosón Z es el mediador. Dependiendo del canal de interacción y del sabor del neutrino incidente, los eventos observados en IceCube se presentan en dos topologías denominadas trazas (tracks) y lluvias (showers).

Los eventos que dan lugar a tracks son aquellos inducidos por interacciones CC de neutrinos muónicos, ν_μ , mientras que las interacciones CC de neutrinos ν_e y ν_τ , así como también las interacciones NC para todos los sabores de neutrinos, proporcionan eventos que se observan como showers.

La sección eficaz diferencial estándar en el caso de interacciones CC, $\nu_\ell + N \rightarrow \ell + X$, con $\ell = e, \mu, \tau$, N el nucleón blanco y X el estado final hadrónico, viene dada por

$$\frac{d^2\sigma^{(CC)}}{dx dy} = \frac{G_F^2}{\pi} \frac{2M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} M_N E_\nu \{xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1-y)^2\}, \quad (3.6)$$

¹La inclusión de acoplamientos solo a la primera familia de quarks encuentra motivación en el hecho de que es esta familia la que domina la sección eficaz neutrino-nucleón. Por otro lado, la incorporación de acoplamientos a la tercera familia de leptones introduciría la complicación de una nueva topología conocida como "double bang", en la que un leptón τ es producido junto a una primera lluvia y viaja suficientemente lejos (> 50 m) como para provocar una segunda lluvia al decaer. Teniendo en cuenta que esta topología no ha sido observada, se ha optado por considerar únicamente acoplamientos a la primera y segunda familia de leptones.

donde M_W y M_N denotan las masas del W y el nucleón, respectivamente, $-Q^2$ es el momento invariante transferido por el mediador al sistema hadrónico y G_F es la constante de Fermi. En la ec. (3.6), se han utilizado la variable de escala de Bjorken x y la inelasticidad y , cuyas definiciones son

$$x = \frac{Q^2}{2M_N E_\nu y} \quad y \quad y = \frac{E_\nu - E_\ell}{E_\nu}, \quad (3.7)$$

donde E_ν y E_ℓ son las energías del neutrino incidente y del leptón emergente, respectivamente. Finalmente, si el nucleón se supone isoescalar $N \equiv (n + p)/2$, las funciones de distribución partónicas pueden escribirse como [145],

$$q(x, Q^2) = \frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2), \quad (3.8)$$

$$\bar{q}(x, Q^2) = \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2), \quad (3.9)$$

donde u, d, c, s, t, b denotan las distribuciones de los distintos sabores de quarks en el protón, y los subíndices v y s hacen referencia a las contribuciones de valencia y del mar, respectivamente.

Análogamente al caso CC, la sección eficaz diferencial para interacciones NC, $\nu_\ell + N \rightarrow \nu_\ell + X$, puede también escribirse en términos de las variables x e y ,

$$\frac{d^2\sigma^{(\text{NC})}}{dx dy} = \frac{G_F^2}{2\pi} \frac{M_Z^4}{(Q^2 + M_Z^2)^2} M_N E_\nu \{xq^0(x, Q^2) + x\bar{q}^0(x, Q^2)(1 - y)^2\}, \quad (3.10)$$

donde ahora las funciones de distribución para los quarks vienen dadas por

$$\begin{aligned} q^0(x, Q^2) &= \left[\frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (L_u^2 + L_d^2) \\ &+ \left[\frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (R_u^2 + R_d^2) + [s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2)](L_d^2 + R_d^2) \\ &+ [c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2)](L_u^2 + R_u^2), \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \bar{q}^0(x, Q^2) &= \left[\frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (R_u^2 + R_d^2) \\ &+ \left[\frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (L_u^2 + L_d^2) + [s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2)](L_d^2 + R_d^2) \\ &+ [c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2)](L_u^2 + R_u^2), \end{aligned} \quad (3.12)$$

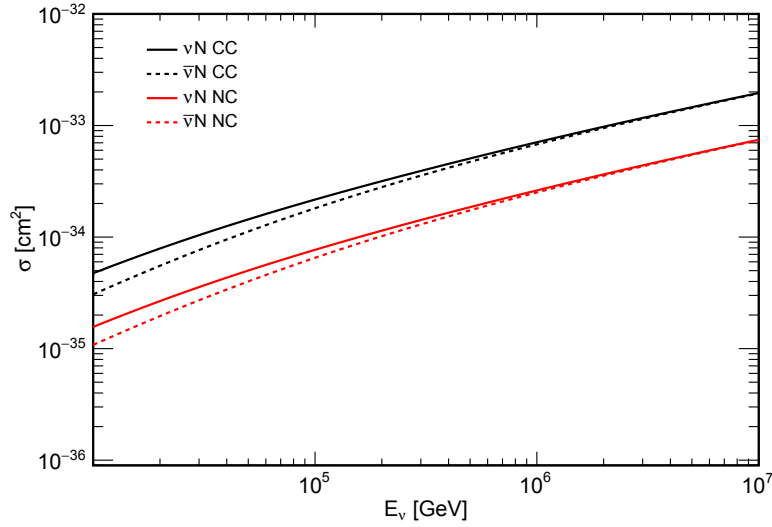


Figura 3.1.: Secciones eficaces totales νN y $\bar{\nu} N$ en el SM calculadas usando distribuciones NNPDF2.3 a NLO. Los procesos CC y NC se muestran separadamente.

con los acoplamientos quirales definidos por $L_u = 1 - (4/3)x_W$, $L_d = -1 + (2/3)x_W$, $R_u = -(4/3)x_W$ y $R_d = (2/3)x_W$, donde $x_W = \sin^2 \theta_W$ es el parámetro de mezcla débil. Para el caso de eventos CC inducidos por antineutrinos, la sección eficaz diferencial se obtiene de la ec. (3.6), excepto que la contribución $(u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2))/2$ aparece ahora en $\bar{q}(x, Q^2)$ en vez de en $q(x, Q^2)$. De manera similar, la expresión para la sección eficaz diferencial de dispersión $\bar{\nu} N$ en el caso NC se obtiene de la ec. (3.10) con el reemplazo $q^0 \leftrightarrow \bar{q}^0$.

Además de las interacciones con los nucleones, los neutrinos incidentes también pueden interactuar con los electrones en el volumen de detección. Análogamente al caso de interacciones neutrino-nucleón, donde la sección eficaz diferencial es proporcional a la masa del nucleón blanco, en el caso de interacciones neutrino-electrón la sección eficaz diferencial resulta proporcional a la masa del electrón, por lo que en general estarán suprimidas respecto de las primeras. La única excepción es la producción resonante del bosón W^- en interacciones $\bar{\nu}_e e$ que ocurre para $E_\nu = 6.3$ PeV. Sin embargo, esta energía se encuentra por encima de las correspondientes a las lluvias más energéticas observadas en IceCube. Por esta razón, en este estudio se consideran exclusivamente las interacciones con nucleones. Para mayores detalles respecto de las interacciones con electrones y las correspondientes expresiones para la sección eficaz diferencial de los distintos procesos se refiere al lector a la ref. [145].

Para los cálculos numéricos se utiliza aquí el conjunto de funciones de distribución partónicas NNPDF2.3 [146], en particular, los valores centrales del conjunto con $\alpha_s(M_Z) = 0.118$, obtenidos a un orden más que el dominante (NLO). Los conjuntos de funciones NNPDF2.3 proporcionan una grilla de valores en el plano x - Q^2 que se extiende hasta $Q_{\max}^2 = 10^8$ GeV en el eje Q^2 y hasta un valor mínimo $x_{\min} = 10^{-9}$ en el eje x . En la figura 3.1 se muestran las secciones eficaces totales en función de la energía del neutrino incidente para los procesos de interacción neutrino-nucleón en el SM.

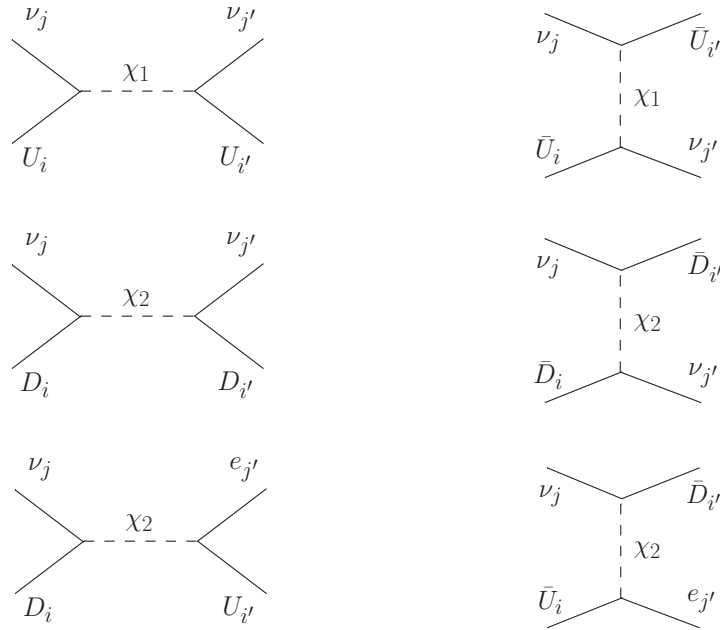


Figura 3.2.: Diagramas de Feynman para la interacción νN . Las primeras dos filas corresponden a procesos NC y la tercera a procesos CC.

Para obtener el impacto del modelo de LQs propuesto en la distribución de energía esperada para los eventos detectados en IceCube, es preciso calcular la contribución de LQs a la sección eficaz neutrino-nucleón. A partir de la ec. (3.4), es posible notar que solo χ_1 y χ_2 contribuirán a la sección eficaz. Además, tanto χ_1 como χ_2 dan lugar a procesos análogos a los llamados CC en el caso del SM, mientras que los estados finales correspondientes a procesos NC en el SM son producidos únicamente a través de χ_2 . Los diagramas de Feynman relevantes se muestran en la figura 3.2, donde U y D denotan genéricamente quarks tipo up y down, y los índices i, i' y j, j' indican número de generación para quarks y leptones, respectivamente. Dado que la contribución de los canales s en la primera columna son resonantes cuando χ_1 y χ_2 son producidos en capa de masa, es razonable considerar la sección eficaz neutrino-nucleón como dominada por tales diagramas. Teniendo esto en cuenta, se utilizará la aproximación de anchura angosta (*narrow-width approximation*) tanto para χ_1 como para χ_2 ².

Como se mencionó en la sec. 3.1, se considera en este estudio un escenario en el que el triplete χ se acopla únicamente a la primera generación de quarks y a la primera y segunda de leptones, de manera que $\lambda_j^i = 0$ para $i \neq 1$ y/o $j = 3$. Dentro de este escenario, las secciones

²Además de la contribución de los canales s a la amplitud de nueva física, hay también contribuciones debidas a los canales u en la figura 3.2 así como también a la interferencia entre las amplitudes correspondientes al SM y al LQ. Para comparar tales contribuciones, se ha calculado $\sigma(\nu N)$ como función de E_ν inclusivamente (e y μ) para varios valores de los acoplamientos λ . En todos los casos, la sección eficaz calculada usando solo los diagramas s presenta el mismo comportamiento que cuando se usan todas las contribuciones, con diferencias que son del orden de las incertezas en las PDFs. En base a este análisis, se desprecian aquí tanto los diagramas u como cualquier efecto de interferencia con la amplitud del SM. Adicionalmente, como quedará claro más adelante, esta aproximación simplifica sobremedida el análisis estadístico. Una discusión más detallada de estos argumentos se da en el Apéndice B.1.

eficaces diferenciales de procesos NC y CC se escriben como se muestra a continuación:

$$\frac{d\sigma}{dy}(v_j N \rightarrow v_{j'} X) = \frac{|\lambda_j^1|^2 |\lambda_{j'}^1|^2}{32s} \left\{ \frac{m_{\chi_1}}{\Gamma_{\chi_1}} f_u(m_{\chi_1}^2/s, m_{\chi_1}^2 y) + \frac{m_{\chi_2}}{4\Gamma_{\chi_2}} f_d(m_{\chi_2}^2/s, m_{\chi_2}^2 y) \right\}, \quad (3.13)$$

$$\frac{d\sigma}{dy}(v_j N \rightarrow e_{j'}^- X) = \frac{|\lambda_j^1|^2 |\lambda_{j'}^1|^2}{128s} \frac{m_{\chi_2}}{\Gamma_{\chi_2}} f_d(m_{\chi_2}^2/s, m_{\chi_2}^2 y), \quad (3.14)$$

donde $j, j' = 1, 2$; Γ_{χ_1} y Γ_{χ_2} son las anchuras totales de desintegración de los LQs χ_1 y χ_2 , $s = 2M_N E_\nu$ es la energía en el centro de masa al cuadrado, y $f_{u,d}$ son las funciones de distribución para los quarks tipo up y down en el nucleón. En el caso de un nucleón isoescalar, estas funciones resultan iguales y vienen dadas por

$$f_u(x, Q^2) = f_d(x, Q^2) = \frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2}. \quad (3.15)$$

En las ecs. (3.13) y (3.14) se ha integrado la fracción de momento x a través de la aproximación de anchura angosta aplicada tanto a χ_1 como χ_2 . Como consecuencia de ello, las funciones de distribución quedan evaluadas en $x = m_{\chi_{1,2}}^2/s$ y $Q^2 = xys = m_{\chi_{1,2}}^2 y$. Bajo la suposición de que la anchura de χ_1 es saturada por el decaimiento $\chi_1 \rightarrow \nu_{e,\mu} u$, mientras que la correspondiente a χ_2 lo es por los decaimientos $\chi_2 \rightarrow \nu_{e,\mu} d$ y $\chi_2 \rightarrow \ell (= e, \mu) u$, se tiene³

$$\Gamma_{\chi_1} = \frac{m_{\chi_1}}{16\pi} (|\lambda_1^1|^2 + |\lambda_2^1|^2), \quad (3.16)$$

$$\Gamma_{\chi_2} = \frac{m_{\chi_2}}{16\pi} (|\lambda_1^1|^2 + |\lambda_2^1|^2). \quad (3.17)$$

Combinando las ecs. (3.16) y (3.17) con (3.13) y (3.14), las secciones eficaces de dispersión νN del tipo NC y CC quedan expresadas en términos de las masas m_{χ_1} y m_{χ_2} , y de los acoplamientos λ_1^1 y λ_2^1 . En el caso de dispersión antineutrino-nucleón, las expresiones para procesos NC y CC son las mismas excepto por el reemplazo de las funciones de distribución de los quarks por las correspondientes a antiquarks, es decir, $f_u \rightarrow f_{\bar{u}}$ y $f_d \rightarrow f_{\bar{d}}$.

En la figura 3.3 se muestran las secciones eficaces totales tanto para procesos NC como para procesos CC. Más precisamente, se ilustra el caso en el cual χ_1 y χ_2 son degenerados en masa, con $m_{\chi_1} = m_{\chi_2} = 800 \text{ GeV}$, y los acoplamientos son tales que $|\lambda_1^1| = |\lambda_2^1| = 1$. Ambas gráficas de la figura 3.3 evidencian el umbral de producción resonante de $\chi_{1,2}$, el cual se produce para una energía en el centro de masa dada por $\sqrt{s} \geq m_{\chi_{1,2}}$ o, equivalentemente, para $E_\nu \geq m_{\chi_{1,2}}^2/2M_N$.

³Notar que la expresión para la anchura es la misma en ambos casos debido a la normalización escogida para χ_2 (ver ec. (3.2)).

A diferencia de lo que sucede en el SM, la sección eficaz total inducida por la producción resonante de LQs es mayor en el caso de procesos NC, los cuales involucran tanto a χ_1 como χ_2 , que en el caso de reacciones CC, las cuales se producen solo a través de χ_2 . En el caso en que las masas de los LQs no son degeneradas, es preciso notar que la diferencia entre las masas de χ_1 y χ_2 no puede ser superior a ~ 50 GeV debido a las restricciones que imponen las medidas de los llamados parámetros oblicuos. Para diferencias de masa tan pequeñas, el comportamiento de la sección eficaz con respecto a E_ν es enteramente similar, siendo levemente menor o mayor con respecto al caso $m_{\chi_1} = m_{\chi_2} = m_\chi$ dependiendo de si m_{χ_1} o m_{χ_2} se incrementa o disminuye respecto de m_χ . Teniendo en cuenta que, de acuerdo a lo dicho respecto de la sección eficaz νN , resulta plausible considerar $m_{\chi_1} = m_{\chi_2}$, en lo que sigue se supondrá en general que las tres masas de los LQs son degeneradas, denotando como m_χ la masa común.

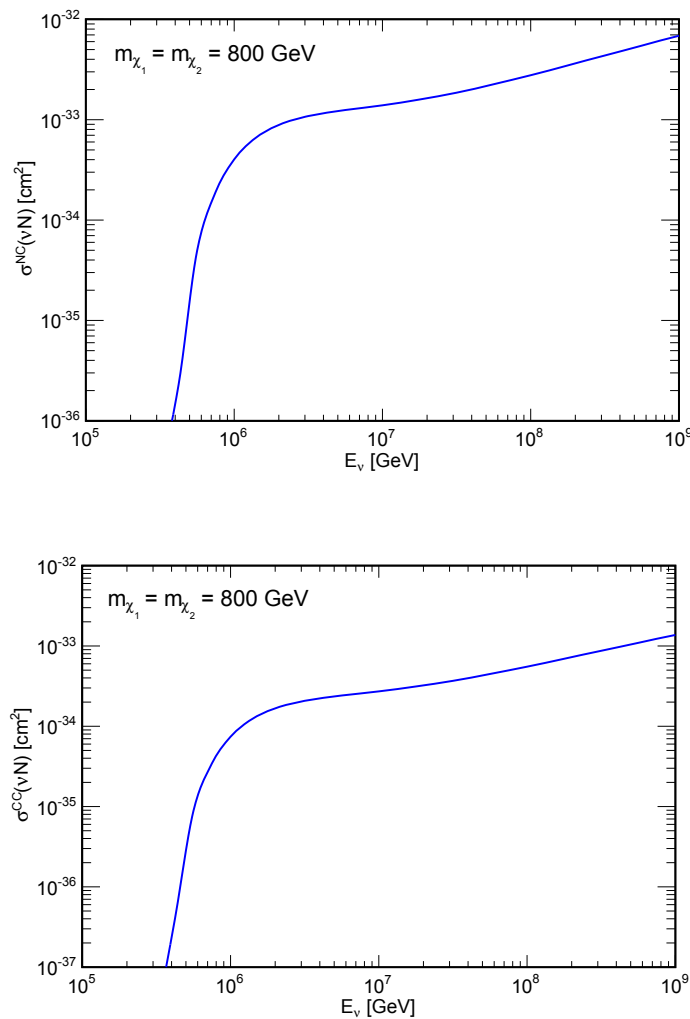


Figura 3.3.: Sección eficaz neutrino-nucleón para procesos NC (arriba) y CC (abajo) en función de la energía del neutrino incidente E_ν . En ambos casos, las secciones eficaces correspondientes a ν_e y ν_μ han sido sumadas.

3.2.2. Tasa de eventos en IceCube y contribución de LQs

La contribución de LQs al número total de eventos inducidos por neutrinos de un cierto sabor puede escribirse como sigue:

$$N = T \cdot \Omega \cdot \int_0^\infty dE_\nu N_{\text{eff}} \frac{d\phi}{dE_\nu} \int_0^1 dy \frac{d\sigma}{dy}, \quad (3.18)$$

donde T es el tiempo de exposición, Ω el ángulo sólido cubierto, N_{eff} el número efectivo de nucleones en el blanco, $d\phi/dE_\nu$ representa el flujo de neutrinos incidentes y, por último, $d\sigma/dy$ es la sección eficaz diferencial neutrino-nucleón que resulta de la suma de las contribuciones de las ecs. (3.13) y (3.14). De acuerdo con la ec. (3.18), la distribución de eventos con respecto a la energía incidente y a la inelasticidad es

$$\frac{dN}{dE_\nu dy} = T \Omega N_{\text{eff}} \frac{d\phi}{dE_\nu} \frac{d\sigma}{dy}. \quad (3.19)$$

Ahora bien, para poder comparar con la tasa de eventos observada en IceCube, es preciso obtener la distribución de eventos con respecto a la energía depositada E , la cual resulta siempre menor que la energía del neutrino incidente E_ν . Si N_Δ denota el número de eventos debido a la contribución de LQs en el intervalo de energía depositada $\Delta = [E_i, E_f]$, entonces

$$N_\Delta = \int_0^1 \int_{E_i}^{E_f} dy dE \frac{dN}{dE dy} = \int_0^1 \int_{E_i}^{E_f} dy dE \frac{dN}{dE_\nu dy} \frac{dE_\nu}{dE} = T \cdot \Omega \cdot \int_0^1 \int_{E_i}^{E_f} dy dE N_{\text{eff}} \frac{d\sigma}{dy} \frac{d\phi}{dE_\nu} \frac{dE_\nu}{dE}. \quad (3.20)$$

Llevando a cabo un cambio de variables entre la energía depositada E y la energía incidente E_ν , se obtiene

$$N_\Delta = T \cdot \Omega \cdot \int_0^1 \int_{E_\nu^i(E_i, y)}^{E_\nu^f(E_f, y)} dy dE_\nu N_{\text{eff}} \frac{d\sigma}{dy} \frac{d\phi}{dE_\nu}. \quad (3.21)$$

La forma explícita del dominio de integración en la ec. (3.21) depende de la relación entre la energía depositada y la energía del neutrino incidente. Esta relación depende, a su vez, del canal de interacción, e introduce dependencias en la inelasticidad. Se sigue aquí el enfoque adoptado en la ref. [106], el cual se resume a continuación:

- En el caso de eventos NC, los hadrones salientes poseen una energía dada por $E_X = yE_\nu$, mientras que el resto de la energía es llevada por el neutrino en el estado final, el cual escapa del detector. La energía depositada es $E_{\text{had}} = F_X E_X$, donde el factor F_X es

el cociente entre el número de fotoelectrones producido por la lluvia hadrónica con respecto al que se produciría en una lluvia electromagnética de energía equivalente. Dicho factor es parametrizado como sigue [106, 147]⁴:

$$F_X = 1 - \left(\frac{E_X}{E_0} \right)^{-m} (1 - f_0), \quad (3.22)$$

donde $E_0 = 0.399$ GeV, $m = 0.130$ y $f_0 = 0.467$ resultan del mejor ajuste obtenido utilizando simulaciones de lluvias hadrónicas en la ref. [147]. Por tanto, la energía total depositada en eventos NC iniciados por neutrinos ν_e y ν_μ es $E_{NC} = F_X y E_\nu$.

- En el caso de eventos CC, la lluvia hadrónica en el estado final llevará, nuevamente, una energía igual a E_{had} . Sin embargo, a diferencia de los eventos NC, ahora el leptón en el estado final deposita enteramente su energía, $E_{e,\mu} = (1 - y)E_\nu$. De esta manera, la energía total depositada resulta ser $E_{CC} = E_{e,\mu} + E_{had}$.

El resto de los ingredientes que aparecen en la ec. (3.21) son determinados como se describe a continuación:

- El tiempo de exposición es $T = 1347$ días, correspondiente a cuatro años de toma de datos en IceCube entre 2010 y 2014 [103].
- Para eventos provenientes del hemisferio sur, el ángulo sólido de cubrimiento es $\Omega = 2\pi$ sr. En el caso de eventos provenientes del hemisferio norte, el ángulo sólido efectivo resulta menor debido a efectos de atenuación durante el pasaje de los neutrinos por la tierra. El ángulo sólido es entonces corregido por un factor llamado factor de sombra, el cual depende de la energía del neutrino incidente y viene dado por

$$S(E_\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^0 d \cos \theta \int d\phi \exp[-z(\theta)/L_{int}(E_\nu)], \quad (3.23)$$

donde la función $z(\theta)$ describe el espesor de la tierra en términos del ángulo de arribo de los neutrinos incidentes y $L_{int}(E_\nu)$ es la longitud de interacción, la cual depende del sabor de los neutrinos a través de la sección eficaz de interacción neutrino-nucleón. Por lo tanto, en el caso de un flujo isotrópico el ángulo sólido cubierto es $\Omega = \Omega_{tot} = 2\pi(1 + S(E_\nu))$ sr, de lo cual se sigue que si la tierra fuese transparente a los neutrinos, $\Omega = 4\pi$ sr, mientras que si fuese totalmente opaca, $\Omega = 2\pi$ sr. La contribución de LQs modifica en principio la longitud de interacción, ya que tiene impacto en la sección eficaz total. Sin embargo, la desviación respecto de la predicción estándar para el ángulo sólido resulta muy pequeña, de manera que el factor de sombra es dominado por la contribución del SM. Por otra

⁴Si bien esta parametrización y el ajuste de sus parámetros datan de largo tiempo atrás, ambos siguen siendo utilizados en la literatura reciente del tema bajo estudio en este capítulo.

parte, como función de E_ν , $S(E_\nu)$ es monótonamente decreciente y adquiere valores entre 1 y ~ 0.15 en el rango de energías relevante en IceCube (10 TeV-10⁴ TeV). Para el estudio presentado en las secciones subsiguientes, se considerará, por simplicidad, que el ángulo sólido es constante y se presentarán los resultados obtenidos para los casos límite $\Omega = 2\pi$ sr y $\Omega = 4\pi$ sr (para más detalles acerca de los efectos de atenuación en la Tierra véase el Apéndice B.2).

- El número efectivo de núcleos blanco depende de la energía del neutrino entrante, $N_{\text{eff}} = N_A V_{\text{eff}}(E_\nu)$, donde $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3} \text{ we}$ (water equivalent) es el número de Avogadro. El volumen efectivo es $V_{\text{eff}}(E_\nu) = M_{\text{eff}}/\rho_{\text{ice}}$, con M_{eff} la masa efectiva del blanco y ρ_{ice} la densidad del hielo. El volumen efectivo se incrementa con la energía E_ν y alcanza un valor máximo de 400 Mton por encima de 100 TeV en el caso de eventos CC inducidos por ν_e , y por encima de 1 PeV tanto en el caso de eventos NC de cualquier sabor como de eventos CC inducidos por ν_μ y ν_τ . Para el cálculo de la tasa de eventos en IceCube derivada de la contribución de LQs, se utilizará el valor máximo para la masa efectiva, el cual se traduce en un volumen efectivo dado por $V_{\text{eff}} = 0.44 \text{ km}^3 \text{ we}$.
- Para cada neutrino de sabor i , se considerará un flujo isotrópico, determinado por una única ley de potencias, el cual es parametrizado de la siguiente manera:

$$\frac{d\phi_i}{dE_\nu} = \phi_0 f_i \left(\frac{E_\nu}{100 \text{ TeV}} \right)^{-\gamma}, \quad (3.24)$$

donde f_i es la fracción en tierra de neutrinos del tipo i , γ es el índice espectral, y ϕ_0 es el flujo de neutrinos de todos los sabores a una energía de 100 TeV. Si se toma en cuenta el escenario comúnmente utilizado, en el cual el flujo de neutrinos es dominado por el decaimiento de piones $\pi^\pm \rightarrow \mu\nu_\mu$ seguido de $\mu \rightarrow e\nu_e\nu_\mu$, entonces la fracción de neutrinos de cada sabor en la fuente resulta $(1/3, 2/3, 0)$. Esta composición tiende sin embargo a igualarse debido a las oscilaciones de neutrinos promediadas en distancias astronómicas, por lo que en la ec. (3.24) se utilizará $f_i = 1/3$, donde $i = e, \mu, \tau$. Respecto de los parámetros espectrales ϕ_0 y γ , se usarán los valores obtenidos del ajuste llevado a cabo en la ref. [148], donde seis distintas búsquedas de IceCube son combinadas utilizando el método de *maximum-likelihood*. Tales valores vienen dados por

$$\phi_0 = (6.7_{-1.2}^{+1.1}) \times 10^{-18} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2}, \quad (3.25)$$

$$\gamma = 2.50 \pm 0.09. \quad (3.26)$$

A fin de ilustrar la contribución al número de eventos debida a LQs, basta aplicar la ec. (3.21) a 15 bins de energía depositada en el rango [10 TeV, 10 PeV]. En efecto, en la figura 3.4 se muestran, para distintas masas m_χ , el número de eventos del tipo shower, del tipo track y el número total de eventos, en función de la energía depositada. En particular, se han considerado

acoplamientos unitarios $|\lambda_1^1| = |\lambda_2^1| = 1$ y masas para los LQs desde 500 GeV hasta 1 TeV. En el contexto del escenario escogido, los LQs contribuyen a eventos del tipo shower a través de procesos NC inducidos por $\nu_{e,\mu}$ (y $\bar{\nu}_{e,\mu}$) y también por medio de interacciones $\nu_e N$ del tipo CC. En el caso de eventos del tipo track, el único proceso involucrado es $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X$ (y $\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ X$). Una importante característica de las distribuciones que se muestran en la figura 3.4 es que el máximo número de eventos se alcanza a energías cada vez más altas a medida que la masa del LQ se incrementa. Este comportamiento general es heredado de la distribución del número de eventos con respecto de la energía del neutrino incidente. Por otra parte, como los eventos debidos a procesos NC y CC depositan diferentes cantidades de energía, las distribuciones que corresponden a eventos del tipo track exhiben el umbral de energía para la producción resonante de χ_2 , el cual ocurre para $E_\nu = m_\chi^2/2M_N$ (segunda fila de la figura 3.4), mientras que las distribuciones asociadas a eventos del tipo shower se mantienen por encima de cero en todos los bins de energía depositada considerados (primera fila de la figura 3.4)⁵

En la siguiente subsección, se añade la contribución debida a LQs al número de eventos esperado bajo la hipótesis SM y fondo, con el objetivo de estudiar sus implicancias en la descripción del espectro observado en IceCube.

3.2.3. Análisis estadístico y resultados

Se considerará el número de eventos en el i -ésimo bin de energía depositada, n_i , como una variable aleatoria poissoniana, a la vez que se parametrizará el número de eventos esperado como sigue:

$$v_i = \mu y_i^s + y_i^b, \quad (3.27)$$

donde $\mu \equiv |\lambda_1^1|^2 + |\lambda_2^1|^2$, μy_i^s es el número de eventos debido a la contribución de LQs y y_i^b es el número de eventos esperado según la hipótesis SM y fondo. Los valores y_i^s han sido calculados numéricamente a partir de la ec. (3.21), mientras que los valores del *fondo* (hipótesis SM + fondo) fueron tomados de la ref. [103]. Los valores de μ que mejor describen el espectro de eventos observado en IceCube son obtenidos a través de la minimización del siguiente test estadístico:

$$\chi^2(\mu) \equiv -2 \ln(L(\mu)) = -2 \sum_i \ln \left(\frac{v_i^{n_i} e^{-v_i}}{n_i!} \right) = 2 \sum_i (v_i - n_i \ln(v_i) + \ln(n_i!)), \quad (3.28)$$

⁵En el caso de eventos NC (tanto inducidos por ν_e como ν_μ), cualquier valor de E_ν puede contribuir a un dado bin de energía depositada $\Delta = [E_i, E_f]$ siempre que $E_\nu > E_i$. Para eventos CC, en contraposición, únicamente contribuyen valores de E_ν dentro de Δ o levemente por encima de E_f . Esto último hace que la distribución del número de tracks en función de la energía depositada guarde memoria del umbral existente para E_ν (dicha topología proviene únicamente de procesos CC).

donde $L(\mu)$ es la función de likelihood. De la ec. (3.28), es posible notar que la minimización de $\chi^2(\mu)$ resulta equivalente a la maximización de la función de likelihood y, además, que el último término es irrelevante en dicha minimización ya que no depende del parámetro μ .

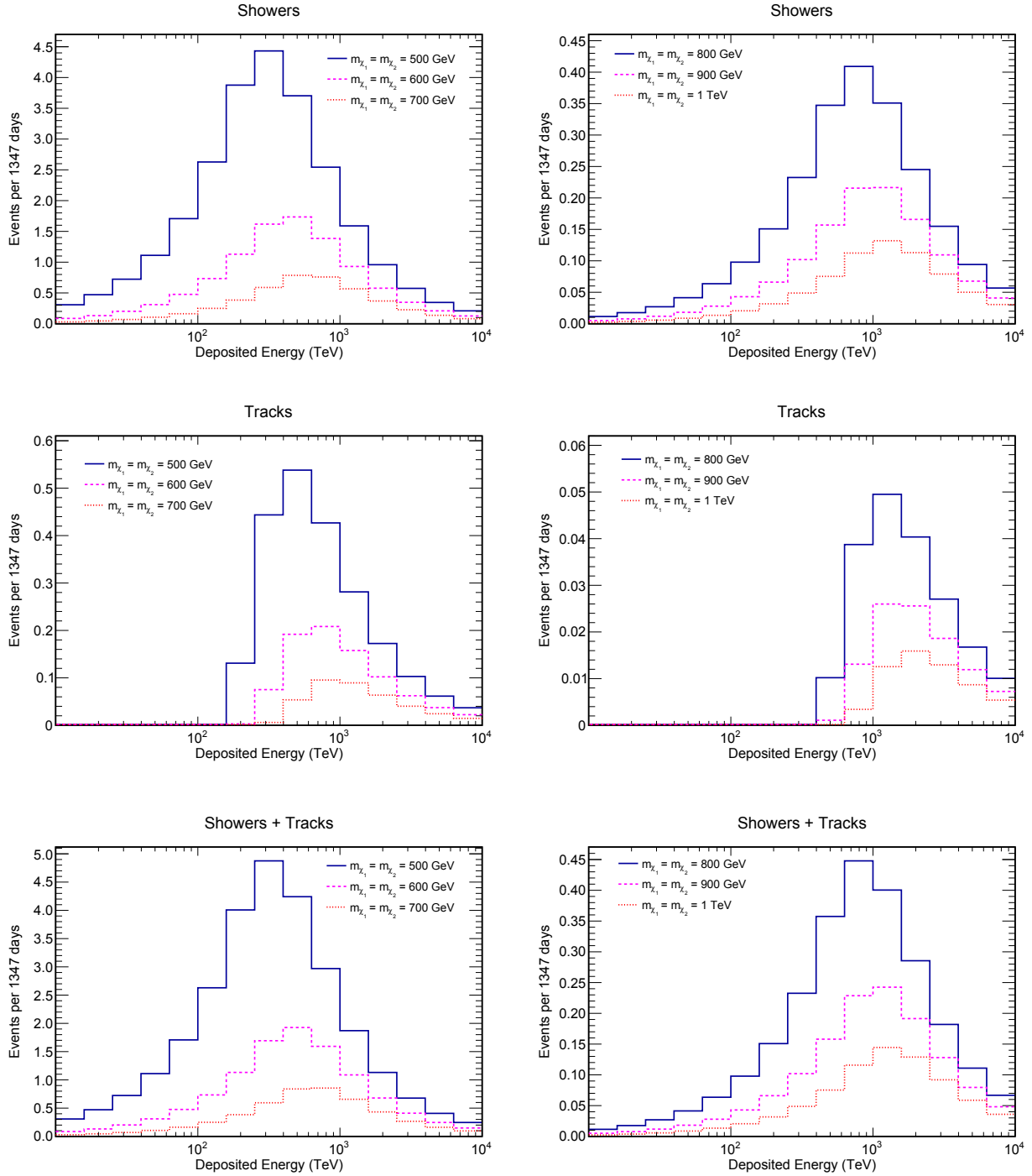


Figura 3.4.: Número de eventos esperado debido a la contribución de LQs en función de la energía depositada para distintas masas m_{χ} . Las gráficas en la parte superior y media corresponden a eventos solo del tipo shower y solo del tipo track, respectivamente. Las gráficas en la parte inferior, a su vez, muestran el número total de eventos.

Los resultados obtenidos para masas m_χ entre 500 GeV y 1.5 TeV se muestran en la tabla 3.1, donde $\hat{\mu}$ denota el valor de μ que minimiza $\chi^2(\mu)$ y se han considerado los casos $\Omega = 4\pi$ sr y 2π sr separadamente.

Para las dos masas más bajas consideradas, 500 y 600 GeV, se obtienen valores no físicos para la estimación $\hat{\mu}$. Este resultado puede ser entendido si se tiene en cuenta la figura 3.4. En efecto, las distribuciones correspondientes a masas de 500 y 600 GeV, alcanzan sus máximos en la región de energía depositada entre 100 y 1000 TeV, donde la predicción del SM y el fondo se encuentra por encima del espectro observado. De esta manera, el mejor ajuste es obtenido para valores negativos de μ , los cuales provocan una reducción en el número de eventos por bin. Por otro lado, para masas más grandes, precisamente entre 700-1200 GeV, se obtienen valores positivos progresivamente más grandes para $\hat{\mu}$, lo cual es de hecho esperable ya que la contribución de LQs decrece a medida que χ se hace más pesado (véase figura 3.4). Finalmente, para masas $m_\chi > 1200$ GeV, el máximo de la distribución de eventos con respecto a la energía depositada es alcanzado en el extremo más energético observado en IceCube o, incluso, fuera del rango observado. Por tanto, LQs con tales masas contribuyen principalmente a los bins más energéticos del espectro donde no se han observado eventos, forzando $\hat{\mu}$ hacia valores más pequeños o incluso negativos (no físicos) para $m_\chi = 1500$ GeV.

Tabla 3.1.: Estimaciones ($\hat{\mu}$) del parámetro μ obtenidas a partir de la minimización del test estadístico $\chi^2(\mu)$ definido en la ec. (3.28) para distintos valores de m_χ . Los resultados corresponden a los casos límite $\Omega = 4\pi$ sr y $\Omega = 2\pi$ sr.

m_χ (GeV)	$\hat{\mu} (= \lambda_1^1 ^2 + \lambda_2^1 ^2)$	
	$\Omega = 4\pi$ sr	$\Omega = 2\pi$ sr
500	-0.082	-0.163
600	-0.059	-0.117
700	0.100	0.199
800	0.466	0.931
900	1.091	2.182
1000	1.952	3.905
1100	2.874	5.749
1200	3.467	6.934
1300	3.116	6.232
1400	0.975	1.951
1500	-4.224	-8.448

Tabla 3.2.: Límites superiores a 95% de nivel de confianza para $\sqrt{\mu}$ obtenidos de las ecs. (3.29) y (3.30). Se muestran los resultados para los casos límite $\Omega = 4\pi$ sr y $\Omega = 2\pi$ sr.

m_χ (GeV)	Límite a 95% CL en $\sqrt{\mu}$	
	$\Omega = 4\pi$ sr	$\Omega = 2\pi$ sr
500	0.687	0.971
600	1.074	1.519
700	1.572	2.224
800	2.181	3.085
900	2.937	4.154
1000	3.781	5.345
1100	4.774	6.752
1200	5.856	8.281
1300	7.015	9.921
1400	8.337	11.790
1500	9.599	13.575

Las estimaciones dadas en la tabla 3.1 pueden también ser utilizadas para obtener límites superiores para el parámetro μ . Con este propósito, es conveniente utilizar, para valores $\mu > \hat{\mu}$, el siguiente test estadístico [149, 150]:

$$q_\mu \equiv -2\ln(\lambda(\mu)) = -2\ln\left(\frac{L(\mu)}{L(\hat{\mu})}\right) = \chi^2(\mu) - \chi^2(\hat{\mu}) = -2\sum_i(\hat{v}_i - v_i + n_i(\ln(v_i) - \ln(\hat{v}_i))), \quad (3.29)$$

donde $\lambda(\mu)$ (profile likelihood ratio) es el cociente entre las funciones de likelihood evaluadas en el valor testeado (μ) y en el valor que la maximiza ($\hat{\mu}$). Además, \hat{v}_i viene dado por la ec. (3.27) con el reemplazo $\mu \rightarrow \hat{\mu}$. En términos de q_μ el límite superior a 95% de nivel de confianza (CL) es definido como el máximo valor de μ tal que $p_\mu \geq 0.05$, con el valor p_μ calculado como

$$p_\mu = \int_{q_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(q_\mu|\mu) dq_\mu, \quad (3.30)$$

donde $q_{\mu, \text{obs}}$ es el valor de q_μ obtenido a partir de los datos y $f(q_\mu|\mu)$ es la función de distribución de probabilidades de q_μ suponiendo que los datos corresponden al valor μ . Dado que en el plano $|\lambda_1^1| - |\lambda_2^1|$ el contorno a 95% CL es simplemente un círculo de radio $\sqrt{\mu}$, se listan en la tabla 3.2 los límites superiores para dicha cantidad en lugar de hacerlo para μ .

La mejora en el ajuste del espectro observado debida a la incorporación de la contribución de LQs puede ser cuantificada a través del cálculo, para las distintas masas m_χ consideradas, del nivel de desacuerdo entre los datos y la hipótesis nula ($\mu = 0$). Con este fin, se ha utilizado la estadística $q_0 = -2\ln(\lambda(0))$ para $\hat{\mu} \geq 0$ y se ha calculado el correspondiente valor p como

$$p_0 = \int_{q_{0,\text{obs}}}^{\infty} f(q_0|0) dq_0, \quad (3.31)$$

donde $f(q_0|0)$ es la función de distribución de probabilidades de q_0 bajo la hipótesis SM y fondo ($\mu = 0$). Es preciso notar que solo es posible considerar desacuerdo entre los datos y la hipótesis $\mu = 0$ cuando $\hat{\mu} > 0$, de manera que este test estadístico es aplicado únicamente para LQs cuyas masas dan lugar a valores físicos para $\hat{\mu}$.

En la figura 3.5 se muestra el valor p_0 como función de m_χ en el rango $[700 \text{ GeV}, 1.4 \text{ TeV}]$. Es posible ver que la hipótesis $\mu = 0$ no puede ser rechazada concluyentemente en ninguno de los casos considerados. Para $m_\chi = 700 \text{ GeV}$, el nivel de desacuerdo entre los datos y la distribución esperada en base al SM y al fondo es tal que permitiría descartar la misma con un nivel de confianza del 56%. Este nivel de confianza se incrementa con la masa del LQ y alcanza su máximo (correspondiente al mínimo de p_0), dado por $\sim 69.5\%$, para $m_\chi \simeq 1025 \text{ GeV}$. En el gráfico inferior de la figura 3.6 se muestra el número total de eventos observados en IceCube en los distintos bins de energía depositada junto con las predicciones provenientes de la componente SM + fondo y cuando la contribución de LQs correspondiente a $m_\chi = 1025 \text{ GeV}$ es añadida. Para masas decrecientes entre 1025 GeV y 700 GeV, el valor p_0 se incrementa, lo cual indica que el ajuste empeora (véase por ejemplo el gráfico superior izquierdo de la figura 3.6). Esto se debe a que, para masas m_χ progresivamente más pequeñas, la contribución de LQs afecta cada vez más a los bins de energía depositada donde la mayoría de los eventos han sido observados y donde hay buen acuerdo con la descripción proveniente del SM y del

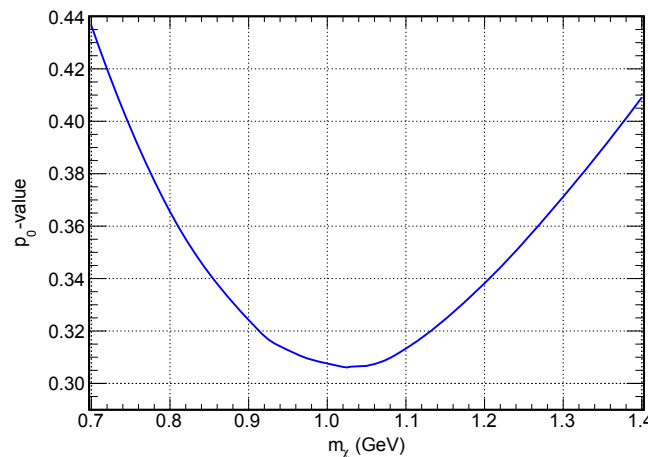


Figura 3.5.: Valor p_0 definido en la ec. (3.31) en función de la masa del LQ.

fondo. Como consecuencia de esto último, el ajuste fuerza al parámetro $\hat{\mu}$ hacia valores más pequeños, de manera que el impacto en la región del PeV y, en particular, en los dos bins que exhiben el acuerdo más débil con la hipótesis SM + fondo, resulta despreciable. A medida que la masa m_χ es incrementada, la contribución de LQs se vuelve más importante en esos dos bins, mejorando el ajuste con valores más grandes de $\hat{\mu}$ (ver tabla 3.1). El valor p_0 también se incrementa para masas más grandes que la correspondiente al mejor ajuste ($m_\chi = 1025$ GeV) debido a que en este caso el máximo de la distribución de eventos se desplaza más allá de los dos bins entre 2-3 PeV y comienza a afectar a los bins más energéticos, en los cuales no se han observado eventos (ver, por ejemplo, el gráfico superior derecho de la figura 3.6). Esto hace que el ajuste empeore y, para $m_\chi > 1200$ GeV, los valores de $\hat{\mu}$ decrecen nuevamente (ver tabla 3.1).

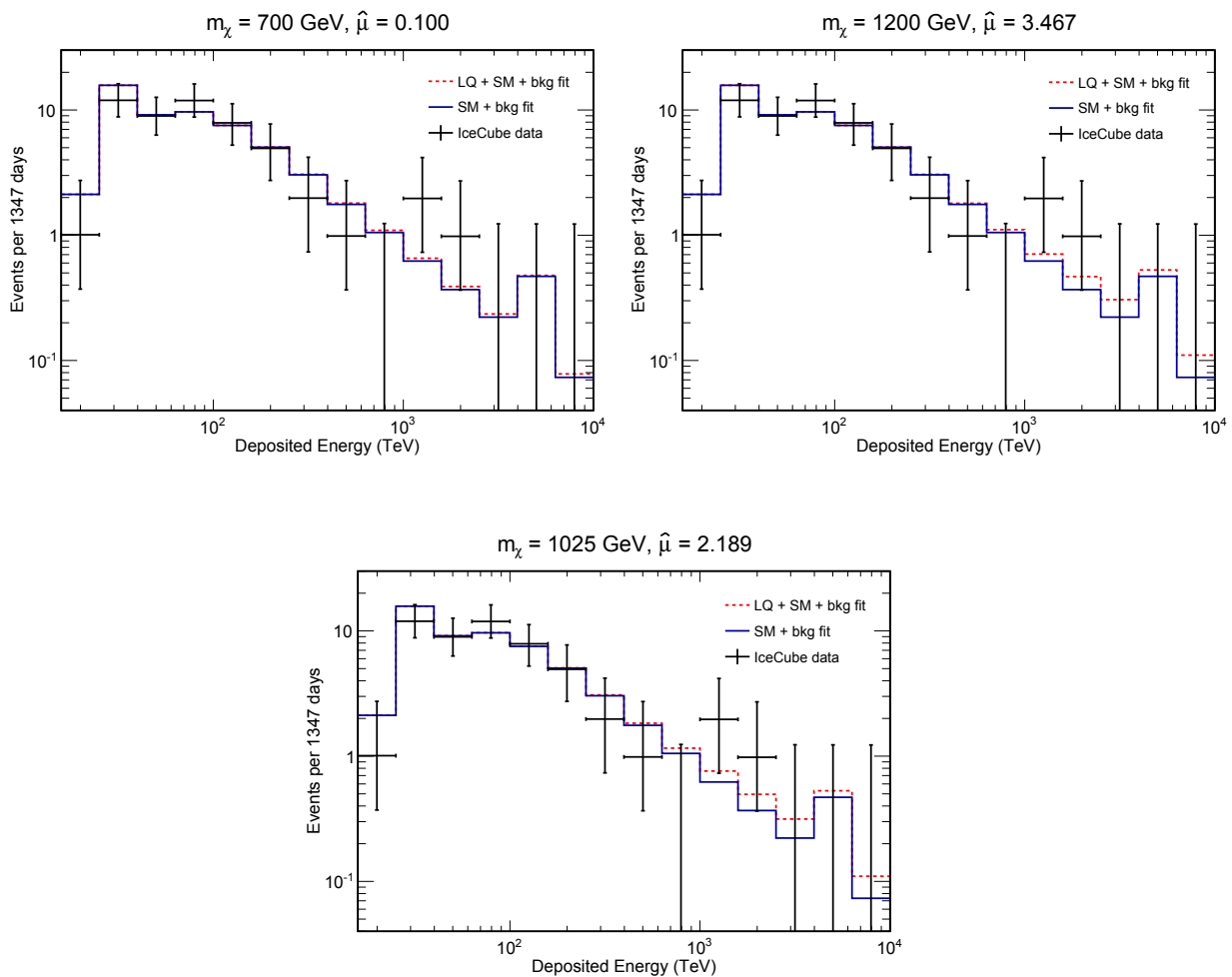


Figura 3.6.: Número total de eventos observados en IceCube en función de la energía depositada junto con las predicciones obtenidas de las hipótesis SM + fondo (línea llena) y SM + fondo + contribución LQs (línea punteada) para $m_\chi = 1025$ GeV (mejor ajuste) y, a efectos comparativos, para 700 GeV y 1200 GeV. Tanto los datos de IceCube como el ajuste SM + fondo fueron tomados de la ref. [103].

3.3. Restricciones derivadas del LHC

En esta sección se discuten los límites al modelo de LQs propuesto (tripleto electrodébil escalar con carga de color) impuestos por el LHC. Con este objetivo, se confronta el modelo con distintas búsquedas realizadas en el marco del LHC a una energía en el centro de masas de 8 TeV. En el contexto del escenario considerado en el presente capítulo, es posible distinguir cinco topologías distintas para el estado final, las cuales son clasificadas como sigue:

- 2 jets + MET (a)
- 1 jet + MET (a)
- 2 jets + 2 leptones (b)
- 1 leptón + 1 jet + MET (b)
- 2 leptones + 1 jet (b),

donde MET hace referencia a energía transversa perdida (por sus siglas en inglés). Las topologías denotadas como (a) y (b) han sido simuladas separadamente utilizando MadGraph 5 [151]. Tanto la lluvia partónica como el proceso de hadronización son implementados utilizando PYHTIA [152], mientras que el detector es simulado a través de Delphes 3 [153]. Ambas clases de topologías son simuladas por separado debido a que la tasa de identificación errónea de leptones es muy pequeña, de manera que estados finales que involucran únicamente jets y energía faltante (clase (a)) no contribuirán significativamente a topologías que contengan leptones (clase (b)). De hecho, la tasa de identificación errónea se encuentra entre 10^{-4} y 10^{-5} para el caso de electrones [154], mientras que estudios más recientes reportan 2×10^{-5} en el caso de muones [155]. Los eventos simulados han sido generados para masas en el rango $600 \text{ GeV} < m_\chi < 1200 \text{ GeV}$ y distintas combinaciones de los acoplamientos, suponiendo $\lambda_j^i = 0$ si $i \neq 1$ y/o $j = 3$. Los correspondientes límites en el espacio de parámetros $\lambda_1^1 - \lambda_2^1$ fueron obtenidos utilizando los siguientes análisis desarrollados por la colaboración ATLAS que se encuentran validados en el software CheckMATE [156]:

Para las topologías de clase (a) se tienen las siguientes búsquedas:

- Squarks y gluinos con jets y momento faltante [157],
- Squarks de la tercera generación a través de quarks charm o escenarios supersimétricos de tipo comprimido [158],
- Nuevos fenómenos en estados finales con jets muy energéticos y gran momento transverso faltante [159],

mientras que para las topologías de clase (b) se tienen las búsquedas:

- Producción directa del par top-squark en estados finales con dos leptones [160],

- Producción del par top-squark con un leptón aislado y momento transverso faltante [161],
- Supersimetría en eventos con un par de leptones del mismo signo, jets y gran momento transverso faltante [162],
- Producción directa de un sleptón y un chargino en estados finales con dos leptones de signo opuesto, energía faltante y ningún jet [163].

A partir de los eventos generados se obtuvieron límites superiores a 95% de nivel de confianza por medio de la variable r definida en la ref. [156] como

$$r = \frac{S - 1.96 \cdot \Delta S}{S_{exp}^{95}}, \quad (3.32)$$

donde el numerador parametriza el límite inferior a 95% de CL en el número de eventos de señal determinado por CheckMATE y el denominador representa el correspondiente límite experimental a 95% de CL. Las regiones del espacio de parámetros con $r \geq 1$ quedan entonces excluidas con dicho nivel de confianza. En la figura 3.7 se muestran, en el plano $\lambda_1^1 - \lambda_2^1$, los resultados obtenidos para masas m_χ en el rango 600-1200 GeV junto a los respectivos contornos $r = 1$ (línea sólida en negro), los cuales, como se mencionó anteriormente, delimitan las zonas de exclusión a 95% de CL. Es preciso notar que no se muestran resultados para masas de LQs por debajo de 600 GeV ya que, para acoplamientos $\lambda_j^1 > 0.1$, tal rango de masas no es compatible con las cotas experimentales recientes.

Por otra parte, es también importante notar que tanto ATLAS como CMS han dedicado búsquedas a LQs con acoplamientos a la primera y segunda generación de leptones, utilizando datos obtenidos con energías en el centro de masa de 8 TeV [164, 165] y 13 TeV [166, 167], lográndose una ligera mejora en los límites impuestos en el segundo caso. Las búsquedas desarrolladas por ambas colaboraciones han sido orientadas a la producción de pares de LQs. CMS se enfoca principalmente en la segunda generación de leptones y establece límites de 1165 y 960 GeV para tasas de desintegración del LQ de 0.5 y 1 respectivamente, utilizando una luminosidad integrada de 2.7 fb^{-1} . Por otro lado, ATLAS obtiene límites de 1100 y 1050 GeV para LQs que interactúan con la primera y segunda generación de leptones, respectivamente, cuando la tasa de decaimiento es 100% a un leptón y un quark. Además, ATLAS proporciona límites obtenidos variando la tasa de desintegración a electrones y muones. Tales límites pueden encontrarse en la figura 7 de la ref. [166].

Al aplicar los límites mencionados en el párrafo precedente al modelo específico de LQs estudiado aquí, debe tenerse en cuenta que la única componente de χ que decae únicamente a un leptón cargado y un quark es χ_3 , de manera que en principio las restricciones a las masas de χ_1 y χ_2 tenderían a ser más relajadas. Sin embargo, en orden a evitar tensiones con los datos de precisión electrodébil (EWPD) [102, 168], se han supuesto masas degeneradas para las tres componentes de χ , por lo que entonces los límites sobre la masa de χ_3 se aplican

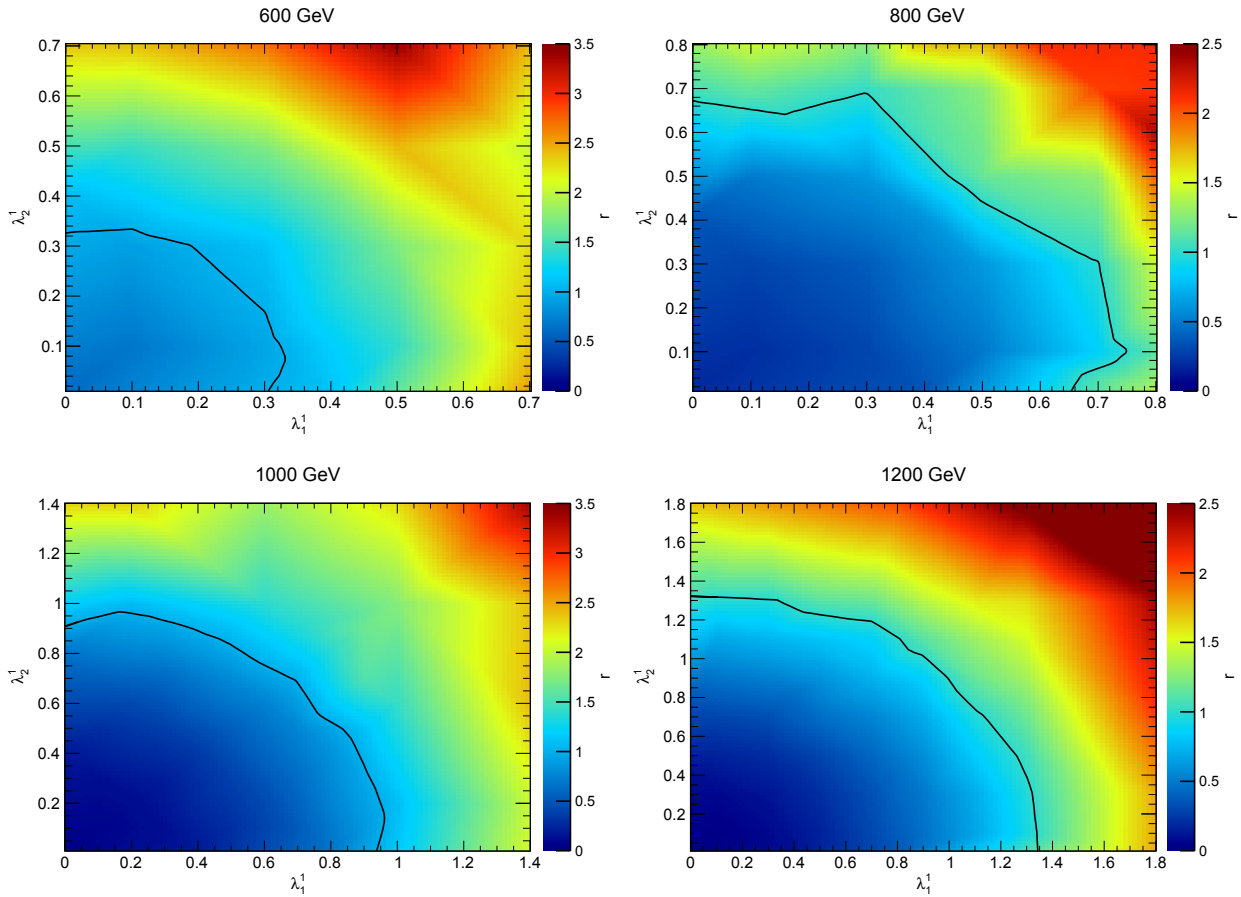


Figura 3.7.: Valores de r en el plano λ_1^1 - λ_2^1 . Las regiones permitidas corresponden a $r < 1$ y están delimitadas por las curvas en negro. Desde el margen superior izquierdo al inferior derecho: $m_\chi = 600$ - 1200 GeV en incrementos de a 200 GeV. Los resultados fueron obtenidos a partir de todos los estados finales correspondientes a las topologías (a) y (b) descritas en el texto.

igualmente en el caso de χ_1 y χ_2 . Por otra parte, dado que χ acopla la primera familia de quarks a electrones y muones, el ancho de decaimiento de χ_3 debe saturarse con estos dos modos de decaimiento. En consecuencia, para el modelo de LQs propuesto, los límites dados en la figura 7 de la ref. [166] solo implican que m_χ debe estar por encima de 900 GeV. Por lo tanto, el modelo presentado en la sec. 3.1 prácticamente no se ve afectado por las búsquedas dedicadas de LQs y los límites derivados de las búsquedas más generales descritas más arriba dominan.

3.4. Restricciones derivadas de observables de bajas energías

Restricciones adicionales al modelo de LQs propuesto pueden ser obtenidas analizando su impacto en observables de bajas energías. En efecto, las interacciones renormalizables introducidas en la ec. (3.4) pueden dar lugar a procesos raros de cambio de sabor y de violación de CP tanto a orden árbol como a nivel de un loop. En el escenario considerado en este capítulo,

χ se acopla solo a la primera generación de quarks y a la primera y segunda de leptones, de manera que las restricciones más fuertes, provenientes de decaimientos semileptónicos y leptónicos de mesones (constituidos por quarks de la segunda y tercera familia) y decaimientos semileptónicos del τ , son evadidas. Sin embargo, χ da lugar a nuevas contribuciones a decaimientos raros del muón tales como $\mu \rightarrow e\gamma$, al momento dipolar magnético del muón, y a medidas de violación de paridad atómica. Se discuten a continuación los límites derivados de tales observables.

3.4.1. $\mu \rightarrow e\gamma$ y $(g - 2)_\mu$

Como se indicó más arriba, el triplete electrodébil escalar introducido puede dar lugar a decaimientos que violan el sabor leptónico, por ejemplo $\mu \rightarrow e\gamma$, y contribuir al momento magnético anómalo del muón, a_μ . Ambas contribuciones suceden a orden de un loop. Los diagramas de Feynman involucrados en el proceso $\mu \rightarrow e\gamma$ se muestran en la figura 3.8.

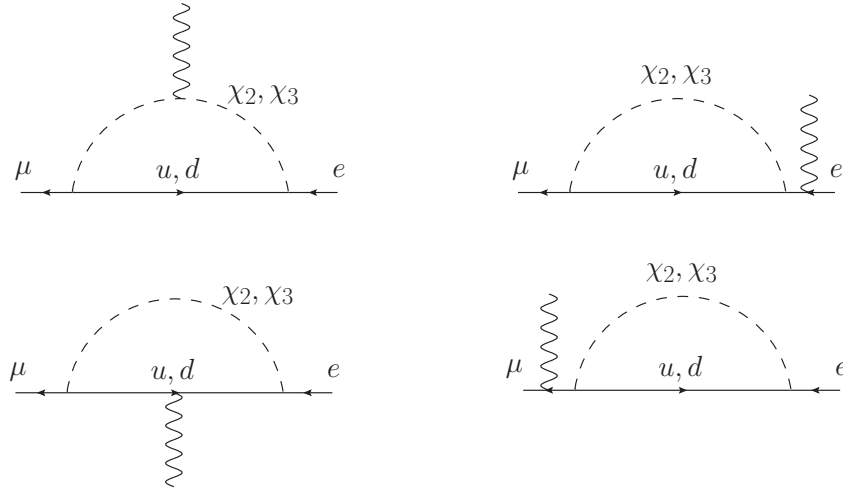


Figura 3.8.: Diagramas a un loop correspondientes al decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$. Las flechas indican el flujo de la carga fermiónica. Los diagramas en la primera columna aportan la contribución dominante, mientras que los de la segunda son necesarios a fin de asegurar la invariancia de gauge.

A fin de obtener restricciones al modelo de LQs bajo análisis, se han seguido las convenciones usadas en la ref. [102], donde los términos relevantes de la ec. (3.4) que contribuyen al decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$ y al valor de $(g - 2)$ para el muón se escriben como sigue:

$$\mathcal{L} \supset \lambda_j^i \bar{d}_{iL}^c \chi_3^\dagger e_{jL} - (1/\sqrt{2})(V^T \lambda)_j^i \bar{u}_{iL}^c \chi_2^\dagger e_{jL} + \text{h.c.}, \quad (3.33)$$

donde V es la matriz de mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. La expresión dada en la ec. (3.33) fue obtenida a partir de la base de autoestados de masa, ordenada en masa, para los quarks de tipo down y los leptones cargados, y la aplicación de las transformaciones: $u_{iL} \rightarrow (V^\dagger)_{ik} u_{kL}$, $d_{iL} \rightarrow d_{iL}$ y $e_{jL} \rightarrow e_{jL}$. Teniendo en cuenta que V_{12} es aproximadamente el

20% de V_{11} , se supondrá que los acoplamientos de leptones cargados (e y μ en el escenario considerado aquí) a quarks tipo up y tipo down son iguales. Bajo esta hipótesis de trabajo, y usando el siguiente Lagrangiano efectivo para el decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$:

$$\mathcal{L} = A \bar{e} i\sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma^5) \mu F_{\mu\nu}, \quad (3.34)$$

el ancho de decaimiento viene dado por

$$\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{|A|^2 m_\mu^3}{16\pi}. \quad (3.35)$$

Si se suponen como no nulos únicamente los acoplamientos del electrón y el muón a la primera familia de quark, es posible obtener la siguiente expresión para A :

$$A = \frac{3e}{64\pi^2} \left(\frac{m_\mu}{m_\chi^2} \right) \lambda_1^1 \lambda_2^1, \quad (3.36)$$

donde, consistentemente con el escenario elegido, se ha utilizado una masa común, m_χ , para χ_2 y χ_3 , y además se han despreciado términos $\mathcal{O}(m_{u(d)}/m_\chi)$. Por tanto, la tasa de desintegración resulta dada por

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = 1.8 \left(\frac{\text{TeV}}{m_\chi} \right)^4 \times 10^{-6} |\lambda_1^1 \lambda_2^1|^2. \quad (3.37)$$

Para extraer un límite superior en la cantidad $\lambda_1^1 \lambda_2^1$, se ha utilizado el límite experimental más reciente publicado por la colaboración MEG [169], $Br(\mu \rightarrow e\gamma) \leq 4.2 \times 10^{-13}$. A partir del mismo, se arriba a

$$|\lambda_1^1| |\lambda_2^1| \leq 4.83 \times 10^{-4} \left(\frac{m_\chi}{\text{TeV}} \right)^2. \quad (3.38)$$

De manera similar, es posible extraer restricciones teniendo en cuenta el impacto de loops de LQs en el momento magnético anómalo de los leptones, a_ℓ . El correspondiente Lagrangiano efectivo puede ser escrito como

$$\mathcal{L}_{a_\ell} = e \bar{\ell} \left(\frac{a_\ell}{4m_\ell} \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right) \ell. \quad (3.39)$$

En el límite $m_q/m_\chi \rightarrow 0$, la contribución debida a χ_2 y χ_3 a a_μ viene dada por [102]

$$a_\mu \approx \frac{9}{32\pi^2} \frac{m_\mu^2}{m_\chi^2} (1 + 2\sqrt{2}) |\lambda_2^1|^2. \quad (3.40)$$

La medida experimental más precisa de $(g-2)_\mu$ ha sido obtenida por el experimento E821 llevado a cabo en BNL [170, 171]. La desviación reportada respecto del valor obtenido para el

SM, $a_\mu^{\text{SM}} = 1.16591803(70) \times 10^{-3}$ [111], es $\delta a_\mu = (2.8 \pm 0.9) \times 10^{-9}$. Este resultado se traduce, por medio de la ec. (3.40), en la siguiente cota para λ_2^1 :

$$|\lambda_2^1| \lesssim 1.5 \left(\frac{m_\chi}{\text{TeV}} \right). \quad (3.41)$$

A la luz de las restricciones dadas en las ecs. (3.38) y (3.41), un posible escenario de interés sería un valor muy suprimido de $|\lambda_1^1|$ respecto de $|\lambda_2^1|$. En particular, para masas en el rango del TeV, es necesario $|\lambda_1^1| \sim 10^{-3}$ para acoplamientos λ_2^1 de $\mathcal{O}(1)$. Esta clase de escenarios no carecen de naturalidad si se tienen en cuenta modelos específicos de sabor donde los quarks transforman como diferentes singletes no triviales de A_4 (véase la ref. [172]). Además, como quedará de manifiesto en lo que sigue, este escenario particular para los acoplamientos es también consistente con medidas de precisión de bajas energías tales como la violación de paridad atómica.

3.4.2. Violación de paridad atómica

Por debajo de la escala electrodébil, la violación de paridad atómica, por ejemplo en el caso del Cesio 133, puede ser estudiada con el siguiente Lagrangiano efectivo:

$$\mathcal{L}_{PV} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{e} \gamma^\mu \gamma^5 e (C_{1u} \bar{u} \gamma_\mu u + C_{1d} \bar{d} \gamma_\mu d). \quad (3.42)$$

El SM viola máximamente paridad y es posible calcular con alta precisión los valores de C_{1u} y C_{1d} como $C_{1u}^{\text{SM}} = (-1/2 + 4/3 \sin^2 \theta_W)$ y $C_{1d}^{\text{SM}} = (1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W)$, donde θ_W denota el ángulo de Weinberg del SM. A partir de estos valores es posible definir una carga nuclear débil como sigue:

$$Q_W(Z, N) = -2[(2Z + N)C_{1u} + (2N + Z)C_{1d}], \quad (3.43)$$

donde Z y N son, respectivamente, el número de protones y neutrones. Para el Cesio, el valor medido experimentalmente de Q_W es $-73.20(35)$ [173]. Parametrizando las contribuciones provenientes de χ como δC_{1u} y δC_{1d} , es posible obtener límites considerablemente restrictivos para los acoplamientos del LQ a la primera familia de quarks. Dado que el valor determinado para Q_W en el caso del SM es $-73.15(35)$ [174], utilizando la ec. (3.43) con $C_{1u} = C_{1u}^{\text{SM}} + \delta C_{1u}$ y $C_{1d} = C_{1d}^{\text{SM}} + \delta C_{1d}$, y suponiendo que el acoplamiento de los electrones a los quarks up y down es el mismo, se determina la siguiente contribución a $\delta C_{1u} = \delta C_{1d} = \delta C_1$ [102]:

$$\delta C_1 = \frac{1}{G_F} \frac{|\lambda_1^1|^2}{8m_\chi^2}, \quad (3.44)$$

y entonces la siguiente cota sobre λ_1^1 :

$$|\lambda_1^1| \lesssim 0.37 \left(\frac{m_\chi}{1 \text{ TeV}} \right), \quad (3.45)$$

la cual resulta ser cuatro veces más fuerte que aquella derivada de la medida del momento magnético anómalo del muón para λ_2^1 ⁶. Por lo tanto, en el contexto del modelo de LQs bajo análisis, y como se dijo anteriormente, los observables de bajas energías parecen preferir escenarios donde $|\lambda_1^1|$ toma valores que están suprimidos con respecto a $|\lambda_2^1|$.

3.5. Discusión de los resultados

Teniendo en cuenta el análisis desarrollado en la sec. 3.2, se tiene como conclusión que si se quiere mejorar la descripción del espectro de neutrinos de ultra alta energía observado en IceCube a través de la inclusión de un LQ de tipo $(3, 3, -1/3)$, entonces valores altos para la masa $m_\chi = m_{\chi_1} = m_{\chi_2}$ son preferibles. Más aún, dado que la tasa de eventos proveniente de la componente de LQs decrece con m_χ , también se requieren valores altos de $\mu = |\lambda_1^1|^2 + |\lambda_2^1|^2$. Más concretamente, bajo las hipótesis involucradas en la ec. (3.21) y descritas en la sec. 3.2.2, se ha encontrado que el mejor ajuste del espectro correspondiente a cuatro años de datos de IceCube es obtenido cuando la masa del LQ es aproximadamente 1025 GeV y los acoplamientos son tales que $\mu = 2.189$ (véase la figura 3.6). Es importante destacar que dicho valor de masa es permitido por las búsquedas dedicadas en el LHC tanto a 8 como a 13 TeV.

En relación a los límites a 95% de CL derivados de los datos de IceCube que fueron presentados en la tabla 3.2, queda claro que los mismos son considerablemente más relajados que los impuestos por las búsquedas generales en el LHC a 8 TeV listadas en la sec. 3.3 (ver figura 3.7). Esto se debe principalmente a la falta de estadística en los bins más energéticos del espectro de IceCube, donde justamente los datos no son, por ahora, explicados satisfactoriamente por el SM y la adición de la contribución de LQs se vuelve entonces más relevante.

Es interesante confrontar las estimaciones obtenidas del parámetro μ para las distintas masas m_χ (tabla 3.1) con los límites provenientes de los datos del LHC a 8 TeV. En la figura 3.9 se muestran los valores de $\hat{\mu}$ obtenidos de los ajustes a los datos de IceCube junto a los límites a 95% de CL impuestos por el LHC para masas de 800 GeV, 1000 GeV y 1200 GeV. Como se ve en la figura, los contornos preferidos por IceCube suponiendo a la Tierra completamente opaca, $\Omega = 2\pi$ sr, son excluidos al 95% de CL por los límites superiores impuestos por el LHC. Lo mismo ocurre para 1000 GeV y 1200 GeV cuando no se tienen en cuenta los

⁶El acoplamiento λ_1^1 podría haber sido acotado a partir del momento magnético anómalo del electrón de manera análoga a lo hecho en el caso de λ_2^1 y el momento magnético anómalo del muón (ecs. (3.40) y (3.41)). Sin embargo, en el caso del electrón, δa_e da lugar a una cota menos restrictiva que la de la ec. (3.45).

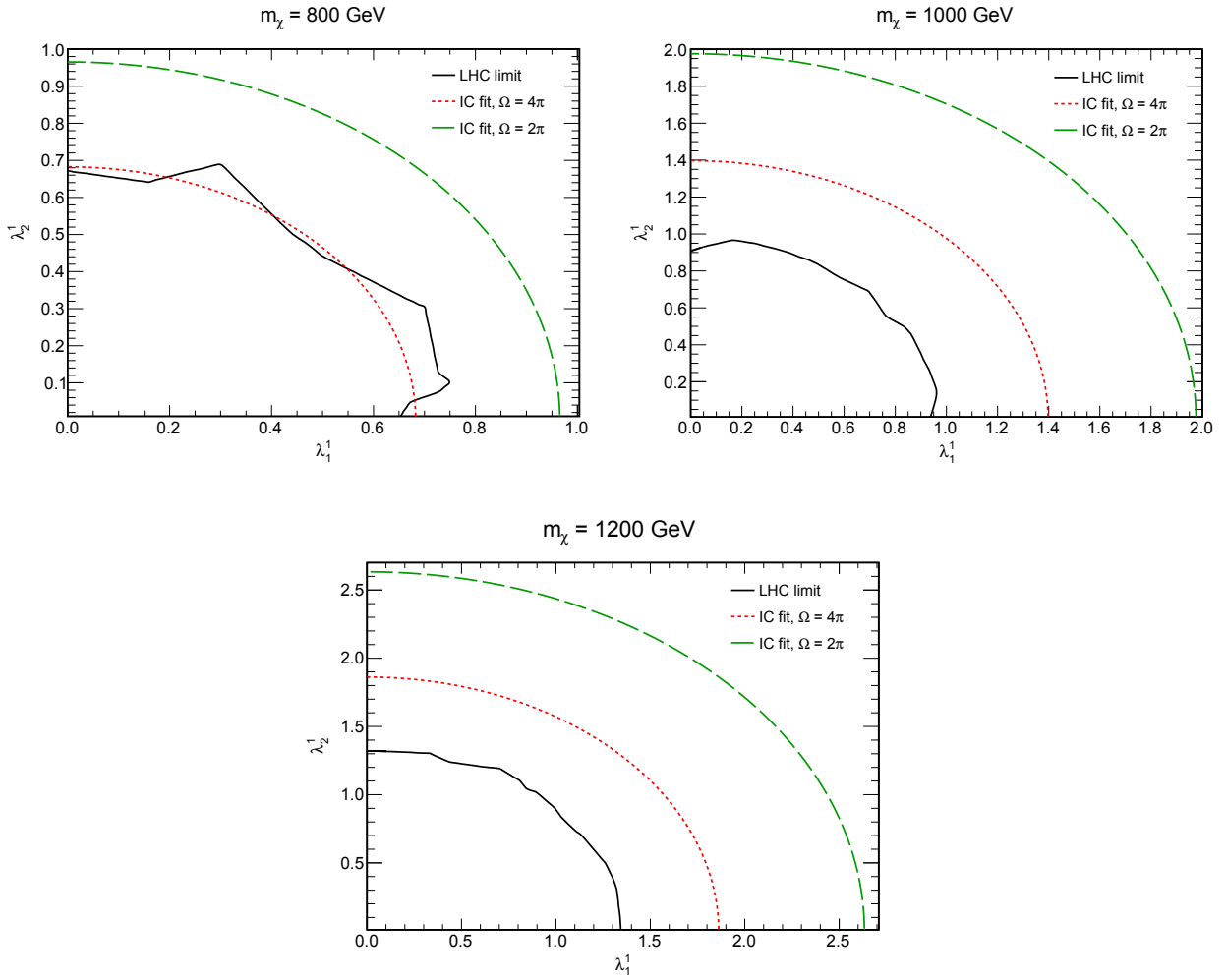


Figura 3.9.: Contornos correspondientes al ajuste del espectro de IceCube junto con los límites superiores a 95% de CL del LHC para $m_\chi = 800$ GeV, 1000 GeV y 1200 GeV.

efectos de atenuación ($\Omega = 4\pi$ sr), mientras que para 800 GeV los rangos $0.20 < \lambda_1^1 < 0.40$ y $0.55 < \lambda_2^1 < 0.67$ no están descartados.

A partir del análisis dado en la sec. 3.4 acerca de las restricciones provenientes de observables de bajas energías, se concluyó que un escenario de interés lo constituyen valores muy suprimidos de $|\lambda_1^1|$ en comparación a $|\lambda_2^1|$. Es importante recordar que esta conclusión resultó de la combinación de medidas de la tasa de desintegración del decaimiento raro $\mu \rightarrow e\gamma$, del momento magnético anómalo del muón y de la violación de paridad atómica, con la suposición de que χ acopla principalmente la primera familia de quarks a la primera y segunda de leptones. Así es que, tomando $|\lambda_1^1|$ lo suficientemente pequeño y $|\lambda_2^1| \sim 1.48$, los parámetros que dan el mejor ajuste a los datos de IceCube, a saber $m_\chi = 1025$ GeV y $\hat{\mu} = 2.189$, son compatibles con los límites dados por observables de bajas energías y, como se puntualizó más arriba, con las búsquedas dedicadas de LQs en el LHC. Desafortunadamente, como se muestra en la figura 3.9, este escenario para el triplete de LQs está claramente en

tensión con los límites del LHC a 8 TeV. Por otra parte, pese a que en el caso idealizado, $\Omega = 4\pi$ sr, un LQ de masa 800 GeV no está descartado por esos límites, su contribución al espectro en la región del PeV no es relevante. Más aún, dicho valor para m_χ está en conflicto con las búsquedas dedicadas en el LHC a 13 TeV si se supone que el LQ decae únicamente a electrones y muones. La relajación de tal suposición a través de la inclusión de un canal de decaimiento adicional requeriría una reformulación del análisis de las búsquedas en el LHC.

Capítulo 4.

Estudio de la sensibilidad a escalares cargados por medio de anchos diferenciales parciales en decaimientos $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$

En el presente capítulo se estudia la posibilidad de extender el Modelo Estándar a partir de la ampliación del sector escalar de la teoría. En particular, se definen anchos diferenciales parciales pares e impares ante la simetría discreta de carga-paridad (CP) para el proceso $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$, suponiendo que un escalar pesado, cargado, contribuye a la correspondiente amplitud de decaimiento. Adoptando un enfoque modelo independiente, se utilizan simulaciones Monte Carlo con el objetivo de determinar el número de eventos necesario para recuperar, por medio de los observables propuestos, la información concerniente a la nueva física incorporada. El análisis de los observables CP impares indica que la magnitud del parámetro $f_{H\eta P}$, íntimamente relacionado con la contribución de nueva física añadida, puede ser extraído con una incerteza estadística menor al 3% utilizando 3×10^6 eventos. Asimismo, con tal número de eventos, es posible recuperar, con una precisión estadística al nivel del 1%, ciertos parámetros involucrados en la contribución a la amplitud debida al Modelo Estándar. Además de analizar de manera modelo independiente los observables propuestos, también se considera su utilización para estudiar modelos específicos, en los cuales los escalares cargados aparecen a través de la inclusión de un doblete de Higgs adicional. De la gran variedad de modelos de dos dobletes de Higgs, se considera aquí particularmente el denominado modelo de dos dobletes de Higgs alineados.

El estudio presentado en este capítulo debe ser encuadrado en el contexto de las futuras Super fábricas de mesones B , de las cuales se estima que producirán un número de eventos considerablemente mayor al proporcionado por las fábricas que funcionan en la actualidad. Por último, es importante mencionar que un conjunto similar de observables podría emplearse en el estudio de otros modos de decaimiento tales como $\tau \rightarrow \pi\pi\pi\nu_\tau$, $\tau \rightarrow KK\pi\nu_\tau$ y $\tau \rightarrow KKK\nu_\tau$.

4.1. Ancho diferencial del decaimiento $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$

El decaimiento $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ puede ser descrito en el SM por medio del siguiente Lagrangiano efectivo, el cual involucra un operador de contacto de cuatro fermiones:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{SM}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin \theta_c [\bar{\nu}_\tau \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \tau] [\bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u] + \text{h.c.}, \quad (4.1)$$

donde G_F es la constante de Fermi y θ_c es el ángulo de Cabibbo. Los posibles efectos provocados por la incorporación de un bosón escalar cargado que contribuye al decaimiento en cuestión pueden incluirse añadiendo los siguientes términos al Lagrangiano efectivo:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{NP}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin \theta_c [\eta_S \bar{\nu}_\tau (1 + \gamma_5) \tau \bar{s} u + \eta_P \bar{\nu}_\tau (1 + \gamma_5) \tau \bar{s} \gamma_5 u] + \text{h.c.}, \quad (4.2)$$

donde η_S y η_P parametrizan los acoplamientos de tipo escalar y pseudoescalar, respectivamente. De esta manera, el Lagrangiano efectivo total es $\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{SM}} + \mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{NP}}$. El elemento de matriz hadrónico proveniente del Lagrangiano de la ec. (4.1),

$$J^\mu \equiv \langle K^-(p_1) \pi^-(p_2) \pi^+(p_3) | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u | 0 \rangle, \quad (4.3)$$

puede ser convenientemente parametrizado en términos de cuatro factores de forma de la siguiente manera:

$$J^\mu = [F_1(Q^2, s_1, s_2)(p_1 - p_3)_\nu + F_2(Q^2, s_1, s_2)(p_2 - p_3)_\nu] T^{\mu\nu} + iF_3(Q^2, s_1, s_2) \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\nu} p_{2\rho} p_{3\sigma} + F_4(Q^2, s_1, s_2) Q^\mu, \quad (4.4)$$

donde $Q^\mu = (p_1 + p_2 + p_3)^\mu$, $T^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - Q^\mu Q^\nu / Q^2$, $s_1 = (p_2 + p_3)^2$ y $s_2 = (p_1 + p_3)^2$, y donde se ha utilizado la convención $\epsilon_{0123} = +1$, siguiendo las refs. [112, 175]. Las funciones F_1 - F_4 son los factores de forma que provienen de las diferentes posibles cadenas de decaimiento. Más específicamente, F_1 y F_2 aparecen debido a las cadenas de decaimiento que involucran las resonancias $K_1(1270)$ y $K_1(1400)$, F_3 es el término anómalo de Wess-Zumino, y F_4 es el factor de forma escalar, el cual en general se considera despreciable para este decaimiento ya que no hay una resonancia pseudoescalar a través de la cual pueda el decaimiento llevarse a cabo [176]. Los factores de forma que acompañan a la componente vectorial axial dan lugar a las contribuciones dominantes, mientras que el factor de forma anómalo, F_3 , representa una contribución subdominante, como puede comprobarse a través de estimaciones numéricas [113]. La contribución de nueva física proveniente de un bosón escalar cargado puede incorporarse de manera sencilla definiendo una nueva corriente, \tilde{J}^μ , la cual se obtiene de la definición de J^μ en la ec. (4.3) mediante el reemplazo:

$$F_4 \rightarrow \tilde{F}_4 = F_4 + f_H \eta_P / m_\tau, \quad (4.5)$$

donde el factor de forma pseudoescalar ha sido definido como

$$f_H = \langle K^-(p_1)\pi^-(p_2)\pi^+(p_3)|\bar{s}\gamma_5 u|0\rangle, \quad (4.6)$$

y donde se ha utilizado la ecuación de movimiento del τ^- , a la vez que se ha despreciado la masa del neutrino (véanse detalles de la demostración en el Apéndice C.1). Definiendo $L_{\mu\nu} = M_\mu M_\nu^\dagger$ con $M_\mu = \bar{u}_{\nu_\tau}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u_\tau$, y $\tilde{H}^{\mu\nu} \equiv \tilde{J}^\mu\tilde{J}^{\nu\dagger}$, se obtiene para la amplitud al cuadrado la siguiente expresión:

$$|\mathcal{A}|^2 = \frac{G_F^2}{2} \sin^2\theta_c L_{\mu\nu}\tilde{H}^{\mu\nu}. \quad (4.7)$$

A fin de obtener el ancho diferencial de decaimiento es necesario parametrizar el correspondiente elemento del espacio de fase. Dado que los decaimientos de leptones τ a estados finales con dos o tres mesones pseudoescalares han sido extensamente analizados en la ref. [175], se ha adoptado en general la notación y parametrización allí descripta. Se listan a continuación las definiciones de distintas variables angulares y marcos de referencia a utilizar, las cuales se basan enteramente en la referencia recién mencionada:

- El ángulo θ se define en el sistema de referencia en reposo del τ , y es el ángulo entre la dirección de los hadrones, dada por \vec{Q} , y la dirección del τ en el sistema de laboratorio.
- El resto de los ángulos se definen en el sistema propio hadrónico, es decir, el sistema para el cual $\vec{Q} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$. En tal marco de referencia se definen dos sistemas de coordenadas, S y S' , los cuales están relacionados por una rotación de Euler caracterizada por ángulos α, β y γ , como se muestra en la figura 4.1. En S' , el eje z' se elige como la dirección del laboratorio (\hat{n}_L) y el eje x' es tal que la dirección del τ (\hat{n}_τ) pertenece al plano $x'-z'$, formando un ángulo ψ con z' . En S , el eje z es perpendicular al plano definido por los momentos p_1 y p_2 , $\hat{z} = \hat{n}_\perp \equiv \vec{p}_1 \times \vec{p}_2 / |\vec{p}_1 \times \vec{p}_2|$, mientras que el eje x se toma en la dirección de \vec{p}_3 , $\hat{x} = \vec{p}_3 / |\vec{p}_3|$.
- Los tres ángulos de Euler son definidos como sigue: α es el ángulo entre el plano $\hat{n}_L - \hat{n}_\tau$ y el plano $\hat{n}_L - \hat{n}_\perp$, β es el ángulo entre \hat{n}_L y \hat{n}_\perp , y finalmente γ es el ángulo entre los planos $\hat{n}_L - \hat{n}_\perp$ y $\hat{n}_L - \hat{x}$.

Con estas definiciones, el ancho diferencial de decaimiento para el proceso $\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ puede escribirse como sigue [112, 175]:

$$d\Gamma = \frac{G_F^2 \sin^2\theta_c}{256(2\pi)^5 m_\tau} \frac{m_\tau^2 - Q^2}{m_\tau^2} \frac{dQ^2}{Q^2} ds_1 ds_2 \frac{d\alpha}{2\pi} \frac{d\gamma}{2\pi} \frac{d\cos\beta}{2} \frac{d\cos\theta}{2} L_{\mu\nu}\tilde{H}^{\mu\nu}. \quad (4.8)$$

El sistema de coordenadas S resulta conveniente no solo para expresar los momentos de los tres mesones pseudoescalares involucrados sino también para calcular de manera sencilla las componentes del tensor $\tilde{H}^{\mu\nu}$. En efecto, en tal sistema, las componentes de dicho tensor consisten en distintas combinaciones del tipo $B_i B_j^*$ (en ocasiones multiplicadas por $\pm i$), donde

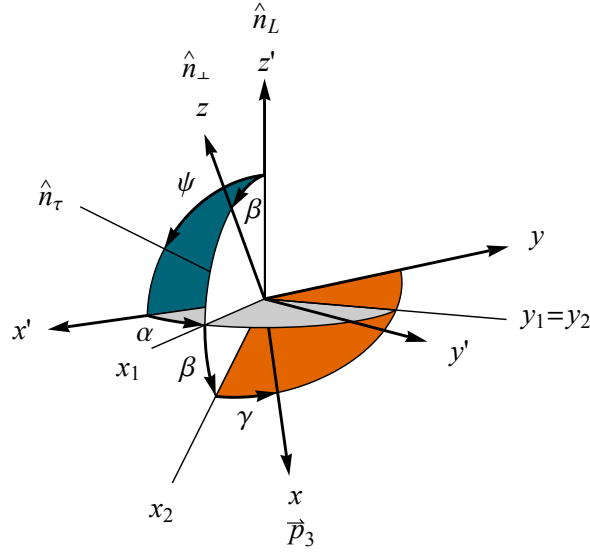


Figura 4.1.: Esquema tomado de la ref. [112] con las definiciones de los ángulos α, β, γ y ψ . Las rotaciones de Euler correspondientes a α, β y γ se efectúan alrededor de los ejes $z', y_1 = y_2$ y z , respectivamente.

las cantidades B_i ($i = 1, \dots, 4$) se definen como sigue:

$$B_1 = [F_1(p_1 - p_3)^x + F_2(p_2 - p_3)^x], \quad (4.9)$$

$$B_2 = (F_1 - F_2)p_1^y, \quad (4.10)$$

$$B_3 = F_3\sqrt{Q^2}p_1^y p_3^x, \quad (4.11)$$

$$B_4 = \sqrt{Q^2} \left[F_4 + \frac{f_H}{m_\tau} \eta_P \right]. \quad (4.12)$$

Integrando la ec. (4.8) en α y en θ^1 , y en términos de las cantidades definidas en las ecs. (4.9)-(4.12), se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d\cos\beta} &= \frac{A(Q^2)}{4\pi} \left\{ \left[\frac{2}{3} \langle K_1 \rangle + \langle K_2 \rangle + \frac{1}{3} \langle \bar{K}_1 \rangle (3 \cos^2 \beta - 1) / 2 \right] (|B_1|^2 + |B_2|^2) + \right. \\ &+ \left[\frac{2}{3} \langle K_1 \rangle + \langle K_2 \rangle - \frac{2}{3} \langle \bar{K}_1 \rangle (3 \cos^2 \beta - 1) / 2 \right] |B_3|^2 + \langle K_2 \rangle |B_4|^2 \\ &- \frac{1}{2} \langle \bar{K}_1 \rangle \sin^2 \beta \cos 2\gamma (|B_1|^2 - |B_2|^2) + \langle \bar{K}_1 \rangle \sin^2 \beta \sin 2\gamma \operatorname{Re}(B_1 B_2^*) \\ &+ 2 \langle \bar{K}_3 \rangle \sin \beta \sin \gamma \operatorname{Re}(B_1 B_3^*) + 2 \langle \bar{K}_2 \rangle \sin \beta \cos \gamma \operatorname{Re}(B_1 B_4^*) \\ &+ 2 \langle \bar{K}_3 \rangle \sin \beta \cos \gamma \operatorname{Re}(B_2 B_3^*) - 2 \langle \bar{K}_2 \rangle \sin \beta \sin \gamma \operatorname{Re}(B_2 B_4^*) \\ &\left. + 2 \langle \bar{K}_3 \rangle \cos \beta \operatorname{Im}(B_1 B_2^*) + \langle \bar{K}_1 \rangle \sin 2\beta \cos \gamma \operatorname{Im}(B_1 B_3^*) \right\}, \quad (4.13) \end{aligned}$$

¹Debe notarse que la no integración de estos ángulos presupone el conocimiento de la dirección de vuelo del τ . A su vez, su integración permite expresar el ancho diferencial de decaimiento en términos de tres invariantes de Lorentz (Q^2, s_1 y s_2) y dos ángulos (β y γ) que son usados para construir un conjunto ortogonal de funciones (como se verá más adelante).

donde

$$A(Q^2) = \frac{G_F^2 \sin^2 \theta_c (m_\tau^2 - Q^2)^2}{128(2\pi)^5 m_\tau^3 Q^2}, \quad (4.14)$$

y

$$\langle K_i \rangle \equiv \frac{1}{2} \int_0^\pi K_i \sin \theta d\theta \quad (4.15)$$

(y análogamente para $\langle \bar{K}_i \rangle$); las definiciones de K_i y \bar{K}_i pueden encontrarse en la ref. [175]. Es importante notar que los factores de forma F_i y f_H son potenciales fuentes de fases fuertes, y que la única fase débil posible proviene del acoplamiento pseudoescalar η_P . A fin de describir también el decaimiento para τ^+ se define la siguiente cantidad:

$$\bar{B}_4 = \sqrt{Q^2} \left[F_4 + \frac{f_H}{m_\tau} \eta_P^* \right], \quad (4.16)$$

a partir de la cual el ancho diferencial para el decaimiento conjugado ante CP, $\tau^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \bar{\nu}_\tau$, puede obtenerse de la ec. (4.13) mediante el reemplazo $B_4 \rightarrow \bar{B}_4$, ya que la única fuente de violación de CP aparece en B_4 a través de η_P .

4.2. Anchos diferenciales pesados

Una inspección de la ec. (4.13) permite inferir que la sección eficaz diferencial depende de nueve funciones distintas de los ángulos β y γ , las cuales conforman un conjunto ortogonal. Dichas funciones, junto a sus respectivas normalizaciones, se encuentran listadas en la tabla 4.1. La ortogonalidad de las funciones angulares implica que los diferentes términos en la ec. (4.13) pueden ser fácilmente aislados mediante la integración angular del ancho diferencial pesado contra tales funciones. De esta manera, es posible definir nueve anchos diferenciales pesados:

$$\frac{d\Gamma_i}{dQ^2 ds_1 ds_2} \equiv \int \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d \cos \beta} h_i(\gamma, \beta) \sin \beta d\beta d\gamma, \quad i = 1, \dots, 9. \quad (4.17)$$

Las integraciones de la ec. (4.17) se computan sencillamente utilizando la información dada en la tabla 4.1. Los resultados para los varios anchos diferenciales pesados se muestran en la tabla 4.2, donde es preciso notar que los únicos anchos diferenciales pesados que incluyen contribuciones de nueva física son aquellos con $i = 1, 5, 6$ y 7 . De esto último se sigue que los restantes observables son pares frente a CP.

Tabla 4.1.: Funciones angulares usadas como factores de peso. Las funciones $h_i(\gamma, \beta)$ constituyen un conjunto ortogonal. Las constantes de normalización se dan en la tercera columna.

i	$h_i(\gamma, \beta)$	$\iint [h_i(\gamma, \beta)]^2 \sin \beta d\gamma d\beta$
1	1	4π
2	$3 \cos^2 \beta - 1$	$16\pi/5$
3	$\sin^2 \beta \cos 2\gamma$	$16\pi/15$
4	$\sin^2 \beta \sin 2\gamma$	$16\pi/15$
5	$\sin \beta \sin \gamma$	$4\pi/3$
6	$\sin \beta \cos \gamma$	$4\pi/3$
7	$\cos \beta$	$4\pi/3$
8	$\sin 2\beta \cos \gamma$	$16\pi/15$
9	$\sin 2\beta \sin \gamma$	$16\pi/15$

Tabla 4.2.: Anchos diferenciales parciales para el decaimientos del τ^- . Las expresiones análogas para el decaimiento conjugado ante CP se obtienen reemplazando sistemáticamente B_4 por \bar{B}_4 .

i	$(d\Gamma_i/dQ^2 ds_1 ds_2)/A(Q^2)$
1	$(\frac{2}{3}\langle K_1 \rangle + \langle K_2 \rangle) (B_1 ^2 + B_2 ^2 + B_3 ^2) + \langle K_2 \rangle B_4 ^2$
2	$\frac{2}{15}\langle \bar{K}_1 \rangle (B_1 ^2 + B_2 ^2 - 2 B_3 ^2)$
3	$-\frac{2}{15}\langle \bar{K}_1 \rangle (B_1 ^2 - B_2 ^2)$
4	$\frac{4}{15}\langle \bar{K}_1 \rangle \text{Re}(B_1 B_2^*)$
5	$\frac{2}{3}\langle \bar{K}_3 \rangle \text{Re}(B_1 B_3^*) - \frac{2}{3}\langle \bar{K}_2 \rangle \text{Re}(B_2 B_4^*)$
6	$\frac{2}{3}\langle \bar{K}_3 \rangle \text{Re}(B_2 B_3^*) + \frac{2}{3}\langle \bar{K}_2 \rangle \text{Re}(B_1 B_4^*)$
7	$\frac{2}{3}\langle \bar{K}_3 \rangle \text{Im}(B_1 B_2^*) + \frac{2}{3}\langle \bar{K}_2 \rangle \text{Im}(B_3 B_4^*)$
8	$\frac{4}{15}\langle \bar{K}_1 \rangle \text{Im}(B_1 B_3^*)$
9	$-\frac{4}{15}\langle \bar{K}_1 \rangle \text{Im}(B_2 B_3^*)$

4.3. Observables

Debido a que se ha supuesto que la simetría CP es violada a través del acoplamiento pseudoescalar, las distribuciones correspondientes a τ^+ y τ^- no serán idénticas. En principio

hay dos maneras de proceder. La primera consiste en analizar los observables de la tabla 4.2 dos veces, una para el decaimiento del τ^- y otra para el decaimiento del τ^+ . Otra posibilidad es llevar a cabo un análisis por separado de la suma y de la diferencia de las distribuciones correspondientes a dichos decaimientos. En este capítulo se ha optado por este último enfoque, dado que presenta la ventaja de que la diferencia entre las distribuciones para τ^- y τ^+ es sensible a la violación de CP. Por tanto, se definen las siguientes distribuciones:

$$\frac{d\Gamma_i^\pm}{dQ^2 ds_1 ds_2} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{d\Gamma_i}{dQ^2 ds_1 ds_2} \pm \frac{d\bar{\Gamma}_i}{dQ^2 ds_1 ds_2} \right), \quad (4.18)$$

donde $d\bar{\Gamma}_i/dQ^2 ds_1 ds_2$ se obtiene de $d\Gamma_i/dQ^2 ds_1 ds_2$ por medio del reemplazo $B_4 \rightarrow \bar{B}_4$ (o, lo que es lo mismo, $\eta_P \rightarrow \eta_P^*$); ver ecs. (4.12) y (4.16). Por construcción, las cantidades $d\Gamma_i^+/dQ^2 ds_1 ds_2$ y $d\Gamma_i^-/dQ^2 ds_1 ds_2$ son, respectivamente, pares e impares ante CP. Como se dijo anteriormente, las únicas distribuciones impares frente a CP que no se anulan son aquellas con $i = 1, 5, 6$ y 7 , ya que los restantes anchos diferenciales pesados no involucran contribuciones de nueva física, es decir, son independientes de B_4 .

Las distribución par bajo CP con $i = 1$ da lugar, luego de proyectar sobre Q^2 , s_1 o s_2 , a las distribuciones de masa invariante (promediadas respecto de CP), que son las distribuciones que se estudian usualmente en los análisis experimentales [113, 177]. La correspondiente expresión se obtiene de la tabla 4.2,

$$\frac{d\Gamma_1^+}{dQ^2 ds_1 ds_2} = A(Q^2) \left\{ \left(\frac{2}{3} \langle K_1 \rangle + \langle K_2 \rangle \right) (|B_1|^2 + |B_2|^2 + |B_3|^2) + \frac{\langle K_2 \rangle}{2} (|B_4|^2 + |\bar{B}_4|^2) \right\}. \quad (4.19)$$

La distribución impar bajo CP con $i = 1$ viene dada por

$$\frac{d\Gamma_1^-}{dQ^2 ds_1 ds_2} = A(Q^2) \frac{\langle K_2 \rangle}{2} (|B_4|^2 - |\bar{B}_4|^2) = 2A(Q^2) \langle K_2 \rangle \frac{Q^2}{m_\tau} |F_4 f_H \eta_P| \sin(\delta_4 - \delta_H) \sin(\phi_H), \quad (4.20)$$

donde δ_4 y δ_H denotan fases fuertes provenientes del factor de forma escalar del SM, F_4 , y del factor de forma f_H , respectivamente, y ϕ_H es la fase débil presente en el acoplamiento η_P . La expresión anterior está relacionada a la bien conocida asimetría parcial. Como se dice en la ref. [112], es esperable que la asimetría parcial esté doblemente suprimida ya que en general F_4 y η_P se suponen pequeños. Las expresiones asociadas a los restantes anchos diferenciales parciales pesados, tanto pares como impares ante CP, pueden encontrarse en la tabla 4.3, donde se han utilizado las siguientes definiciones:

$$B_4^{(+)} \equiv \frac{1}{2}(B_4 + \bar{B}_4) = \sqrt{Q^2} \left[F_4 + \frac{f_H}{m_\tau} \text{Re}(\eta_P) \right] \quad (4.21)$$

$$B_4^{(-)} \equiv \frac{1}{2}(B_4 - \bar{B}_4) = \frac{\sqrt{Q^2} i f_H}{m_\tau} \text{Im}(\eta_P). \quad (4.22)$$

Tabla 4.3.: Anchos parciales pesados pares (“+”) e impares (“−”) ante CP. Varios de los anchos parciales pesados impares bajo CP son nulos; estos han sido omitidos.

$i(\pm)$	$(d\Gamma_i^\pm / dQ^2 ds_1 ds_2) / A(Q^2)$
2(+)	$\frac{2}{15} \langle \bar{K}_1 \rangle (B_1 ^2 + B_2 ^2 - 2 B_3 ^2)$
3(+)	$-\frac{2}{15} \langle \bar{K}_1 \rangle (B_1 ^2 - B_2 ^2)$
4(+)	$\frac{4}{15} \langle \bar{K}_1 \rangle \text{Re}(B_1 B_2^*)$
5(+)	$\frac{2}{3} \langle \bar{K}_3 \rangle \text{Re}(B_1 B_3^*) - \frac{2}{3} \langle \bar{K}_2 \rangle \text{Re}(B_2^* B_4^{(+)})$
6(+)	$\frac{2}{3} \langle \bar{K}_3 \rangle \text{Re}(B_2 B_3^*) + \frac{2}{3} \langle \bar{K}_2 \rangle \text{Re}(B_1^* B_4^{(+)})$
7(+)	$\frac{2}{3} \langle \bar{K}_3 \rangle \text{Im}(B_1 B_2^*) - \frac{2}{3} \langle \bar{K}_2 \rangle \text{Im}(B_3^* B_4^{(+)})$
8(+)	$\frac{4}{15} \langle \bar{K}_1 \rangle \text{Im}(B_1 B_3^*)$
9(+)	$-\frac{4}{15} \langle \bar{K}_1 \rangle \text{Im}(B_2 B_3^*)$
5(−)	$-\frac{2}{3} \langle \bar{K}_2 \rangle \text{Re}(B_2^* B_4^{(-)})$
6(−)	$\frac{2}{3} \langle \bar{K}_2 \rangle \text{Re}(B_1^* B_4^{(-)})$
7(−)	$-\frac{2}{3} \langle \bar{K}_2 \rangle \text{Im}(B_3^* B_4^{(-)})$

Es interesante notar, de las definiciones en las ecs. (4.21) y (4.22), y de las expresiones en la tabla 4.3, que no parece ser posible extraer F_4 directamente de los datos cuando $\phi_H \neq \pm \pi/2$. Dicho de otro modo, siempre habrá una mezcla con $f_H \eta_P^{R,2}$ de manera de no hacer posible la distinción entre ambas contribuciones. Sin embargo, en el caso de un acoplamiento η_P imaginario puro, el factor $B_4^{(+)}$ se volvería dependiente únicamente del factor de forma escalar y entonces los observables pares ante CP con $i = 5, 6$ y 7 serían útiles para determinar $F_4^{R,I}$.

A fin de estudiar los observables presentados más arriba (tabla 4.3), se han utilizado ciertas suposiciones que tienden a simplificar el análisis, de manera similar al enfoque adoptado en la ref. [112]³. En primer lugar, el factor de forma escalar del SM, F_4 , es generalmente supuesto como pequeño para $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$, ya que, como se dijo anteriormente, no hay resonancias escalares que puedan mediar este decaimiento. Por tanto, se ha despreciado esta contribución fijando $F_4 = 0$. Por otra parte, se ha supuesto que f_H tiene un comportamiento llano sobre

²De aquí en adelante se utilizarán los superíndices R e I para denotar la parte real e imaginaria, respectivamente, de una cierta cantidad.

³En la sec. 4.7 se discutirán algunas posibilidades para testear las suposiciones utilizadas.

el espacio de fase, es decir, se supone que no hay una dependencia fuerte con Q^2 , s_1 y s_2 . Además se ha utilizado como hipótesis que f_H no contiene fases fuertes, por lo que $f_H^I = 0$. Bajo estas hipótesis, la distribución $1(-)$ se anula idénticamente, como puede comprobarse de la ec. (4.20), mientras que la distribución $1(+)$ se vuelve igual al ancho diferencial usual (no pesado), como se sigue de las ecs. (4.12), (4.16) y (4.19). Finalmente, para simplificar y separar el análisis correspondiente a los observables pares ante CP de aquél asociado a los observables impares bajo CP, se ha considerado el caso $\phi_H = \pi/2$. Para este valor en particular, $B_4^{(+)} = 0$ y la contribución de nueva física asociada al escalar cargado incorporado es removida de todos los observables pares ante CP, con excepción del $1(+)$ (ver ecs. (4.19) y (4.21), así como también la tabla 4.3). Para escoger un valor de entrada para la cantidad $|f_H\eta_P|$, se ha seguido el enfoque de la ref. [112], donde se supone que la contribución de nueva física al ancho de decaimiento se encuentra escondida en la incerteza experimental de la tasa de desintegración. Como se muestra en dicha referencia, la incerteza experimental es saturada para $|f_H\eta_P| \simeq 17.9$. Teniendo esto en cuenta, se ha tomado tal valor como referencia. Resulta conveniente en este punto hacer algunos comentarios respecto de las suposiciones utilizadas.

1. Una manera de obtener una estimación del orden de magnitud de f_H es calcular F_4 en el contexto de Teoría de Perturbaciones Quiral (véase la ref. [176]), para luego relacionar f_H con F_4 mediante las ecuaciones de movimiento de los quarks. Este último paso lleva a $f_H \sim Q^2 F_4 / m_s$. Un análisis numérico en este sentido, con las variables cinemáticas generadas apropiadamente sobre el espacio de fase relevante, muestra que $\langle |f_H| \rangle \sim 14$, con el 76% de los valores en el rango 7-21. Respecto de la fase de f_H , se encuentra que $\langle \arg(f_H) \rangle \sim 0.97\pi$, de manera que se tiene $|\langle \text{Im}(f_H) \rangle| \ll |\langle \text{Re}(f_H) \rangle|$. Por tanto, es razonable suponer a f_H como real.
2. El parámetro de nueva física $|\eta_P|$ debería escalar como $m_W^2 / M_{\phi^\pm}^2$ debido al propagador del escalar cargado, donde m_W y M_{ϕ^\pm} son las masas del W y del escalar cargado ϕ^\pm , respectivamente. Si el escalar cargado posee acoplamientos electro débiles, entonces sería razonable suponer que la magnitud de η_P no excede la unidad.
3. Combinando las estimaciones hechas en los dos comentarios previos, se obtiene $|f_H\eta_P| \sim 14$, que está cerca del valor de referencia utilizado aquí, $|f_H\eta_P| \sim 17.9$. Sin embargo, como se remarca en la ref. [112], esta estimación puede sufrir de grandes incertezas debido al uso de las ecuaciones de movimiento de los quarks; una aproximación más conservadora sería probablemente tomar a $|f_H\eta_P|$ en el rango 1-10.
4. El canal de decaimiento $\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$ también involucra el acoplamiento pseudoescalar η_P , por lo que este proceso puede en principio ser usado para constreñir la contribución de nueva física a $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$. Sin embargo, los límites derivados de $\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$ son muy sensibles a los valores utilizados para la masa del quark strange y su incerteza. Llevando a cabo una estimación gruesa tomando en cuenta las incertezas asociadas a la constante de decaimiento de K^- , f_{K^-} , y usando las ecuaciones de movimientos de los

quarks, se obtiene el límite $|\eta_P^I| < 0.364$ (bajo la hipótesis $\phi_H = \pi/2$). Este límite ha sido derivado utilizando el valor $m_s = 0.095$ GeV. Por otro lado, si la masa del quark s es reemplazada por la masa del mesón, se obtiene $|\eta_P^I| < 1.878$. Combinando estos límites con la suposición $1 < |f_H| < 10$, se obtienen dos cotas distintas, a saber, $|f_H\eta_P^I| < 3.64$ y $|f_H\eta_P^I| < 18.78$. Por tanto, los límites provenientes del canal de decaimiento $\tau^- \rightarrow K^- \pi \nu_\tau$ no resultan ser lo suficientemente concluyentes como para descartar el valor de entrada utilizado.

En la mayor parte del análisis que aparece a continuación, se ha utilizado $|f_H\eta_P| = 17.9$. Sin embargo, teniendo en cuenta los comentarios precedentes, también se incluyen en la sec. 4.5 algunos resultados obtenidos para $f_H\eta_P = 1.79 e^{i\pi/4}$.

4.4. Parametrización de los factores de forma

Se introduce en esta sección la parametrización de los factores de forma F_1 - F_4 que aparecen en las definiciones de las cantidades B_1 - B_3 , en términos de las cuales fue escrito el ancho diferencial de decaimiento (ver ecs. (4.9)-(4.11) y (4.13)). Los factores de forma son escritos en términos de varias funciones Breit-Wigner de la siguiente manera:

$$F_1(Q^2, s_1, s_2) = -\frac{2N}{3F_\pi} [C \cdot BW_{1270}(Q^2) + D \cdot BW_{1400}(Q^2)] BW_{K^*}(s_2), \quad (4.23)$$

$$F_2(Q^2, s_1, s_2) = -\frac{N}{\sqrt{3}F_\pi} [A \cdot BW_{1270}(Q^2) + B \cdot BW_{1400}(Q^2)] T_\rho^{(1)}(s_1), \quad (4.24)$$

$$F_3(Q^2, s_1, s_2) = \frac{N_3}{2\sqrt{2}\pi^2 F_\pi^3} BW_{K^*}(Q^2) \left[\frac{T_\rho^{(1)}(s_1) + \alpha BW_{K^*}(s_2)}{1 + \alpha} \right]. \quad (4.25)$$

Los propagadores de Breit-Wigner normalizados para las resonancias $K_1(1270)$ y $K_1(1400)$ que aparecen en los factores de forma axiales F_1 y F_2 se suponen dados por [113]

$$BW_{K_1}(Q^2) = \frac{-m_{K_1}^2 + im_{K_1}\Gamma_{K_1}}{Q^2 - m_{K_1}^2 + im_{K_1}\Gamma_{K_1}}, \quad (4.26)$$

donde m_{K_1} y Γ_{K_1} denotan la masa y el ancho para el estado K_1 . Para los propagadores de Breit-Wigner en el caso de K^* y ρ se consideran anchos dependientes de la energía (ver refs. [113,178]),

$$BW_R(s) = \frac{-m_R^2}{s - m_R^2 + i\sqrt{s}\Gamma_R(s)}, \quad (4.27)$$

con

$$\Gamma_R(s) = \Gamma_R \frac{m_R^2}{s} \left(\frac{p}{p_R} \right)^3, \quad (4.28)$$

Tabla 4.4.: Valores de entrada para los parámetros involucrados en los factores de forma F_1 - F_3 . La tabla a la izquierda (a) contiene los parámetros adimensionales mientras que la de la derecha (b) muestra las masas y los anchos de las distintas resonancias, junto con la constante de decaimiento del pión (F_π).

Parámetro	Valor	Parámetro	Valor
		F_π	93.3 MeV
α	-0.2	m_{1270}	1.254 GeV
β	-0.145	Γ_{1270}	0.26 GeV
A	0.944	m_{1400}	1.463 GeV
B	0	Γ_{1400}	0.30 GeV
C	0.195	m_{K^*}	0.892 GeV
D	0.266	Γ_{K^*}	0.050 GeV
N	1.4088	m_ρ	0.773 GeV
N_3	1.4696	Γ_ρ	0.145 GeV
		$m_{\rho'}$	1.370 GeV
		$\Gamma_{\rho'}$	0.510 GeV

(a)

(b)

donde

$$p = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{[s - (m_1 + m_2)^2][s - (m_1 - m_2)^2]} \quad (4.29)$$

$$p_R = \frac{1}{2m_R} \sqrt{[m_R^2 - (m_1 + m_2)^2][m_R^2 - (m_1 - m_2)^2]}. \quad (4.30)$$

En las expresiones anteriores se ha supuesto que la resonancia R decae a dos partículas con masas m_1 y m_2 . Para K^* , se considera una sola resonancia con un ancho dependiente de la energía mientras que para ρ se incluyen dos resonancias distintas:

$$T_\rho^{(1)}(s_1) = \frac{BW_\rho(s_1) + \beta BW_{\rho'}(s_1)}{1 + \beta}. \quad (4.31)$$

Para fijar los valores de los parámetros A - D involucrados en las ecs. (4.23) y (4.24), se ha seguido a la ref. [113], en la cual se hace uso de los límites provenientes de las tasas de desintegración tabuladas de las resonancias K_1 . Respecto de los parámetros N y N_3 que regulan las contribuciones debidas a los factores de forma axiales y anómalo, respectivamente, se ha aplicado el criterio propuesto en la ref. [112], en el cual el 5 % del ancho del decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ es adjudicado al término asociado a F_3 y el restante 95 % a aquellos correspondientes a F_1 y F_2 . Para los cálculos numéricos desarrollados se ha usado el valor de la tasa de desintegración $\mathcal{B}(\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau)$ obtenido en la ref. [179], el más preciso en el momento en que este estudio fue realizado (ver refs. [177, 180]). Todos los valores de referencia relacionados con los factores de forma F_1 - F_3 usados en este análisis se listan en la tabla 4.4. Entre dichos valores, aquellos correspondientes a los factores de forma F_1 y F_2 están basados en la ref. [113]. Es preciso notar que una estimación más reciente y precisa de la masa y del ancho de la resonancia $K_1(1270)$ ha sido obtenida en la ref. [181] a partir de un ajuste en una región de señal determinada del canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$. Esta estimación sigue estando en acuerdo con el valor de entrada aquí utilizado. Para el factor de forma F_3 se ha seguido la ref. [176], mientras que para las resonancias ρ y ρ' los valores de entrada se basan en las refs. [182, 183].

4.5. Análisis

Con el objetivo de estudiar los observables propuestos en las secciones anteriores, se han llevado a cabo dos análisis distintos. En el primero, se ha testeado la hipótesis SM. En este caso, no hay efectos de violación de CP presentes en el decaimiento y entonces los observables impares ante CP de la tabla 4.3 son nulos. En el segundo análisis, se han efectuado diversos ajustes a las distribuciones provenientes de todos los observables en la tabla 4.3. Ambos análisis han sido implementados a partir del desarrollo de un generador Monte Carlo (MC) con el cual se han simulado distintos conjuntos de eventos. El propósito principal de los dos análisis introducidos es la estimación del número de eventos necesario para detectar la presencia de nueva física (en el caso del test del SM) y para extraer el acoplamiento que regula el contenido de nueva física (en el caso del ajuste de los observables impares ante CP). Adicionalmente, el estudio de los observables pares bajo CP persigue la extracción de información acerca de la estructura resonante del decaimiento y, en particular, de la contribución anómala de Wess-Zumino.

El estudio presentado se focaliza en un escenario en el que la contribución de nueva física se supone escondida en la incerteza experimental de la tasa de desintegración. Por tanto, como fue mencionado más arriba, se ha fijado el valor de entrada para la contribución de nueva física en $17.9 e^{i\pi/2}$. Asimismo, para testear la utilidad de los observables propuestos cuando la contribución de nueva física es reducida considerablemente, se ha llevado a cabo el análisis de los observables impares ante CP en el caso en que $f_{H\eta_P} = 1.79 e^{i\pi/4}$.

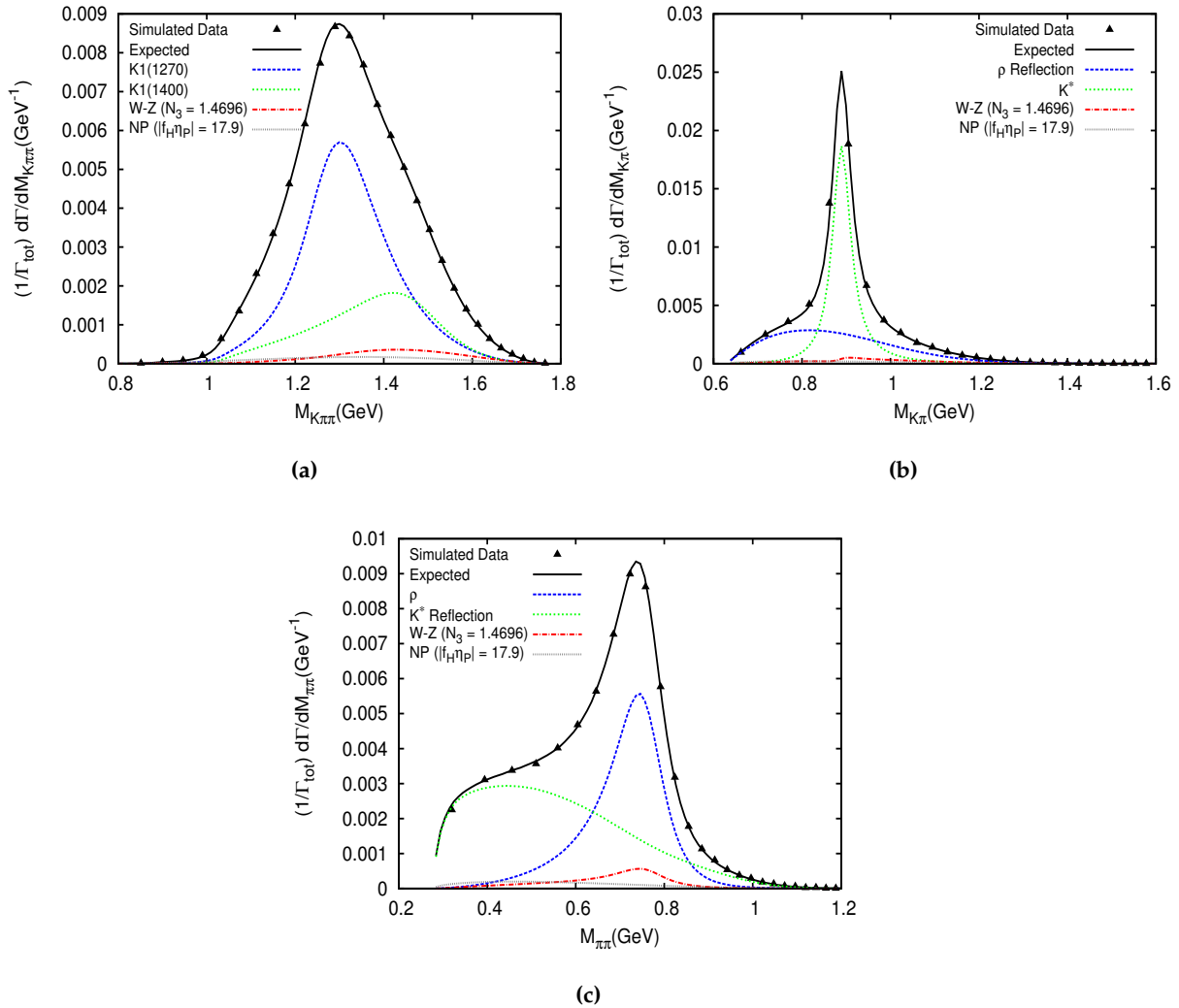


Figura 4.2.: Anchos diferenciales $d\Gamma/dM$. Se incluyen las distintas contribuciones provenientes de las cadenas de decaimiento junto a los datos simulados utilizando un generador MC propio. Los triángulos negros corresponden a los eventos simulados y la curva negra es la distribución esperada. Las curvas en azul y verde muestran las contribuciones de las distintas resonancias ($K1(1270)$, $K1(1400)$, ρ y K^*), mientras que la curva roja corresponde al término de Wess-Zumino. Finalmente, la curva gris muestra la contribución de nueva física para $|f_{H\eta P}| = 17.9$.

4.5.1. Simulación Montecarlo

A fin de simular la distribución en la ec. (4.13), se ha construido un generador de eventos MC aplicando la técnica de aceptación y rechazo de von Neumann. Una vez que un dado conjunto de eventos ha sido generado consistentemente con el ancho diferencial de decaimiento, los distintos observables son obtenidos utilizando estimadores adecuados. El hecho de emplear un generador de eventos propio permite incluir las distintas contribuciones al ancho de decaimiento diferencial escogiendo su parametrización. Varios conjuntos de eventos han sido generados para el decaimiento $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ y su conjugado bajo CP, $\tau^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \bar{\nu}_\tau$. El máximo número de eventos generado ha sido de 3×10^6 para el caso en

que $f_{H\eta_P} = 17.9 e^{i\pi/2}$, y de 10^6 para el caso en que $f_{H\eta_P} = 1.79 e^{i\pi/4}$. Pese a que el número total de eventos usado en estas simulaciones está más allá del alcance de las fábricas de mesones B , puede considerarse razonable en el contexto de las futuras Super fábricas de mesones B (Super B -factories), para las cuales la luminosidad de diseño está dos ordenes de magnitud por encima de las primeras. De hecho, la luminosidad de diseño proyectada en el caso de SuperKEKB es $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, con una luminosidad integrada esperada de 50 ab^{-1} [184]. Con el análisis efectuado en la ref. [177] como guía (el cual se basa en los datos colectados por el detector Belle en KEKB), y teniendo en cuenta la luminosidad integrada esperada para SuperKEKB, es posible estimar el número esperado de eventos $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$. Una estimación conservadora da $\sim 5 \times 10^6$, que está por encima del máximo número de eventos simulados para el presente análisis, a saber, 3×10^6 .

Como se dijo en la sec. 4.3, el factor de forma pseudoescalar se ha supuesto real y la contribución escalar debida al SM ha sido despreciada; por tanto, se ha tomado $f_H^I = F_4 = 0$ como valores de entrada para la simulación MC. Asimismo, los valores de entrada para los parámetros asociados a los factores de forma F_1 - F_3 se han listado en la tabla 4.4. Como test de la consistencia del generador MC construido, se han extraído las distribuciones del ancho diferencial usuales a partir de un conjunto de 10^5 eventos simulados. Como puede verse de la figura 4.2, las distribuciones simuladas están en buen acuerdo con las obtenidas experimentalmente por la colaboración CLEO en la ref. [113] y también con las distribuciones esperadas sobre la base de cálculos numéricos [112]. Además de las contribuciones que involucran a los factores de forma F_1 y F_2 , se han incorporado en los gráficos tanto la contribución subdominante del término de Wess-Zumino como la potencial contribución de nueva física.

4.5.2. Test de la hipótesis Modelo Estándar

El hecho de que los observables impares $5(-)$, $6(-)$ y $7(-)$ son nulos si no hay contribución de nueva física, es decir, si $f_{H\eta_P} = 0$, permite testear la hipótesis SM aplicando el test χ^2 de Pearson. Para llevar a cabo dicho test, la cantidad χ^2 es calculada para un cierto observable $j(-)$ y luego se obtiene P_j , que es la probabilidad de que la hipótesis considerada (SM en este caso) de lugar a un valor de χ^2 mayor o igual que el obtenido,

$$\chi_j^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{bines}}} \left[\frac{d_x \Gamma_j^-(x_i)}{\sigma_i^{(j)}} \right]^2, \quad P_j = \int_{\chi_j^2}^{\infty} f(z; n_d) dz, \quad j = 5, 6, 7. \quad (4.32)$$

En las expresiones anteriores, $d_x \equiv d/dx$ con $x \equiv Q^2, s_1, s_2$, N_{bines} es el número de bins,⁴ $f(z; n_d)$ es la distribución de χ^2 para n_d grados de libertad, y $\sigma_i^{(j)}$ denota la incerteza estadística asociada al i -ésimo bin para el observable $j(-)$ (para más detalles ver Apéndice C.2). Debe

⁴En todo el análisis se ha utilizado el número conservador de 20 bins (ver ref. [177])

recordarse que los valores de las distribuciones que aparecen en el numerador de la expresión para χ_j^2 dada en la ec. (4.32) son extraídos de las simulaciones. Es importante además notar que el test llevado a cabo está basado en la suposición de que la contribución del SM solo involucra fases fuertes y la única fuente de violación de CP para el decaimiento bajo estudio recae en la presencia de una fase débil en la contribución de nueva física incorporada. En consecuencia, la hipótesis testeada no depende del valor particular del parámetro que regula la contribución correspondiente al escalar cargado, pese a que, como se mostrará más adelante, la solidez del test sí lo hace. Las tablas 4.5 y 4.6 muestran los resultados del test de la hipótesis SM efectuado utilizando los observables $d\Gamma_{5,6,7}^-/dx$ y considerando distintos números de eventos, para $f_{H\eta_P} = 17.9 e^{i\pi/2}$.

Tabla 4.5.: Valores P correspondientes a los observables 5(-) y 7(-). El número de eventos usado se da en la primera columna.

	Valores P					
$N_{\text{ev}}/10^5$	$d\Gamma_5^-/dQ^2$	$d\Gamma_5^-/ds_1$	$d\Gamma_5^-/ds_2$	$d\Gamma_7^-/dQ^2$	$d\Gamma_7^-/ds_1$	$d\Gamma_7^-/ds_2$
5	0.933	0.754	0.175	0.0086	0.168	0.057
10	0.675	0.361	0.0018	0.00015	0.044	0.00013
15	0.198	0.062	0.000015	1.15×10^{-7}	0.00033	4.27×10^{-7}
20	0.286	0.055	2.73×10^{-7}	2.78×10^{-10}	8.14×10^{-6}	9.76×10^{-11}

Tabla 4.6.: Valores P para el observable 6(-). El número de eventos se muestra en la primera columna. Notar que en este caso se han usado números de eventos menores que los utilizados en la tabla 4.5.

	Valores P		
$N_{\text{ev}}/10^5$	$d\Gamma_6^-/dQ^2$	$d\Gamma_6^-/ds_1$	$d\Gamma_6^-/ds_2$
1	0.000024	0.0076	0.013
2	1.27×10^{-14}	1.05×10^{-7}	1.25×10^{-6}
3	$< 10^{-17}$	6.66×10^{-16}	3.55×10^{-15}
4	$< 10^{-17}$	$< 10^{-17}$	$< 10^{-17}$

Como se muestra en la tabla 4.6, el test del SM para el observable 6(-) permite rechazar ($> 99\%$ CL) la hipótesis SM con tan solo 10^5 eventos. Este no es el caso para los otros

observables impares ante CP, para los cuales un mínimo de 5×10^5 eventos es requerido para que empiecen a resultar útiles a fin de descartar la hipótesis nula. En este sentido, es posible utilizar el test de χ^2 a fin de establecer una jerarquía para los observables en términos de su sensibilidad a la contribución de nueva física. Como puede observarse de las tablas 4.5 y 4.6, el observable más sensible es la proyección en Q^2 de $6(-)$, el cual da lugar a un valor P de 2.4×10^{-5} para 10^5 eventos. Con el propósito de analizar la solidez del test, se ha repetido el procedimiento con una muestra de 10^6 eventos para el escenario en el que $f_{H\eta_P} = 1.79 e^{i\pi/4}$. En este caso el test pierde su capacidad de rechazo, aún para el observable $6(-)$ (ver tabla 4.7). Evidentemente, esto muestra que un número más grande de eventos ($> 10^6$) es necesario cuando la contribución de nueva física es reducida considerablemente. Sin embargo, el presente test representa una posibilidad interesante en el contexto de las futuras Super fábricas de mesones B , para las cuales una estimación conservadora del número esperado de eventos del tipo $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ da $\sim 5 \times 10^6$, como ya se mencionó en la sec. 4.5.1.

Tabla 4.7.: Valores P para el observable $6(-)$ en el caso de una contribución de nueva física correspondiente a $f_{H\eta_P} = 1.79 e^{i\pi/4}$.

	Valores P		
$N_{\text{ev}}/10^5$	$d\Gamma_6^-/dQ^2$	$d\Gamma_6^-/ds_1$	$d\Gamma_6^-/ds_2$
10	0.53	0.93	0.99

4.5.3. Procedimiento de ajuste

Se han desarrollado varios ajustes a las distribuciones unidimensionales que resultan de las proyecciones de los observables listados en la tabla 4.3 en las variables Q^2 , s_1 y s_2 . Solo los parámetros que aparecen linealmente en las expresiones de los factores de forma F_1 y F_2 , es decir, A , B , C , y D , junto al parámetro $f_{H\eta_P}$, se han dejado libres, aunque también se ha testado la posibilidad de recuperar N_3 (el cual provee información respecto de la contribución de Wess-Zumino) de los ajustes.⁵ Para construir la función de ajuste necesaria en la aplicación del método de mínimos cuadrados, se ha escrito cada observable en términos de

⁵Aunque en el procedimiento de ajuste escogido no se han tomado en cuenta las masas y anchos como parámetros libres (estos parámetros se han fijado a sus valores de referencia), se han también efectuado los ajustes variando los valores para las resonancias que más contribuyen, $K_1(1270)$ y $K_1(1400)$, dentro de las incertezas reportadas en la ref. [113]. En este caso se ha observado que los ajustes empeoran, mientras que las incertezas no cambian significativamente.

Tabla 4.8.: Lista de los vectores $\zeta^{i(\pm)}$ que aparecen en la ec. (4.34) expresados en términos de los parámetros $\underline{\theta}$.

$i(\pm)$	ζ
2(+)	$(C^2, D^2, CD, A^2, B^2, AB, AC, BC, AD, BD, N_3^2)$
3(+)	$(C^2, D^2, CD, A^2, B^2, AB, AC, BC, AD, BD)$
4(+)	$(C^2, D^2, CD, A^2, B^2, AB, AC, BC, AD, BD)$
5(+)	(N_3C, N_3D, N_3A, N_3B)
6(+)	(N_3C, N_3D, N_3A, N_3B)
7(+)	(CA, CB, DA, DB)
8(+)	(N_3C, N_3D, N_3A, N_3B)
9(+)	(N_3C, N_3D, N_3A, N_3B)
5(-)	$(f_H\eta_P^1 C, f_H\eta_P^1 D, f_H\eta_P^1 A, f_H\eta_P^1 B)$
6(-)	$(f_H\eta_P^1 C, f_H\eta_P^1 D, f_H\eta_P^1 A, f_H\eta_P^1 B)$
7(-)	$(f_H\eta_P^1 N_3)$

los parámetros $\underline{\theta} = (A, B, C, D, N_3, f_H\eta_P^1)^6$ de la siguiente manera:

$$\frac{d\Gamma_i^{\pm}}{dQ^2 ds_1 ds_2} = \sum_j f_j^{i(\pm)}(Q^2, s_1, s_2) \zeta_j^{i(\pm)}(\underline{\theta}), \quad (4.33)$$

donde los vectores $\zeta^{i(\pm)}$ dependen de los parámetros $\underline{\theta}$ y se encuentran listados en la tabla 4.8. Proyectando la ec. (4.33) en $x \equiv Q^2, s_1$ o s_2 , se obtiene la siguiente predicción para el i -ésimo ancho diferencial parcial evaluado en el k -ésimo bin de x :

$$\left(\frac{d\Gamma_i^{\pm}}{dx} \right)_{\text{bin } k} = \sum_j c_{kj}^{i(\pm)} \zeta_j^{i(\pm)}(\underline{\theta}). \quad (4.34)$$

Las matrices $c^{i(\pm)}$ en la expresión anterior tienen dimensión $N_{\text{bines}} \times N_{\text{coef}}^{i(\pm)}$, donde N_{bines} es el número de bins en el eje x y $N_{\text{coef}}^{i(\pm)}$ es el número de funciones requeridas para expresar el observable $i(\pm)$ en términos de los parámetros $\underline{\theta}$ según la ec. (4.33). Las distintas matrices $c^{i(\pm)}$ son obtenidas mediante integración numérica de las funciones $f_j^{i(\pm)}(Q^2, s_1, s_2)$. Teniendo

⁶Es preciso notar que el procedimiento de ajuste descrito en esta sección podría aplicarse igualmente al caso $\phi_H \neq \pi/2$ incluyendo el parámetro $f_H\eta_P^k$ en $\underline{\theta}$.

los observables expresados como en la ec. (4.34), se pasa a minimizar la cantidad

$$\chi^2(\underline{\theta}) = \sum_{j=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{(y_j^{\text{sim}} - y_j^{\text{esp}}(\underline{\theta}))^2}{\sigma_j^2}, \quad (4.35)$$

donde y_j^{sim} son los valores para un cierto observable extraídos de las simulaciones, y_j^{esp} son los respectivos valores esperados obtenidos mediante la función de ajuste definida previamente, y σ_j son las incertezas estadísticas asociadas con el proceso de simulación (ver Apéndice C.2).

Es oportuno mencionar que se han testeado diferentes elecciones de los parámetros en $\underline{\theta}$ con respecto a los cuales se minimiza $\chi^2(\underline{\theta})$. Los diversos ajustes resultantes se describen en las secciones a continuación.

4.5.4. Resultados del ajuste

Se presentan ahora los resultados obtenidos ajustando tanto los observables pares como impares ante CP (ver tabla 4.3). Estos dos conjuntos de observables son estudiados separadamente. En el caso de los observables impares, se deja el parámetro de nueva física $f_H\eta_P$ como el único parámetro libre y se fijan los restantes a sus valores de entrada. En el caso de los observables pares, en contraposición, el estudio se concentra en la extracción de información respecto de los parámetros A , B , C , D y N_3 . Este enfoque es favorecido por las hipótesis mencionadas en la sec. 4.3, específicamente, $F_4 = f_H^I = 0$ y $\phi_H = \pi/2$, ya que bajo estas condiciones los observables pares ante CP de la tabla 4.3 se independizan de la contribución de nueva física, de manera que su análisis no involucra el valor usado para $f_H\eta_P$.⁷

Observables impares bajo CP

Con el objetivo de recobrar el parámetro de nueva física $f_H\eta_P^I$ a partir de los observables impares bajo CP se ha llevado a cabo un ajuste de mínimos cuadrados fijando los parámetros A , B , C y D a sus valores de entrada (ver tabla 4.4). Los resultados obtenidos para dos conjuntos de datos, con distintos números de eventos, para el caso $f_H\eta_P^I = 17.9$ se muestran en las tablas 4.9 (5×10^5 eventos) y 4.10 (3×10^6 eventos).⁸ El mejor valor obtenido del ajuste se encuentra desplazado 2.5σ del cero para todos los observables impares, y es compatible con el valor de entrada. Más aún, lo mismo ocurre cuando el número de eventos simulados es

⁷Se debe notar que $f_H\eta_P$ está de hecho involucrado en el observable par bajo CP $1(+)$, el cual no está incluido en la tabla 4.3. Además, en el caso más general en que $\phi_H \neq \pi/2$, los observables pares 5, 6 y 7 contienen contribuciones de nueva física, pero las mismas se suman a la contribución dominante que proviene del SM. Por el contrario, las contribuciones debidas al escalar cargado dominan en los observables impares ante CP en el sentido de que los mismos se anulan si $f_H\eta_P = 0$ (ya que no hay fase débil en F_4).

⁸En las tablas que aparecen en esta sección y las siguientes, la diferencia entre el mejor valor obtenido del ajuste y el de entrada es dada, para cada observable, en unidades de su respectiva incerteza estadística, pese a que se hace uso del mismo símbolo σ en todos los casos.

5×10^5 . Al igual que en el caso del test de la hipótesis SM propuesto en la sección anterior, el observable $6(-)$ parece ser más preciso que el resto de los observables impares (teniendo en cuenta que da lugar a una incerteza más pequeña para el parámetro estimado). Como puede observarse de la comparación entre las tablas 4.9 y 4.10, las incertezas estadísticas se reducen aproximadamente en un 50 % cuando el número de eventos simulados se incrementa de 5×10^5 a 3×10^6 .

También se ha llevado a cabo un ajuste de mínimos cuadrados usando un conjunto de 10^6 eventos con $f_{H\eta_P} = 1.79 e^{i\pi/4}$. En este caso los valores obtenidos del ajuste de los observables $5(-)$ y $7(-)$ se vuelven compatibles con cero y presentan grandes incertezas estadísticas, mientras que el observable $6(-)$ continúa siendo el más sensible, dando lugar a valores que están apartados 2σ del cero y permiten recuperar el valor de entrada, $f_{H\eta_P} = 1.79 \sin(\pi/4) \simeq 1.27$, aún cuando las incertezas son mayores con respecto al caso en que $f_{H\eta_P} = 17.9 e^{i\pi/2}$ y se utilizan 10^6 eventos.⁹ Los resultados correspondientes a las tres proyecciones de $6(-)$ se encuentran en la tabla 4.11.

Tabla 4.9.: Valores del parámetro $f_{H\eta_P}^I$ que resultan del ajuste de los observables impares ante CP usando 5×10^5 eventos. El valor de entrada para el parámetro a ajustar ha sido fijado en $f_{H\eta_P}^I = 17.9$. Se incluye también la diferencia entre el valor obtenido en el ajuste y el de entrada, $|\Delta(f_{H\eta_P}^I)| \equiv |f_{H\eta_P}^I - f_{H\eta_P}^I|$.

$N_{ev} = 5 \times 10^5$								
$\frac{d\Gamma_i^-}{dQ^2}$	$f_{H\eta_P}^I$	$ \Delta(f_{H\eta_P}^I) $	$\frac{d\Gamma_i^-}{ds_1}$	$f_{H\eta_P}^I$	$ \Delta(f_{H\eta_P}^I) $	$\frac{d\Gamma_i^-}{ds_2}$	$f_{H\eta_P}^I$	$ \Delta(f_{H\eta_P}^I) $
5	28 ± 11	0.9σ	5	21 ± 8	0.4σ	5	19 ± 5	0.2σ
6	17 ± 1	0.9σ	6	18 ± 1	0.1σ	6	17 ± 1	0.9σ
7	20 ± 4	0.5σ	7	17 ± 4	0.2σ	7	19 ± 4	0.3σ

Tanto los resultados obtenidos del ajuste de mínimos cuadrados como aquellos obtenidos con el test de la hipótesis SM muestran la utilidad del observable $6(-)$ para investigar efectos de violación de CP debidos a la presencia de un escalar cargado. Por un lado, el test del SM muestra la capacidad de este observable para rechazar la hipótesis estándar cuando hay presente, en efecto, una contribución que viola CP; por el otro, el ajuste de mínimos cuadrados muestra que dicho observable puede ser usado para extraer el valor de entrada del parámetro

⁹Si bien para $f_{H\eta_P} = 17.9 e^{i\pi/2}$ solo se muestran resultados obtenidos con 5×10^5 y 3×10^6 eventos, también se han realizado ajustes similares utilizando conjuntos de eventos de distintos tamaños comprendidos entre estos valores.

Tabla 4.10.: Valores del parámetro $f_H\eta_P^I$ que resultan del ajuste de los observables impares ante CP usando 3×10^6 eventos. El valor de entrada para el parámetro a ajustar ha sido fijado en $f_H\eta_P^I = 17.9$. Se incluye también la diferencia entre el valor obtenido en el ajuste y el de entrada, $|\Delta(f_H\eta_P^I)| \equiv |f_H\hat{\eta}_P^I - f_H\eta_P^I|$.

$N_{\text{ev}} = 3 \times 10^6$								
$\frac{d\Gamma_i^-}{dQ^2}$	$f_H\hat{\eta}_P^I$	$ \Delta(f_H\eta_P^I) $	$\frac{d\Gamma_i^-}{ds_1}$	$f_H\hat{\eta}_P^I$	$ \Delta(f_H\eta_P^I) $	$\frac{d\Gamma_i^-}{ds_2}$	$f_H\hat{\eta}_P^I$	$ \Delta(f_H\eta_P^I) $
5	18 ± 5	0.02σ	5	22 ± 3	1.4σ	5	18 ± 2	0.05σ
6	17.6 ± 0.4	0.8σ	6	18.0 ± 0.5	0.2σ	6	17.4 ± 0.5	1.0σ
7	17 ± 2	0.5σ	7	15 ± 2	1.5σ	7	17 ± 2	0.5σ

Tabla 4.11.: Valores del parámetro $f_H\eta_P^I$ obtenidos de los ajustes del observable 6(-) utilizando 10^6 eventos simulados con un valor de entrada $f_H\eta_P^I = 1.79 e^{i\pi/4}$ (de manera que $f_H\eta_P^I \simeq 1.27$).

$N_{\text{ev}} = 1 \times 10^6$								
$\frac{d\Gamma_i^-}{dQ^2}$	$f_H\hat{\eta}_P^I$	$ \Delta(f_H\eta_P^I) $	$\frac{d\Gamma_i^-}{ds_1}$	$f_H\hat{\eta}_P^I$	$ \Delta(f_H\eta_P^I) $	$\frac{d\Gamma_i^-}{ds_2}$	$f_H\hat{\eta}_P^I$	$ \Delta(f_H\eta_P^I) $
6	1.9 ± 0.6	1.1σ	6	1.8 ± 0.8	0.7σ	6	1.7 ± 0.8	0.5σ

que regula el contenido de nueva física. Resulta entonces interesante considerar por qué el observable 6(-) es mucho más sensible a la violación de CP que los otros dos observables impares ante CP estudiados. Tal sensibilidad proviene de la dependencia en las cantidades B_i de los observables impares bajo CP. Como es evidente de la tabla 4.3, el observable 7(-) es doblemente suprimido debido a que tanto la contribución del término de Wess-Zumino como aquella derivada de nueva física son pequeñas. Asimismo, de la comparación entre los observables 5(-) y 6(-) se concluye que el segundo es el de mayor magnitud (y por tanto posee una mayor sensibilidad a la violación de CP) ya que depende de B_1 , mientras que el primero depende de B_2 , y mediante cálculo numérico es posible comprobar que la magnitud de B_1 tiende a ser mayor que la de B_2 en el rango permitido para Q^2 , s_1 y s_2 .

Los resultados anteriores están basados en la hipótesis de que f_H no posee una dependencia en las variables Q^2 , s_1 y s_2 . Sin embargo, es importante destacar que una dependencia no trivial con las variables cinemáticas podría aparecer como consecuencia de la presencia de interacciones de estado final. A su vez, también debe tenerse en cuenta que, hasta el

momento, la forma funcional del factor de forma pseudoescalar f_H es desconocida. Con estas consideraciones en mente, es instructivo adoptar una forma funcional simple para f_H con el objetivo de analizar como se modifican las distribuciones asociadas a $6(-)$. A modo ilustrativo, considérese la expresión para f_H que deviene de las ecuaciones de movimiento de los quarks, $f_H \sim (Q^2/m_s)F_4$, donde F_4 se supone constante. En orden a fijar un valor de referencia para $|F_4|$, se ha utilizado la expresión derivada en la ref. [176] dentro del contexto de teoría de perturbaciones quiral. Un análisis numérico similar al discutido en la sec. 4.3 da $\langle |F_4| \rangle \sim 0.54 \text{ GeV}^{-1}$ y $\mathcal{O}(\langle \text{Im}(F_4) \rangle) < \mathcal{O}(\langle \text{Re}(F_4) \rangle)$. Teniendo esto en cuenta, se ha fijado $F_4 = 0.54 \text{ GeV}^{-1}$, a la vez que se ha añadido un factor de normalización en la expresión para f_H , \mathcal{N} , para asegurar que la incerteza experimental de la tasa de desintegración sea saturada por la contribución de nueva física. Tomando $\phi_H = \pi/2$, se encuentra $\mathcal{N}|\eta_P| = 1.71$. Entonces, $|f_H\eta_P| = \mathcal{N}(Q^2/m_s)F_4|\eta_P| = 1,71 \times 0.54 \text{ GeV}^{-1}(Q^2/m_s) = 0.92 \text{ GeV}^{-1}(Q^2/m_s)$. La figura 4.3 muestra las distribuciones correspondientes a $6(-)$ para el caso $f_H\eta_P^1 = 17.9$ (curva azul sólida) y el escenario específico presentado más arriba en el cual f_H depende linealmente de Q^2 (curva roja discontinua). Estas distribuciones han sido obtenidas numéricamente y normalizadas al ancho total de decaimiento del τ , Γ_{tot} . Como puede verse de los gráficos, las distribuciones provenientes de los dos enfoques son comparables. En efecto, el orden de magnitud de cada proyección es el mismo para ambos modelos, y los máximos de las distribuciones no cambian significativamente de un enfoque al otro. En base a este análisis, es razonable esperar que el número de eventos necesario para recuperar el parámetro de nueva física a través del observable $6(-)$ en el caso de $|f_H\eta_P| = 17.9$ sea también suficiente para el caso $|f_H\eta_P| \propto Q^2$. En este sentido, la presencia de una dependencia lineal con Q^2 en f_H no arruinaría la sensibilidad de las distribuciones $6(-)$ a la contribución del escalar cargado respecto al caso en que $|f_H|$ es una función chata del espacio de fase. Por lo tanto, este ejemplo específico muestra que los observables propuestos podrían ser útiles aún cuando existiera una dependencia no trivial de $|f_H|$ con Q^2 , s_1 y s_2 .

Observables pares bajo CP

En la presente sección se estudian los observables pares respecto a CP. En primer lugar se discuten los resultados correspondientes a los observables $2(+)$ - $9(+)$, y luego, separadamente, aquellos asociados al observable $1(+)$, debido a su extenso tratamiento en análisis previos [113,177].

Inicialmente, se llevó a cabo un ajuste dejando libres a los parámetros A , C , D y N_3 , y con B fijo a su valor de entrada ($B = 0$, ver tabla 4.4(a)). En este caso, se observó que las correlaciones entre los distintos parámetros, así como también las desviaciones estándar, eran muy grandes y los resultados obtenidos se apartaban significativamente de los valores de entrada. Teniendo esto en cuenta, se decidió adoptar un procedimiento de ajuste diferente, en el cual los parámetros C y D son puestos en términos de A utilizando las restricciones

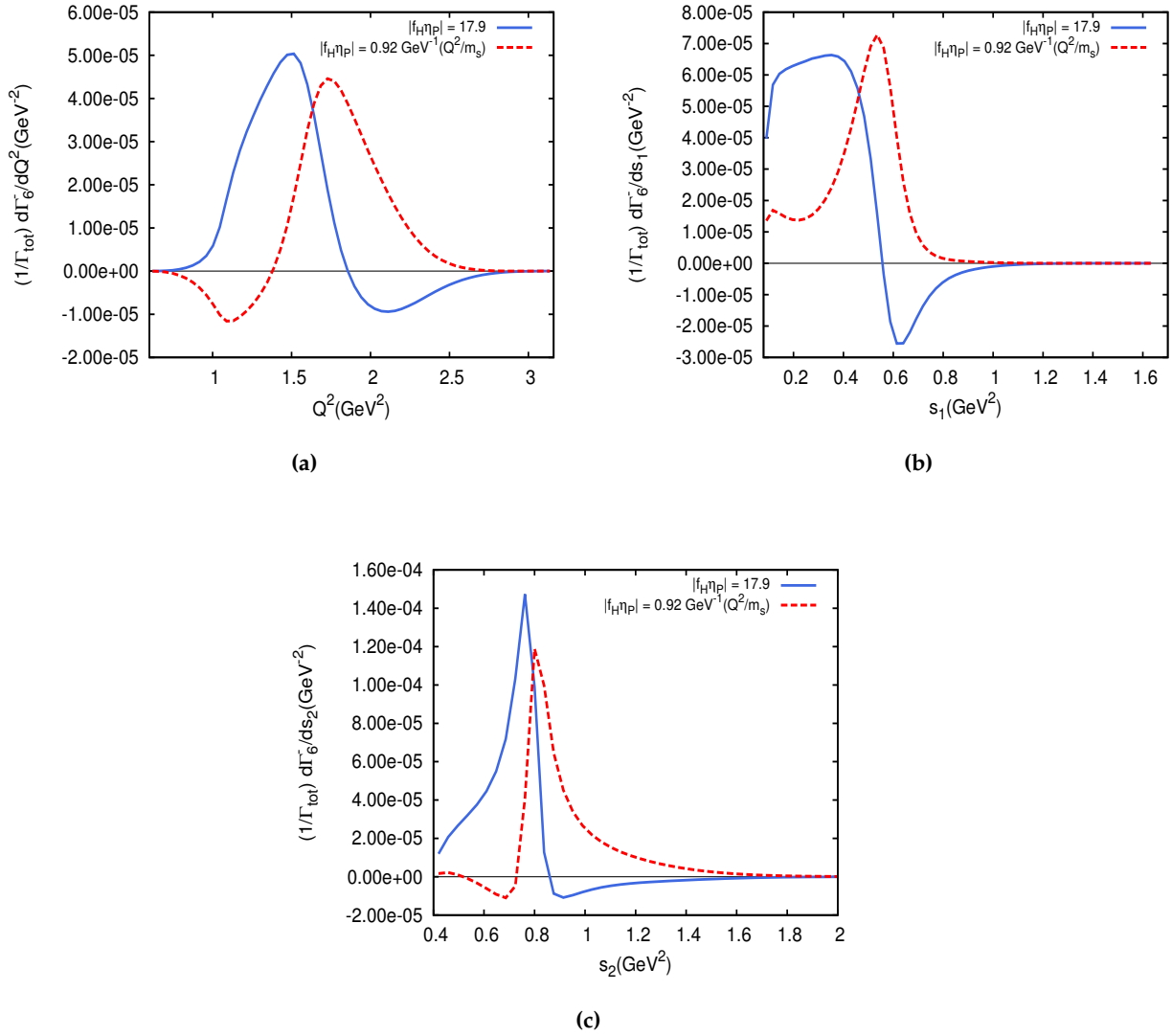


Figura 4.3.: Distribuciones correspondientes al observable 6(-) para $|f_{H\eta_P}| = 17.9$ (curva azul s3lida) y $|f_{H\eta_P}| = 0.92 \text{ GeV}^{-1}(Q^2/m_s)$ (curva roja discontinua). En los paneles (a), (b) y (c) se muestran las proyecciones en Q^2 , s_1 y s_2 , respectivamente. Las distribuciones han sido normalizadas al ancho total del τ .

que se siguen de las tasas de desintegraci3n tabuladas de las resonancias K_1 (ver refs. [111, 113]). Adem3s, los par3metros B y N_3 se mantienen fijos a sus valores de entrada, $B = 0$ y $N_3 = 1.4696$, respectivamente. Por tanto, en el proceso de ajuste descrito, se lleva a cabo la minimizaci3n de χ^2 con respecto a un 3nico par3metro, a saber, A . Los resultados del ajuste para 3×10^6 eventos son presentados en la tabla 4.12.

Antes de discutir los resultados de la tabla 4.12, es importante notar que las distribuciones correspondientes a 8(+) y 9(+) extra3das con 3×10^6 eventos simulados son consistentes con cero dentro de sus incertezas estad3sticas. Por tanto, no es posible obtener informaci3n concluyente de tales observables con dicho n3mero de eventos. Por esta raz3n, no se han incluido resultados asociados a estos observables en la tabla 4.12. Retornando a los observables

Tabla 4.12.: Resultados del ajuste para el parámetro A obtenidos de los observables pares bajo CP $2(+)-7(+)$, utilizando una muestra de 3×10^6 eventos simulados. El valor de entrada usado fue $A = 0.944$. Se incluye además la diferencia $|\Delta A| \equiv |\hat{A} - A|$.

$N_{ev} = 3 \times 10^6$								
$\frac{d\Gamma_i^+}{dQ^2}$	\hat{A}	$ \Delta A $	$\frac{d\Gamma_i^+}{ds_1}$	\hat{A}	$ \Delta A $	$\frac{d\Gamma_i^+}{ds_2}$	\hat{A}	$ \Delta A $
2	0.95 ± 0.01	0.6σ	2	0.94 ± 0.01	0.4σ	2	0.94 ± 0.02	0.2σ
3	0.92 ± 0.01	2.4σ	3	0.91 ± 0.01	3.4σ	3	0.91 ± 0.02	1.7σ
4	0.93 ± 0.02	0.7σ	4	0.94 ± 0.01	0.4σ	4	0.94 ± 0.02	0.2σ
5	0.949 ± 0.008	0.6σ	5	0.947 ± 0.006	0.6σ	5	0.942 ± 0.006	0.3σ
6	0.91 ± 0.03	1.1σ	6	0.92 ± 0.02	1.2σ	6	0.92 ± 0.02	1.2σ
7	0.94 ± 0.01	0.4σ	7	0.942 ± 0.008	0.3σ	7	0.948 ± 0.005	0.8σ

$2(+)-7(+)$, el valor de entrada es recuperado en todos los casos con incertezas menores al 3%. Más aún, las tres proyecciones de $5(+)$ y las proyecciones en $s_{1,2}$ de $7(+)$ dan los resultados más precisos, con incertezas menores al 1%.

Se considera a continuación el observable $1(+)$. Las tres proyecciones de este observable son distribuciones positivas más de dos órdenes de magnitud por encima que las derivadas del resto de los observables pares ante CP. Teniendo en cuenta esto y el hecho de que las incertezas estadísticas absolutas son similares para todas las distribuciones pares, se tiene como conclusión que las incertezas estadísticas relativas para las distribuciones provenientes de $1(+)$ son significativamente menores que las correspondientes a las otras distribuciones pares bajo CP. Por tanto, se ha analizado a $1(+)$ de diferente manera, liberando los parámetros A , N_3 y $f_{H\eta P}$. Pese a que los valores ajustados están en buen acuerdo con los valores de entrada, y las desviaciones estándar son menores que las asociadas a los otros observables, hay ciertas desventajas en utilizar $1(+)$ para extraer el parámetro $f_{H\eta P}$:

- En primer lugar, es importante notar que el hecho de que la distribución parece ser sensible a la contribución de nueva física se debe al valor particular utilizado para el parámetro $f_{H\eta P}$. Más precisamente, como fue anteriormente mencionado, dicho parámetro fue fijado de tal manera que se saturase la incerteza experimental, la cual incluye tanto fuentes estadísticas como sistemáticas. Tal incerteza es mayor que la incerteza asociada a la extracción de las distribuciones de las simulaciones, la cual es

puramente estadística. Más aún, la incerteza estadística utilizada en el presente estudio es menor que la asociada a los experimentos dado que en este análisis se ha utilizado un mayor número de eventos. Por tanto, en el presente análisis, la contribución de nueva física excede las incertezas estadísticas del observable $1(+)$ simulado, lo que da lugar a que el valor ajustado para $f_{H\eta_P}$ sea esencialmente incompatible con cero. Esta observación se ve sustentada por el hecho de que si se lleva a cabo el mismo ajuste pero usando el conjunto de eventos simulado con $f_{H\eta_P} = 1.79 e^{i\pi/4}$, entonces sí se obtiene un valor resultante del ajuste compatible con cero.

- Tanto para el conjunto de eventos simulados con $f_{H\eta_P} = 17.9 e^{i\pi/2}$ como con $f_{H\eta_P} = 1.79 e^{i\pi/4}$, el cálculo de la matriz de covarianza muestra que hay correlaciones significativas entre los parámetros ajustados. Asimismo, la función de mínimos de cuadrados minimizada presenta diversos mínimos locales, los cuales no están lo suficientemente separados del mínimo global como para poder ser distinguidos si los parámetros de entrada no son conocidos con precisión de antemano. Es importante notar que este inconveniente no sucede al ajustar los observables impares bajo CP, lo cual puede deberse a que, para el observable $1(+)$, χ^2 es una función cuártica de los parámetros de entrada, mientras que para los impares ante CP, es una función cuadrática del parámetro de nueva física.
- Por último, bajo las hipótesis usadas en este capítulo, no es posible extraer información respecto de la fase débil de nueva física del análisis de las distribuciones asociadas a $1(+)$ ya que en las mismas la dependencia con el parámetro de nueva física entra como el módulo cuadrado de B_4 y \bar{B}_4 , los cuales, bajo la hipótesis $F_4 = 0$, son proporcionales a $|\eta_P|$ (ver ecs. (4.12), (4.16) y (4.19)). Aún si $F_4 \neq 0$, la dependencia con el parámetro de nueva física se mezclaría de manera complicada con la dependencia del factor de forma escalar F_4 , haciendo que no sea posible separar los efectos de ambos parámetros. Esta incapacidad para distinguir la contribución de nueva física de la correspondiente al SM es común a todos los observables pares ante CP propuestos, mientras que no ocurre en el caso de los observables impares.

Varios de los observables pares ante CP propuestos son en principio sensibles al parámetro N_3 que fija la contribución del término anómalo de Wess-Zumino. Sin embargo, como se indicó antes, las distribuciones asociadas a $8(+)$ y $9(+)$ son consistentes con cero, aún en el caso del máximo número de eventos simulados, por lo que tales observables no resultan útiles en la extracción del parámetro N_3 . Una alternativa radica en usar los observables $5(+)$ y/o $6(+)$ con los parámetros A , C y D fijos a sus valores de entrada. Con tales parámetros fijos, las distribuciones derivadas de $5(+)$ y $6(+)$ dependen únicamente de N_3 . Por supuesto, a la hora de usar datos experimentales en lugar de eventos simulados, los valores de entrada serán desconocidos. En ese caso, los restantes observables podrían ser utilizados para estimar el parámetro A en primer lugar, y luego C y D podrían obtenerse aplicando las cotas provenientes de las tasas de desintegración tabuladas para las resonancias K_1 (ver ecs. (8)-(10) en

la ref. [113]). Los resultados obtenidos para N_3 a partir de las distribuciones 5(+) y 6(+) se muestran en la tabla 4.13 en el caso de 3×10^6 eventos simulados. Si bien ambos observables permiten recuperar el parámetro N_3 , 5(+) es el más preciso, siendo las correspondientes incertezas menores al 4 %, mientras que las asociadas a 6(+) son del orden del 15 %. Por tanto, el observable 5(+) parece ser el más indicado a fin de implementar la estrategia propuesta para extraer información respecto de la contribución anómala de Wess-Zumino.

Se concluye la presente sección resumiendo, en la tabla 4.14, los resultados más relevantes obtenidos para el observable 6(-), que resulta ser el más prometedor para detectar efectos de violación de CP debidos a la presencia de física más allá del SM en el decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$.

Tabla 4.13.: Resultados para N_3 obtenidos de los ajustes a las distribuciones de 5(+) y 6(+) con un conjunto de 3×10^6 eventos simulados. El ajuste se ha llevado a cabo fijando los parámetros A, C y D a sus respectivos valores de entrada. El valor de entrada para N_3 fue de 1.4696.

$N_{ev} = 3 \times 10^6$								
$\frac{d\Gamma_i^+}{dQ^2}$	\hat{N}_3	$ \Delta N_3 $	$\frac{d\Gamma_i^+}{ds_1}$	\hat{N}_3	$ \Delta N_3 $	$\frac{d\Gamma_i^+}{ds_2}$	\hat{N}_3	$ \Delta N_3 $
5	1.45 ± 0.05	0.4σ	5	1.45 ± 0.05	0.4σ	5	1.49 ± 0.05	0.4σ
6	1.3 ± 0.2	0.9σ	6	1.5 ± 0.2	0.2σ	6	1.5 ± 0.2	0.2σ

Tabla 4.14.: Principales resultados obtenidos en la sec. 4.5 para el observable 6(-) usando distintos conjuntos de eventos simulados con $|f_H\eta_P| = 17.9$.

Distribución	Test de hipótesis SM		Ajuste por mínimos cuadrados	
	N_{ev}	valor P	N_{ev}	Valor ajustado para $f_H\eta_P^I$
$d\Gamma_6^-/dQ^2$	10^5	0.000024	3×10^6	17.6 ± 0.4
$d\Gamma_6^-/ds_1$	10^5	0.0076	3×10^6	18.0 ± 0.5
$d\Gamma_6^-/ds_2$	10^5	0.013	3×10^6	17.4 ± 0.5

4.6. Decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ en el contexto del 2HDM alineado

Hasta ahora se ha analizado el decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ de manera modelo independiente, incorporando los efectos de nueva física a través de una contribución adicional debida a un

bosón escalar cargado que se acopla a fermiones. En esta sección, en cambio, se considera el mismo decaimiento pero en el contexto de un modelo específico de nueva física. Distintos modelos extienden el sector escalar del SM añadiendo un segundo doblete escalar de tal forma que el espectro contiene bosones escalares cargados. Un ejemplo particular de dichos modelos es el conocido como modelo de dos dobletes de Higgs alineado (A2HDM) [114]. En el A2HDM, las matrices correspondientes a los acoplamientos Yukawa se suponen alineadas entre sí, lo cual elimina la posibilidad de acoplamientos neutros no diagonales que darían lugar a corrientes neutras de cambio de sabor a orden árbol.

El Lagrangiano que describe las interacciones Yukawa del bosón de Higgs cargado con los fermiones en el A2HDM puede escribirse en términos de los autoestados de masa fermiónicos como sigue [114, 115]:

$$\mathcal{L}_Y^{H^\pm} = -\frac{\sqrt{2}}{v} H^\pm \{ \bar{u} [\zeta_d V M_d \mathcal{P}_R - \zeta_u M_u V \mathcal{P}_L] d + \zeta_\ell \bar{\nu}_\ell M_\ell \mathcal{P}_R \ell \} + \text{h.c.}, \quad (4.36)$$

donde $M_{u,d}$ son las matrices diagonales de masa para los quarks tipo up y down, V es la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), v es el valor de expectación de vacío del Higgs neutro más liviano y $\mathcal{P}_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$ son los operadores de proyección quirales. Los factores de proporcionalidad ζ_f ($f = u, d, \ell$) son números complejos arbitrarios, por lo que pueden dar lugar a nuevas fuentes de violación de CP.

De la ec. (4.36) se deduce que en el A2HDM los acoplamientos efectivos $g_L^{quq_d\ell}$ y $g_R^{quq_d\ell}$ que aparecen en el correspondiente Lagrangiano efectivo vienen dados por [114]

$$g_L^{quq_d\ell} = \zeta_u \zeta_\ell^* \frac{m_{q_u} m_\ell}{M_{H^\pm}^2}, \quad g_R^{quq_d\ell} = -\zeta_d \zeta_\ell^* \frac{m_{q_d} m_\ell}{M_{H^\pm}^2}. \quad (4.37)$$

Más aún, dada la universalidad respecto de las tres familias de los coeficientes ζ_f , se siguen las siguientes relaciones entre los acoplamientos efectivos correspondientes a dos sabores distintos de q_u, q_d y ℓ :

$$\frac{g_L^{quq_d\ell}}{g_L^{q'_u q'_d \ell'}} = \frac{m_{q_u} m_\ell}{m_{q'_u} m_{\ell'}}, \quad \frac{g_R^{quq_d\ell}}{g_R^{q'_u q'_d \ell'}} = \frac{m_{q_d} m_\ell}{m_{q'_d} m_{\ell'}}. \quad (4.38)$$

Los acoplamientos $\eta_{P,S}$ definidos anteriormente en la ec. (4.2) y los introducidos en la ec. (4.37) se vinculan como sigue¹⁰

$$\frac{\eta_S^* + \eta_P^*}{2} = g_L^{u\tau} \doteq \zeta_u \zeta_l^* \frac{m_u m_\tau}{M_{H^\pm}^2} \quad \text{and} \quad \frac{\eta_S^* - \eta_P^*}{2} = g_R^{u\tau} \doteq -\zeta_d \zeta_l^* \frac{m_s m_\tau}{M_{H^\pm}^2}, \quad (4.39)$$

¹⁰Notar que en este modelo los acoplamientos están suprimidos por las masas de los quarks livianos. Las secciones precedentes, en cambio, tienen implícita la suposición de que los acoplamientos del escalar cargado a los fermiones son no estándar, es decir, no presentan tal supresión [112].

donde las últimas igualdades son válidas en el caso del A2HDM, por lo que se ha usado la notación “ \doteq ”. Teniendo en cuenta la supresión debida a m_u , el acoplamiento $g_L^{u\bar{s}\tau}$ puede ser despreciado y entonces las relaciones en la ec. (4.39) se reducen a

$$\eta_P = -g_R^{u\bar{s}\tau*} \doteq \zeta_d^* \zeta_l \frac{m_s m_\tau}{M_{H^\pm}^2}. \quad (4.40)$$

Esta última expresión junto con la segunda relación en la ec. (4.38) implican que los observables definidos en el marco de otros sistemas que no involucren el acoplamiento $g_R^{u\bar{s}\tau}$ proveerán también límites para el acoplamiento pseudoescalar η_P , los cuales pueden ser utilizados a su vez para obtener predicciones para los observables propuestos en la sec. 4.4. De esta manera, los observables propuestos en este capítulo podrían ser útiles también para testear el modelo A2HDM.

Se considera a continuación un ejemplo que ilustra como límites derivados de otros canales pueden ser utilizados para hacer predicciones testeables en el decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$. Dicho ejemplo se centra en el observable $6(-)$, el cual, como se dijo en la sec. 4.5.4, resulta ser significativamente más sensible a la violación de CP que el resto de los observables propuestos. La fenomenología del A2HDM ha sido estudiada extensamente en la literatura (véanse, por ejemplo, las refs. [114, 116]). En particular, los límites obtenidos combinando la información de distintos decaimientos leptónicos y semileptónicos han sido discutidos en detalle en las refs. [114, 115]. Sobre la base de la ref. [115] y suponiendo que $1 < |f_H| < 10$ y $f_H^I = 0$, es posible derivar la restricción, modelo dependiente, $-0.01 < f_H \eta_P^{R,I} < 0.01$. Es preciso notar que en este caso se está considerando una fase débil arbitraria ϕ_H , a diferencia del análisis presentado en la sec. 4.5, el cual se restringió a $\phi_H = \pi/2, \pi/4$. A fin de testear el A2HDM, las distribuciones asociadas a $6(-)$ extraídas de los datos pueden ser comparadas con la región permitida por el límite restrictivo mencionado más arriba. Dado que en este estudio se utilizan eventos simulados, se considerarán las distribuciones $6(-)$ extraídas de los mismos. Más concretamente, se utilizarán las distribuciones extraídas de los eventos simulados con $f_H \eta_P = 1.79 e^{i\pi/4}$, en lugar de $f_H \eta_P = 17.9 e^{i\pi/2}$, ya que la primera elección se encuentra más cercana al rango obtenido en el marco del A2HDM. Además, es importante notar que esta elección es compatible con los límites derivados de manera modelo independiente del decaimiento $\tau \rightarrow K\nu_\tau$ (suponiendo $f_H^I = 0$ y $1 < |f_H| < 10$), independientemente de si la masa del quark o del mesón son utilizadas para determinar dicho límite. La proyección en s_2 del observable $6(-)$ se muestra en la figura 4.4 junto a la correspondiente predicción derivada del A2HDM. Solo se ha considerado la proyección s_2 debido a que tiende a ser la de mayor magnitud para este observable.

De la figura 4.4 es posible observar que la distribución cae fuera de la predicción del A2HDM únicamente en los bins tres y cuatro, con desviaciones menores a 2σ y de casi 1σ , respectivamente. Sin embargo, como se mostró en la sec. 4.5.4, el ajuste por mínimos cuadrados de la distribución en cuestión con $f_H \eta_P^I$ como único parámetro libre arroja el valor

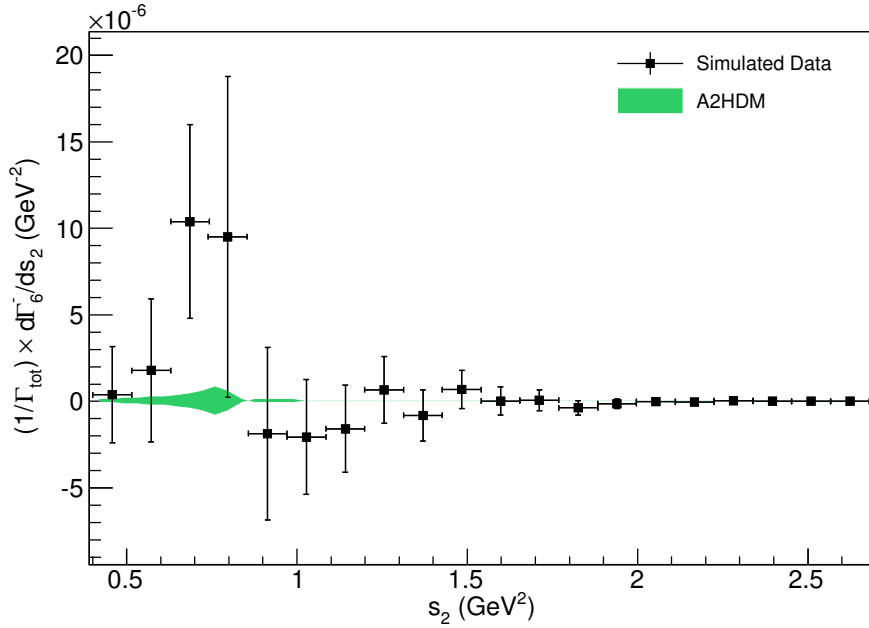


Figura 4.4.: Proyección en s_2 del observable $6(-)$ usando un conjunto de 10^6 eventos simulados junto a la correspondiente región permitida en el contexto del A2HDM. Los datos simulados corresponden a la elección $f_H\eta_P = 1.79 e^{i\pi/4}$. La región permitida no tiene en cuenta incertezas en los parámetros asociados con los factores de forma (A , B , etc.).

1.7 ± 0.8 (ver tabla 4.11), el cual está más de 2σ fuera del rango permitido para tal parámetro dentro del A2HDM ($|f_H\eta_P^I| < 0.01$). Pese a que dicha desviación representaría una tensión en el contexto experimental, no sería suficiente para rechazar concluyentemente el modelo. Por lo tanto, para un parámetro de nueva física $f_H\eta_P^I$ dos órdenes de magnitud por encima del rango predicho por el A2HDM, más de 10^6 eventos son necesarios si se pretende probar el modelo A2HDM a través del observable $6(-)$. Una observación similar tiene lugar en el caso del SM, ya que para el mismo la distribución en s_2 de $6(-)$ se reduce a cero y está entonces contenida en la región permitida por el A2HDM. De hecho, la situación es análoga a aquella encontrada en las secciones 4.5.2 y 4.5.4, donde se ha mostrado que más de 10^6 eventos son requeridos a fin de usar las distribuciones asociadas a $6(-)$ para distinguir el SM y un escenario de nueva física en el que $|f_H\eta_P| = 1.79$.

Finalmente, es preciso enfatizar que la región permitida graficada en la figura 4.4 supone que el factor de forma pseudoescalar f_H es una función constante de las variables del espacio de fase y que es real. Un estudio realista del A2HDM en el contexto de los observables aquí propuestos presupone por tanto el test cuidadoso de tales hipótesis. Más aún, los resultados dados en las secciones precedentes también dependen de dichas hipótesis. Teniendo en cuenta esto, se comentan en lo que sigue algunas posibilidades para testear las suposiciones utilizadas.

4.7. Test de las suposiciones utilizadas

A lo largo del estudio presentado en las distintas secciones de este capítulo se han hecho distintas suposiciones, siendo algunas de ellas susceptibles de ser probadas mediante los observables propuestos. Específicamente, en esta sección, se describe como podrían testearse dos suposiciones hechas respecto del factor de forma pseudoescalar f_H ; a saber, que es una función plana de Q^2 , s_1 y s_2 , y que no contiene fases fuertes, es decir, que $f_H^I = 0$.

De los observables 5(-) y 6(-) en la tabla 4.8 se tienen las siguientes relaciones:

$$\frac{d\Gamma_5^-}{dQ^2 ds_1 ds_2} = \left(\frac{2}{3} A(Q^2) \langle \bar{K}_2 \rangle \frac{\sqrt{Q^2}}{m_\tau} B_2^R \right) f_H^I \eta_P^I - \left(\frac{2}{3} A(Q^2) \langle \bar{K}_2 \rangle \frac{\sqrt{Q^2}}{m_\tau} B_2^I \right) f_H^R \eta_P^I, \quad (4.41)$$

$$\frac{d\Gamma_6^-}{dQ^2 ds_1 ds_2} = \left(\frac{2}{3} A(Q^2) \langle \bar{K}_2 \rangle \frac{\sqrt{Q^2}}{m_\tau} B_1^I \right) f_H^R \eta_P^I - \left(\frac{2}{3} A(Q^2) \langle \bar{K}_2 \rangle \frac{\sqrt{Q^2}}{m_\tau} B_1^R \right) f_H^I \eta_P^I, \quad (4.42)$$

donde debe recordarse que las cantidades B_1 , B_2 y $\langle \bar{K}_2 \rangle$ dependen de las variables Q^2 , s_1 y s_2 . Proyectando las ecs. (4.41) y (4.42) en $x \equiv Q^2, s_1, s_2$ se forma una ecuación matricial de 2×2

$$\begin{pmatrix} d\Gamma_5^-/dx \\ d\Gamma_6^-/dx \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 & -b_1 \\ -a_2 & b_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_H^I \eta_P^I \\ f_H^R \eta_P^I \end{pmatrix}, \quad (4.43)$$

donde las cantidades a_1 y b_1 son las proyecciones en x de las dos funciones que aparecen entre paréntesis en la ec. (4.41), mientras que a_2 y b_2 provienen de las dos funciones en la ec. (4.42). Debe notarse que estas cantidades son funciones de x y que, para derivar la ec. (4.43), es necesario suponer que f_H no tiene otra dependencia en las variables cinemáticas más que con x . Invertiendo la ec. (4.43) se obtienen las relaciones

$$f_H^I \eta_P^I = \frac{1}{a_1 b_2 - a_2 b_1} \left(b_2 \frac{d\Gamma_5^-}{dx} + b_1 \frac{d\Gamma_6^-}{dx} \right), \quad (4.44)$$

$$f_H^R \eta_P^I = \frac{1}{a_1 b_2 - a_2 b_1} \left(a_2 \frac{d\Gamma_5^-}{dx} + a_1 \frac{d\Gamma_6^-}{dx} \right), \quad (4.45)$$

a partir de las cuales se encuentra la siguiente expresión:

$$\frac{f_H^I}{f_H^R} = \frac{b_2 d\Gamma_5^-/dx + b_1 d\Gamma_6^-/dx}{a_2 d\Gamma_5^-/dx + a_1 d\Gamma_6^-/dx}. \quad (4.46)$$

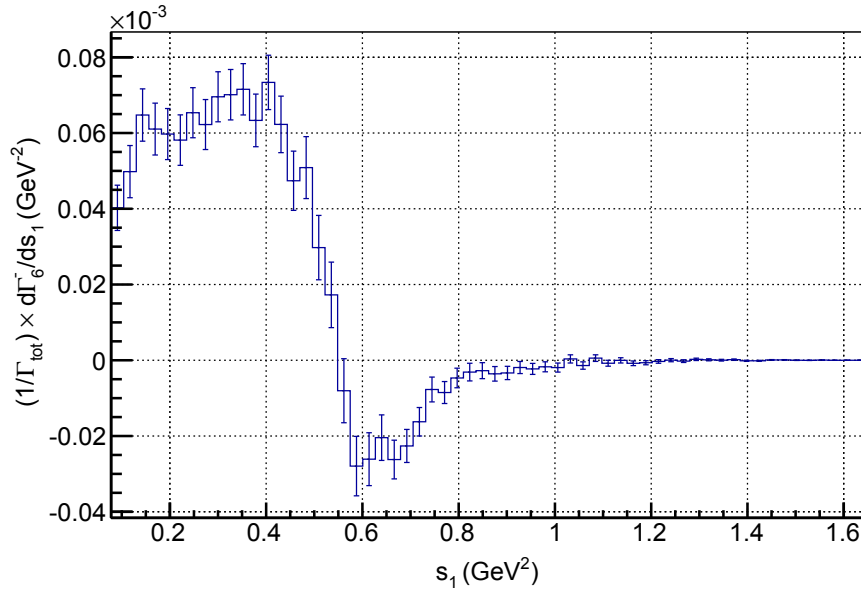


Figura 4.5.: Proyección en s_1 del observable $6(-)$, obtenida utilizando un conjunto de 3×10^6 eventos simulados. El punto donde la distribución cruza el cero puede ser claramente extraído del gráfico con una incerteza dada por el ancho de los bins ($s_1 = 0.56 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$).

Ahora bien, bajo la hipótesis de que no hay dependencia respecto de Q^2 , s_1 ni s_2 en f_H , tanto el lado derecho de la ec. (4.44) como el de la ec. (4.45) son constantes respecto de x . Por ende, extrayendo las distribuciones $d_x \Gamma_{5,6}^-$ de los datos y obteniendo las cantidades $a_{1,2}, b_{1,2}$ numéricamente para cada bin en el rango de la variable x , es posible testear la validez de la hipótesis respecto de la dependencia de f_H con las variables cinemáticas. Por otra parte, bajo la suposición de que no hay fase fuerte en f_H , el lado izquierdo de la ec. (4.46) se anula, de manera que la significancia de las desviaciones del cero de la cantidad en el lado derecho de tal ecuación puede usarse para determinar la validez de esta hipótesis.

Otra interesante posibilidad radica en el estudio de los puntos donde las distintas distribuciones cruzan el cero. Bajo las hipótesis mencionadas respecto de f_H (dependencia despreciable en las variables cinemáticas y $f_H^I = 0$), los puntos donde se anulan las distribuciones impares ante CP resultan independientes del valor del parámetro $f_H \eta_P$. Entonces, la predicción numérica de los puntos donde se cruza el cero y la comparación con las distribuciones obtenidas de los datos pueden usarse para testear las dos hipótesis mencionadas.¹¹ Para ilustrar esta clase de prueba, considérese el observable $6(-)$ (ver figura 4.3). Proyectando este observable separadamente en Q^2 , s_1 y s_2 y calculando numéricamente los puntos donde las respectivas distribuciones cruzan el cero, se obtiene: $Q^2 \sim 1.856 \text{ GeV}^2$, $s_1 \sim 0.556 \text{ GeV}^2$

¹¹En este caso se han tomado los parámetros relacionados con la estructura resonante del decaimiento como fijos a sus valores de entrada. De hecho, la posición donde las distribuciones cruzan el cero depende no solamente de las dos suposiciones acerca de f_H sino también de dichos valores de entrada. En este sentido, el análisis de los puntos donde las distribuciones cruzan el cero puede ser útil también para estudiar tales parámetros.

y $s_2 \sim 0.851 \text{ GeV}^2$, respectivamente. Por otra parte, de las distribuciones obtenidas con un conjunto de 3×10^6 eventos simulados se extraen los siguientes valores (ver figura 4.5):

$$Q^2 = 1.86 \pm 0.04 \text{ GeV}^2, \quad s_1 = 0.56 \pm 0.03 \text{ GeV}^2, \quad s_2 = 0.84 \pm 0.04 \text{ GeV}^2, \quad (4.47)$$

los cuales están en buen acuerdo con los valores predichos. Así es que, con 3×10^6 eventos, los puntos de cruce del cero de las distribuciones impares frente a CP podrían usarse para probar las hipótesis respecto del parámetro f_H mencionadas más arriba. Con menos eventos, sin embargo, el test basado en los puntos de cruce del cero comienza a perder su efectividad.

La discusión desarrollada en esta sección acerca de los posibles test de las suposiciones utilizadas a lo largo del capítulo completa el estudio de la sensibilidad a escalares cargados en el decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ por medio de anchos diferenciales parciales. Los observables propuestos y analizados no solo permiten investigar la contribución del escalar cargado incorporado sino también las contribuciones del SM, incluso aquella asociada al término anómalo de Wess-Zumino. Finalmente, debe recordarse que la medida de los observables introducidos en este capítulo es asequible en el contexto de las futuras Super fábricas de mesones B.

Capítulo 5.

Conclusiones

En esta tesis se han llevado a cabo distintos estudios fenomenológicos de posibles extensiones del sector escalar del SM. Más precisamente, se han considerado las extensiones que surgen de incluir un acoplamiento top-Higgs pseudoescalar a orden árbol, de incorporar un triplete electrodébil escalar de LQs y, finalmente, de añadir un escalar cargado, singlete de color, similar al que aparece en teorías de dos dobletes de Higgs. En lo que sigue se brindan, de manera pormenorizada, las principales conclusiones que devienen de los resultados obtenidos en los estudios que de dichas extensiones se han realizado en los capítulos 2, 3 y 4.

En el segundo capítulo se ha considerado una extensión del Modelo Estándar que resulta del cambio de escala del acoplamiento estándar top-Higgs en un factor κ_t y de la incorporación de un acoplamiento de tipo pseudoescalar a través de un nuevo operador de dimensión 4 regulado por un segundo parámetro $\tilde{\kappa}_t$. En este contexto, el análisis desarrollado en dicho capítulo introduce una colección de observables impares ante la simetría discreta de carga-paridad (CP), los cuales prueban ser útiles a fin de determinar el signo relativo entre el acoplamiento escalar (κ_t) y el eventual acoplamiento pseudoescalar ($\tilde{\kappa}_t$) del bosón de Higgs al quark top. Este conjunto de observables está basado en correlaciones de tipo producto triple (TP) obtenidas en el caso de la producción asociada $pp \rightarrow t\bar{t}H$, con ambos tops decayendo semileptónicamente. Asimismo, se ha establecido una jerarquía para la sensibilidad de los varios productos triple considerados por medio del uso de distintos tipos de observables: asimetrías, valores medios y distribuciones angulares. Por otra parte, para identificar claramente aquellos productos triple con mayor sensibilidad, se han considerado escenarios de referencia, principalmente el SM ($\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = 0$) y dos casos donde el Higgs posee propiedades mixtas bajo CP ($\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = \pm 1$).

A través del uso de técnicas espinoriales se ha derivado la sección eficaz diferencial del proceso completo de tal forma que la parte de producción y la de decaimiento aparecen separadas formalmente, estando todavía conectadas por los vectores de espín del top y del antitop, los cuales, gracias al procedimiento empleado, quedan definidos naturalmente en términos de los momentos de los leptones en el estado final. El uso de técnicas espinoriales en la obtención de $d\sigma$ permite arribar a expresiones como la dada en la ec. (2.17) de forma clara y

sencilla, sin necesidad de utilizar identidades matemáticas adicionales como en la ref. [119]. La expresión obtenida evidencia que los términos que dependen linealmente de ambos acoplamientos son aquellos que involucran TPs. Entre estos, se han investigado los únicos tres que no dependen de los momentos de los quarks/gluones entrantes y que, simultáneamente, incorporan ambos vectores de espín: $\epsilon_1 \equiv \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$, $\epsilon_2 \equiv \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ y $\epsilon_3 \equiv \epsilon(Q, t, n_t, n_{\bar{t}})$.

Utilizando 10^5 eventos simulados a nivel partónico, se ha encontrado que $\epsilon_{1,2,3}$ permiten distinguir entre los escenarios CP-mixtos por más de $\sim 20\sigma$ en el caso de asimetrías y $\sim 10\sigma$ en el caso de valores medios. Vale decir que la supremacía de la asimetría respecto del valor medio vislumbrada para estos tres TPs es una conclusión general, que se corroboró para todos los productos triple explorados. A su vez, se ha mostrado que es posible definir distribuciones angulares asociadas a estos TPs que exhiben un corrimiento de fase que cambia de acuerdo a los valores que toma el acoplamiento pseudoescalar. Por otra parte, la inspección de TPs que incorporan los momentos del Higgs y de los leptones en lugar de los vectores de espín permite concluir que los observables aquí estudiados poseen una sensibilidad levemente superior cuando estos últimos son utilizados.

Partiendo de los TPs ϵ_1 - ϵ_3 , se ha encontrado una combinación particular, $\epsilon_4 \equiv \epsilon_3 - \epsilon_2$, cuya sensibilidad es mayor a la de dichos TPs. Con 10^5 eventos, por ejemplo, la asimetría asociada a ϵ_4 da una separación efectiva entre los escenarios CP-mixtos que supera a la correspondiente a las asimetrías de ϵ_1 - ϵ_3 por al menos 2.8σ . De nuevo, como se indicó más arriba, cuando se construye una combinación utilizando los momentos de los leptones en lugar de los vectores de espín (ϵ_8), la sensibilidad en la asimetría decrece 3.1σ respecto de ϵ_4 , dando lugar a valores comparables más bien con las asimetrías de ϵ_2 y ϵ_3 .

Tomando en cuenta el desafío que implica reconstruir completamente los momentos del top y del antitop cuando hay dos neutrinos en el estado final, se han propuesto y testeado dos TPs que superan esta dificultad. El primero es obtenido reemplazando los momentos de t y \bar{t} por aquellos de b y \bar{b} (ϵ_9), mientras que el segundo hace uso de las partes visibles de los momentos de t y \bar{t} (ϵ_{10}). Se ha mostrado que este último es el más sensible, proporcionando una separación entre los casos CP-mixtos de $\sim 16\sigma$.

Finalmente, se ha discutido la viabilidad experimental de los observables propuestos más sensibles, a saber, ϵ_4 en caso de reconstruir completamente los momentos de t y \bar{t} , y ϵ_{10} , en caso contrario. Se ha obtenido que, con 5×10^3 y 10^4 eventos, respectivamente, las asimetrías asociadas a ϵ_4 y ϵ_{10} siguen siendo útiles para testear las hipótesis $\tilde{\kappa}_t = \pm 1$ (con $\kappa_t = 1$), dando lugar a separaciones aproximadamente de 6σ entre estos dos escenarios. Resulta alentador que tales números de eventos se encuentran dentro del alcance del LHC a corto plazo, de manera que estos observables podrían ser usados para probar el signo relativo entre κ_t y $\tilde{\kappa}_t$ en dicho contexto. Además, en el caso de la asimetría de ϵ_4 , se han estimado los límites de sensibilidad a $\tilde{\kappa}_t$ usando 5×10^3 eventos, obteniéndose aproximadamente -0.2 y 0.3 para las regiones $\tilde{\kappa}_t < 0$ y $\tilde{\kappa}_t > 0$, respectivamente.

En el capítulo 3 se ha ampliado el sector escalar del Modelo Estándar mediante la introducción de nuevos grados de libertad, los cuales dan lugar a interacciones leptón-quark a orden árbol. Más específicamente, se ha estudiado un leptoquark con números cuánticos $(3, 3, -1/3)$ respecto de G_{SM} , haciendo especial hincapié en el impacto del mismo en el espectro de neutrinos de ultra alta energía observado en IceCube y la posibilidad de explicar el ligero exceso de eventos en la región por encima del PeV. El modelo considerado incluye acoplamientos del triplete de LQs únicamente a la primera generación de quarks y a la primera y segunda de leptones. El estudio se desarrolló en tres vertientes: en la primera se consideró el impacto de este modelo en el contexto del experimento IceCube y se desarrolló un análisis estadístico mediante el cual se determinaron los parámetros que mejor acomodan el correspondiente espectro a la vez que se obtuvieron límites superiores al parámetro $\mu = |\lambda_1^1|^2 + |\lambda_2^1|^2$ a 95% de nivel de confianza; en la segunda se consideraron los límites impuestos a modelos de LQs por el LHC, tanto en lo referente a búsquedas directas como a búsquedas más generales de nueva física; en la tercera, finalmente, se obtuvieron los límites devenidos de observables de bajas energías tales como la tasa de desintegración de $\mu \rightarrow e\gamma$, el momento magnético del muón y la violación de paridad atómica.

Del análisis del impacto del triplete de LQs en el espectro observado en IceCube se sigue como conclusión general que si se quiere acomodar dicho espectro y, en particular, el exceso en la región por encima del PeV, entonces deben tomarse valores grandes para la masa de χ_1 y χ_2 . Esto fuerza, a su vez, a valores grandes para el parámetro μ . Más concretamente, el mejor ajuste obtenido en la sec. 3.2.3 ocurre para $m_\chi = 1025$ GeV y $\hat{\mu} = 2.189$ (suponiendo $\Omega = 4\pi$). Por otra parte, se ha explorado la posibilidad de usar el espectro de IceCube para acotar el modelo de LQs. Desafortunadamente, los límites obtenidos en la sec. 3.2.3 con cuatro años de datos muestran ser, a la luz de aquellos derivados del LHC en la sec. 3.3, mucho menos restrictivos. Sin embargo, la posibilidad de constreñir esta clase de modelos independientemente de los aceleradores es muy interesante, más aún si se tiene en cuenta que a fin de volver dichos límites más competitivos se requiere únicamente coleccionar más datos.

Respecto a los observables de bajas energías considerados, lo desarrollado en la sec. 3.4 muestra que los mismos prefieren un escenario con valores de λ_1^1 muy suprimidos respecto de λ_2^1 . Como se discutió oportunamente en la sec. 3.5, el valor para μ que resulta del ajuste del espectro de IceCube para $m_\chi = 1025$ GeV (con $\Omega = 4\pi$) puede ser compatibilizado con este escenario.

Finalmente, los resultados obtenidos en la sec. 3.3 respecto de las cotas impuestas por el LHC arrojan importantes conclusiones. En primer lugar, las búsquedas dedicadas de LQs a 13 TeV por parte de ATLAS y CMS implican para el escenario aquí estudiado que m_χ debe estar por encima de 900 GeV. Por lo tanto, el valor de masa que mejor ajusta el espectro observado, 1025 GeV, es compatible con dicha cota. Por otro lado, los límites impuestos por búsquedas más generales de nueva física efectuadas por ATLAS a 8 TeV son fuertemente restrictivos y

están en clara tensión con los parámetros que mejor ajustan el espectro obtenido en IceCube (ver figuras 3.7 y 3.9). De esta manera, si bien un escenario con $m_\chi = 1025$ GeV, $\lambda_1^1 \ll \lambda_2^1$ y $\lambda_2^1 \sim 1.48$ (de manera que $\mu = 2.189$) es compatible con los límites provenientes de los observables de bajas energías y de las búsquedas dedicadas de LQs en el LHC, a la vez que mejora el ajuste del espectro observado en IceCube, el mismo está descartado a 95% de nivel de confianza por las búsquedas generales de nueva física en el LHC. Es importante notar, sin embargo, que esta afirmación no implica que el modelo de LQs propuesto quede excluido, sino que es el escenario particular del mismo que más contribuiría a mejorar la descripción de la región por encima del PeV del espectro medido por IceCube el que es rechazado por las búsquedas de nueva física listadas en la sec. 3.3.

En el capítulo 4 se ha extendido el sector escalar del SM añadiendo un escalar cargado mediante un operador de dimensión 6 y se ha estudiado su impacto en el decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$. Añadiendo a la correspondiente amplitud la contribución debida a tal escalar cargado, se han propuesto y testado distintos observables pares e impares ante CP a través de eventos simulados con un generador propio. El máximo número de eventos considerado fue de 3×10^6 .

Entre los observables propuestos, el denominado 6(−) (véase sec. 4.3) es el más sensible a la contribución de nueva física. Por un lado, para una contribución de nueva física significativa ($|f_H\eta_P| \sim 17.9$), se ha encontrado que dicho observable es útil para testear la hipótesis del SM incluso con 1×10^5 eventos. Por el otro, los resultados de los ajustes llevados a cabo muestran que este observable permite extraer el parámetro que regula la contribución del escalar cargado con la mayor precisión, siendo las incertezas $\lesssim 6\%$ y $\lesssim 3\%$ para 5×10^5 y 3×10^6 eventos simulados, respectivamente (ver sec. 4.5.4). Resulta destacable el hecho de que la capacidad del observable 6(−) para extraer el parámetro de nueva física no desaparece cuando la contribución del escalar cargado es reducida ($|f_H\eta_P| \sim 1.79$) y se tienen 10^6 eventos.

Respecto de los observables pares ante CP, se ha encontrado que el 5(+) y las proyecciones en $s_{1,2}$ del 7(+) son los más precisos a fin de extraer el parámetro A asociado al peso de las contribuciones resonantes (ver tabla 4.12). Adicionalmente, se ha mostrado que el observable 5(+) es la alternativa más adecuada para analizar el término anómalo de Wess-Zumino una vez medidos los otros parámetros relacionados a las resonancias involucradas. Es necesario recordar que los resultados correspondientes a los observables pares ante CP han sido derivados bajo las suposiciones de que no hay fase débil ni dependencia con las variables cinemáticas en f_H y que $F_4 = 0$, mientras que para aquellos asociados a los observables impares la última condición puede ser relajada a $F_4^I = 0$. En relación a esto, distintas posibilidades para testear las hipótesis utilizadas a través de los mismos observables propuestos han sido discutidas en la sec. 4.7.

El decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ también ha sido estudiado en la sec. 4.6 en el contexto de modelos de dos dobletes de Higgs (2HDMs). En particular, se han comparado las predicciones

para el observable $6(-)$ en el A2HDM, obtenidas utilizando las restricciones impuestas sobre tal modelo por distintos decaimientos leptónicos y semileptónicos, con las simulaciones para una contribución de nueva física dada por $f_{H\eta P} = 1.79 e^{i\pi/4}$, valor consistente con restricciones modelo independiente. De esta comparación se tiene la conclusión de que la medida de la proyección en s_2 del observable $6(-)$ podría ser útil para testear tanto el A2HDM como la hipótesis de que la nueva física es escalar. Sin embargo, es importante recordar que para una contribución del escalar cargado un orden de magnitud por encima del rango permitido en el A2HDM se requerirían más de 10^6 eventos para excluir dicho modelo a través del observable $6(-)$ (ver figura 4.4 y discusión al respecto).

Por último, es preciso enfatizar que un conjunto de observables similar al propuesto y analizado en el capítulo 4 puede definirse a fin de estudiar otros decaimientos con tres mesones en el estado final tales como $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$ y $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$, y sus respectivos decaimientos conjugados respecto de CP. De hecho, las tasas de desintegración de estos decaimientos han sido medidas con precisión en las fábricas de mesones B (ver, por ejemplo, las refs. [177, 179]). Más aún, con la luminosidad proyectada para las Super fábricas de mesones B, el número de eventos esperado para los decaimientos mencionados sería suficiente para explotar los observables propuestos. El análisis experimental de tales observables no solo brindaría información respecto de la estructura resonante de los distintos modos de decaimiento sino que también proporcionaría restricciones adicionales al acoplamiento pseudoescalar, permitiendo así el estudio de modelos específicos que incluyen bosones de Higgs cargados.

Apéndice A.

Detalles adicionales correspondientes al Capítulo 2

A.1. Detalles respecto de la expresión factorizada para $d\sigma$

En este apéndice se brindan detalles respecto de la derivación de algunas de las expresiones utilizadas en la deducción hecha para esta tesis de la expresión factorizada para la sección eficaz diferencial del proceso $pp \rightarrow t (\rightarrow b\ell^+\nu_\ell) \bar{t} (\rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) H$ (ver ec. (2.17)). Se comenzará con las fórmulas dadas para los espinores $\psi_{\bar{t}}$ y $\bar{\psi}_t$ en las ecs. (2.4) y (2.5), respectivamente. El espinor $\bar{\psi}_t$ así como su conjugado $\psi_{\bar{t}}$ surgen de reescribir la parte de la amplitud correspondiente al decaimiento del top virtual, la cual se conecta a través del propagador del mismo al resto de la amplitud para describir el proceso completo. Dicha parte de la amplitud puede escribirse como sigue:

$$\left(\frac{-ig}{\sqrt{2}}\right)^2 [\bar{u}(\nu_\ell)\gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} v(\ell^+)] \times \left[-i \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2}\right) \frac{1}{(t-b)^2 - m_W^2 + im_W\Gamma_W}\right] \times \\ \times \left[\bar{u}(b)\gamma^\nu \frac{(1-\gamma^5)}{2} i \frac{\not{t} + m_t}{t^2 - m_t^2 + im_t\Gamma_t}\right], \quad (\text{A.1})$$

donde se ha usado que $k = t - b = \ell^+ + \nu_\ell$, con k el momento del W que oficia de mediador en el decaimiento del top. Suponiendo a las partículas resultantes del decaimiento del top como no masivas, la anterior ecuación puede escribirse en notación espinorial:

$$-\frac{g^2}{2} \mathbb{P}_t(t) \mathbb{P}_W(t-b) \langle \nu - | \gamma^\mu | \ell^+ - \rangle \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2}\right) \langle b - | \gamma^\nu (\not{t} + m_t). \quad (\text{A.2})$$

Ahora bien, teniendo en cuenta que

$$\not{t} = \not{b} + \not{\ell}^+ + \not{\nu} = \sum_{i=b,\ell^+,\nu} |i+\rangle \langle i+| + |i-\rangle \langle i-|, \quad (\text{A.3})$$

y notando que $\langle b - | \gamma^\nu = \langle b - | P_R \gamma^\nu = \langle b - | \gamma^\nu P_L$, es posible concluir que solo los términos en la sumatoria de la ec. (A.3) que tienen quiralidad izquierda contribuirán a la ec. (A.2), la cual puede escribirse entonces de la siguiente forma:

$$-\frac{g^2}{2} \mathbb{P}_t(t) \mathbb{P}_W(t-b) \langle \nu - | \gamma^\mu | \ell^+ - \rangle \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2} \right) \langle b - | \gamma^\nu \left(\sum_i | i - \rangle \langle i - | + m_t \right). \quad (\text{A.4})$$

Haciendo uso de la identidad de Chisholm, se tiene que la contribución proporcional a $g_{\mu\nu}$ es

$$2 \langle b - | (| \ell^+ - \rangle \langle \nu - | + | \nu + \rangle \langle \ell^+ - |) \left(\sum_i | i - \rangle \langle i - | + m_t \right), \quad (\text{A.5})$$

que en forma más compacta viene a ser

$$2 \langle b - | \nu + \rangle \langle \ell^+ + | (\not{k} + m_t). \quad (\text{A.6})$$

Por otra parte, la contribución proporcional a $k_\mu k_\nu$ es nula. En efecto, la misma es proporcional a $\langle \nu - | \not{k} | \ell^+ - \rangle \langle b - | \not{k} (\not{k} + m_t)$, pero $\langle \nu - | \not{k} | \ell^+ - \rangle = \langle \nu - | \not{\ell}^+ + \not{\nu} | \ell^+ - \rangle$, que se anula en virtud de las ecuaciones de Dirac para ν y ℓ^+ . Teniendo esto en cuenta y usando la ec. (A.6), se arriba a la siguiente definición del espinor $\bar{\psi}_t$ a partir de la ec. (A.4):

$$\bar{\psi}_t = -g^2 \mathbb{P}_t(t) \mathbb{P}_W(t-b) \langle b - | \nu_\ell + \rangle \langle \ell^+ + | (\not{k} + m_t), \quad (\text{A.7})$$

y consistentemente puede definirse también el correspondiente espinor conjugado

$$\psi_t = -g^2 \mathbb{P}_t^*(t) \mathbb{P}_W^*(t-b) \langle \nu_\ell + | b - \rangle (\not{k} + m_t) | \ell^+ + \rangle. \quad (\text{A.8})$$

Mediante un procedimiento similar, pueden obtenerse definiciones análogas para los espinores correspondientes al antitop. En tal caso, los mismos se obtienen de la siguiente parte de la amplitud:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \right)^2 [\bar{u}(\ell^-) \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} v(\bar{\nu}_\ell)] \times \left[-i \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2} \right) \frac{1}{(\bar{t} - \bar{b})^2 - m_W^2 + im_W \Gamma_W} \right] \times \\ & \times \left[i \frac{-\not{k} + m_t}{\bar{t}^2 - m_t^2 + im_t \Gamma_t} \gamma^\nu \frac{(1-\gamma^5)}{2} v(\bar{b}) \right], \quad (\text{A.9}) \end{aligned}$$

donde en este caso $k = \bar{t} - \bar{b} = \ell^- + \bar{\nu}_\ell$. Los espinores que se obtienen de la ec. (A.9) vienen dados por

$$\psi_{\bar{t}} = g^2 \mathbb{P}_{\bar{t}}(\bar{t}) \mathbb{P}_W(\bar{t} - \bar{b}) \langle \bar{\nu}_\ell + | \bar{b} - \rangle (\not{k} - m_t) | \ell^- + \rangle \quad (\text{A.10})$$

$$\bar{\psi}_{\bar{t}} = g^2 \mathbb{P}_{\bar{t}}^*(\bar{t}) \mathbb{P}_W^*(\bar{t} - \bar{b}) \langle \bar{b} - | \bar{\nu}_\ell + \rangle \langle \ell^- + | (\not{k} - m_t). \quad (\text{A.11})$$

Se desarrolla a continuación la derivación de la expresión para la sección eficaz diferencial no polarizada dada en la ec. (2.17) a partir de la ec. (2.16). La sección eficaz diferencial del proceso completo puede escribirse como sigue

$$d\sigma(gg \rightarrow (b\ell^+\nu_\ell)(\bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell)H) = \frac{(2\pi)^4}{4\sqrt{(q_1 \cdot q_2)^2}} |\mathcal{M}|^2 \delta^4(P_f - P_i) d\Phi(b\ell^+\nu_\ell) d\Phi(\bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) d\Phi(H), \quad (\text{A.12})$$

donde $\delta^4(P_f - P_i) = \delta^4(q_1 + q_2 - b - \ell^+ - \nu_\ell - \bar{b} - \ell^- - \bar{\nu}_\ell - H)$ fuerza la conservación de la energía y del momento en el proceso, y donde $d\Phi$ denota un elemento del espacio de fase invariante de Lorentz. Además, la amplitud no polarizada es

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{256} \sum_{\substack{a,b \\ i,j}} |\mathcal{M}^{ab,ij}|^2, \quad (\text{A.13})$$

donde se ha omitido por simplicidad la suma sobre los espines de las partículas en el estado final y sobre las polarizaciones de los gluones en el estado inicial. A su vez, $\mathcal{M}^{ab,ij}$ viene dada por la ec. (2.16). De hecho, teniendo en cuenta aquella ecuación y efectuando la aproximación de resonancia angosta tanto para t como para \bar{t} se tiene:

$$|\mathcal{M}^{ab,ij}|^2 \simeq \left(\frac{\pi}{m_t \Gamma_t} \right)^2 \delta(t^2 - m_t^2) \delta(\bar{t}^2 - m_{\bar{t}}^2) |\mathcal{M}(t(n_t) \rightarrow b\ell^+\nu_\ell)|^2 |\mathcal{M}(\bar{t}(n_{\bar{t}}) \rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell)|^2 \\ \times |\mathcal{M}(g_a g_b \rightarrow t^i(n_t) \bar{t}^j(n_{\bar{t}}) H)|^2. \quad (\text{A.14})$$

Asimismo, las funciones delta en la ec. (A.14) aparecerán multiplicadas, en la ec. (A.12), por la delta que expresa la conservación de la energía y del momento, y dicho producto puede reescribirse de manera conveniente como se muestra a continuación:

$$\delta^4(q_1 + q_2 - b - \ell^+ - \nu_\ell - \bar{b} - \ell^- - \bar{\nu}_\ell - H) \delta(t^2 - m_t^2) \delta(\bar{t}^2 - m_{\bar{t}}^2) = \\ = \delta^4(q_1 + q_2 - t - \bar{t} - H) \delta^4(t - b - \ell^+ - \nu_\ell) \delta^4(\bar{t} - \bar{b} - \ell^- - \bar{\nu}_\ell) d^4t d^4\bar{t} \delta(t^2 - m_t^2) \delta(\bar{t}^2 - m_{\bar{t}}^2) \\ = (2\pi)^6 \delta^4(q_1 + q_2 - t - \bar{t} - H) \delta^4(t - b - \ell^+ - \nu_\ell) \delta^4(\bar{t} - \bar{b} - \ell^- - \bar{\nu}_\ell) \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \frac{d^3t}{2E_t} \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \frac{d^3\bar{t}}{2E_{\bar{t}}} \\ = \frac{1}{(2\pi)^2} \delta^4(q_1 + q_2 - t - \bar{t} - H) (2\pi)^4 \delta^4(t - b - \ell^+ - \nu_\ell) d\Phi(t) (2\pi)^4 \delta^4(\bar{t} - \bar{b} - \ell^- - \bar{\nu}_\ell) d\Phi(\bar{t}). \quad (\text{A.15})$$

Es preciso analizar en este punto las amplitudes correspondientes a los decaimientos det y \bar{t} que aparecen en la ec. (A.14). Dado que el cálculo es muy similar, se considerará exclusiva-

mente $\mathcal{M}(t(n_t) \rightarrow b\ell^+\nu_\ell)$. En el formalismo espinorial, se tiene para tal amplitud

$$\mathcal{M}(t(n_t) \rightarrow b\ell^+\nu_\ell) = \frac{ig^2}{2} \langle \nu_\ell - |\gamma_\mu| \ell^+ - \rangle \left(g^{\mu\nu} - \frac{k^\mu k^\nu}{m_W^2} \right) \mathbb{P}_W \langle b - |\gamma_\nu P_L \phi_t(n_t) \rangle, \quad (\text{A.16})$$

donde P_L es el proyector de quiralidad izquierdo y $\phi_t(n_t)$ representa el espinor que describe un top con vector de polarización n_t (ver ec. (2.7)). Aplicando nuevamente la identidad de Chisholm, la anterior expresión se reduce a

$$\mathcal{M}(t(n_t) \rightarrow b\ell^+\nu_\ell) = ig^2 \mathbb{P}_W(t-b) \langle b - |\nu_\ell + \rangle \langle \ell^+ + | \phi_t(n_t) \rangle. \quad (\text{A.17})$$

Ahora bien, utilizando la definición de $\phi_t(n_t)$ dada en la ec. (2.7), es posible calcular el producto $\langle \ell^+ + | \phi_t(n_t) \rangle$ de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \langle \ell^+ + | \phi_t(n_t) \rangle &= \langle \ell^+ + | \frac{\not{x} + m_t}{\sqrt{2(t \cdot \ell^+)}} | \ell^+ + \rangle = \frac{t_\mu}{\sqrt{2(t \cdot \ell^+)}} \langle \ell^+ + | \gamma^\mu | \ell^+ + \rangle \\ &= \frac{2t_\mu \ell^{+\mu}}{\sqrt{2(t \cdot \ell^+)}} = \sqrt{2(t \cdot \ell^+)}, \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

donde se ha utilizado que $\langle \ell^+ + | \gamma^\mu | \ell^+ + \rangle = 2\ell^{+\mu}$, en virtud de la ecuación de Dirac. Asimismo, es interesante calcular el mismo producto pero en el caso del otro estado posible de polarización del top, es decir, tomando $-n_t$ como vector de polarización. Para esa polarización el espinor resulta ser

$$\phi_t(-n_t) = \frac{\not{x} + m_t}{\sqrt{2(t \cdot \ell^+)}} | \ell^+ - \rangle, \quad (\text{A.19})$$

por lo que el producto será ahora

$$\langle \ell^+ + | \phi_t(-n_t) \rangle = \langle \ell^+ + | \frac{\not{x} + m_t}{\sqrt{2(t \cdot \ell^+)}} | \ell^+ - \rangle = \frac{t_\mu}{\sqrt{2(t \cdot \ell^+)}} \langle \ell^+ + | \gamma^\mu | \ell^+ - \rangle = 0. \quad (\text{A.20})$$

Insertando la ec. (A.18) en la ec. (A.17), y teniendo en cuenta la ec. (A.20), se llega al siguiente resultado:

$$\mathcal{M}(t(n_t) \rightarrow b\ell^+\nu_\ell) = ig^2 \mathbb{P}_W(t-b) \langle b - |\nu_\ell + \rangle \sqrt{2(t \cdot \ell^+)} \quad , \quad \mathcal{M}(t(-n_t) \rightarrow b\ell^+\nu_\ell) = 0. \quad (\text{A.21})$$

De esta última ecuación se sigue que la amplitud al cuadrado correspondiente al decaimiento de un top con vector de espín n_t puede reescribirse en términos de la amplitud al cuadrado para un top no polarizado. En efecto,

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}(t(n_t) \rightarrow b\ell^+\nu_\ell)|^2 &= 2 \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\lambda=+-} |\mathcal{M}(t(\lambda n_t) \rightarrow b\ell^+\nu_\ell)|^2 \right\} \\ &= 2 \left\{ \frac{1}{3} \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda=+- \\ k}} |\mathcal{M}(t^k(\lambda n_t) \rightarrow b^k\ell^+\nu_\ell)|^2 \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

donde el índice λ suma sobre los espines, mientras que el índice k hace lo propio para los colores, y donde se ha usado el hecho de que el decaimiento bajo consideración no aporta estructura de color, es decir, la parte referente al color en la correspondiente amplitud es diagonal. Como se dijo más arriba, el decaimiento del antitop se calcula de manera completamente similar, y da lugar al siguiente resultado:

$$|\mathcal{M}(\bar{t}(n_{\bar{t}}) \rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell)|^2 = 2 \left\{ \frac{1}{3} \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda=+- \\ k}} |\mathcal{M}(\bar{t}^k(\lambda n_{\bar{t}}) \rightarrow \bar{b}^k\ell^-\bar{\nu}_\ell)|^2 \right\}. \quad (\text{A.23})$$

Reemplazando las ecs. (A.22) y (A.23) en (A.14), ésta en (A.13), y lo que resulta en la ec. (A.12), se arriba, haciendo uso de la expresión dada en (A.15), a la siguiente expresión para la sección eficaz diferencial no polarizada:

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{1}{\Gamma_t} \frac{(2\pi)^4}{2m_t} 2 \left\{ \frac{1}{3} \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda=+- \\ k}} |\mathcal{M}(t^k(\lambda n_t) \rightarrow b^k\ell^+\nu_\ell)|^2 \right\} \delta^4(t - b - \ell^+ - \nu_\ell) d\Phi(b\ell^+\nu_\ell) \\ &\quad + \frac{1}{\Gamma_t} \frac{(2\pi)^4}{2m_t} 2 \left\{ \frac{1}{3} \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda=+- \\ k}} |\mathcal{M}(\bar{t}^k(\lambda n_{\bar{t}}) \rightarrow \bar{b}^k\ell^-\bar{\nu}_\ell)|^2 \right\} \delta^4(\bar{t} - \bar{b} - \ell^- - \bar{\nu}_\ell) d\Phi(\bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell) \\ &\quad + \frac{(2\pi)^4}{4\sqrt{(q_1 \cdot q_2)^2}} \left\{ \frac{1}{256} \sum_{\substack{a,b \\ i,j}} |\mathcal{M}(g_a g_b \rightarrow t^i(n_t) \bar{t}^j(n_{\bar{t}}) H)|^2 \right\} \delta^4(q_1 + q_2 - t - \bar{t} - H) d\Phi(t\bar{t}H), \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

donde nuevamente, para abreviar, se han omitido las sumas sobre los espines de las partículas en el estado final y sobre las polarizaciones de los gluones en el estado inicial. Ahora bien, el primer término en el lado derecho de la ec. (A.24) no es más que el ancho diferencial de decaimiento para un top no polarizado, más concretamente, es igual a $2d\Gamma(t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell)/\Gamma_t$;

similarmente, el segundo término debe asociarse con $2d\Gamma(\bar{t} \rightarrow \bar{b}\ell^- \bar{\nu}_\ell)/\Gamma_t$. Por último, el tercer término es la sección eficaz diferencial para la producción de H asociada a un top con vector de espín n_t y un antitop con vector de espín $n_{\bar{t}}$, es decir, puede escribirse como $d\sigma(gg \rightarrow t(n_t)\bar{t}(n_{\bar{t}})H)$, donde queda absorbida la suma implícita en las polarizaciones de los gluones. Por lo tanto, de la ec. (A.24) se sigue directamente la ec. (2.17) presentada en la sec. 2.1.1.

Se hacen ahora algunos comentarios en torno a entender como las conclusiones derivadas en el caso de la producción debida a fusión de gluones son también válidas en el caso de producción vía aniquilación del par $q\bar{q}$. En primer lugar, la factorización formal de la sección eficaz diferencial del proceso completo depende exclusivamente del uso de la aproximación de anchura angosta tanto para t como para \bar{t} , por lo que utilizando la misma aproximación en el caso de producción iniciada por $q\bar{q}$ es posible también encontrar tal factorización. Por otra parte, los vectores de espín quedan determinados por la factorización acompañada del canal de decaimiento particular que se considere para los tops. Dado que ambos tipos de producción son seguidas por el decaimiento dileptónico del par de tops, las definiciones de los vectores de espín no cambiarán con el modo de producción bajo consideración. Más aún, las contribuciones de los decaimientos de t y \bar{t} a la sección eficaz diferencial serán exactamente aquellas dadas en las ecs. (2.21) y (2.22), es decir, seguirán siendo funciones de productos escalares, y, por tanto, pares ante paridad. Donde habrá efectivamente cambios es en la contribución debida a la producción, aunque tales diferencias se refieren únicamente a la estructura de color de los dos diagramas involucrados. De hecho, nuevamente la amplitud de producción al cuadrado puede ser expandida en una contribución proporcional a κ_t^2 , otra proporcional a $\tilde{\kappa}_t^2$ y una tercera lineal en ambos acoplamientos dada por

$$\mathcal{O}(\kappa_t \tilde{\kappa}_t) \rightarrow \frac{1}{2} \kappa_t \tilde{\kappa}_t \sum_{n,m} C_{nl} \text{Im} \left\{ \text{Tr} \left[(1 + \not{n}_t \gamma^5) (\not{t} + m_t) \mathcal{S}_n (1 + \not{n}_{\bar{t}} \gamma^5) (\not{\bar{t}} - m_{\bar{t}}) \tilde{\mathcal{P}}_l \right] \right\}, \quad (\text{A.25})$$

donde ahora los índices corren sobre los dos diagramas iniciados por $q\bar{q}$ (primera fila de la figura 2.1), $\tilde{\mathcal{P}}_r = \gamma^0 \mathcal{P}_r^+ \gamma^0$, y además $C_{nl} = \sum_{ij,kr} C_n^{ij,kr} C_l^{ij,kr*}$ con i, j los índices de color de los quarks en el estado inicial y k, r los correspondientes a t y \bar{t} , respectivamente. Vale decir que las cantidades \mathcal{S}_n y $\tilde{\mathcal{P}}_l$ estarán determinadas ahora por los dos diagramas de Feynman asociados a la producción por aniquilación de quarks. La estructura de la ec. (A.25) es idéntica a la de la ec. (2.19), obtenida para el caso de fusión de gluones. Por tanto, se concluye que la misma forma genérica dada en la ec. (2.20) para el caso de producción iniciada por gg también será válida en el caso de $d\sigma(q\bar{q} \rightarrow t(n_t)\bar{t}(n_{\bar{t}})H)$. A su vez, dicha forma genérica se trasladará a la sección eficaz diferencial del proceso completo ya que, como se dijo más arriba, las contribuciones debidas a los decaimientos de t y \bar{t} son funciones pares ante paridad. Así es que el término proporcional a $\kappa_t \tilde{\kappa}_t$, el cual es el más interesante por ser sensible al signo relativo entre los acoplamientos, volverá a involucrar los 15 productos triple descritos en la sec. 2.1.2 y que llevaron a la elección de $\epsilon_{1,2,3}$ allí motivada.

Apéndice B.

Detalles adicionales correspondientes al Capítulo 3

B.1. Interferencia entre las amplitudes debidas al SM y a LQs

En este apéndice se incluyen detalles acerca del cálculo de la sección eficaz neutrino-nucleón, haciendo hincapié en la contribución que proviene de los términos de interferencia entre el SM y el modelo de LQs propuesto. De hecho, esta contribución ha sido despreciada en los cálculos desarrollados a lo largo del capítulo 3, donde se ha utilizado además la aproximación de anchura angosta. El principal objetivo de este apéndice es entonces oficiar de soporte a las afirmaciones hechas al respecto en la nota al pie de la sec. 3.2.1.

Las distintas posibilidades a nivel partónico en el caso de procesos neutros $\nu_\ell N \rightarrow \nu_{\ell'} X$ pueden ser escritas de la siguiente manera¹

$$\mathcal{M}_a \equiv \mathcal{M}(\nu_\ell U_i \rightarrow \nu_{\ell'} U_j) = \mathcal{M}_a^{\text{LQ}} + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \mathcal{M}_a^{\text{SM}} \quad (\text{B.1})$$

$$\mathcal{M}_b \equiv \mathcal{M}(\nu_\ell \bar{U}_i \rightarrow \nu_{\ell'} \bar{U}_j) = \mathcal{M}_b^{\text{LQ}} + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \mathcal{M}_b^{\text{SM}} \quad (\text{B.2})$$

$$\mathcal{M}_c \equiv \mathcal{M}(\nu_\ell D_i \rightarrow \nu_{\ell'} D_j) = \mathcal{M}_c^{\text{LQ}} + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \mathcal{M}_c^{\text{SM}} \quad (\text{B.3})$$

$$\mathcal{M}_d \equiv \mathcal{M}(\nu_\ell \bar{D}_i \rightarrow \nu_{\ell'} \bar{D}_j) = \mathcal{M}_d^{\text{LQ}} + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \mathcal{M}_d^{\text{SM}}, \quad (\text{B.4})$$

donde los factores $\delta_{\ell\ell'} \delta_{ij}$ dan cuenta de la ausencia, a orden árbol en el SM, de procesos de corriente neutra que violen sabor. Respecto de la componente de física más allá del SM, los canales s en la figura 3.2 contribuyen a $\mathcal{M}_a^{\text{LQ}}$ (χ_1 como mediador) y $\mathcal{M}_c^{\text{LQ}}$ (χ_2 como mediador), mientras que los canales u lo hacen en $\mathcal{M}_b^{\text{LQ}}$ (χ_1 como mediador) y $\mathcal{M}_d^{\text{LQ}}$ (χ_2 como mediador). Las distintas contribuciones a la sección eficaz diferencial no polarizada del proceso $\nu_\ell N \rightarrow \nu_{\ell'} X$ son obtenidas a partir de las amplitudes $\mathcal{M}_a - \mathcal{M}_d$ utilizando las reglas de Feynman asociadas al SM y al modelo de LQs propuesto. Empleando la notación $d\sigma^{(\alpha)} / dx dy$,

¹Si bien a lo largo de este apéndice se utilizan únicamente neutrinos incidentes, la discusión es enteramente análoga en el caso de antineutrinos.

con $\alpha = a-d$, se tiene:

$$\frac{d\sigma^{(a)}}{dx dy} = \frac{M_N E_\nu}{16\pi} \sum_{ij} x f_{u_i}(x, Q^2) \left\{ |c_a|^2 + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \frac{g^4}{4 \cos^4 \theta_W} \frac{R_u^2}{(Q^2 + M_Z^2)^2} (1-y)^2 \right\}, \quad (\text{B.5})$$

$$\frac{d\sigma^{(b)}}{dx dy} = \frac{M_N E_\nu}{16\pi} \sum_{ij} x f_{\bar{u}_i}(x, Q^2) \left\{ |c_b|^2 (1-y)^2 + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \frac{g^4}{4 \cos^4 \theta_W} \frac{R_u^2}{(Q^2 + M_Z^2)^2} \right\}, \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{d\sigma^{(c)}}{dx dy} = \frac{M_N E_\nu}{16\pi} \sum_{ij} x f_{\bar{d}_i}(x, Q^2) \left\{ |c_c|^2 + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \frac{g^4}{4 \cos^4 \theta_W} \frac{R_d^2}{(Q^2 + M_Z^2)^2} (1-y)^2 \right\}, \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{d\sigma^{(d)}}{dx dy} = \frac{M_N E_\nu}{16\pi} \sum_{ij} x f_{d_i}(x, Q^2) \left\{ |c_d|^2 (1-y)^2 + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \frac{g^4}{4 \cos^4 \theta_W} \frac{R_d^2}{(Q^2 + M_Z^2)^2} \right\}, \quad (\text{B.8})$$

donde los coeficientes dependen de los índices i, j y ℓ, ℓ' y vienen dados por las siguientes expresiones:

$$c_a = \frac{\lambda_\ell^i \lambda_{\ell'}^{j*}}{xs - m_\chi^2 + im_\chi \Gamma_\chi} + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \frac{g^2}{2 \cos^2 \theta_W} \frac{L_u}{Q^2 + M_Z^2}, \quad (\text{B.9})$$

$$c_b = \frac{\lambda_\ell^j \lambda_{\ell'}^{i*}}{Q^2 - xs - m_\chi^2 + im_\chi \Gamma_\chi} + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \frac{g^2}{2 \cos^2 \theta_W} \frac{L_u}{Q^2 + M_Z^2}, \quad (\text{B.10})$$

$$c_c = \frac{\lambda_\ell^{i*} \lambda_{\ell'}^j}{2(xs - m_\chi^2 + im_\chi \Gamma_\chi)} + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \frac{g^2}{2 \cos^2 \theta_W} \frac{L_d}{Q^2 + M_Z^2}, \quad (\text{B.11})$$

$$c_d = \frac{\lambda_{\ell'}^{i*} \lambda_\ell^j}{2(Q^2 - xs - m_\chi^2 + im_\chi \Gamma_\chi)} + \delta_{\ell\ell'} \delta_{ij} \frac{g^2}{2 \cos^2 \theta_W} \frac{L_d}{Q^2 + M_Z^2}. \quad (\text{B.12})$$

Por supuesto, la sección eficaz diferencial en términos de las variables x e y es obtenida sumando todas las contribuciones:

$$\frac{d\sigma^{(NC)}}{dx dy} = \frac{d\sigma^{(a)}}{dx dy} + \frac{d\sigma^{(b)}}{dx dy} + \frac{d\sigma^{(c)}}{dx dy} + \frac{d\sigma^{(d)}}{dx dy}. \quad (\text{B.13})$$

En el caso de los procesos tipo CC, las amplitudes a nivel partónico pueden descomponerse de manera similar:

$$\mathcal{M}_A \equiv \mathcal{M}(v_\ell D_i \rightarrow \ell' U_j) = \mathcal{M}_A^{\text{LQ}} + \delta_{\ell\ell'} V_{ij} \mathcal{M}_A^{\text{SM}}, \quad (\text{B.14})$$

$$\mathcal{M}_B \equiv \mathcal{M}(v_\ell \bar{U}_i \rightarrow \ell' \bar{D}_j) = \mathcal{M}_B^{\text{LQ}} + \delta_{\ell\ell'} V_{ij} \mathcal{M}_B^{\text{SM}}. \quad (\text{B.15})$$

En este caso solo los diagramas correspondientes a procesos CC mediados por χ_2 aportan a la componente de LQs de la amplitud, con el canal s contribuyendo a $\mathcal{M}_A^{\text{LQ}}$ y el canal u a $\mathcal{M}_B^{\text{LQ}}$

(ver figura 3.2). La sección eficaz diferencial no polarizada puede escribirse entonces como

$$\frac{d\sigma^{(CC)}}{dxdy} = \frac{d\sigma^{(A)}}{dxdy} + \frac{d\sigma^{(B)}}{dxdy}, \quad (\text{B.16})$$

donde

$$\frac{d\sigma^{(A)}}{dxdy} = \frac{M_N E_\nu}{16\pi} \sum_{ij} x f_{a_i}(x, Q^2) |c_A|^2, \quad (\text{B.17})$$

$$\frac{d\sigma^{(B)}}{dxdy} = \frac{M_N E_\nu}{16\pi} \sum_{ij} x f_{\bar{u}_i}(x, Q^2) |c_B|^2 (1-y)^2, \quad (\text{B.18})$$

con

$$c_A = \frac{\lambda_\ell^{i*} \lambda_{\ell'}^j}{2(xs - m_\chi^2 + im_\chi \Gamma_\chi)} + \delta_{\ell\ell'} V_{ij} \frac{g^2}{Q^2 + M_W^2}, \quad (\text{B.19})$$

$$c_B = \frac{\lambda_\ell^{i*} \lambda_{\ell'}^j}{2(Q^2 - xs - m_\chi^2 + im_\chi \Gamma_\chi)} + \delta_{\ell\ell'} V_{ij} \frac{g^2}{Q^2 + M_W^2}. \quad (\text{B.20})$$

A partir de la integración numérica de las ecs. (B.13) y (B.16), y utilizando las expresiones para los anchos de decaimiento dadas en las ecs. (3.16) y (3.17), se ha calculado la sección eficaz total $\sigma_{\text{tot}}((\nu_e + \nu_\mu)N)$. Dicho cálculo se ha llevado a cabo en el contexto del escenario descrito en el capítulo 3 para el modelo de LQs allí propuesto, vale recordar, $m_{\chi_1} = m_{\chi_2} = m_{\chi_3} = m_\chi$ y $\lambda_j^i = 0$ para $i \neq 1$ y/o $j = 3$. A fin de evaluar los efectos de la inclusión de los canales u y de la interferencia con el SM en la sección eficaz, resulta interesante calcular aquella parte proveniente de la incorporación de χ , es decir, $\sigma(\nu N) \equiv \sigma_{\text{tot}}(\nu N) - \sigma_{\text{SM}}(\nu N)$, tanto incluyendo todas las contribuciones (canales s , canales u e interferencia con SM) como tomando en cuenta únicamente los canales s . En la figura B.1 se muestra $\sigma(\nu N)$ como función de E_ν para $m_\chi = 800$ GeV, 1000 GeV y 1200 GeV, y para los valores de μ obtenidos del ajuste a los datos de IceCube para $\Omega = 2\pi$ sr y 4π sr. Las curvas sólidas en negro corresponden al caso en que solo se toma en cuenta la contribución de los canales s mientras que las curvas punteadas en rojo son obtenidas adicionando todas las contribuciones. Es importante notar que estas últimas no son siempre positivas en el rango de energías graficado, sino que, por el contrario, se vuelven negativas para valores de E_ν cercanos al umbral (líneas verticales punteadas) y por ende no pueden ser ya graficadas utilizando una escala logarítmica. El hecho de que $\sigma(\nu N)$ pueda ser negativa es perfectamente admisible ya que la cantidad física es $\sigma_{\text{tot}}(\nu N) = \sigma_{\text{SM}}(\nu N) + \sigma(\nu N)$ y es siempre positiva dado que $\sigma_{\text{SM}}(\nu N) \gg \sigma(\nu N)$ ahí donde $\sigma(\nu N) < 0$.

Como puede apreciarse de la figura B.1, en la región de energía por encima del umbral de producción, el comportamiento de la componente de nueva física ($\sigma(\nu N)$) de la sección eficaz total ($\sigma_{\text{tot}}(\nu N)$) en términos de la energía del neutrino incidente no se ve afectado cuando solo se tienen en cuenta los canales s (curvas sólidas en negro). Más aún, si se utiliza

la aproximación de anchura angosta sobre estas últimas, tal y como se hizo en la sec. 3.2.1, entonces las curvas sólidas en negro pasarían a tomar una forma similar a aquella presentada en la figura 3.3, decreciendo drásticamente a medida que E_ν se acerca por derecha al umbral.

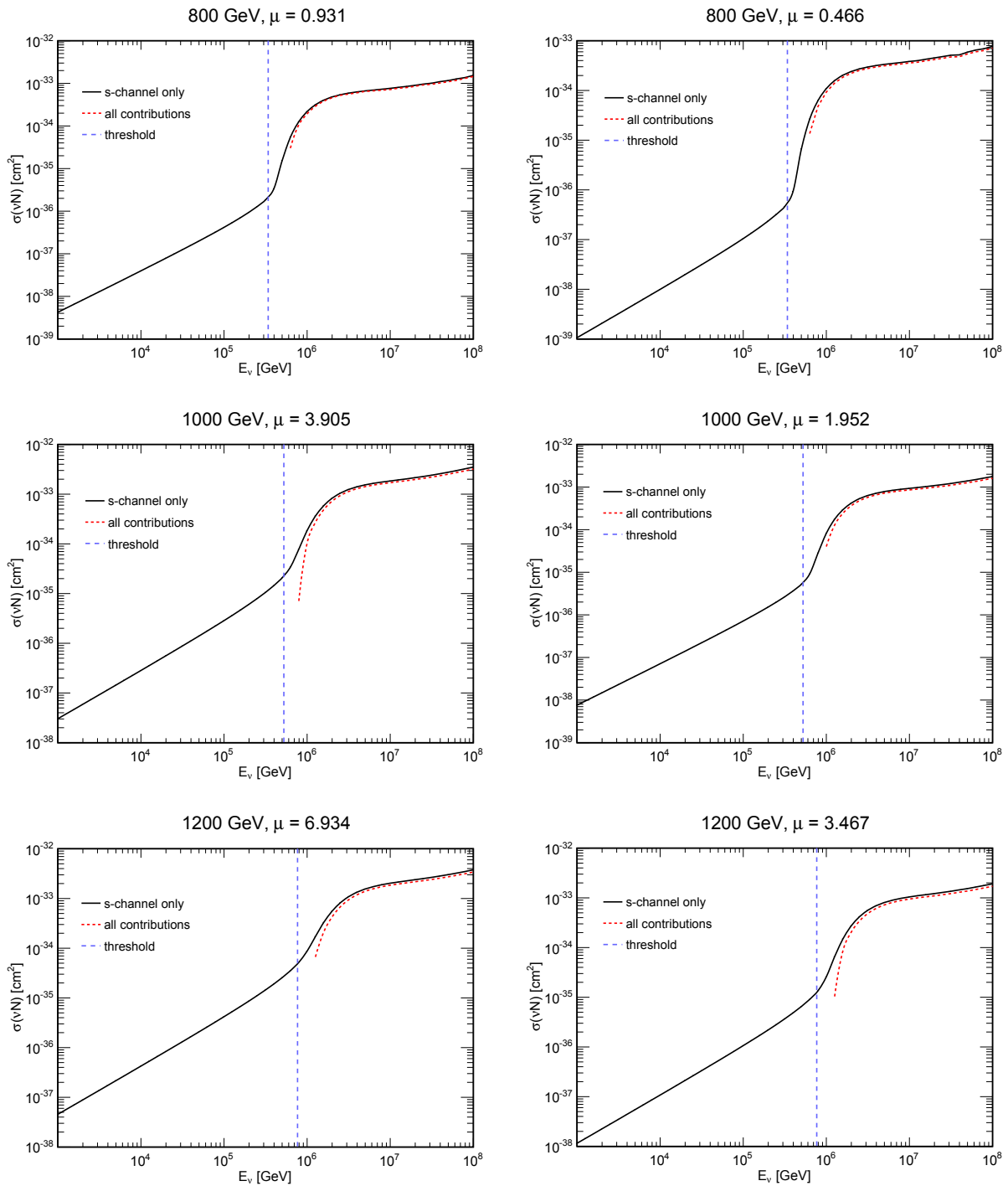


Figura B.1.: Componente de la sección eficaz debida a la inclusión de χ teniendo en cuenta todas las contribuciones (canales s y u e interferencia con SM) y solo los canales s para $m_\chi = 800$ GeV, 1000 GeV y 1200 GeV. Los gráficos de la primera y segunda columna corresponden a los valores de $\hat{\mu}$ obtenidos para $\Omega = 2\pi$ sr y 4π sr, respectivamente. La línea punteada vertical indica el umbral de producción correspondiente a cada masa.

Bajo dicha aproximación entonces, la contribución debida a canales s se asemeja todavía más al caso en que todas las contribuciones son añadidas (curvas punteadas rojas). Este análisis sirve de soporte al enfoque implementado en la sec. 3.2, el cual simplifica notablemente el análisis estadístico al permitir escribir el número de eventos esperado en cada bin de energía depositada como en la ec. (3.27).

B.2. Efectos de atenuación en la Tierra

Se dan en este apéndice algunos detalles acerca de los efectos de atenuación provocados por el pasaje a través de la Tierra de los neutrinos incidentes. La discusión aquí desarrollada sirve como sustento de las afirmaciones hechas en la sec. 3.2.2 a propósito de la ec. (3.23).

La tasa de eventos de neutrinos provenientes del hemisferio norte es reducida respecto a la asociada al hemisferio sur debido a las interacciones de los neutrinos incidentes con los nucleones presentes en la Tierra. Pese a que las interacciones con electrones pueden ser importantes a una energía $E_\nu \simeq 6.3$ PeV, donde ocurre la producción resonante del bosón W , el presente apéndice se enfoca en las interacciones neutrino-nucleón. La longitud de interacción en unidades cmwe (cm water equivalent) viene dada por

$$L_{\text{int}} = \frac{1}{\sigma_{\nu N}(E_\nu) N_A}, \quad (\text{B.21})$$

donde $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3} \text{ we}$. Es importante notar que cada sabor de neutrino (antineutrino) posee una longitud de interacción distinta de acuerdo a la sección eficaz específica que describe su interacción con los nucleones.

Para estudiar los efectos de atenuación, la mencionada longitud de interacción debe ser comparada con la cantidad de material encontrada por un dado neutrino en su avance por la Tierra, la cual dependerá del ángulo de incidencia. En la figura B.2 se muestra el espesor de la Tierra en función del coseno del ángulo de incidencia, donde se ha utilizado el perfil de densidad de la Tierra dado en la ref. [145]. La máxima profundidad es 11 kilotonnes/cm² y se da para neutrinos emergentes del nadir. Introduciendo la función $z(\theta)$ y la longitud de interacción de la ec. (B.21) en la ec. (3.23), se obtiene el factor de atenuación $S(E_\nu)$ (ver ref. [145]).

Como se mencionó en la sec. 3.2.2, el factor de atenuación depende de la sección eficaz neutrino-nucleón a través de la longitud de interacción (véase la ec. (3.23)), de lo que se sigue que la incorporación de la contribución de nueva física debida a LQs podría tener un impacto en la reducción de la tasa de eventos provenientes del hemisferio norte. Para estudiar tal posibilidad, es útil definir primero la contribución de LQs a la sección eficaz total

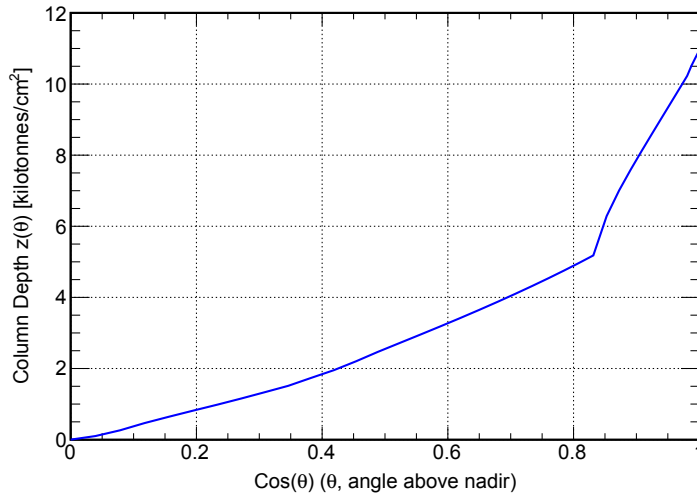


Figura B.2.: Profundidad en función del ángulo de incidencia de los neutrinos considerando el perfil de densidad de la Tierra dado en la ref. [145].

neutrino-nucleón para el sabor ℓ como sigue:

$$\sigma_{\nu N}^{\text{LQ}} = |\lambda_\ell^1|^2 \tilde{\sigma}_{\nu N}^{\text{LQ}}, \quad (\text{B.22})$$

donde $\lambda_\ell^1 = \lambda_{1,2}^1$ para $\ell = e, \mu$, respectivamente, y la cantidad $\tilde{\sigma}_{\nu N}^{\text{LQ}}$ es la misma para ambos sabores. Una relación similar es sobreentendida para antineutrinos. Además, se denotará la contribución del SM como $\sigma_{\nu N}^{\text{SM}}$ y se utilizarán las definiciones

$$L_{\text{int}}^{\text{tot},(\ell)} = \frac{1}{(\sigma_{\nu N}^{\text{SM}} + |\lambda_\ell^1|^2 \tilde{\sigma}_{\nu N}^{\text{LQ}}) N_A}, \quad (\text{B.23})$$

$$L_{\text{int}}^{\text{SM},(\ell)} = \frac{1}{\sigma_{\nu N}^{\text{SM}} N_A}. \quad (\text{B.24})$$

Con estas definiciones, el número de eventos provenientes del hemisferio sur para un cierto sabor ℓ puede escribirse como

$$N_{\text{south}}^{(\ell)} = 2\pi \cdot T \cdot N_{\text{eff}} \int \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} (\sigma_{\nu N}^{\text{SM}} + |\lambda_\ell^1|^2 \tilde{\sigma}_{\nu N}^{\text{LQ}}) dE_\nu, \quad (\text{B.25})$$

y sumando sobre todos los sabores de neutrinos y antineutrinos se obtiene

$$N_{\text{south}} = 2\pi \cdot T \cdot N_{\text{eff}} \left(3 \int \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} (\sigma_{\nu N}^{\text{SM}} + \sigma_{\bar{\nu} N}^{\text{SM}}) dE_\nu + \int \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} \mu (\tilde{\sigma}_{\nu N}^{\text{LQ}} + \tilde{\sigma}_{\bar{\nu} N}^{\text{LQ}}) dE_\nu \right), \quad (\text{B.26})$$

donde $\mu = |\lambda_1^1|^2 + |\lambda_2^1|^2$. Por otra parte, en el caso de eventos provenientes del hemisferio norte, cada sabor involucra un factor de atenuación en principio distinto, por lo que se tiene

$$N_{\text{north}} = N_{\text{north}}^{(\tau+\bar{\tau})} + N_{\text{north}}^{(e+\bar{e})} + N_{\text{north}}^{(\mu+\bar{\mu})}, \quad (\text{B.27})$$

donde cada componente viene dada por

$$N_{\text{north}}^{(\tau+\bar{\tau})} = 2\pi \cdot T \cdot N_{\text{eff}} \int \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} \left(S_{\nu}^{\text{SM}} \sigma_{\nu N}^{\text{SM}} + S_{\bar{\nu}}^{\text{SM}} \sigma_{\bar{\nu} N}^{\text{SM}} \right) dE_\nu, \quad (\text{B.28})$$

$$N_{\text{north}}^{(e+\bar{e})} = 2\pi \cdot T \cdot N_{\text{eff}} \int \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} \left\{ S_{\nu_e}^{\text{total}} \left(\sigma_{\nu N}^{\text{SM}} + |\lambda_1^1|^2 \tilde{\sigma}_{\nu N}^{\text{LQ}} \right) + S_{\bar{\nu}_e}^{\text{total}} \left(\sigma_{\bar{\nu} N}^{\text{SM}} + |\lambda_1^1|^2 \tilde{\sigma}_{\bar{\nu} N}^{\text{LQ}} \right) \right\} dE_\nu, \quad (\text{B.29})$$

$$N_{\text{north}}^{(\mu+\bar{\mu})} = 2\pi \cdot T \cdot N_{\text{eff}} \int \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} \left\{ S_{\nu_\mu}^{\text{total}} \left(\sigma_{\nu N}^{\text{SM}} + |\lambda_2^1|^2 \tilde{\sigma}_{\nu N}^{\text{LQ}} \right) + S_{\bar{\nu}_\mu}^{\text{total}} \left(\sigma_{\bar{\nu} N}^{\text{SM}} + |\lambda_2^1|^2 \tilde{\sigma}_{\bar{\nu} N}^{\text{LQ}} \right) \right\} dE_\nu, \quad (\text{B.30})$$

donde $S_{\nu_\ell}^{\text{total}}$ y $S_{\bar{\nu}}^{\text{SM}}$ fueron obtenidos de la ec. (3.23) utilizando las longitudes de interacción introducidas en las ecs. (B.23) y (B.24), respectivamente.

En la figura B.3, se muestra el factor de atenuación para ν_e en el caso del SM junto a las desviaciones producidas cuando se incluyen distintas contribuciones de LQs. Específicamente, se ha escogido la masa correspondiente al mejor ajuste de los datos de Icecube, $m_\chi = 1025 \text{ GeV}$ (ver sec. 3.2.3), y se ha variado $|\lambda_1^1|^2$, a modo ilustrativo, en el rango 1-6. Asimismo, se muestra la diferencia relativa entre el ángulo sólido efectivo para el SM, $\Omega_{\text{SM}} \equiv 2\pi(1 + S_{\nu_e}^{\text{SM}})$ y para la hipótesis SM + LQ, $\Omega_{\text{tot}} \equiv 2\pi(1 + S_{\nu_e}^{\text{total}})$. Según puede observarse del gráfico superior de la figura B.3, el factor de atenuación decrece con la energía del neutrino incidente y, de acuerdo a lo esperado, comienza a apartarse del comportamiento estándar a energías por encima del umbral de producción asociado a la contribución específica de LQs, el cual está dado por $m_\chi^2/2M_N$. Sin embargo, de la gráfica inferior de la figura B.3, puede verse que la desviación causada por la incorporación de la contribución de LQs no resulta significativa. De hecho, la diferencia relativa entre los ángulos sólidos definidos arriba es menor al 9%, aún considerando acoplamientos cuadrados tan grandes como 6. Es preciso aclarar que si bien se ha utilizado el caso de ν_e para mostrar el comportamiento de $S(E_\nu)$ y $(\Omega_{\text{SM}} - \Omega_{\text{tot}})/\Omega_{\text{SM}}$, para ν_μ se obtienen conclusiones completamente análogas (con el reemplazo $\lambda_1^1 \rightarrow \lambda_2^1$).

Por otra parte, el cociente entre los eventos provenientes de los hemisferios norte y sur, $R \equiv N_{\text{north}}/N_{\text{south}}$, puede ser calculado por medio de las ecs. (B.26) y (B.27). Dado un cierto valor del parámetro μ , pueden parametrizarse los acoplamientos del LQ entre la primera familia de quarks y la primera y segunda de leptones como $|\lambda_1^1| = \sqrt{\mu} \cos \alpha$ y $|\lambda_2^1| = \sqrt{\mu} \sin \alpha$. Con esta elección, como puede verse de las ecuaciones para N_{north} y N_{south} , el cociente R depende tanto de μ como del ángulo α . Sin embargo, mediante un barrido sobre distintos valores de α se ha comprobado que la variación de R con dicho ángulo es muy pequeña,

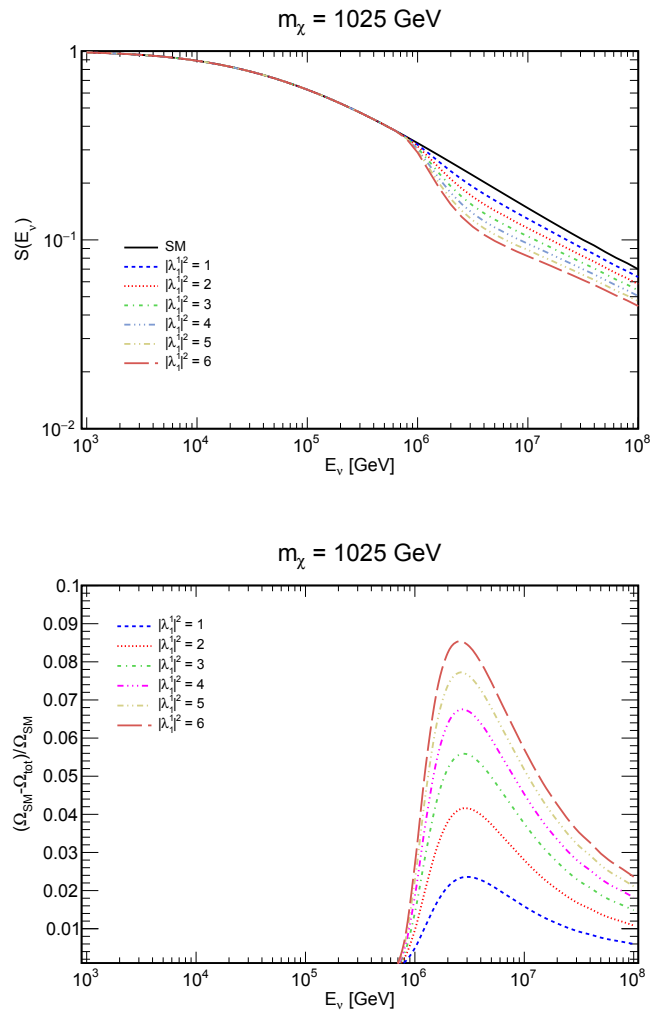


Figura B.3.: Arriba: Factor de atenuación para ν_e en el SM y añadiendo contribuciones de distintas intensidades debidas a χ . Abajo: Diferencia relativa entre los ángulos sólidos efectivos correspondiente al factor de atenuación mostrado en la gráfica superior.

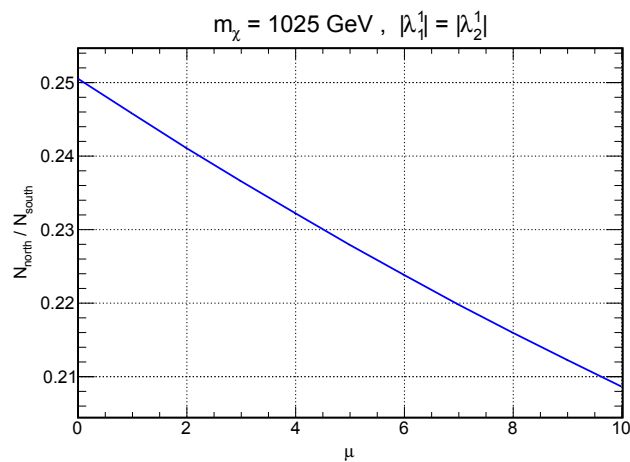


Figura B.4.: Razón entre eventos provenientes del hemisferio norte y sur para el SM ($\mu = 0$) y añadiendo una contribución de LQs correspondiente a $m_\chi = 1025 \text{ GeV}$ y distintos valores de μ .

siendo el máximo valor alcanzado para $\alpha = \pi/4$ (acoplamientos iguales). Teniendo esto en cuenta, y con el objetivo de ilustrar el comportamiento de R y estimar su magnitud, se ha considerado el caso $|\lambda_1^1| = |\lambda_2^1|$ con μ entre 0 y 10, aún cuando tal escenario de acoplamientos iguales estaría excluido por los observables de bajas energías discutidos en la sec. 3.4. Como puede apreciarse en la figura B.4, el cociente R decrece con μ , aunque la desviación respecto del valor esperado en base al SM ($\mu = 0$) es como máximo del 17% para $\mu = 10$. Este resultado es consistente con las conclusiones obtenidas de la figura B.3; en efecto, como la longitud de interacción es dominada por la contribución del SM, el impacto producido por la contribución de LQs sobre el desbalance entre los eventos provenientes de ambos hemisferios no es significativo, y esto se ve entonces reflejado en la gráfica de R en términos de μ .

Apéndice C.

Detalles adicionales correspondientes al Capítulo 4

C.1. Parametrización del elemento de matriz de $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$ en presencia de nueva física.

En este apéndice se dan detalles adicionales respecto de la parametrización utilizada en la sec. 4.1 (ver ec. (4.5)) para incluir la contribución de un escalar cargado al decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$. El elemento de matriz correspondiente a dicho proceso vendrá dado por dos contribuciones, una asociada a $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{SM}}$ en la ec. (4.1) y otra asociada a $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{NP}}$ en la ec. (4.2). La contribución del SM puede escribirse como $M_\mu J^\mu$, con $M_\mu = \bar{u}_{\nu_\tau} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\tau$ la parte leptónica y J^μ el elemento de matriz hadrónico, el cual puede parametrizarse en términos de factores de forma como en la ec. (4.4). En el caso de la contribución debida al escalar cargado incorporado, se debe calcular el elemento de matriz del Lagrangiano efectivo de la ec. (4.2). Denotando tal elemento de matriz como \mathcal{M}^{NP} , se tiene (obviando un signo menos global irrelevante):

$$\mathcal{M}^{\text{NP}} = \eta_P [\bar{u}_{\nu_\tau} (1 + \gamma_5) u_\tau] \langle K^-(p_1) \pi^-(p_2) \pi^+(p_3) | \bar{s} \gamma_5 u | 0 \rangle = \eta_P f_H [\bar{u}_{\nu_\tau} (1 + \gamma_5) u_\tau]. \quad (\text{C.1})$$

Vale decir que en la ec. (C.1) solo aparece la corriente pseudoescalar porque la contribución de la corriente escalar es nula, como se mostrará más adelante. Ahora bien, si se utiliza la ecuación de Dirac para el leptón τ , es decir, $\not{p}_\tau u_\tau = m_\tau u_\tau$, en la ec. (C.1) se obtiene

$$\mathcal{M}^{\text{NP}} = \frac{f_H \eta_P}{m_\tau} \bar{u}_{\nu_\tau} (1 + \gamma_5) \not{p}_\tau u_\tau = \frac{f_H \eta_P}{m_\tau} \bar{u}_{\nu_\tau} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\tau p_\tau^\mu. \quad (\text{C.2})$$

De la conservación del cuadrimomento se tiene que $p_\tau^\mu = Q^\mu + p_{\nu_\tau}^\mu$, con $Q^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu + p_3^\mu$. Eliminando entonces el momento de τ en la ec. (C.2), y despreciando la masa del neutrino ($\bar{u}_{\nu_\tau} \not{p}_{\nu_\tau} \simeq 0$) se llega a la siguiente expresión:

$$\mathcal{M}^{\text{NP}} = \frac{f_H \eta_P}{m_\tau} \bar{u}_{\nu_\tau} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\tau Q^\mu = \frac{f_H \eta_P}{m_\tau} M_\mu Q^\mu. \quad (\text{C.3})$$

Por tanto, la contribución debida a nueva física resulta proporcional a Q^μ y la parte leptónica en la ec. (C.3) coincide con la que aparece en el elemento de matriz del SM. Es así que resulta natural incorporar el efecto del escalar cargado redefiniendo el factor de forma que es proporcional a Q^μ en \mathcal{M}^{SM} , es decir, F_4 , mediante la adición de la cantidad $f_H \eta_P / m_\tau$ (ver ec. (4.5)). De esta forma la amplitud del proceso se parametriza exactamente de la misma forma que en el SM, pero con un factor de forma escalar modificado (\tilde{F}_4).

Para completar el argumento dado arriba, se mostrará a continuación que el elemento de matriz hadrónico de la corriente escalar en el Lagrangiano $\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{NP}}$ es nulo. Tal elemento de matriz puede escribirse como sigue:

$$\langle 0 | \bar{s}u | K^-(p_1) \pi^-(p_2) \pi^+(p_3) \rangle = f(p_i \cdot p_j) \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (\text{C.4})$$

donde f es una cierta función de los posibles productos escalares entre los momentos de los hadrones en el estado final. Ahora bien, utilizando los operadores de creación correspondientes a K^- , π^- y π^+ en la ec. (C.4) se obtiene:

$$\langle 0 | (\bar{s}u) a_{K^-}^\dagger(\vec{p}_1) a_{\pi^-}^\dagger(\vec{p}_2) b_{\pi^+}^\dagger(\vec{p}_3) | 0 \rangle = f(p_i \cdot p_j). \quad (\text{C.5})$$

Introduciendo la identidad $P^{-1}P = 1$, donde P es el operador de paridad, y tomando en cuenta que la paridad intrínseca de los tres mesones es -1 por ser los mismos pseudoescalares, el miembro izquierdo de la ec. (C.5) puede reescribirse como

$$-\langle 0 | (\bar{s}u) a_{K^-}^\dagger(-\vec{p}_1) a_{\pi^-}^\dagger(-\vec{p}_2) b_{\pi^+}^\dagger(-\vec{p}_3) | 0 \rangle = -\langle 0 | \bar{s}u | K^-(\vec{p}_1) \pi^-(\vec{p}_2) \pi^+(\vec{p}_3) \rangle, \quad (\text{C.6})$$

donde se ha usado la notación $\vec{p}_i^\mu = (p_i^0, -\vec{p}_i)$. Por otro lado, se tiene

$$\langle 0 | \bar{s}u | K^-(\vec{p}_1) \pi^-(\vec{p}_2) \pi^+(\vec{p}_3) \rangle = f(\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j) = f(p_i \cdot p_j). \quad (\text{C.7})$$

Por tanto, de la combinación de las ecs. (C.6) y (C.7), y su comparación con la ec. (C.5), se concluye que

$$\langle 0 | \bar{s}u | K^-(p_1) \pi^-(p_2) \pi^+(p_3) \rangle = 0. \quad (\text{C.8})$$

C.2. Detalles respecto del análisis estadístico

Se dan a continuación algunos detalles referentes al análisis estadístico llevado a cabo en el capítulo 3 en el contexto del decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$. En primer lugar, se derivará el estimador utilizado para extraer las distribuciones correspondientes a las proyecciones en

Q^2 , s_1 y s_2 de los anchos parciales definidos en la ec. (4.17) (véase tabla 4.2). En segundo lugar, se especificará la expresión utilizada para calcular la incerteza estadística asociada al mencionado estimador.

El ancho diferencial de decaimiento dado en la ec. (4.13) puede ser escrito en términos de las nueve funciones angulares recopiladas en la tabla 4.1 como sigue:

$$\frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d \cos \beta} = \frac{\theta_1(\underline{x})}{\mathcal{N}_1} + \sum_{k=2}^9 \frac{\theta_k(\underline{x})}{\mathcal{N}_k} h_k(\gamma, \beta), \quad (\text{C.9})$$

donde \mathcal{N}_i denota la norma de la función angular $h_i(\gamma, \beta)$ y las funciones $\theta_k(\underline{x})$ son los anchos parciales de decaimiento tal y como figuran en la tabla 4.2. Además, se ha empleado la nomenclatura $\underline{x} \equiv (Q^2, s_1, s_2)$. Por conveniencia se tomarán los anchos parciales normalizados al ancho de decaimiento total del tau, de manera que se cumple

$$\int \theta_i(\underline{x}) d\underline{x} = \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}} \int \frac{d\Gamma_i}{dQ^2 ds_1 ds_2} dQ^2 ds_1 ds_2 = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{\text{tot}}}, \quad (\text{C.10})$$

y entonces, si se integra el ancho diferencial en un determinado bin (ya sea unidimensional o tridimensional), se tiene el ancho correspondiente a tal bin, normalizado al ancho total del tau:

$$\int_{\text{bin}} \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}} \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d \cos \beta} \sin \beta d\beta d\gamma d\underline{x} = \int_{\text{bin}} \theta_1(\underline{x}) d\underline{x} \equiv \frac{\Gamma_{\text{bin}}}{\Gamma_{\text{tot}}}. \quad (\text{C.11})$$

De esta forma, la función de distribución de probabilidades vendrá dada por

$$f(\underline{x}, \gamma, \beta; \bar{\theta}) = \frac{\Gamma_{\text{tot}}}{\Gamma_{\text{bin}}} \left(\frac{\theta_1(\underline{x})}{\mathcal{N}_1} + \sum_{k=2}^9 \frac{\theta_k(\underline{x})}{\mathcal{N}_k} h_k(\gamma, \beta) \right) \sin \beta, \quad (\text{C.12})$$

donde $\bar{\theta}$ representa el vector de parámetros a ajustar, los cuales devienen de la parametrización usada para los factores de forma. A partir de la función en la ec. (C.12) resulta sencillo escribir el valor esperado para la función angular i -ésima:

$$\langle h_i \rangle = \int h_i(\gamma, \beta) f(\underline{x}, \gamma, \beta; \bar{\theta}) d\underline{x} d\gamma d\beta = \frac{\Gamma_{\text{tot}}}{\Gamma_{\text{bin}}} \int \theta_i(\underline{x}) d\underline{x}, \quad (\text{C.13})$$

donde en la última igualdad se ha hecho uso de la ortogonalidad de las nueve funciones angulares utilizadas en la expresión del ancho diferencial para el decaimiento bajo estudio. Ahora bien, un estimador insesgado del valor esperado es la media aritmética o media

muestral, definida como

$$\langle \widehat{h}_i \rangle = \frac{\sum_{j=1}^N h_i(\gamma_j, \beta_j)}{N} \equiv \bar{h}_i, \quad (\text{C.14})$$

donde, si el valor medio es calculado en un bin determinado, entonces N representa el número de eventos contenidos en dicho bin. El hecho de que se trate de un estimador insesgado permite escribir la siguiente relación:

$$\langle \bar{h}_i \rangle = \frac{\Gamma_{\text{tot}}}{\Gamma_{\text{bin}}} \int \theta_i(\underline{x}) d\underline{x}, \quad (\text{C.15})$$

mientras que la integral en el lado derecho puede escribirse como $\int \theta_i(\underline{x}) d\underline{x} = \theta_i(x_0) \Delta x + \delta_i$. Tanto el punto donde se evalúa la función (x_0) como el intervalo (Δx) dependen de como se divide en bins el intervalo de la variable $x = Q^2, s_1, s_2$. Vale remarcar que la integral en la ec. (C.15) se piensa en este punto como efectuada en un determinado bin de la variable x . Por tanto, se tiene

$$\frac{\Gamma_{\text{bin}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \langle \bar{h}_i \rangle = \theta_i(x_0) \Delta x + \delta_i. \quad (\text{C.16})$$

Ahora bien, el valor de la cantidad Γ_{bin} puede ser estimado a partir de las simulaciones como $\widehat{\Gamma}_{\text{bin}} = N\Gamma/N_{\text{ev}}$, con N el número de eventos en el bin considerado, N_{ev} el número total de eventos y Γ el ancho total del decaimiento $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$. Dividiendo por el ancho total de decaimiento del leptón tau, se tiene el siguiente estimador:

$$\left\langle \frac{\widehat{\Gamma}_{\text{bin}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \right\rangle = \frac{N}{N_{\text{ev}}} \frac{\Gamma}{\Gamma_{\text{tot}}} = \frac{N}{N_{\text{ev}}} Br(\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau). \quad (\text{C.17})$$

Bajo la suposición de que el mismo es insesgado, es decir, que $\left\langle \frac{\widehat{\Gamma}_{\text{bin}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \right\rangle = \frac{\Gamma_{\text{bin}}}{\Gamma_{\text{tot}}}$, combinando las ecs. (C.17) y (C.16), y usando la conocida identidad $\langle xy \rangle = \langle x \rangle \langle y \rangle + \rho_{xy} \sigma_x \sigma_y$, se obtiene:

$$\left\langle \left(\frac{\widehat{\Gamma}_{\text{bin}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \right) \frac{\bar{h}_i}{\Delta x} \right\rangle = \theta_i(x_0) + \frac{\delta_i}{\Delta x} + \frac{\rho_i}{\Delta x} \sigma_{\widehat{\Gamma}_{\text{bin}}/\Gamma_{\text{tot}}} \sigma_{\bar{h}_i}. \quad (\text{C.18})$$

Por lo tanto, un posible estimador de las distribuciones asociadas a los anchos parciales es

$$\hat{\theta}_i(x_0) = \left(\frac{\widehat{\Gamma}_{\text{bin}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \right) \frac{\bar{h}_i}{\Delta x} = \frac{N}{N_{\text{ev}}} \frac{\bar{h}_i}{\Delta x} Br(\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau), \quad (\text{C.19})$$

con el correspondiente sesgo b dado por

$$b \equiv \left\langle \left(\frac{\widehat{\Gamma_{\text{bin}}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \right) \frac{\bar{h}_i}{\Delta x} \right\rangle - \theta_i(x_0) = \frac{\delta_i}{\Delta x} + \frac{\rho_i}{\Delta x} \sigma_{\widehat{\Gamma_{\text{bin}}/\Gamma_{\text{tot}}}} \sigma_{\bar{h}_i}. \quad (\text{C.20})$$

Ahora bien, la primera contribución al sesgo proviene de la aproximación de la integral en la ec. (C.15) y puede despreciarse tomando bins adecuadamente pequeños. El segundo término proviene de las posibles correlaciones entre los estimadores $\widehat{\Gamma_{\text{bin}}}/\Gamma_{\text{tot}}$ y \bar{h}_i . Por otra parte, si se piensa en el error cuadrático medio asociado al estimador, $\langle (\hat{\theta}_i - \theta_i)^2 \rangle$, el mismo viene dado por la suma de los cuadrados de la incerteza estadística y del sesgo. En el presente caso, el mencionado error cuadrático medio es dominado por la fuente estadística de incerteza, por lo que el sesgo ha sido despreciado y se ha utilizado, en todos los cálculos numéricos desarrollados en el estudio del capítulo 3, el estimador de la ec. (C.19), al cual se le ha asignado entonces solo una incerteza estadística cuya expresión pasará a derivarse en lo que resta de este apéndice.

A fin de calcular la incerteza estadística asociada al estimador utilizado, se ha aplicado propagación de errores en la expresión de la ec. (C.19), tomando como fuentes de incerteza el número de eventos en el bin bajo consideración, N , y la media aritmética \bar{h}_i . En el primer caso, se ha utilizado la incerteza que se desprende de considerar el número de entradas en \mathcal{N} bins como una variable aleatoria \mathcal{N} -dimensional distribuida multinomialmente, es decir, cuya función de distribución de probabilidades es

$$f(\mathbf{n}; \mathbf{N}) = \frac{N_{\text{ev}}!}{n_1! \dots n_{\mathcal{N}}!} \left(\frac{N_1}{N_{\text{ev}}} \right)^{n_1} \dots \left(\frac{N_{\mathcal{N}}}{N_{\text{ev}}} \right)^{n_{\mathcal{N}}}, \quad (\text{C.21})$$

donde $\mathbf{n} = (n_1, \dots, n_{\mathcal{N}})$ es la variable aleatoria y $\mathbf{N} = (N_1, \dots, N_{\mathcal{N}})$ son los correspondientes valores esperados para el número de eventos en cada bin. Tales valores esperados se computan como $N_j = N_{\text{ev}} I_j$, con I_j la probabilidad de que un evento caiga dentro del bin j -ésimo. Por ejemplo, en el caso de las distribuciones con respecto a Q^2 dicha probabilidad se calcula como:

$$I_j = \int_{Q_{\text{min},j}^2}^{Q_{\text{max},j}^2} f(Q^2) dQ^2, \quad (\text{C.22})$$

con $f(Q^2)$ la distribución de probabilidades marginal para Q^2 :

$$f(Q^2) = \frac{1}{\Gamma} \int \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d\beta} (Q^2, s_1, s_2, \gamma, \beta) \sin \beta ds_1 ds_2 d\gamma d\beta. \quad (\text{C.23})$$

Por tanto, se ha tomado la incerteza asociada a N_j como $\sqrt{N_j(N_j - N_{\text{ev}})}/\sqrt{N_{\text{ev}}}$. Respecto de la incerteza asociada a \bar{h}_i , la misma resulta igual a $\sigma_{h_i}/\sqrt{N_{\text{ev}} I_j}$, donde $\sigma_{h_i} = \sqrt{\langle h_i^2 \rangle - \langle h_i \rangle^2}$

con $\langle h_i^2 \rangle$ y $\langle h_i \rangle$ los valores medios de h_i^2 y h_i , respectivamente, los cuales son calculados numéricamente para el bin j -ésimo. Con estas consideraciones en mente, la propagación de errores en la ec. (C.19) da lugar a la siguiente expresión para la incerteza estadística asociada al estimador $\hat{\theta}_i(x_0) = \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}} \frac{d\Gamma_i}{dx}(x_0)$ en el bin j -ésimo:

$$\sigma_j = \frac{Br(\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau)}{\Delta x} \frac{\sqrt{I_j}}{\sqrt{N_{\text{ev}}}} (\sigma_{h_i} + \langle h_i \rangle \sqrt{1 - I_j}). \quad (\text{C.24})$$

En general, para todos los observables, la contribución dominante proviene de la desviación estándar de la función angular, σ_{h_i} , mientras que el segundo término en el lado derecho de la ec. (C.24) resulta despreciable. La única excepción la constituye el observable con $i = 1$, para el cual $\sigma_{h_1} = 0$, debido a que $h_1(\alpha, \beta) = 1$ (ver tabla 4.1), por lo que el segundo término es el dominante en este caso. Además, dicho segundo término calculado para el observable $d\Gamma_1/dx$ es comparable al primer término para el caso de los restantes observables ($d\Gamma_i/dx, i = 2, \dots, 9$).

En conclusión, las incertezas estadísticas σ_j son del mismo orden de magnitud para todos los anchos parciales ($i = 1, \dots, 9$). Por supuesto, el orden de magnitud de la incerteza cambia de un bin a otro y de una proyección a otra ($x = Q^2, s_1$ o s_2).

Bibliografía

- [1] N. Mileo, K. Kiers, A. Szyrkman, D. Crane, and E. Gegner, *JHEP* **07**, 56 (2016).
- [2] N. Mileo, A. de la Puente, and A. Szyrkman, *JHEP* **11**, 124 (2016).
- [3] N. Mileo, K. Kiers, and A. Szyrkman, *Phys. Rev.* **D91**, 073006 (2015).
- [4] A. J. Buras, Weak Hamiltonian, CP violation and rare decays, in *Probing the standard model of particle interactions. Proceedings, Summer School in Theoretical Physics, NATO Advanced Study Institute, 68th session, Les Houches, France, July 28-September 5, 1997*, pp. 281–539, hep-ph/9806471.
- [5] Y. Nir, CP violation in meson decays, in *Particle physics beyond the standard model. Proceedings, Summer School on Theoretical Physics, 84th Session, Les Houches, France, August 1-26, 2005*, pp. 79–145, hep-ph/0510413.
- [6] S. Troitsky, *Phys. Usp.* **55**, 72 (2012), arXiv:1112.4515, [*Usp. Fiz. Nauk*182,77(2012)].
- [7] M. E. Peskin, *Annalen Phys.* **528**, 20 (2016), arXiv:1506.08185.
- [8] B. Gripaios, (2015), arXiv:1503.02636.
- [9] C. Jarlskog, *CP Violation*, Advanced Series on Directions (World Scientific, 1989).
- [10] M. Peskin and D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Advanced book classics (Addison-Wesley Publishing Company, 1995).
- [11] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Volume I*, The Quantum Theory of Fields 3 Volume Set (Cambridge University Press, 1995).
- [12] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Volume II*, The Quantum Theory of Fields 3 Volume Set (Cambridge University Press, 1995).
- [13] ATLAS, G. Aad *et al.*, *Phys. Lett.* **B716**, 1 (2012).
- [14] CMS, S. Chatrchyan *et al.*, *Phys. Lett.* **B716**, 30 (2012).
- [15] R. Davis, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205 (1968).
- [16] KAMIOKANDE-II, K. S. Hirata *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 16 (1989).
- [17] KAMIOKANDE-II, A. I. Abazov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3332 (1991).
- [18] GALLEX, W. Hampel *et al.*, *Phys. Lett.* **B447**, 127 (1999).
- [19] Super-Kamiokande, Y. Ashie *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 101801 (2004).

- [20] SNO, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002).
- [21] KamLAND, S. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 221803 (2008), arXiv:0801.4589.
- [22] D. Casper *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2561 (1991).
- [23] W. Allison *et al.*, Phys. Lett. **B391**, 491 (1997).
- [24] MACRO, M. Ambrosio *et al.*, Phys. Lett. **B434**, 451 (1998), hep-ex/9807005.
- [25] Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2644 (1999).
- [26] K2K, M. H. Ahn *et al.*, Phys. Rev. **D74**, 072003 (2006).
- [27] MINOS, D. G. Michael *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 191801 (2006).
- [28] OPERA, N. Agafonova *et al.*, Phys. Lett. **B691**, 138 (2010), arXiv:1006.1623.
- [29] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, A. Palazzo, and A. M. Rotunno, Phys. Rev. **D84**, 053007 (2011), arXiv:1106.6028.
- [30] A. D. Sakharov, Soviet Physics Uspekhi **34**, 392 (1991).
- [31] V. C. Rubin, W. K. Ford, Jr., and N. Thonnard, Astrophys. J. **238**, 471 (1980).
- [32] F. Zwicky, Astrophys. J. **86**, 217 (1937).
- [33] M. Limousin *et al.*, Astrophys. J. **668**, 643 (2007).
- [34] D. Clowe *et al.*, Astrophys. J. **648**, L109 (2006), astro-ph/0608407.
- [35] MACHO, C. Alcock *et al.*, Astrophys. J. **542**, 281 (2000).
- [36] EROS-2, Tisserand, P. *et al.*, Astron. Astrophys. **469**, 387 (2007).
- [37] Supernova Search Team, A. G. Riess *et al.*, Astron. J. **116**, 1009 (1998), astro-ph/9805201.
- [38] Supernova Cosmology Project, S. Perlmutter *et al.*, Astrophys. J. **517**, 565 (1999), astro-ph/9812133.
- [39] E. Jullo *et al.*, Science **329**, 924 (2010), arXiv:1008.4802.
- [40] WMAP, E. Komatsu *et al.*, Astrophys. J. Suppl. **192**, 18 (2011), arXiv:1001.4538.
- [41] J. D. Wells, Stud. Hist. Phil. Sci. **B49**, 102 (2015), arXiv:1305.3434.
- [42] A. Pich, Effective field theory: Course, in *Probing the standard model of particle interactions. Proceedings, Summer School in Theoretical Physics, NATO Advanced Study Institute, 68th session, Les Houches, France, July 28-September 5, 1998*, pp. 949–1049, hep-ph/9806303.
- [43] T. Appelquist and J. Carazzone, Phys. Rev. **D11**, 2856 (1975).
- [44] M. Chanowitz, M. Furman, and I. Hinchliffe, Phys. Lett. **B78**, 285 (1978).
- [45] M. Chanowitz, M. Furman, and I. Hinchliffe, Nucl. Phys. **B153**, 402 (1979).
- [46] J. Brod, U. Haisch, and J. Zupan, JHEP **11**, 180 (2013), arXiv:1310.1385.

- [47] J. Ellis and T. You, JHEP **06**, 103 (2013), arXiv:1303.3879.
- [48] A. Djouadi and G. Moreau, Eur. Phys. J. **C73**, 2512 (2013), arXiv:1303.6591.
- [49] K. Cheung, J. S. Lee, and P.-Y. Tseng, JHEP **05**, 134 (2013), arXiv:1302.3794.
- [50] ACME, J. Baron *et al.*, Science **343**, 269 (2014), arXiv:1310.7534.
- [51] V. Cirigliano, W. Dekens, J. de Vries, and E. Mereghetti, (2016), arXiv:1603.03049.
- [52] R. Harnik, A. Martin, T. Okui, R. Primulando, and F. Yu, Phys. Rev. **D88**, 076009 (2013), arXiv:1308.1094.
- [53] M. Farina, C. Grojean, F. Maltoni, E. Salvioni, and A. Thamm, JHEP **05**, 022 (2013), arXiv:1211.3736.
- [54] F. Demartin, F. Maltoni, K. Mawatari, and M. Zaro, Eur. Phys. J. **C75**, 267 (2015), arXiv:1504.00611.
- [55] F. Boudjema, R. M. Godbole, D. Guadagnoli, and K. A. Mohan, Phys. Rev. **D92**, 015019 (2015), arXiv:1501.03157.
- [56] M. R. Buckley and D. Goncalves, Phys. Rev. Lett. **116**, 091801 (2016), arXiv:1507.07926.
- [57] G. Li, H.-R. Wang, and S.-h. Zhu, (2015), arXiv:1506.06453.
- [58] Y. Chen, D. Stolarski, and R. Vega-Morales, Phys. Rev. **D92**, 053003 (2015), arXiv:1505.01168.
- [59] S. Khatibi and M. M. Najafabadi, Phys. Rev. **D90**, 074014 (2014), arXiv:1409.6553.
- [60] F. Demartin, F. Maltoni, K. Mawatari, B. Page, and M. Zaro, Eur. Phys. J. **C74**, 3065 (2014), arXiv:1407.5089.
- [61] A. Kobakhidze, L. Wu, and J. Yue, JHEP **10**, 100 (2014), arXiv:1406.1961.
- [62] A. Kobakhidze, L. Wu, and J. Yue, (2015), arXiv:1512.08922.
- [63] P. S. Bhupal Dev, A. Djouadi, R. M. Godbole, M. M. Muhlleitner, and S. D. Rindani, Phys. Rev. Lett. **100**, 051801 (2008), arXiv:0707.2878.
- [64] K. Hagiwara, K. Ma, and H. Yokoya, (2016), arXiv:1602.00684.
- [65] J. F. Gunion and X.-G. He, Phys. Rev. Lett. **76**, 4468 (1996), hep-ph/9602226.
- [66] J. F. Gunion, B. Grzadkowski, and X.-G. He, Phys. Rev. Lett. **77**, 5172 (1996), hep-ph/9605326.
- [67] J. F. Gunion and J. Pliszka, Phys. Lett. **B444**, 136 (1998), hep-ph/9809306.
- [68] X.-G. He, G.-N. Li, and Y.-J. Zheng, Int. J. Mod. Phys. **A30**, 1550156 (2015), arXiv:1501.00012.
- [69] G. Mahlon and S. Parke, Phys. Rev. **D53**, 4886 (1996).
- [70] G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Lett. **B411**, 173 (1997), hep-ph/9706304.

- [71] G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Rev. **D81**, 074024 (2010), arXiv:1001.3422.
- [72] D. Atwood, A. Aeppli, and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **69**, 2754 (1992).
- [73] S. Biswas, R. Frederix, E. Gabrielli, and B. Mele, JHEP **07**, 020 (2014), arXiv:1403.1790.
- [74] J. Ellis, D. S. Hwang, K. Sakurai, and M. Takeuchi, JHEP **04**, 004 (2014), arXiv:1312.5736.
- [75] O. Antipin and G. Valencia, Phys. Rev. **D79**, 013013 (2009), arXiv:0807.1295.
- [76] G. Valencia, PoS **HQL2012**, 050 (2012), arXiv:1301.0962.
- [77] A. Hayreter and G. Valencia, Phys. Rev. **D88**, 034033 (2013), arXiv:1304.6976.
- [78] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. **D8**, 1240 (1973).
- [79] H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974).
- [80] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. **D10**, 275 (1974), [Erratum: Phys. Rev.D11,703(1975)].
- [81] S. M. Barr, Phys. Lett. **B112**, 219 (1982).
- [82] A. De Rujula, H. Georgi, and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **45**, 413 (1980).
- [83] J. P. Derendinger, J. E. Kim, and D. V. Nanopoulos, Phys. Lett. **B139**, 170 (1984).
- [84] I. Antoniadis, J. R. Ellis, J. S. Hagelin, and D. V. Nanopoulos, Phys. Lett. **B194**, 231 (1987).
- [85] W. Buchmuller, R. Ruckl, and D. Wyler, Phys. Lett. **B191**, 442 (1987), [Erratum: Phys. Lett.B448,320(1999)].
- [86] U. K. Dey and S. Mohanty, JHEP **04**, 187 (2016), arXiv:1505.01037.
- [87] CMS, V. Khachatryan *et al.*, JHEP **04**, 124 (2015), arXiv:1502.06031.
- [88] F. S. Queiroz, K. Sinha, and A. Strumia, Phys. Rev. **D91**, 035006 (2015), arXiv:1409.6301.
- [89] B. Allanach, A. Alves, F. S. Queiroz, K. Sinha, and A. Strumia, Phys. Rev. **D92**, 055023 (2015), arXiv:1501.03494.
- [90] J. M. Arnold, B. Fornal, and M. B. Wise, Phys. Rev. **D88**, 035009 (2013), arXiv:1304.6119.
- [91] M. Bauer and M. Neubert, Phys. Rev. Lett. **116**, 141802 (2016), arXiv:1511.01900.
- [92] S. Sahoo and R. Mohanta, New J. Phys. **18**, 013032 (2016), arXiv:1509.06248.
- [93] S. Sahoo and R. Mohanta, Phys. Rev. **D93**, 114001 (2016), arXiv:1512.04657.
- [94] S. Sahoo and R. Mohanta, Springer Proc. Phys. **174**, 221 (2016).
- [95] S. Sahoo and R. Mohanta, (2016), arXiv:1607.04449.
- [96] V. Barger and W.-Y. Keung, Phys. Lett. **B727**, 190 (2013), arXiv:1305.6907.
- [97] I. Dorsner, S. Fajfer, J. F. Kamenik, and N. Kosnik, Phys. Lett. **B682**, 67 (2009), arXiv:0906.5585.

- [98] J. N. Ng and A. de la Puente, Phys. Lett. **B727**, 204 (2013), arXiv:1307.2606.
- [99] J. N. Ng and A. de la Puente, Phys. Rev. **D90**, 095018 (2014), arXiv:1404.1415.
- [100] M. Carena, D. Choudhury, S. Lola, and C. Quigg, Phys. Rev. **D58**, 095003 (1998), hep-ph/9804380.
- [101] P. S. B. Dev, D. K. Ghosh, and W. Rodejohann, (2016), arXiv:1605.09743.
- [102] I. Doršner, S. Fajfer, A. Greljo, J. F. Kamenik, and N. Košnik, Phys. Rept. **641**, 1 (2016), arXiv:1603.04993.
- [103] IceCube, M. G. Aartsen *et al.*, The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2015 Part II: Atmospheric and Astrophysical Diffuse Neutrino Searches of All Flavors, in *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015): The Hague, The Netherlands, July 30-August 6, 2015*, 2015, arXiv:1510.05223.
- [104] L. A. Anchordoqui, C. A. Garcia Canal, H. Goldberg, D. Gomez Dumm, and F. Halzen, Phys. Rev. **D74**, 125021 (2006), hep-ph/0609214.
- [105] B. Dutta, Y. Gao, T. Li, C. Rott, and L. E. Strigari, Phys. Rev. **D91**, 125015 (2015), arXiv:1505.00028.
- [106] C.-Y. Chen, P. S. Bhupal Dev, and A. Soni, Phys. Rev. **D89**, 033012 (2014), arXiv:1309.1764.
- [107] R. Laha, J. F. Beacom, B. Dasgupta, S. Horiuchi, and K. Murase, Phys. Rev. **D88**, 043009 (2013), arXiv:1306.2309.
- [108] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, JHEP **06**, 039 (2012).
- [109] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, JHEP **07**, 143 (2012).
- [110] CDF Collaboration, T. A. Aaltonen *et al.*, Phys. Rev. **D89**, 091101 (2014), arXiv:1402.6728.
- [111] Particle Data Group, K. A. Olive *et al.*, Chin. Phys. **C38**, 090001 (2014).
- [112] K. Kierns *et al.*, Phys. Rev. **D78**, 113008 (2008).
- [113] CLEO Collaboration, D. M. Asner *et al.*, Phys. Rev. **D62**, 072006 (2000).
- [114] M. Jung, A. Pich, and P. Tuzon, JHEP **11**, 003 (2010), arXiv:1006.0470.
- [115] A. Celis, M. Jung, X.-Q. Li, and A. Pich, JHEP **01**, 054 (2013), arXiv:1210.8443.
- [116] G. Branco *et al.*, Phys. Rept. **516**, 1 (2012), arXiv:1106.0034.
- [117] R. Kleiss and W. J. Stirling, Nucl. Phys. **B262**, 235 (1985).
- [118] M. L. Mangano and S. J. Parke, Phys. Rept. **200**, 301 (1991), hep-th/0509223.
- [119] S. Kawasaki, T. Shirafuji, and S. Y. Tsai, Prog. Theor. Phys. **49**, 1656 (1973).
- [120] T. Arens and L. M. Sehgal, Phys. Rev. **D50**, 4372 (1994).
- [121] P. Saha *et al.*, Phys. Rev. **D93**, 054044 (2016), arXiv:1510.00204.

- [122] P. Saha, K. Kiers, D. London, and A. Szynekman, *Phys. Rev.* **D90**, 094016 (2014), arXiv:1407.1725.
- [123] K. Kiers *et al.*, *Phys. Rev.* **D90**, 094015 (2014), arXiv:1407.1724.
- [124] K. Kiers *et al.*, *Phys. Rev.* **D84**, 074018 (2011), arXiv:1107.0754.
- [125] H. W. Fearing and S. Scherer, *Phys. Rev.* **D53**, 315 (1996).
- [126] W. Bernreuther, A. Brandenburg, Z. G. Si, and P. Uwer, *Nucl. Phys.* **B690**, 81 (2004), hep-ph/0403035.
- [127] J. Alwall *et al.*, *JHEP* **07**, 079 (2014), arXiv:1405.0301.
- [128] S. Dawson, L. H. Orr, L. Reina, and D. Wackerroth, *Phys. Rev.* **D67**, 071503 (2003).
- [129] W. Beenakker *et al.*, *Nucl. Phys.* **B653**, 151 (2003), hep-ph/0211352.
- [130] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier *et al.*, *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables* (CERN, Geneva, 2011).
- [131] L. Sonnenschein, *Phys. Rev.* **D73**, 054015 (2006), hep-ph/0603011, [Erratum: *Phys. Rev.* **D78**, 079902(2008)].
- [132] D0, B. Abbott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2063 (1998), hep-ex/9706014.
- [133] ATLAS, ATLAS-CONF-2013-101, (2013).
- [134] ATLAS, G. Aad *et al.*, *JHEP* **05**, 061 (2015), arXiv:1501.07383.
- [135] CMS, V. Khachatryan *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C75**, 542 (2015), arXiv:1505.04480.
- [136] CMS, S. Chatrchyan *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C73**, 2339 (2013), arXiv:1211.2220.
- [137] S. Amor dos Santos *et al.*, *Phys. Rev.* **D92**, 034021 (2015), arXiv:1503.07787.
- [138] K. Rehermann and B. Tweedie, *JHEP* **03**, 059 (2011), arXiv:1007.2221.
- [139] ATLAS, ATLAS-CONF-2016-014, (2016).
- [140] CMS, CMS-PAS-B2G-15-002, (2016).
- [141] CMS, CMS-PAS-HIG-15-008, (2016).
- [142] ATLAS, ATLAS-CONF-2016-020, (2016).
- [143] H.-L. Li, P.-C. Lu, Z.-G. Si, and Y. Wang, (2015), arXiv:1508.06416.
- [144] ATLAS, G. Aad *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C75**, 349 (2015), arXiv:1503.05066.
- [145] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, and I. Sarcevic, *Astropart. Phys.* **5**, 81 (1996), hep-ph/9512364.
- [146] R. D. Ball *et al.*, *Nucl. Phys.* **B867**, 244 (2013), arXiv:1207.1303.
- [147] T. A. Gabriel, D. E. Groom, P. K. Job, N. V. Mokhov, and G. R. Stevenson, *Nucl. Instrum. Meth.* **A338**, 336 (1994).

- [148] IceCube, M. G. Aartsen *et al.*, *Astrophys. J.* **809**, 98 (2015), arXiv:1507.03991.
- [149] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, *Eur. Phys. J.* **C71**, 1554 (2011), arXiv:1007.1727, [Erratum: *Eur. Phys. J.*C73,2501(2013)].
- [150] G. J. Feldman and R. D. Cousins, *Phys. Rev.* **D57**, 3873 (1998), physics/9711021.
- [151] J. Alwall *et al.*, *JHEP* **07**, 079 (2014), arXiv:1405.0301.
- [152] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *JHEP* **05**, 026 (2006), hep-ph/0603175.
- [153] DELPHES 3, J. de Favereau *et al.*, *JHEP* **02**, 057 (2014), arXiv:1307.6346.
- [154] F. Giordano, *Search for Heavy Majorana Neutrinos in $\mu^\pm \mu^\pm + \text{jets}$ and $e^\pm e^\pm + \text{jets}$ Events in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , PhD thesis, UC, Riverside, 2013-02-11.
- [155] J. N. Ng, A. de la Puente, and B. W.-P. Pan, *JHEP* **12**, 172 (2015), arXiv:1505.01934.
- [156] M. Drees, H. Dreiner, D. Schmeier, J. Tattersall, and J. S. Kim, *Comput. Phys. Commun.* **187**, 227 (2015), arXiv:1312.2591.
- [157] ATLAS, G. Aad *et al.*, *JHEP* **09**, 176 (2014), arXiv:1405.7875.
- [158] ATLAS, G. Aad *et al.*, *Phys. Rev.* **D90**, 052008 (2014), arXiv:1407.0608.
- [159] ATLAS, G. Aad *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C75**, 299 (2015), arXiv:1502.01518, [Erratum: *Eur. Phys. J.*C75,no.9,408(2015)].
- [160] ATLAS, G. Aad *et al.*, *JHEP* **06**, 124 (2014), arXiv:1403.4853.
- [161] ATLAS, G. Aad *et al.*, *JHEP* **11**, 118 (2014), arXiv:1407.0583.
- [162] ATLAS, G. Aad *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C75**, 318 (2015), arXiv:1503.03290, [Erratum: *Eur. Phys. J.*C75,no.10,463(2015)].
- [163] ATLAS, ATLAS-CONF-2013-049, (2013).
- [164] ATLAS, G. Aad *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C76**, 5 (2016), arXiv:1508.04735.
- [165] CMS, V. Khachatryan *et al.*, *Phys. Rev.* **D93**, 032004 (2016), arXiv:1509.03744.
- [166] ATLAS, M. Aaboud *et al.*, *New J. Phys.* **18**, 093016 (2016), arXiv:1605.06035.
- [167] CMS, CMS-PAS-EXO-16-007, (2016).
- [168] Gfitter Group, M. Baak *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C74**, 3046 (2014), arXiv:1407.3792.
- [169] MEG, A. M. Baldini *et al.*, *Eur. Phys. J.* **C76**, 434 (2016), arXiv:1605.05081.
- [170] Muon g-2, G. W. Bennett *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 161802 (2004), hep-ex/0401008.
- [171] Muon g-2, G. W. Bennett *et al.*, *Phys. Rev.* **D73**, 072003 (2006), hep-ex/0602035.
- [172] I. de Medeiros Varzielas and G. Hiller, *JHEP* **06**, 072 (2015), arXiv:1503.01084.
- [173] J. Guena, M. Lintz, and M. A. Bouchiat, *Phys. Rev.* **A71**, 042108 (2005), physics/0412017.

- [174] S. G. Porsev, K. Beloy, and A. Derevianko, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 181601 (2009), arXiv:0902.0335.
- [175] J. H. Kuhn and E. Mirkes, *Z. Phys.* **C56**, 661 (1992), [Erratum-ibid. **C67**, 364 (1995)].
- [176] R. Decker, M. Finkemeier, and E. Mirkes, *Phys. Rev.* **D50**, 6863 (1994), arXiv:9310270.
- [177] Belle Collaboration, I. Adachi *et al.*, arXiv:0812.0480.
- [178] R. Decker, E. Mirkes, R. Sauer, and Z. Was, *Z. Phys.* **C58**, 445 (1993).
- [179] The BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 011801 (2008).
- [180] Belle Collaboration, M. Lee *et al.*, *Phys. Rev.* **D81**, 113007 (2010), arXiv:1001.0083.
- [181] Belle, H. Guler *et al.*, *Phys. Rev.* **D83**, 032005 (2011), arXiv:1009.5256.
- [182] M. Finkemeier and E. Mirkes, *Z. Phys.* **C69**, 243 (1996), hep-ph/9503474.
- [183] J. H. Kuhn and A. Santamaria, *Z. Phys.* **C48**, 445 (1990).
- [184] K. Akai, *Conf. Proc.* **C130513**, TUYB101 (2013).

Índice de figuras

1.1. Correcciones dominantes a un loop al término de masa del campo de Higgs en el Modelo Estándar.	14
2.1. Diagramas de Feynman a orden árbol que contribuyen a la producción de $t\bar{t}H$ en el LHC. Tres diagramas más se obtienen intercambiando las líneas de los gluones en los diagramas correspondientes a canales t	31
2.2. Representación esquemática del proceso $g_a g_b \rightarrow t_i(\rightarrow b_i \ell^+ \nu_\ell) \bar{t}_j(\rightarrow \bar{b}_j \ell^- \bar{\nu}_\ell) H$. Los índices i, j denotan los colores de los quarks, mientras que a, b son índices gluónicos.	31
2.3. Asimetrías para los TPs $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ (arriba a izquierda), $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ (arriba a derecha) y $\epsilon_3 = \epsilon(Q, t, n_t, n_{\bar{t}})$ (abajo). Los puntos representan a los valores obtenidos para $\tilde{\kappa}_t = 0, \pm 0.25, \pm 0.5, \pm 0.75, \pm 1$ y la curva en rojo resulta del ajuste.	40
2.4. Asimetría para $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$. La línea punteada (rojo) corresponde a la producción iniciada por fusión de gluones, la línea a trazos y puntos (gris) a la producción iniciada por aniquilación de $q\bar{q}$ y la línea sólida (azul) a la producción pp	40
2.5. Esquema mostrando los ángulos involucrados en la ec. (2.30). El ángulo $\Delta\phi(n_t, n_{\bar{t}})$ definido en el rango $[-\pi, \pi]$ determina el signo de $\epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$	41
2.6. Distribuciones angulares asociadas al TP $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ para distintos valores de κ_t y $\tilde{\kappa}_t$. Las barras de error mostradas corresponden a la incerteza estadística.	42
2.7. Distribuciones angulares asociadas con el TP $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ para distintos valores de κ_t y $\tilde{\kappa}_t$. Las barras de error mostradas corresponden a la incerteza estadística.	43
2.8. Distribuciones angulares $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_1(n_t, n_{\bar{t}}))$ (arriba) y $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_2(n_t, n_{\bar{t}}))$ (abajo) asociadas con los TPs $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ y $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$, respectivamente, para los casos CP-mixtos $\kappa_t = \tilde{\kappa}_t = 1$ (izquierda) y $\kappa_t = -\tilde{\kappa}_t = 1$ (derecha). El corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ ha sido relajado. Las curvas en rojo corresponden al ajuste realizado usando la ec. (2.32)).	46

2.9. Distribución angular $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_4(n_t, n_{\bar{t}}))$ asociada con el TP $\epsilon_4 = \epsilon(Q, t - \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ para los casos CP-mixtos $\kappa_t = \tilde{\kappa}_t = 1$ (izquierda) y $\kappa_t = -\tilde{\kappa}_t = 1$ (derecha). El corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ ha sido relajado. Las curvas en rojo corresponden al ajuste realizado usando la ec. (2.32)).	46
2.10. Ajuste lineal de la asimetría del producto triple ϵ_4 (línea roja) junto a la correspondiente banda a 90% de CL (región rayada azul). Las líneas verticales limitan el intervalo en el que la asimetría no es sensible a $\tilde{\kappa}_t$	55
3.1. Secciones eficaces totales νN y $\bar{\nu} N$ en el SM calculadas usando distribuciones NNPDF2.3 a NLO. Los procesos CC y NC se muestran separadamente.	64
3.2. Diagramas de Feynman para la interacción νN . Las primeras dos filas corresponden a procesos NC y la tercera a procesos CC.	65
3.3. Sección eficaz neutrino-nucleón para procesos NC (arriba) y CC (abajo) en función de la energía del neutrino incidente E_ν . En ambos casos, las secciones eficaces correspondientes a ν_e y ν_μ han sido sumadas.	67
3.4. Número de eventos esperado debido a la contribución de LQs en función de la energía depositada para distintas masas m_χ . Las gráficas en la parte superior y media corresponden a eventos solo del tipo shower y solo del tipo track, respectivamente. Las gráficas en la parte inferior, a su vez, muestran el número total de eventos.	72
3.5. Valor p_0 definido en la ec. (3.31) en función de la masa del LQ.	75
3.6. Número total de eventos observados en IceCube en función de la energía depositada junto con las predicciones obtenidas de las hipótesis SM + fondo (línea llena) y SM + fondo + contribución LQs (línea punteada) para $m_\chi = 1025$ GeV (mejor ajuste) y, a efectos comparativos, para 700 GeV y 1200 GeV. Tanto los datos de IceCube como el ajuste SM + fondo fueron tomados de la ref. [103].	76
3.7. Valores de r en el plano λ_1^1 - λ_2^1 . Las regiones permitidas corresponden a $r < 1$ y están delimitadas por las curvas en negro. Desde el margen superior izquierdo al inferior derecho: $m_\chi = 600$ -1200 GeV en incrementos de a 200 GeV. Los resultados fueron obtenidos a partir de todos los estados finales correspondientes a las topologías (a) y (b) descritas en el texto.	79
3.8. Diagramas a un loop correspondientes al decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$. Las flechas indican el flujo de la carga fermiónica. Los diagramas en la primera columna aportan la contribución dominante, mientras que los de la segunda son necesarios a fin de asegurar la invariancia de gauge.	80
3.9. Contornos correspondientes al ajuste del espectro de IceCube junto con los límites superiores a 95% de CL del LHC para $m_\chi = 800$ GeV, 1000 GeV y 1200 GeV.	84

4.1.	Esquema tomado de la ref. [112] con las definiciones de los ángulos α, β, γ y ψ . Las rotaciones de Euler correspondientes a α, β y γ se efectúan alrededor de los ejes $z', y_1 = y_2$ y z , respectivamente.	89
4.2.	Anchos diferenciales $d\Gamma/dM$. Se incluyen las distintas contribuciones provenientes de las cadenas de decaimiento junto a los datos simulados utilizando un generador MC propio. Los triángulos negros corresponden a los eventos simulados y la curva negra es la distribución esperada. Las curvas en azul y verde muestran las contribuciones de las distintas resonancias ($K1(1270), K1(1400), \rho$ y K^*), mientras que la curva roja corresponde al término de Wess-Zumino. Finalmente, la curva gris muestra la contribución de nueva física para $ f_{H\eta_P} = 17.9$	98
4.3.	Distribuciones correspondientes al observable $6(-)$ para $ f_{H\eta_P} = 17.9$ (curva azul sólida) y $ f_{H\eta_P} = 0.92 \text{ GeV}^{-1}(Q^2/m_s)$ (curva roja discontinua). En los paneles (a), (b) y (c) se muestran las proyecciones en Q^2, s_1 y s_2 , respectivamente. Las distribuciones han sido normalizadas al ancho total del τ	107
4.4.	Proyección en s_2 del observable $6(-)$ usando un conjunto de 10^6 eventos simulados junto a la correspondiente región permitida en el contexto del A2HDM. Los datos simulados corresponden a la elección $f_{H\eta_P} = 1.79 e^{i\pi/4}$. La región permitida no tiene en cuenta incertezas en los parámetros asociados con los factores de forma (A, B , etc.).	113
4.5.	Proyección en s_1 del observable $6(-)$, obtenida utilizando un conjunto de 3×10^6 eventos simulados. El punto donde la distribución cruza el cero puede ser claramente extraído del gráfico con una incerteza dada por el ancho de los bins ($s_1 = 0.56 \pm 0.03 \text{ GeV}^2$).	115
B.1.	Componente de la sección eficaz debida a la inclusión de χ teniendo en cuenta todas las contribuciones (canales s y u e interferencia con SM) y solo los canales s para $m_\chi = 800 \text{ GeV}, 1000 \text{ GeV}$ y 1200 GeV . Los gráficos de la primera y segunda columna corresponden a los valores de $\hat{\mu}$ obtenidos para $\Omega = 2\pi \text{ sr}$ y $4\pi \text{ sr}$, respectivamente. La línea punteada vertical indica el umbral de producción correspondiente a cada masa.	131
B.2.	Profundidad en función del ángulo de incidencia de los neutrinos considerando el perfil de densidad de la Tierra dado en la ref. [145].	133
B.3.	Arriba: Factor de atenuación para ν_e en el SM y añadiendo contribuciones de distintas intensidades debidas a χ . Abajo: Diferencia relativa entre los ángulos sólidos efectivos correspondiente al factor de atenuación mostrado en la gráfica superior.	135
B.4.	Razón entre eventos provenientes del hemisferio norte y sur para el SM ($\mu = 0$) y añadiendo una contribución de LQs correspondiente a $m_\chi = 1025 \text{ GeV}$ y distintos valores de μ	135

Índice de tablas

2.1. Asimetrías de los TPs $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$, $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$ y $\epsilon_3 = \epsilon(Q, t, n_t, n_{\bar{t}})$, para tres escenarios diferentes, obtenidas utilizando 10^5 eventos simulados. Los tres escenarios corresponden al SM ($\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = 0$) y los dos casos CP-mixtos (definidos por $\kappa_t = 1$ y $\tilde{\kappa}_t = \pm 1$).	39
2.2. Asimetría asociada a la combinación ϵ_4 para el SM y dos escenarios mixtos ante CP. Los valores fueron obtenidos usando conjuntos de 10^5 eventos simulados.	39
2.3. Resultados del ajuste de la distribución angular $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_1(n_t, n_{\bar{t}}))$ (asociada al TP $\epsilon_1 = \epsilon(t, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$) con el corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ relajado. Notar que el signo de a_1 cambia para $\kappa_t = 0, \kappa_t = 1$, en comparación con los demás casos. Además, se ha restringido a δ entre $\pm \pi/2$	45
2.4. Resultados del ajuste de la distribución angular $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_2(n_t, n_{\bar{t}}))$ (asociada al TP $\epsilon_2 = \epsilon(Q, \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$) con el corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ relajado. Al igual que en la tabla 2.3, el signo de a_1 cambia para $\kappa_t = 0, \kappa_t = 1$ y se ha restringido δ entre $\pm \pi/2$	45
2.5. Resultados del ajuste de la distribución angular $d\sigma/(\sigma d\Delta\phi_4(n_t, n_{\bar{t}}))$ (asociada al TP $\epsilon_4 = \epsilon(Q, t - \bar{t}, n_t, n_{\bar{t}})$) con el corte en $\Delta R_{\ell\ell}$ relajado. Al igual que en las tablas 2.3 y 2.4, el signo de a_1 cambia para $\kappa_t = 0, \kappa_t = 1$ y se ha restringido δ entre $\pm \pi/2$	45
2.6. Valores medios para los TPs $\epsilon_{1,2,3}$ para el SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos usando una muestra de 10^5 eventos simulados.	47
2.7. Asimetrías para los TPs $\epsilon_{5,6,7}$ para el SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos usando una muestra de 10^5 eventos simulados.	49
2.8. Valores medios obtenidos para $\epsilon_{5,6,7}$ en el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos usando una muestra de 10^5 eventos simulados.	50
2.9. Asimetría para el TP ϵ_8 en el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos utilizando una muestra de 10^5 eventos simulados.	50
2.10. Asimetría para el TP ϵ_9 para el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos utilizando una muestra de 10^5 eventos simulados.	51
2.11. Asimetría para el TP ϵ_{10} para el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos. Los valores fueron obtenidos utilizando una muestra de 10^5 eventos simulados.	53

2.12. Asimetría para el TP ϵ_4 obtenida a partir de 5×10^4 , 1×10^4 y 5×10^3 eventos simulados para el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos.	54
2.13. Asimetría para el TP ϵ_{10} obtenida a partir de 5×10^4 y 1×10^4 eventos simulados para el caso del SM y dos escenarios CP-mixtos.	55
3.1. Estimaciones ($\hat{\mu}$) del parámetro μ obtenidas a partir de la minimización del test estadístico $\chi^2(\mu)$ definido en la ec. (3.28) para distintos valores de m_χ . Los resultados corresponden a los casos límite $\Omega = 4\pi$ sr y $\Omega = 2\pi$ sr.	73
3.2. Límites superiores a 95% de nivel de confianza para $\sqrt{\mu}$ obtenidos de las ecs. (3.29) y (3.30). Se muestran los resultados para los casos límite $\Omega = 4\pi$ sr y $\Omega = 2\pi$ sr.	74
4.1. Funciones angulares usadas como factores de peso. Las funciones $h_i(\gamma, \beta)$ constituyen un conjunto ortogonal. Las constantes de normalización se dan en la tercera columna.	91
4.2. Anchos diferenciales parciales para el decaimientos del τ^- . Las expresiones análogas para el decaimiento conjugado ante CP se obtienen reemplazando sistemáticamente B_4 por \bar{B}_4	91
4.3. Anchos parciales pesados pares (“+”) e impares (“-”) ante CP. Varios de los anchos parciales pesados impares bajo CP son nulos; estos han sido omitidos.	93
4.4. Valores de entrada para los parámetros involucrados en los factores de forma F_1 - F_3 . La tabla a la izquierda (a) contiene los parámetros adimensionales mientras que la de la derecha (b) muestra las masas y los anchos de las distintas resonancias, junto con la constante de decaimiento del pión (F_π).	96
4.5. Valores P correspondientes a los observables $5(-)$ y $7(-)$. El número de eventos usado se da en la primera columna.	100
4.6. Valores P para el observable $6(-)$. El número de eventos se muestra en la primera columna. Notar que en este caso se han usado números de eventos menores que los utilizados en la tabla 4.5.	100
4.7. Valores P para el observable $6(-)$ en el caso de una contribución de nueva física correspondiente a $f_{H\eta_P} = 1.79 e^{i\pi/4}$	101
4.8. Lista de los vectores $\zeta^{i(\pm)}$ que aparecen en la ec. (4.34) expresados en términos de los parámetros θ	102
4.9. Valores del parámetro $f_{H\eta_P}^I$ que resultan del ajuste de los observables impares ante CP usando 5×10^5 eventos. El valor de entrada para el parámetro a ajustar ha sido fijado en $f_{H\eta_P}^I = 17.9$. Se incluye también la diferencia entre el valor obtenido en el ajuste y el de entrada, $ \Delta(f_{H\eta_P}^I) \equiv f_{H\eta_P}^{\hat{I}} - f_{H\eta_P}^I $	104

4.10. Valores del parámetro $f_H\eta_P^I$ que resultan del ajuste de los observables impares ante CP usando 3×10^6 eventos. El valor de entrada para el parámetro a ajustar ha sido fijado en $f_H\eta_P^I = 17.9$. Se incluye también la diferencia entre el valor obtenido en el ajuste y el de entrada, $ \Delta(f_H\eta_P^I) \equiv f_H\hat{\eta}_P^I - f_H\eta_P^I $	105
4.11. Valores del parámetro $f_H\eta_P^I$ obtenidos de los ajustes del observable $6(-)$ utilizando 10^6 eventos simulados con un valor de entrada $f_H\eta_P^I = 1.79 e^{i\pi/4}$ (de manera que $f_H\eta_P^I \simeq 1.27$).	105
4.12. Resultados del ajuste para el parámetro A obtenidos de los observables pares bajo CP $2(+)$ - $7(+)$, utilizando una muestra de 3×10^6 eventos simulados. El valor de entrada usado fue $A = 0.944$. Se incluye además la diferencia $ \Delta A \equiv \hat{A} - A $	108
4.13. Resultados para N_3 obtenidos de los ajustes a las distribuciones de $5(+)$ y $6(+)$ con un conjunto de 3×10^6 eventos simulados. El ajuste se ha llevado a cabo fijando los parámetros A, C y D a sus respectivos valores de entrada. El valor de entrada para N_3 fue de 1.4696.	110
4.14. Principales resultados obtenidos en la sec. 4.5 para el observable $6(-)$ usando distintos conjuntos de eventos simulados con $ f_H\eta_P^I = 17.9$	110