

# Universidad Nacional Autónoma de Honduras



Tesis de Maestría en Física

## **Estrategia de búsqueda de Física Más Allá del Modelo Estándar con el experimento REDTOP**

■ **Autora:**

Sofía Daniela ESCOBAR MARTÍNEZ

■ **Asesora:**

Dra. María Isabel PEDRAZA MORALES

■ **Coasesora:**

Dra. Melissa María CRUZ TORRES

Tesis presentada en cumplimiento de los requisitos para el grado de  
Master en Física en la

**Universidad Nacional Autónoma de Honduras**

# Declaración de Autoría

Yo, **Sofia Daniela Escobar Martínez**, declaro que esta tesis titulada *Estrategia de búsqueda de Física Mas Alla del Modelo Estandar con el experimento REDTOP* y el trabajo que se presenta son los míos.

Confirmo que:

- Este trabajo fue realizado en su totalidad o principalmente, mientras desarrollé la investigación para la candidatura del grado de Master en Física en esta Universidad.
- Donde he citado del trabajo de los demás, la fuente siempre se da. Con la excepción de tales citas, esta tesis es enteramente mi propio trabajo.
- He reconocido las principales fuentes de ayuda

Firma:\_\_\_\_\_Fecha:\_\_\_\_\_

# Agradecimientos

A mi familia por su apoyo incondicional, a mis asesoras por su paciencia y enseñarme tanto en este tiempo.

# Introducción

Es conocido que la materia está constituida por átomos que están constituidos por electrones, protones y neutrones, que, estos últimos, a su vez están constituidos por quarks. El Modelo Estándar de Partículas es un conjunto de teorías de norma: Cromodinámica Cuántica (QCD), Electrodinámica Cuántica (QED), Dinámica de sabor. Ellas son un tipo de teoría cuántica de campos cuyo objetivo es la descripción de las interacciones fundamentales entre los constituyentes más básicos de la materia. Después del descubrimiento del Bosón de Higgs, el Modelo Estándar se completó. Sin embargo, todavía hay fenómenos de la naturaleza que no pueden ser explicados utilizando esta teoría, por ejemplo, ¿Por qué hay más materia que antimateria? ¿Qué es la materia oscura? ¿Cómo se puede obtener una gran teoría que pueda explicar todas las fuerzas de la naturaleza? Entre otras. Es por lo que el enfoque actualmente es ir mas allá del Modelo Estándar con el objetivo de darle respuesta a dichos fenómenos y preguntas que aún no han sido respondidos. El REDTOP es una propuesta de un detector que busca crear un experimento de alta luminosidad<sup>1</sup> y baja energía capaz de responder algunas de esas preguntas al realizar experimentos y estudios de materia oscura y procesos en los cuales hay violación de carga y paridad (CP)<sup>2</sup> utilizando como partícula principal en el estudio al mesón  $\eta$ .

Se propone que el REDTOP sea construido en las instalaciones del CERN en Suiza,

---

<sup>1</sup>La luminosidad se refiere a la cantidad de colisiones por unidad de superficie en un tiempo dado. Por ejemplo, para poder aumentar la luminosidad en el LHC es necesario tener un haz mas intenso y enfocado que el que está funcionando actualmente. Para realizar esto se deben realizar varios cambios al equipo [1][2].

<sup>2</sup>Se detalla en la sección 1.3.

pero para poder ser aprobado se deben realizar una serie de estudios de validación previos para demostrar que la teoría y principios detrás de la propuesta del experimento funcionan.

En esta tesis se realizaron algunos de los primeros estudios de validación del proyecto utilizando simulaciones Monte Carlo, con el propósito de verificar que, en efecto, el software creado y los parámetros utilizados para dicho experimento son adecuados para el análisis a realizar. Para todas estas pruebas de validación se obtuvieron resultados satisfactorios, indicando que, aunque siempre se puede optimizar, el software funciona bien recreando eventos y obteniendo información de importancia para los estudios que se requieran hacer posteriormente.

La colaboración REDTOP ha seguido trabajando con la optimización del proyecto y se han mejorado desde el momento que este estudio fue realizado. Actualmente están en una etapa mucho mas avanzada en el proceso de aceptación para su construcción en el CERN.

A continuación se presenta un fundamento teórico en el que se explica de manera básica la teoría necesaria para comprender el propósito y los alcances del experimento, la propuesta del diseño del detector, los algoritmos utilizados para realizar los diferentes análisis para la validación del experimento, los resultados obtenidos y las conclusiones finales luego de realizar diferentes cálculos para obtener, entre otras, la sensibilidad del detector.

# Índice general

|                                                                         |           |
|-------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1. Fundamento Teórico</b>                                            | <b>13</b> |
| 1.1. El Modelo Estandar de Partículas . . . . .                         | 13        |
| 1.2. Simetrías . . . . .                                                | 16        |
| 1.2.1. Paridad . . . . .                                                | 17        |
| 1.2.2. Conjugación de Carga . . . . .                                   | 18        |
| 1.2.3. Operador G . . . . .                                             | 18        |
| 1.2.4. Simetría CP . . . . .                                            | 19        |
| 1.3. Violación CP . . . . .                                             | 20        |
| 1.3.1. Experimento de Cronin y Fitch . . . . .                          | 21        |
| 1.3.2. Matriz CKM . . . . .                                             | 22        |
| 1.3.3. El triángulo unitario . . . . .                                  | 23        |
| 1.4. El mecanismo de Higgs . . . . .                                    | 24        |
| 1.4.1. Rompimiento espontáneo de la simetría en un campo de Higgs . . . | 25        |
| 1.4.2. Acoplamientos y masas . . . . .                                  | 28        |
| 1.5. Supersimetría . . . . .                                            | 30        |
| 1.6. La Partícula Eta . . . . .                                         | 31        |
| 1.6.1. Búsqueda indirecta de bosones y fotones oscuros . . . . .        | 33        |
| 1.7. La Física del Experimento . . . . .                                | 34        |
| 1.8. Simulaciones Monte Carlo . . . . .                                 | 35        |
| <b>2. Detección de Partículas y el REDTOP</b>                           | <b>37</b> |
| 2.1. Detección de partículas . . . . .                                  | 37        |

|           |                                                                                                                                                           |           |
|-----------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 2.1.1.    | Detección de partículas cargadas y neutras . . . . .                                                                                                      | 37        |
| 2.1.2.    | Detección de partículas mediante radiación Cherenkov . . . . .                                                                                            | 38        |
| 2.2.      | El detector REDTOP . . . . .                                                                                                                              | 39        |
| 2.3.      | El Haz de Protones . . . . .                                                                                                                              | 39        |
| 2.3.1.    | Producción del Haz y Salón Experimental . . . . .                                                                                                         | 40        |
| 2.4.      | El sistema de blancos . . . . .                                                                                                                           | 41        |
| 2.5.      | TPC: Time Projection Chamber . . . . .                                                                                                                    | 42        |
| 2.5.1.    | OTPC: Optical Time Projection Chamber . . . . .                                                                                                           | 43        |
| 2.6.      | Calorímetros . . . . .                                                                                                                                    | 45        |
| 2.6.1.    | El Calorímetro ADRIANO . . . . .                                                                                                                          | 47        |
| 2.7.      | El Polarizador de Muones . . . . .                                                                                                                        | 48        |
| 2.8.      | El Polarizador de Fotones . . . . .                                                                                                                       | 49        |
| <b>3.</b> | <b>Análisis y Metodología</b>                                                                                                                             | <b>50</b> |
| 3.1.      | Reconstrucción de masas invariantes para $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ y $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+l^-\gamma\gamma$                   | 51        |
| 3.1.1.    | Reconstrucción de las masas invariantes de $\eta$ y $\pi^0$ para el decaimiento $\eta \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ . . . . .                              | 52        |
| 3.1.2.    | Reconstrucción de las masas invariantes de $\eta$ , $\pi^0$ y $H$ para el decaimiento $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+l^-\gamma\gamma$ . . . . . | 54        |
| 3.2.      | Smearing para el canal de decaimiento $\eta \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ y $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+l^-\gamma\gamma$                      | 56        |
| 3.2.1.    | Corte en la masa invariante de $\pi^0$ para $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+l^-\gamma\gamma$ . . . . .                                           | 59        |
| <b>4.</b> | <b>Resultados</b>                                                                                                                                         | <b>60</b> |
| 4.1.      | Reconstrucción y smearing para $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . . . . .                                                                               | 60        |
| 4.1.1.    | Smearing . . . . .                                                                                                                                        | 64        |
| 4.1.2.    | Cálculo de la sensibilidad del detector para el canal de decaimiento $\eta \rightarrow H\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ . . . . .                      | 69        |
| <b>5.</b> | <b>Conclusiones</b>                                                                                                                                       | <b>75</b> |

# Índice de figuras

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                       |    |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1. | Decaimiento de un pión positivo decayendo a un antimuón con un neutrino izquierdo . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 19 |
| 1.2. | Triángulo unitario. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 23 |
| 1.3. | Modelo Estándar supersimétrico, cada partícula del ME tiene una compañera supersimétrica. Imagen de [30]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 31 |
| 1.4. | Los canales de decaimiento a analizar en este proyecto son a) $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ .<br>b) $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow \gamma \gamma \mu^+ \mu^-$ . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                 | 33 |
| 2.1. | Bosquejo del detector REDTOP. Se muestran cada una de las partes que lo componen. En el centro se encuentra el sistema de blancos, luego la cámara de proyección temporal óptica que utilizará radiación Cherenkov para medir la trayectoria de las partículas, seguido del polarizador de fotones y otro de muones, finalizando con el calorímetro que mide la energía de las partículas. Todas estas partes que componen el detector son explicadas posteriormente. | 40 |
| 2.2. | Diagrama de aceleradores y detectores en Fermilab. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | 41 |
| 2.3. | Diagrama de aceleradores y experimentos en CERN. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 42 |
| 2.4. | Diagrama del experimento REDTOP. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 43 |
| 2.5. | Se muestra que sucede en el OTPC cuando un electrón de 100 MeV (trayectoria roja) viaja a través de un gas en un campo magnético de 0.6 T. Varios fotones Cherenkov (trayectorias azules) son generados y detectados por varios sensores ópticos rodeando el gas. . . . .                                                                                                                                                                                             | 45 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                           |    |
|------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.6. | Calorímetro electromagnético que se encuentra en el experimento CMS en CERN. . . . .                                                                                                                                                      | 46 |
| 2.7. | Tres prototipos de ADRIANO probados en FTBF en 2015. . . . .                                                                                                                                                                              | 47 |
| 2.8. | El gráfico muestra una comparación entre las dos mediciones realizadas por el calorímetro (Cerenkov vs. Centelleo) para partículas simuladas con energía de 100 MeV, la cual puede ser utilizada para identificar las mismas. . . . .     | 48 |
| 3.1. | Este diagrama muestra los pasos generales para realizar la reconstrucción de la masa invariante de las partículas $\eta$ y $\pi^0$ y los demás gráficos de interés. . . . .                                                               | 53 |
| 3.2. | Este diagrama muestra los pasos generales para realizar la reconstrucción de la masa invariante de las partículas $\eta$ , $H$ y $\pi^0$ y los demás gráficos de interés. . . . .                                                         | 57 |
| 3.3. | Ajuste realizado por la colaboración REDTOP para diferentes valores de $\alpha$ y $\beta$ suponiendo diferente grosor ( <i>thick</i> ) y capilaridad ( <i>capill thick</i> ) de las posibles fibras a utilizar en el calorímetro. . . . . | 58 |
| 3.4. | Diferencia de masa invariante reconstruida con masa invariante teórica para el $\pi^0$ utilizando una muestra de señal (morado) y ruido (verde) suponiendo una masa para H de 17 MeV. . . . .                                             | 59 |
| 4.1. | Reconstrucción de la masa invariante del mesón $\eta$ para diferentes valores de $\alpha$ y $\beta$ . . . . .                                                                                                                             | 61 |
| 4.2. | Reconstrucción de la masa invariante del mesón $\eta$ para diferentes valores de $\alpha$ y $\beta$ . . . . .                                                                                                                             | 62 |
| 4.3. | Se muestra la relación que existe entre el valor de $\sigma$ y $\alpha$ para diferentes reconstrucciones de masas invariantes de los resultados obtenidos al realizar el smearing. . . . .                                                | 66 |
| 4.4. | Se muestra la relación que existe entre el valor de $\sigma$ y $\alpha$ para diferentes reconstrucciones de masas invariantes de los resultados obtenidos al realizar el smearing. . . . .                                                | 67 |

|      |                                                                                                                                                                                            |    |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.5. | Se muestra la relación que existe entre el valor de $\sigma$ y $\alpha$ para diferentes reconstrucciones de masas invariantes de los resultados obtenidos al realizar el smearing. . . . . | 68 |
| 4.6. | Reconstruccion de la masa invariante del Meson Eta para diferentes valores teoricos del H. . . . .                                                                                         | 72 |
| 4.7. | Reconstruccion de la masa invariante del Pi3n neutro para diferentes valores teoricos del mes3n escalar H. . . . .                                                                         | 73 |
| 4.8. | Reconstruccion de la masa invariante para diferentes valores teoricos del mes3n escalar H. . . . .                                                                                         | 74 |

# Índice de cuadros

|                                                                                                                                                                                                                     |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1. Las cuatro fuerzas fundamentales acompañadas con sus distintas teorías [6].                                                                                                                                    | 14 |
| 1.2. Clasificación de las tres familias de leptones, donde $Q$ representa el valor de la carga eléctrica y $L_e$ , $L_\mu$ , $L_\tau$ son el número electrónico, muónico y tauónico respectivamente.                | 15 |
| 1.3. Clasificación de los quarks donde la notación es la siguiente: carga (Q), extrañeza (S), encanto (C), cima (T), fondo (B), arriba (U) y abajo (D).                                                             | 16 |
| 1.4. Ley de conservación correspondientes a diferentes transformaciones de simetría.                                                                                                                                | 16 |
| 1.5. Autovalores del isospín débil ( $I$ ), su tercera componente ( $I_3$ ), la hipercarga ( $Y$ ) y la carga ( $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ ) del doblete de Higgs.                                                     | 25 |
| 1.6. Decaimientos del mesón eta y sus probabilidades de ocurrir.                                                                                                                                                    | 32 |
| 4.1. Valores de la masa invariante del mesón $\eta$ y su resolución para cada valor de energía considerado.                                                                                                         | 63 |
| 4.2. Parámetros variados al realizar el <i>smearing</i> para el decaimiento $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow \gamma\gamma\mu^+\mu^-$ .                                                                         | 64 |
| 4.3. Para cada canal de decaimiento con diferentes valores del bosón de Higgs oscuro se muestra la resolución de las partículas de interés y los cortes aplicados a las partículas reconstruidas $\pi^0$ y $\eta$ . | 71 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                         |    |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.4. | Para cada canal de decaimiento con diferentes valores del bosón de Higgs oscuro se muestran los eventos sobrevivientes después de haber aplicado los cortes mostrados en la tabla 4.3. También se muestra la eficiencia de reconstrucción de los eventos y la eficiencia total. . . . . | 71 |
| 4.5. | Se muestran los eventos de ruido sobrevivientes después de realizar los cortes mostrados en la tabla 4.4. . . . .                                                                                                                                                                       | 71 |
| 4.6. | Se muestran las sensibilidades calculadas para diferentes canales de decaimiento . . . . .                                                                                                                                                                                              | 71 |

# Capítulo 1

## Fundamento Teórico

### 1.1. El Modelo Estandar de Partículas

El **Modelo Estándar** (ME) es una teoría cuántica de campos que describe tres de las cuatro fuerzas fundamentales conocidas: Fuerza Electromagnética, Fuerza Débil y Fuerza Fuerte [6]. Este modelo es representado por el producto de los grupos

$$SU(3) \times SU(2) \times U(1) \tag{1.1}$$

Donde  $SU(3)$  es un grupo de simetría no abeliano relacionado a la interacción fuerte entre partículas con carga de color y el producto  $SU(2) \times U(1)$  representa el grupo de la interacción electrodébil [20][21].

Hasta ahora este modelo ha sido el más utilizado en el área de la física de partículas ya que es el que mejor se ha adaptado a las teorías y resultados experimentales realizados a lo largo de muchos años de estudios, aunque ha sido muy útil para sintetizar nuestro entendimiento del universo hasta ahora, hay muchas cosas que no logra explicar, como la masa de los neutrinos, la materia oscura, entre otras.

La clasificación para las diversas partículas conocidas dada por el ME es la de **fermiones** y **bosones**, donde la principal característica que sirve para clasificar las partículas de

esta forma se llama el **espín**, que es una propiedad relacionada con el momento angular intrínseco de las partículas. Los fermiones tienen espín fraccionario y los bosones espín entero.

Los **bosones de norma** son los encargados de mediar las interacciones o fuerzas entre partículas y tienen la característica de que no están sujetos al *principio de exclusión de Pauli* lo que significa que pueden estar múltiples bosones en el mismo estado, en cambio los fermiones no pueden. A cada interacción le corresponde un bosón de norma, como se puede observar en el cuadro 1.1. La partícula mediadora de la interacción fuerte es el **gluón**; esta fuerza es la que se encarga de mantener a las partículas que componen los núcleos atómicos unidos. Para la fuerza electromagnética es el **fotón**, que interviene cuando interactúan partículas cargadas y finalmente, para la fuerza débil las partículas mediadoras son los bosones cargados **W** y el bosón neutro **Z**. El ente mediador propuesto para las interacciones gravitacionales es el **gravitón**, aunque esta partícula no ha sido confirmada hasta ahora y no se incluye dentro del ME. [6][7].

| Nombre                  | Fuerza Relativa | Teoría            | Mediador |
|-------------------------|-----------------|-------------------|----------|
| Fuerza Fuerte           | 1               | Cromodinámica     | Gluón    |
| Fuerza Electromagnética | $10^{-2}$       | Electrodinámica   | Fotón    |
| Fuerza Débil            | $10^{-13}$      | Dinámica de Sabor | W y Z    |
| Fuerza Gravitacional    | $10^{-42}$      | Geometrodinámica  | Gravitón |

Cuadro 1.1: Las cuatro fuerzas fundamentales acompañadas con sus distintas teorías [6]. Solo las primeras tres son consideradas en el Modelo Estándar.

Los fermiones se dividen en leptones y quarks. Estos dos, junto con los bosones se consideran **partículas elementales**, o sea que hasta el momento no se ha encontrado evidencia que posean una estructura interna y se consideran los constituyentes básicos de la materia. [6][7].

Los **Leptones** son clasificados en generaciones o familias ordenados de manera creciente según su masa. Existen seis leptones diferentes y seis antileptones (cuyos números cuánticos son opuestos a los leptones). En la estructura actual del modelo estándar son

clasificados por su carga ( $Q$ ), número electrónico ( $L_e$ ), número muónico ( $L_\mu$ ) y número tauónico ( $L_\tau$ ). Estos leptones tienen nombres de *Electrón*, *Muón*, *Tauón* y los neutrinos correspondientes a cada uno de ellos: *Neutrino del electrón*, *Neutrino del muón* y *Neutrino del tauón* (ver cuadro 1.2). Este tipo de partículas interactúan a través de las fuerzas débil y electromagnética solamente[6].

| Generación | $l$        | $Q$ | $L_e$ | $L_\mu$ | $L_\tau$ |
|------------|------------|-----|-------|---------|----------|
| Primera    | $e$        | -1  | 1     | 0       | 0        |
|            | $\nu_e$    | 0   | 1     | 0       | 0        |
| Segunda    | $\mu$      | -1  | 0     | 1       | 0        |
|            | $\nu_\mu$  | 0   | 0     | 1       | 0        |
| Tercera    | $\tau$     | -1  | 0     | 0       | 1        |
|            | $\nu_\tau$ | 0   | 0     | 0       | 1        |

Cuadro 1.2: Clasificación de las tres familias de leptones, donde  $Q$  representa el valor de la carga eléctrica y  $L_e$ ,  $L_\mu$ ,  $L_\tau$  son el número electrónico, muónico y tauónico respectivamente.

Los **Quarks** son partículas que nunca se han observado en solitario. Ellos se clasifican por carga eléctrica ( $Q$ ), y su propiedad de quark arriba (U), abajo (D), encanto (C) extrañeza (S), cima (T), fondo (B) como se muestra en el cuadro 1.3. Tomando en cuenta sus antipartículas y los diferentes colores en los que los quarks vienen (tres colores) tenemos en total 36 quarks que pueden interactuar a través de las fuerzas electromagnética, débil y fuerte[6].

El término **hadrón** se utiliza para nombrar a los sistemas de quarks, que a su vez se clasifican en bariones y mesones. Los **bariones** son aquellas partículas que tienen un número de quark neto igual a tres (compuestos por tres quarks o tres antiquarks) y los **mesones** son aquellas que tienen un número de quark neto igual a cero (compuestos por un quark y un antiquark), como la partícula principal del experimento, el **mesón Eta**, que es una superposición de  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$  y  $s\bar{s}$  [7].

| Generación | $q$ | $Q$    | $D$  | $U$ | $S$  | $C$ | $B$  | $T$ |
|------------|-----|--------|------|-----|------|-----|------|-----|
| Primera    | $d$ | $-1/3$ | $-1$ | $0$ | $0$  | $0$ | $0$  | $0$ |
|            | $u$ | $2/3$  | $0$  | $1$ | $0$  | $0$ | $0$  | $0$ |
| Segunda    | $s$ | $-1/3$ | $0$  | $0$ | $-1$ | $0$ | $0$  | $0$ |
|            | $c$ | $2/3$  | $0$  | $0$ | $0$  | $1$ | $0$  | $0$ |
| Tercera    | $b$ | $-1/3$ | $0$  | $0$ | $0$  | $0$ | $-1$ | $0$ |
|            | $t$ | $2/3$  | $0$  | $0$ | $0$  | $0$ | $0$  | $1$ |

Cuadro 1.3: Clasificación de los quarks donde la notación es la siguiente: carga ( $Q$ ), extrañeza ( $S$ ), encanto ( $C$ ), cima ( $T$ ), fondo ( $B$ ), arriba ( $U$ ) y abajo ( $D$ ).

## 1.2. Simetrías

Las **leyes de conservación** se refieren a cantidades que no cambian con el tiempo independientemente de la evolución dinámica del sistema. Estas son leyes fundamentales que la teoría debe cumplir para poder describir la naturaleza y son consecuencia de las propiedades simétricas del sistema. Por ejemplo, la conservación de la energía, momento lineal y momento angular están basadas en la invarianza bajo una traslación temporal, espacial y rotacional respectivamente [11]. La relación matemática entre las leyes de conservación y las simetrías establecida por el **Teorema de Noether** que implica que cada transformación de simetría continua conlleva a una ley de conservación (ver cuadro 1.4) [6].

| Simetría                 | Ley de Conservación |
|--------------------------|---------------------|
| Traslación en el tiempo  | Energía             |
| Traslación en el espacio | Momento             |
| Rotación                 | Momento angular     |
| Transformación de norma  | Carga               |

Cuadro 1.4: Ley de conservación correspondientes a diferentes transformaciones de simetría.

Las simetrías se pueden clasificar en simetrías globales y locales. Las **simetrías globales** se relacionan a aquellas transformaciones que involucran a todos los puntos del espacio-tiempo por igual. En cambio las **simetrías locales** son aquellas simetrías en las que cada punto del espacio-tiempo se transforma de una manera diferente[7]. También se

pueden clasificar en simetrías discretas y simetrías continuas. Las **simetrías continuas** se refieren a simetrías en donde el sistema es invariante a un cambio continuo en el sistema. Por ejemplo, la **traslación temporal** es una simetría continua si el objeto no cambia sus características a medida que pasa el tiempo.

Las **simetrías discretas** por otro lado, se refieren a simetrías que existen cuando los cambios no son continuos. Por ejemplo, los cuadrados son simétricos ante rotaciones siempre y cuando estas rotaciones sean en intervalos de noventa grados[6][7]. Entre este tipo de simetrías se encuentra la simetría C, simetría P y simetría T, las cuales se detallan a continuación.

### 1.2.1. Paridad

La simetría de paridad **P** consiste en la invarianza de un sistema ante una transformación **P** que invierte el signo de las coordenadas espaciales cambiando el sistema de derecho a izquierdo y viceversa. Esto podría imaginarse como un espejo que invierte la imagen en todas direcciones [10].

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}. \quad (1.2)$$

Una característica de este operador **P** es que si se aplica dos veces se obtiene la identidad

$$\mathbf{P}^2|p\rangle = \mathbf{1}|p\rangle. \quad (1.3)$$

Los vectores que cambian el signo bajo el operador **P** se llaman **vectores polares** o simplemente vectores. En cambio aquellos vectores que no cambian su signo son conocidos como **pseudovectores**. El producto escalar de un vector y un pseudovector se llama **pseudoescalar** y estos son invariantes ante transformaciones de paridad [10].

### 1.2.2. Conjugación de Carga

La **conjugación de carga**  $\mathbf{C}$  cambia cada número cuántico aditivo de las partículas (carga electrónica, número leptónico, número bariónico, extrañeza, encanto, etc.) sin contar la masa, energía, momento y espín a su opuesto [6].

$$\mathbf{C}|p\rangle = |\bar{p}\rangle \quad (1.4)$$

Es de notar que si aplicamos el operador de carga  $\mathbf{C}$  dos veces, regresaremos la partícula a su estado original. S

$$\mathbf{C}^2|p\rangle = \mathbf{1}|p\rangle. \quad (1.5)$$

De esto anterior podemos ver que los autovalores de este operador deben ser  $\pm 1$ , osea que solo las partículas que son su propia antipartícula pueden ser autoestados del operador  $\mathbf{C}$  ya que tienen que cumplir la relación

$$\mathbf{C}|p\rangle = \pm|p\rangle = |\bar{p}\rangle \quad (1.6)$$

### 1.2.3. Operador $\mathbf{G}$

Debido a que muy pocas partículas son autoestados del operador  $\mathbf{C}$ , se puede transformar dicho operador en otro en el cual otras partículas sean sus autoestados y utilizarlo para saber sus decaimientos permitidos y demás información de utilidad.

Si hacemos una transformación sobre el operador  $\mathbf{C}$  del tipo

$$R_2 = e^{i\pi I_2} \quad (1.7)$$

donde  $I_2$  se refiere al eje número 2 del espacio de **isospín**<sup>1</sup>. Tenemos un nuevo operador

---

<sup>1</sup>El isospín es un número cuántico análogo al espín que surge a raíz de partículas prácticamente indistinguibles durante la interacción fuerte, partículas que su mayor diferencia es la carga eléctrica como los nucleones o los piones. El isospín debe conservarse en una interacción fuerte.

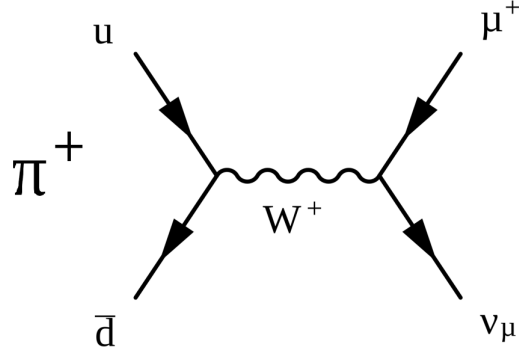


Figura 1.1: Decaimiento de un pión positivo decayendo a un antimuón con un neutrino izquierdo

$\mathbf{G}$  definido como

$$\mathbf{G} = R_2 \mathbf{C}. \quad (1.8)$$

Notando que este nuevo operador es nada mas una generalización del operador  $\mathbf{C}$  a multipletes de partículas, por ejemplo, los piones son autoestados de este operador.

#### 1.2.4. Simetría CP

La **simetría CP** se refiere a la combinación de la simetría de carga  $\mathbf{C}$  y a la simetría de paridad  $\mathbf{P}$ .

En la vida real se han observado decaimientos en los cuales las simetrías de carga y paridad se han violado, pero ambas en combinación se mantiene [9]. Por ejemplo en el decaimiento de un pión positivo decayendo a un antimuón con un neutrino izquierdo (figura 1.1) se viola la paridad ya que los neutrinos derechos nunca han sido observado. Por otra parte la conjugación de carga se viola ya que nunca han sido observados los antineutrinos izquierdos.

$$\mathbf{P}|\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R\rangle \neq |\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L\rangle \quad (1.9)$$

$$\mathbf{C}|\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R\rangle \neq |\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_L\rangle. \quad (1.10)$$

En cambio, si operamos ambos operadores al estado, obtendremos un resultado que si se observa en la naturaleza. Si se aplica primero el operador  $\mathbf{P}$  al estado  $|\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R\rangle$  se obtiene

$$\mathbf{CP}|\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R\rangle = \mathbf{C}|\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_L\rangle. \quad (1.11)$$

Ahora haciendo actuar el operador  $\mathbf{C}$  al estado de la ecuación 1.11, se obtiene

$$\mathbf{CP}|\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_R\rangle = |\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_R\rangle \quad (1.12)$$

que si ha sido observado.

### 1.3. Violación CP

De manera individual las simetrías C y P son violadas a través de interacciones débiles. La simetría CP se creía una simetría fundamental de la naturaleza, mas en 1964 se obtuvo la primera evidencia de violación CP a través de sistemas de **kaones**, mesones que contienen por lo menos un quark o un antiquark extraño (S) .

La violación CP ocurre cuando hay una diferencia entre un decaimiento y su proceso CP conjugado. Se da debido a la diferencia de magnitud de amplitudes de decaimiento entre una partícula decayendo a un estado final en específico y el correspondiente decaimiento de su antipartícula. Se puede analizar la violación CP en el decaimiento de kaones neutros a piones, mesones ligeros que actúan como partícula portadora de la interacción fuerte, y electrones. Por ejemplo,  $K_L$  (kaón largo) tiene una probabilidad de 41 % de decaer a

$$\pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.13)$$

o

$$\pi^- + e^+ + \nu_e. \quad (1.14)$$

Si se hace una transformación CP sobre el primer caso, llegaríamos al segundo, por lo tanto, si se conservara CP ambos casos serían igualmente probables. Pero experimentalmente se ha mostrado que  $K_L$  decae mas frecuentemente a un positron que a un electrón [6][24]. Esto lleva a la conclusión de que la violación CP podría ser la responsable de la cantidad de materia sobre la de antimateria que existe en el universo, ya que la violación CP trata de manera diferente a las partículas y a las antipartículas [10]. El primer experimento en demostrar la violación CP fue el de Cronin y Fitch, quienes estudiaron los decaimientos de kaones neutros a piones neutros [6][10].

### 1.3.1. Experimento de Cronin y Fitch

Dentro de los kaones neutros, se han encontrado dos partículas con masas aparentemente idénticas, pero con tiempos de vida y modos de decaimiento diferentes, el kaón largo ( $K_L$ ) con un tiempo de vida de  $\tau = 5.2 \times 10^{-8}s$  puede decaer a tres piones neutros y el kaón corto ( $K_S$ ) con un tiempo de vida de  $\tau = 0.89 \times 10^{-10}s$  puede decaer a dos piones neutros.

En 1964, James Cronin y Val Fitch realizaron un experimento en el que se midió la desintegración de piones al final de una línea de haz de 57 pies de longitud. Como los tiempos de vida de ambos kaones es diferente, se esperaba observar al final del haz solamente piones provenientes del kaon largo ya que el kaon corto decaería mucho antes de llegar al final del tubo del haz, sin embargo en 1 de cada 500 observaron piones provenientes del kaon corto al final del haz. Esto los llevó a concluir que los  $K_L$  cambiaron a  $K_S$  y por tanto, debió suceder que su valor de CP cambió de  $+1$  a  $-1$  y en consecuencia no hubo conservación de CP [10].

### 1.3.2. Matriz CKM

La violación CP fue introducida en el Modelo Estándar a través de una matriz de mezcla de sabores entre estados de quarks llamada la **matriz de Cabibbo-Kobayashi-Masakawa (CKM)**. Los valores de la matriz no están fijos y dependen de la información experimental. El requerimiento de que la matriz sea unitaria impone restricciones entre sus elementos; dependen de tres parámetros reales y una fase compleja asociados a la violación CP.

Por convención los quarks con carga  $+2/3$  ( $u$ ,  $c$  y  $t$ ) se eligen como estados puros y la mezcla de sabores se describe en términos de la matriz CKM, que opera sobre los estados  $d$ ,  $s$  y  $b$ :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

La amplitud de la probabilidad de transición entre cualquier quark tipo arriba ( $u, c, t$ ) y cualquier quark tipo abajo ( $d, s, b$ ) es proporcional a la componente  $V_{qq'}$  de la matriz CKM.

La parametrización de Wolfenstein para la matriz CKM es la más utilizada. Está basada en mediciones experimentales y se expande en términos de  $\lambda = \sin \theta_c$ , donde  $\theta_c$  es el ángulo de Cabibbo y tiene la forma

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.16)$$

donde  $\eta$  es complejo y es el responsable por la violación CP en el ME. Si toda la matriz fuera real, entonces implicaría la conservación de la simetría CP [21] [22].

### 1.3.3. El triángulo unitario

De la propiedad de unitariedad y ortogonalidad entre filas y columnas de la matriz CKM, se pueden obtener las siguientes relaciones:

$$|V_{id}|^2 + |V_{is}|^2 + |V_{ib}|^2 = 1 \quad i = u, c, t \quad (1.17)$$

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (1.18)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.19)$$

$\vdots$

A partir de las seis relaciones igualadas a cero podemos obtener las expresiones para seis triángulos en el plano complejo. Se puede ver, por ejemplo, que la tercera ecuación define un triángulo con lados de igual dimensión. Podemos normalizar uno de los lados dividiendo por  $V_{cd}V_{cb}^*$  y obtener un triángulo unitario definido por

$$1 + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = 0. \quad (1.20)$$

La gráfica de este triángulo unitario se puede observar en la figura 1.2, donde los ángulos  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$  representan la violación CP en una matriz CKM; El vértice del triángulo está dado por  $\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)$  y  $\bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)$ , donde  $\rho$  y  $\eta$  son parámetros de la parametrización de Wolfenstein [22].

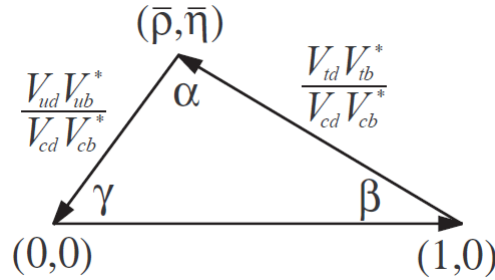


Figura 1.2: Triángulo unitario.

## 1.4. El mecanismo de Higgs

El grupo de simetría  $SU(2)$  se llama **isoespín débil**. El subíndice  $L$  indica que los elementos del grupo solo actúan en las componentes izquierdas de los campos fermiónicos [27]. Este grupo tiene tres generadores:

$$I_a = \tau_a/2 \quad (1.21)$$

donde  $a = 1, 2, 3$  y  $\tau_a$  son las matrices de Pauli.

El grupo de simetría  $U(1)_Y$  se llama **hipercarga**. Es generada por el operador  $Y$  que está relacionado con  $I_3$  y el operador de carga  $Q$  mediante la relación de Gell-Mann-Nishijima

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}. \quad (1.22)$$

Esta relación implica la unificación de las interacciones débil y electromagnética.

Para tener invariancia local se debe introducir tres campos vectoriales de bosones de norma  $A_a^\mu$  ( $a = 1, 2, 3$ ) asociados a los tres generadores  $I_a$  del grupo  $SU(2)$  y un campo vectorial de bosones de norma  $B^\mu$  asociado al generador  $Y$  del grupo  $U(1)_Y$ .

La derivada covariante se define como

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\mathbf{A}_\mu \cdot \mathbf{I} + ig'B_\mu \frac{Y}{2} \quad (1.23)$$

donde  $\mathbf{A}_\mu \equiv (A_1^\mu, A_2^\mu, A_3^\mu)$  y  $\mathbf{I} \equiv (I_1, I_2, I_3)$ ,  $g$  y  $g'$  son constantes de acoplamiento asociadas a  $SU(2)_L$  y  $U(1)_Y$  respectivamente.

### 1.4.1. Rompimiento espontáneo de la simetría en un campo de Higgs

En el Modelo Estándar las masas de los bosones de norma  $W$  y  $Z$  y los fermiones es obtenida a través del mecanismo de Higgs implementado por el doblete

$$\Phi(x) = \begin{bmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{bmatrix} \quad (1.24)$$

donde  $\Phi^+(x)$  es un campo escalar complejo cargado y  $\Phi^0(x)$  es un campo escalar complejo neutro [27] [20].

|             | $I$ | $I_3$ | $Y$ | $Q$ |
|-------------|-----|-------|-----|-----|
| $\Phi^+(x)$ | 1/2 | 1/2   | +1  | 1   |
| $\Phi^0(x)$ | 1/2 | -1/2  | +1  | 0   |

Cuadro 1.5: Autovalores del isospín débil ( $I$ ), su tercera componente ( $I_3$ ), la hipercarga ( $Y$ ) y la carga ( $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ ) del doblete de Higgs.

Si hacemos una transformación del doblete definida de la siguiente manera:

$$\Phi' = e^{\frac{i}{2}\underline{\theta}(x) \cdot \underline{T} + \eta(x)} \Phi \quad (1.25)$$

$$D'_\mu = U(\underline{\theta}(x), \eta(x)) D_\mu U^{-1}(\underline{\theta}(x), \eta(x)) \quad (1.26)$$

donde  $\underline{\theta} = (\theta_1(x), \theta_2(x), \theta_3(x))$  y  $\eta(x)$  son parámetros, se puede demostrar que la lagrangiana de Higgs es invariante ante este tipo de transformaciones.

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.27)$$

De la densidad lagrangiana anterior podemos observar que el potencial tiene la forma:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.28)$$

Donde  $\lambda > 0$  y  $\mu^2 < 0$  para poder observar el rompimiento espontáneo de simetría:

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q \quad (1.29)$$

Donde  $U(1)_Q$  es el grupo de las interacciones electromagnéticas asociado a la conservación de la carga cuya simetría no se rompe.

Definiendo

$$v \equiv \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (1.30)$$

podemos reescribir el potencial de tal manera que sea fácil ver el valor mínimo de dicho potencial.

$$V = -\lambda v^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.31)$$

$$V = \lambda \left( (\Phi^\dagger \Phi)^2 - 2 \frac{v^2}{2} (\Phi^\dagger \Phi) + \frac{v^2}{4} \right) \quad (1.32)$$

El término  $\frac{v^2}{4}$  es despreciable y podemos finalmente escribir el potencial como

$$V = \lambda \left( \Phi^\dagger \Phi - \frac{v^2}{2} \right)^2. \quad (1.33)$$

De esta manera se puede ver que el valor mínimo posible de este potencial se da cuando

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{v^2}{2}. \quad (1.34)$$

En la teoría cuántica de campos el valor mínimo posible para el potencial corresponde al vacío, el cual es el estado de energía más bajo. Los campos de los bosones de norma y los fermiones deben tener un valor de cero en el vacío para preservar la invarianza an-

te rotaciones espaciales. Los campos escalares cargados también deben tener valor cero en el vacío el cual es eléctricamente neutro. Los campos escalares neutros pueden tener valores diferentes de cero en el vacío, el cual es llamado valor de expectacion en el vacío VEV[27][28][20].

El doblete de Higgs tiene un VEV diferente de cero, como está compuesto por dos campos, podemos concluir que ese VEV es culpa del campo escalar neutro  $\Phi^0$ , ya que  $\Phi^+$  debe tener VEV igual a cero. Por lo tanto, el VEV del campo de Higgs puede escribirse como[27][28][20]:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ v \end{bmatrix}. \quad (1.35)$$

Si calculamos

$$Q\langle \Phi \rangle = \left( I_3 + \frac{Y}{2} \right) \langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ v \end{bmatrix} = 0 \quad (1.36)$$

tenemos que el vacío es invariante ante transformaciones de norma que pertenecen al grupo  $U(1)_Q$  del tipo

$$e^{i\theta Q} \langle \Phi \rangle = \langle \Phi \rangle. \quad (1.37)$$

Esta invarianza garantiza la existencia de un bosón de norma sin masa asociado al grupo de simetría  $U(1)_Q$ .

Si realizamos el mismo cálculo para la hipercarga y el isospín tendremos valores diferentes de cero, por lo tanto la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  se rompe en el vacío para el campo de Higgs.

### 1.4.2. Acoplamientos y masas

Para poder observar las propiedades físicas del rompimiento espontáneo de la simetría de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  a  $U(1)_Q$ , se define el doblete de Higgs como

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{bmatrix} \quad (1.38)$$

donde  $H(x)$  es un campo escalar real que describe el bosón de Higgs. Con esta definición del doblete de Higgs, la derivada covariante (3) actuando sobre  $\Phi(x)$  puede simplificarse de la siguiente manera:

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig}{2}(A_{\mu 1}(x)\tau_1 + A_{\mu 2}(x)\tau_2 + A_{\mu 3}(x)\tau_3) + \frac{ig'}{2}B_\mu(x) \quad (1.39)$$

$$= \partial_\mu + \frac{ig}{2} \begin{bmatrix} A_{\mu 3}(x) & A_{\mu 1}(x) - iA_{\mu 2}(x) \\ A_{\mu 1}(x) - iA_{\mu 2}(x) & -A_{\mu 3}(x) \end{bmatrix} + \frac{ig'}{2}B_\mu(x) \quad (1.40)$$

$$(1.41)$$

recordando que  $\tau_a$  representa las matrices de Pauli. Utilizando la relación [27]:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (1.42)$$

donde  $\theta_W$  se conoce como ángulo de Weinberg, tenemos que la derivada se simplifica a

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig}{2} \begin{bmatrix} A_{\mu 3}(x) & A_{\mu 1}(x) - iA_{\mu 2}(x) \\ A_{\mu 1}(x) - iA_{\mu 2}(x) & -A_{\mu 3}(x) \end{bmatrix} + \frac{ig \sin \theta_W}{2 \cos \theta_W} B_\mu(x). \quad (1.43)$$

Si hacemos actuar esta derivada en  $\Phi(x)$  obtenemos

$$D_\mu \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \partial_\mu + \frac{ig}{2} \begin{bmatrix} A_{\mu 3}(x) & A_{\mu 1}(x) - iA_{\mu 2}(x) \\ A_{\mu 1}(x) - iA_{\mu 2}(x) & -A_{\mu 3}(x) \end{bmatrix} + \frac{ig \sin \theta_W}{2 \cos \theta_W} B_\mu(x) \right) \begin{bmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{bmatrix} \quad (1.44)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \begin{array}{c} \frac{ig}{2} (A_{\mu 1}(x) - iA_{\mu 2}(x))(v + H(x)) \\ \partial(v + H(x)) - \frac{ig}{2 \cos \theta_W} (v + H(x))(A_{\mu 3}(x) \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W) \end{array} \right] \quad (1.45)$$

Podemos simplificar aún más usando las relaciones [27]:

$$W^\mu \equiv \frac{A_1^\mu - iA_2^\mu}{\sqrt{2}} \quad (1.46)$$

$$Z^\mu = \cos \theta_W A_3^\mu - \sin \theta_W B^\mu \quad (1.47)$$

$D_\mu \Phi(x)$  se simplifica a

$$D_\mu \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \begin{array}{c} \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu (v + H(x)) \\ \partial(H(x)) - \frac{ig}{2 \cos \theta_W} Z_\mu (v + H(x)) \end{array} \right]. \quad (1.48)$$

Sustituyendo y simplificando el resultado anterior en la densidad lagrangiana del campo de Higgs tenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} = & \frac{1}{2} (\partial H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 \\ & + \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2 v^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{g^2 v}{2} W_\mu^\dagger W^\mu H + \frac{g^2 v}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu H \\ & + \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu H^2 + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu H^2. \end{aligned} \quad (1.49)$$

De esta lagrangiana podemos deducir varias cosas. El primer término es el término cinético del bosón de Higgs, el segundo término representa la masa del bosón de Higgs

$$m_H = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}. \quad (1.50)$$

El tercer y cuarto término representan los auto acoplamientos trilineares y cuadrilineares del campo de Higgs. El quinto y sexto término son los términos de masa para el bosón W y Z respectivamente, con lo que podemos concluir que dichas masas tendrán la forma [27]:

$$m_W = \frac{gv}{2} \quad (1.51)$$

$$m_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W}. \quad (1.52)$$

## 1.5. Supersimetría

La supersimetría es una extensión del Modelo Estándar cuyo objetivo es llenar los huecos que hay en dicha teoría. Este modelo predice una partícula compañera para cada partícula del ME, ver figura 1.3. Estas partículas resolverían uno de los problemas del ME, la masa del bosón de Higgs.

El ME predice originalmente que las partículas no deben tener masa, sin embargo, se ha demostrado que si la tienen. Para solventar esa inconsistencia se desarrolló el mecanismo de Higgs (ver sección anterior), el cual explica la masa de las partículas, pero deja otra incógnita que es la masa del mismo bosón de Higgs, ya que teóricamente debería ser ligero y experimentalmente se ha demostrado que no lo es. Las partículas extra predichas por la supersimetría podrían cancelar las contribuciones de masa del bosón de Higgs, haciendo posible identificar un Higgs ligero.

Estas nuevas partículas interactuarían por medio de las mismas interacciones que las partículas del ME, pero tendrían diferentes masas. También predice una relación entre los

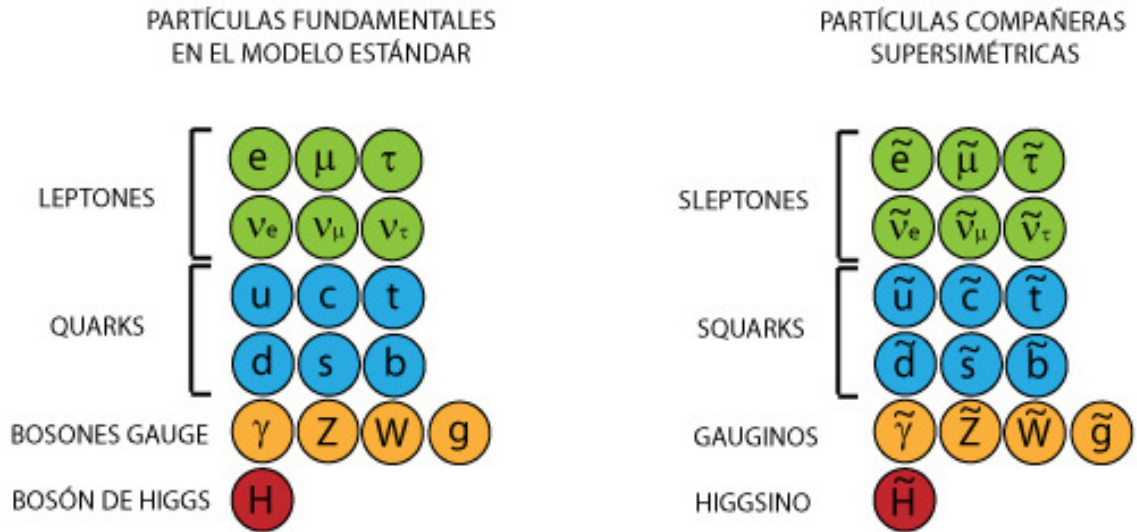


Figura 1.3: Modelo Estándar supersimétrico, cada partícula del ME tiene una compañera supersimétrica. Imagen de [30].

fermiones y bosones, ya que cada partícula compañera tendrá una diferencia de espín con su análoga del ME de media unidad, así que los bosones del ME estarían acompañadas por fermiones y viceversa. También se predice que las partículas supersimétricas más ligeras serían estables, eléctricamente neutras e interactuarían de forma débil con las partículas del ME. Esto es importante ya que estas son las características requeridas por la materia oscura, por lo que podría ser una explicación para ello también [29].

Existen varios modelos de Física Más Allá del Modelo Estándar actualmente que abordan la supersimetría, sobre todo en el sector escalar. Para más detalles leer la referencia [31].

## 1.6. La Partícula Eta

El  $\eta$  es un mesón con una composición comprendida por la superposición de los quarks up, down y strange de la siguiente manera

| Decaimiento                         | Probabilidad |
|-------------------------------------|--------------|
| $\eta \rightarrow \gamma\gamma$     | 39 %         |
| $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  | 32 %         |
| $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  | 23 %         |
| $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ | 5 %          |

Cuadro 1.6: Decaimientos del mesón eta y sus probabilidades de ocurrir.

$$\eta \approx \frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}} \quad (1.53)$$

Tiene una masa de  $547.862 \pm 0.018$  MeV[16] y pertenece a un noneto de partículas que tienen espín cero y paridad negativa. Fue descubierto en las colisiones pion-nucleón del Bevatron en 1961 por A. Pevsner *et al* [17].

Las predicciones más tempranas de esta partícula datan a los trabajos de Sakata, en los que mesones neutrales de isospín cero eran necesario para acompañar piones y kaones, los únicos pseudoescalares conocidos en ese momento.[17]. Los dos tipos de decaimientos principales de este mesón son del tipo hadrónico a tres mesones pseudoescalares y decaimientos radioactivos (ver cuadro 1.6). Se propone que este último tipo de decaimientos para el eta fue explicado por Gell-Mann en 1962 basado en el modelo *Vector Boson Dominance* formulado por Sakurai en 1960, sin embargo, este modelo no puede describir los decaimientos a tres pseudoescalares (piones) ya que este tipo de decaimientos no conserva el isoespín, debido a que la simetría Bose prohíbe a tres piones con  $J^P = 0^-$  ocurrir en un estado isoescalar. Para solventar esto, se puede asumir que los estados intermedios a este decaimiento son mesones escalares y por lo tanto se puede inferir que los decaimientos hadrónicos de eta a tres mesones pseudoescalares sean una fuente de información en las interacciones a bajas energías [17].

También es un bosón de Goldstone, partículas escalares (con espín 0) que aparecen cuando hay rompimiento espontáneo de una simetría continua[6] , y es un autoestado de los operadores **C**, **P**, **CP** y **G**. Es por ello que esta partícula puede ser utilizada para probar invarianza de carga o de CP. Otra característica importante de este mesón es que

no hay corrientes (o interacciones) que cambian el sabor en sus decaimientos, por lo tanto se puede utilizar para estudiar decaimientos que violen simetrías [4] .

Los mesones  $\eta$  y  $\eta'$  son un laboratorio para la búsqueda de partículas ligeras con acoplamientos débiles por debajo de la escala de los GeV. Estos incluyen fotones oscuros y Higgs escalares ligeros predichos por modelos teóricos que describen la física Más allá del Modelo Estándar como la supersimetría. En decaimientos de mesones, nuevas partículas ligeras se producen y posteriormente decaen en partículas del Modelo Estándar, aparecen como resonancias en las distribuciones de masa invariante. Este efecto se considera como un posible canal de descubrimiento para el Higgs ligero del Modelo Estándar [8].

Los canales de decaimiento analizados se muestran en la figura 1.4.

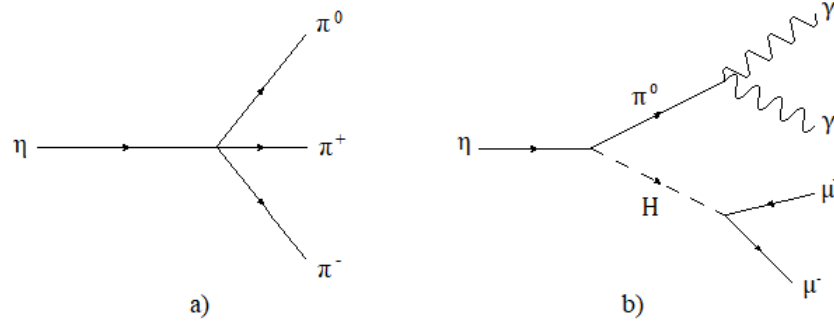


Figura 1.4: Los canales de decaimiento a analizar en este proyecto son a)  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . b)  $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow \gamma \gamma \mu^+ \mu^-$ .

### 1.6.1. Búsqueda indirecta de bosones y fotones oscuros

La existencia de la materia oscura ha sido indicada por muchas observaciones astrofísicas. Estas intuyen que si la materia oscura es muy diferente a la materia del Modelo Estándar entonces de las interacciones conocidas, solo sería susceptible a la fuerza gravitacional. Otros experimentos indican que los modelos astrofísicos actuales no pueden explicar las distribuciones de magnitud y energía de electrones y positrones y una señal proveniente del centro del universo. Estos fenómenos se pueden explicar si se asume que los positro-

nes son creados en la aniquilación de partículas oscuras en pares  $e^+e^-$ . El decaimiento  $\eta \rightarrow e^+e^-$  no ha sido muy estudiado, pero se espera que, basado en el Modelo Estándar, el BR sea del orden de aproximadamente  $10^{-9}$ . Una probabilidad tan baja lo hace sensible a las fuerzas hipotéticas nuevas que indican física más allá del Modelo Estándar.

Algunos Resultados de experimentos terrestres y satelitales han sido la motivación para la propuesta de un sector en el que partículas de materia oscura son cargados. En un campo Abelian, el **fotón oscuro**  $A'$  acopla este sector oscuro a las partículas del Modelo Estándar a través de su mezcla cinética con los campos de hipercarga del Modelo Estándar. En esta teoría las partículas de materia oscura puede aniquilarse en pares de fotones oscuros, que posteriormente decaen en partículas del Modelo Estándar. Se asume que la masa del fotón oscuro es unos pocos GeV para ser compatible con las limitaciones astrofísicas. En un modelo mínimo, la masa del fotón oscuro es generado a través del mecanismo de Higgs, de esta forma se agrega el **bosón de Higgs oscuro** a la teoría [8].

## 1.7. La Física del Experimento

A continuación se enuncian algunos canales de gran interés para el experimento [4]:

- Asimetrías definitivas en el decaimiento  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  serían evidencia de violación C y/o violación CP. Los datos actuales de este fenómeno no son concluyentes [32].
- El decaimiento  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-l^+l^-$ , con  $l = e, \mu$  probaría violación CP al medir la asimetría entre  $(e^+, e^-)$  y el plano de decaimiento del par de piones.
- El decaimiento  $\eta \rightarrow \gamma A'$ , con  $A' \rightarrow e^+e^-$  o  $\mu^+\mu^-$ , proporciona dos oportunidades para nueva física. Ellos incluyen fotones oscuros vectoriales  $A'$  de las parejas de electrones. La búsqueda de pares escalares  $e^+e^-$  podría soportar el postulado de un bosón de norma de luz como un mediador una quinta fuerza mili-débil.
- El decaimiento  $\eta \rightarrow \pi^0 H$  con  $H \rightarrow e^+e^-$  o  $\mu^+\mu^-$ , en donde  $H$  es un escalar similar al bosón de Higgs. Un estado intermedio de dos fotones ( $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ ) conserva C,

mientras que un mecanismo de 1 fotón ( $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ ) viola  $C$ . Una mejora significativa de *branching ratio* de más de dos fotones indicaría violación  $C$  y la presencia de dos mecanismos [4].

Esta tesis se enfocará solamente en los decaimientos que fueron asignados al equipo de trabajo,  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ , y  $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+ l^-$ , donde  $l$  representa leptones, (electrones, positrones, muones y antimuones).

## 1.8. Simulaciones Monte Carlo

Las simulaciones Monte Carlo (MC) son un tipo de simulaciones que se basa en un muestreo aleatorio repetitivo y análisis estadísticos para computar resultados. Este método de simulación se utiliza mucho para experimentos en los cuales el resultado final depende de distribuciones de probabilidad.

En la física experimental de partículas juega un rol esencial en el modelamiento y análisis de datos, donde son utilizadas junto con simulaciones del detector para proveer un estimado realista de la respuesta del detector a los eventos de colisiones, y en la planificación de nuevos experimentos, donde son utilizadas para estimar señales y ruido en los procesos de interés. Las simulaciones MC para todos los procesos a analizar durante la fase de validación del experimento, fueron generadas usando GenieHad [13] donde el decaimiento es procesado. La configuración experimental de REDTOP se simula utilizando Geant4[14], un conjunto de herramientas computacionales diseñada para la simulación de partículas atravesando materia. La energía propuesta para el haz de protones es de 1.8 GeV y se utilizó el modelo de dispersión Ultra Relativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD)[15]. Los procesos correspondientes para este caso son:

$$p + Be \rightarrow \eta X \tag{1.54}$$

representando un protón ( $p$ ) colisionando con Berilio ( $Be$ ) y produciendo una partícula  $\eta$  mas otras ( $X$ ). Posteriormente  $\eta$  puede decaer de dos maneras:

$$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (1.55)$$

y

$$\eta \rightarrow H \pi^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma \quad (1.56)$$

Estas simulaciones Monte Carlo fueron realizadas por un equipo aparte y distribuidas al resto de la colaboración utilizando servidores del Fermilab.

## Capítulo 2

# Detección de Partículas y el REDTOP

### 2.1. Detección de partículas

La detección de partículas es fundamental para corroborar las teorías planteadas con respecto a la composición del universo conocido y por conocer. Para poder lograr esto se utilizan diferentes detectores de partículas localizados en varios laboratorios en diferentes partes del mundo.

#### 2.1.1. Detección de partículas cargadas y neutras

Aunque muchos detectores tienen tecnologías diferentes, uno de los principios más utilizados es el que se detecta la traza dejada por una partícula cargada. La idea es que cuando las partículas cargadas pasan por la materia noquean electrones de los átomos y esto causa disturbios en la estructura de la materia. Estos disturbios pueden observarse como iones, que son átomos o moléculas a los que les faltan o sobran electrones y electrones libres que pueden recolectarse.

De una manera similar, cuando los electrones pasan a través de cierta materia orgánica pueden emitir fotones debido a que los electrones pueden excitarse y saltar de un nivel de energía mayor, luego estos electrones regresan a su orbital original y la energía extra es liberada en forma de un fotón que puede detectarse utilizando fotomultiplicadores.

Los fotones suficientemente energéticos pueden producir un electrón y un positrón cuando pasan por un campo eléctrico cerca de un núcleo. Luego la pareja dejan trazas que puede detectarse.[19].

Las partículas neutras como los fotones o los neutrones no dejan trazas de átomos ionizados, por lo tanto no pueden detectarse de manera directa. Los fotones se observan a través de producciones de parejas de electrones y positrones que producen en la materia.

Las partículas neutras con interacciones fuertes, como los neutrones, colisionan con los núcleos que usualmente se descomponen y producen varias partículas cargadas. También si una partícula, neutra o no, es inestable, puede decaer y sus productos pueden ser partículas cargadas que pueden detectarse [19].

### **2.1.2. Detección de partículas mediante radiación Cherenkov**

Otra forma de detectar partículas es mediante **radiación Cherenkov**, que es una radiación electromagnética producida por partículas cargadas al pasar por un medio a mayor velocidad que la luz en ese medio. Al pasar, una partícula energética dejará atrás un cono de luz que se va expandiendo. Estos fotones de luz pueden detectarse con fotomultiplicadores. El ángulo de apertura del cono está relacionado con qué tanto la velocidad de la partícula supera a la de la luz en ese medio y se puede utilizar para calcular la velocidad de la misma.

Esta radiación puede ser utilizada para un diverso rango de aplicaciones, incluyendo conteos de partículas rápidas, identificación de partículas hadrónicas, detectores de rastreo

que realizan reconstrucción completa de eventos. Algunos experimentos que usaron este fenómeno para la detección de partículas son Belle y Super-Kamiokande, ambos en Japón.

## 2.2. El detector REDTOP

El experimento REDTOP (Rare Eta Decays with a TPC<sup>1</sup> for Optical Photons) es un experimento que está en etapa de propuesta en el CERN (Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire) para la fase I [3].

Este experimento pertenece a los experimentos de alta luminosidad, o sea experimentos que no se enfocan en tener mucha energía sino en tener una gran cantidad de eventos; ya que el propósito es poder ver pequeñas variaciones del Modelo Estándar que para poder ser observadas requieren muchas interacciones entre partículas.

## 2.3. El Haz de Protones

Esta tesis considera como fuente de partículas un haz continuo de protones con una energía de 1.8 GeV que incida sobre un blanco hecho de diez láminas de berilio para producir aproximadamente  $10^{13}$  mesones  $\eta$  en una corrida de un año. La razón de esta selección es porque muchos experimentos que analizan mesones  $K$  o  $B$  indican que las simetrías discretas se rompen a una razón de  $10^{-12}$  o menos, por lo tanto se necesitan producir al menos  $10^{12}$  mesones  $\eta$  para poder observar las variaciones.

A través del estudio con simulaciones usando las interfaces GenieHad-Urquid y GenieHad-Inclxx [5] se encuentra que un haz continuo de protones con una energía de 1.8 GeV tiene una probabilidad de aproximadamente 0.5 % de interactuar con el blanco propuesto para el REDTOP y la probabilidad de que ese evento produzca un mesón  $\eta$  es de alrededor

---

<sup>1</sup>TPC: Time Projection Chamber, cámara de proyección temporal

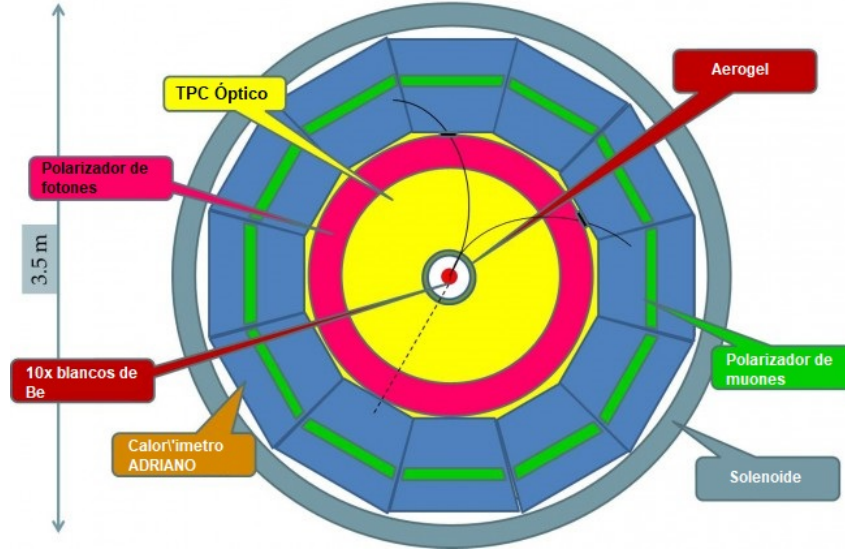


Figura 2.1: Bosquejo del detector REDTOP. Se muestran cada una de las partes que lo componen. En el centro se encuentra el sistema de blancos, luego la cámara de proyección temporal óptica que utilizará radiación Cherenkov para medir la trayectoria de las partículas, seguido del polarizador de fotones y otro de muones, finalizando con el calorímetro que mide la energía de las partículas. Todas estas partes que componen el detector son explicadas posteriormente.

de 0.4%. Por lo tanto, un haz de  $10^{11}$  protones por segundo incidiendo sobre el blanco produciría  $2 \times 10^5$   $\eta$ /s.

### 2.3.1. Producción del Haz y Salón Experimental

Un escenario para el REDTOP en el Fermilab, sería un pulso de 15-Hz del Booster extraído del Anillo de Reciclaje (Recycler Ring) en el tunel del Inyector Principal (Main Injector) y reagrupada apropiadamente (ver figura 2.2). El sistema RF (Radiofrecuencia) de 2.4 Mhz sería utilizado para desacelerar el haz de 8 GeV a 1.8 GeV (que es la energía necesaria para generar  $\eta$ ) o a 3.5 GeV (energía necesaria para generar  $\eta'$ ) y finalmente será extraído al salón experimental AP50 donde no hay ningún otro experimento presente actualmente ni se prevee ninguno para el futuro cercano. Por el momento esta propuesta se encuentra en espera, después de que en el 2017 se consideró que REDTOP podría interferir

con la actualización del Anillo de Reciclaje y el experimento Mu2e.

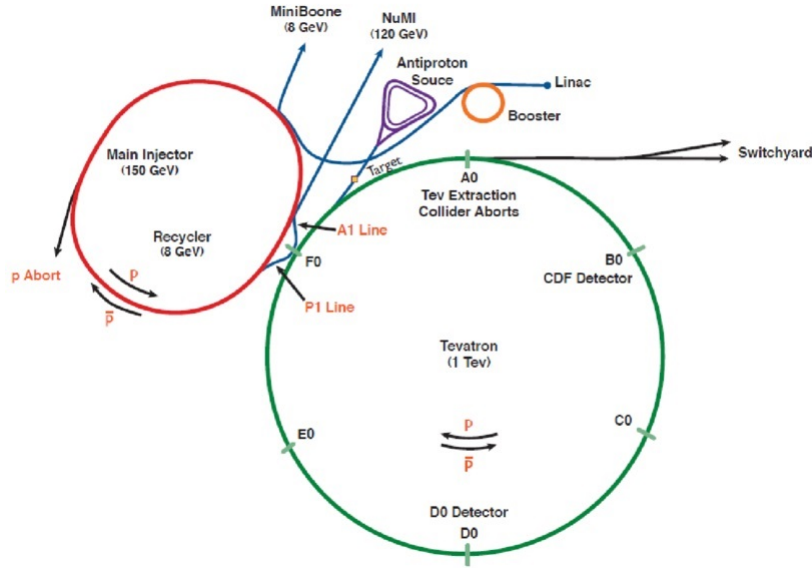


Figura 2.2: Diagrama de aceleradores y detectores en Fermilab.

En el CERN se ha considerado la extracción de un haz 1.8/3.5 GeV hacia el PS, el sincrotrón de protones (ver figura 2.3), que podría luego ser enviado al Salón Este donde el detector podría localizarse. El REDTOP probablemente tendría que instalarse en lugar de las instalaciones del CHARM.

Ambos escenarios siguen siendo estudiados para completar el diseño del viaje haz de protones.

## 2.4. El sistema de blancos

El sistema de blancos (discos azules a lo largo del eje del haz de partículas en la figura 2.4) para el REDTOP está compuesto por diez hojas redondas de berilio con un grosor de 1/3 mm cada una y un diámetro de aproximadamente 1 cm. Estos están dentro de un tubo hecho de fibra de carbón o berilio.

El sistema de blancos está en el centro de tubo de berilio o fibra de carbono sostenido

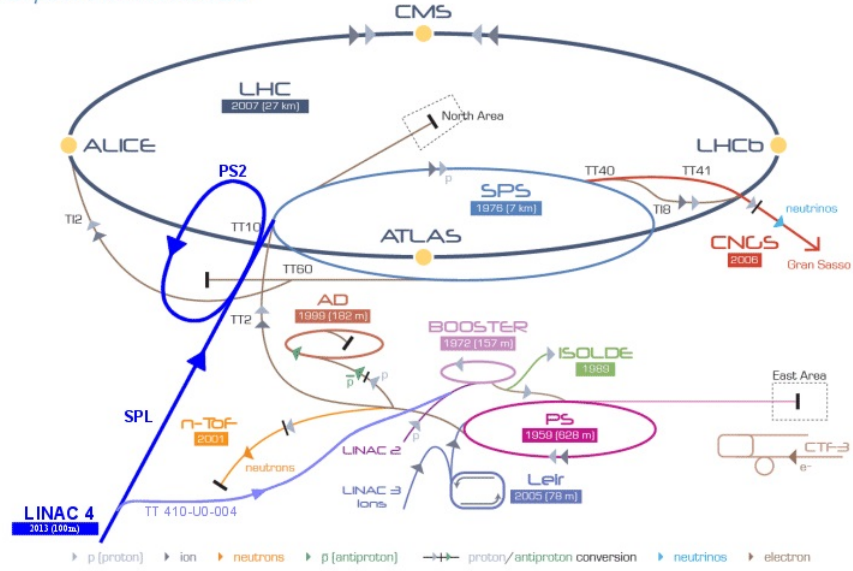


Figura 2.3: Diagrama de aceleradores y experimentos en CERN.

por cables AlBeMet [25]. El tubo también ayudará a mantener el vacío y a soportar el radiador de aerogel que se encuentra en su pared exterior.

Un protón con 1.8 GeV de energía cinética tiene una probabilidad de 1-2 % de realizar una dispersión inelástica en cualquiera de las hojas. La probabilidad de producir un mesón  $\eta$  es de aproximadamente 0.4 %. Asumiendo un flujo de  $10^{17}$  POT (*Protons on Target*), el número de mesones  $\eta$  producidos esperado es de alrededor de  $8 \times 10^{12}$ .

Las simulaciones Monte Carlo han indicado que los productos de decaimiento del mesón  $\eta$  son afectados de una manera mínima cuando van atravesando una lámina muy delgada de berilio. La fracción del haz absorbido por el sistema de blancos es del 2 %. Por lo tanto cada lámina de berilio necesitará disipar 1.5 mW, una cantidad alcanzable por radiación térmica y por conducción a través de los cables de soporte.

## 2.5. TPC: Time Projection Chamber

Las cámaras de proyección de tiempo (time projection chamber, TPC) comunes utilizan campos eléctricos y magnéticos para reconstruir la trayectoria de una partícula cargada

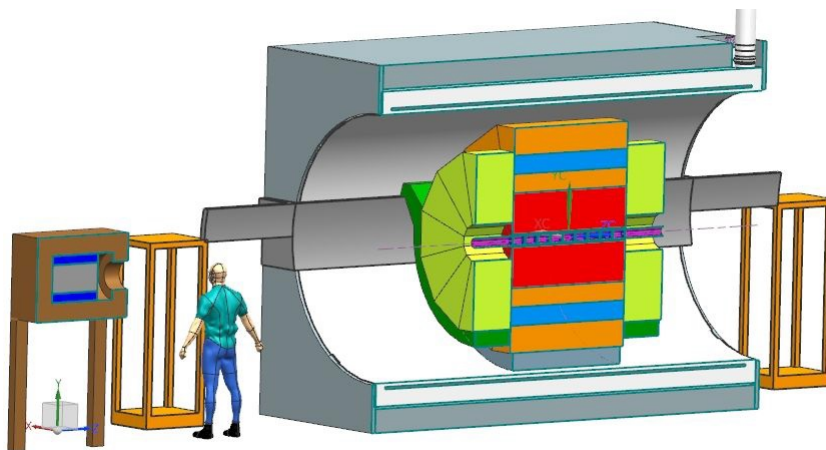


Figura 2.4: Diagrama del experimento REDTOP.

para medir su posición y momento por medio de la ionización de un gas que se encuentra en su interior.

Una TPC típica llena de un gas consiste de una región larga cilíndrica y uniforme de deriva (1-2 m) con un campo eléctrico generado por un electrodo de alto voltaje dentro de un campo magnético paralelo y uniforme y cámaras proporcionales con multicable (multi-wire proportional chambers, MWPC) que detectan la posición de partículas cargadas y fotones al rastrear la ionización de un gas [18].

Cuando una partícula pasa por el gas se genera ionización a lo largo de toda su trayectoria. Los iones y electrones resultantes son acelerados por el campo eléctrico causando una cascada de ionización. Luego estos iones y electrones se acumulan cerca de los cables del MWPC. Tomando en consideración el tiempo que los iones deben tomar para llegar al cable más cercano, se puede estimar la distancia a la que estaba el ion desde el cable y con eso se puede calcular su trayectoria.

### 2.5.1. OTPC: Optical Time Projection Chamber

La OTPC (Optical Time Projection Chamber) utiliza otra tecnología para obtener el momento y la velocidad de una partícula que pase a través de él.

Uno de los propósitos del detector es que sea capaz de eliminar el ruido para tener una mejor señal, por lo tanto para esto se utilizará un OTPC que está basado en la radiación cherenkov. Como las partículas involucradas en los estados finales que se estudiarán son leptones rápidos, estos viajan más rápidos que la luz en algunos medios, basándonos en esto, nuestro OTPC registrará la radiación cherenkov emitida por nuestros leptones y estos fotones emitidos serán detectados por foto-sensores rodeando el radiador. Las partículas que no nos interesan (partículas que no son leptones rápidos) no emitirán radiación cherenkov y por lo tanto no serán detectados por los foto-sensores.

## Los Radiadores Cherenkov

Los radiadores Cherenkov se componen principalmente por dos elementos, el medio por donde pasará la partícula y fotodetectores. Cuando una partícula atraviesa el medio más rápido que la luz en ese medio, emite fotones (radiación Cherenkov) que pueden ser detectados por los fotodetectores.

En el OTPC se encuentran dos radiadores Cherenkov presentes:

- un cilindro de doble aerogel con 3 cm de grosor en la pared interior, soportado por el tubo del haz de partículas. El aerogel interior tiene índice de refracción 1.22 y el exterior 1.3.
- El resto del OTPC está lleno de metano a baja presión. La presión es ajustada tal que este medio tenga un índice de refracción de 1.000145

Muones con momento mayor a 160 MeV solo radiarán en el aerogel. El radio, el centro y la oblicuidad del anillo ayudarán a determinar su velocidad. Los electrones y positrones radiarán en el aerogel y en el gas. El anillo producido por estas partículas tiene un radio independiente de su velocidad y usualmente es mucho más grande que los muones. Los fotones cherenkov generarán un patrón característico en los foto-sensores. Del análisis de ese patrón es posible estimar el momento del electrón y su posición en el espacio.

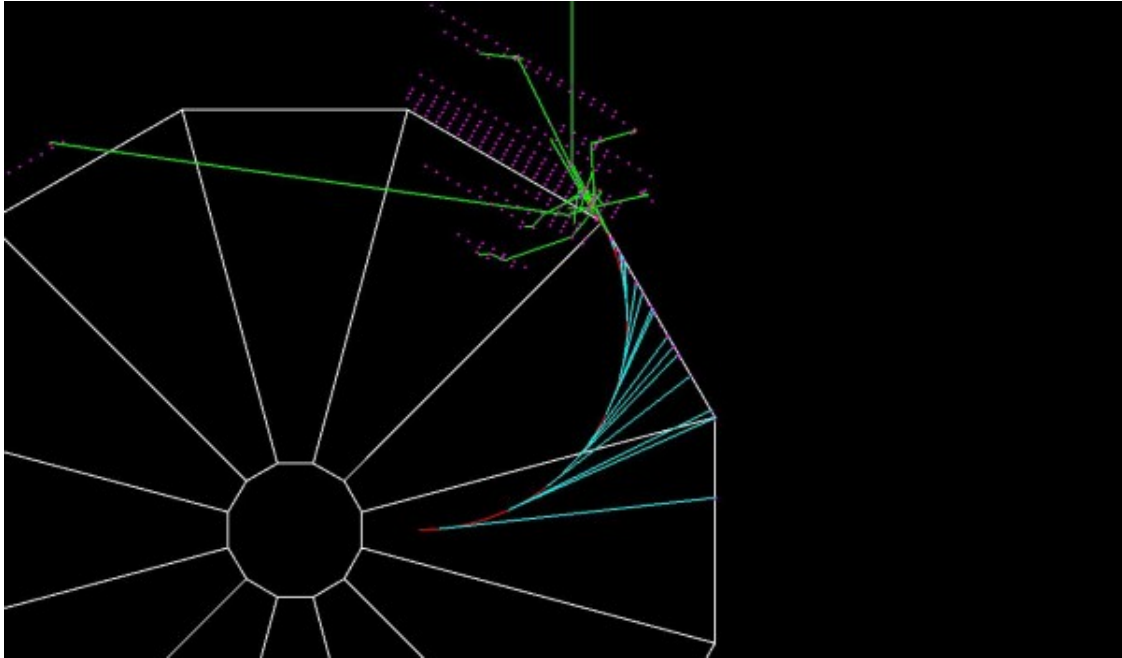


Figura 2.5: Se muestra que sucede en el OTPC cuando un electrón de 100 MeV (trayectoria roja) viaja a través de un gas en un campo magnético de 0.6 T. Varios fotones Cherenkov (trayectorias azules) son generados y detectados por varios sensores ópticos rodeando el gas.

## 2.6. Calorímetros

Los calorímetros son aparatos utilizados en los detectores para medir la energía de las partículas. Existen dos tipos: **electromagnéticos** (como el calorímetro del experimento CMS que se muestra en la figura 2.6 ) , que detectan partículas que interactúan via la fuerza electromagnética y **hadrónicos** que detectan partículas que interactúan por medio de la fuerza fuerte.

Estos también pueden dividirse en calorímetros **homogéneos** y de **muestreo** (*sampling*). Los primeros se refieren a aquellos en el volumen entero del calorímetro es sensible, por lo tanto todo el volumen contribuye a la señal. En cambio, los últimos consisten de un medio activo que genera una señal y un medio pasivo que sirve como un amortiguador.

Los calorímetros electromagnéticos homogéneos pueden ser contruidos a partir de cris-



Figura 2.6: Calorímetro electromagnético que se encuentra en el experimento CMS en CERN.

tales pesados inorgánicos centellantes como BGO, CsI, NaI y PWO, radiadores Cherenkov no centellantes como el fluoruro de plomo. Para el caso de los calorímetros de muestreo, el medio activo puede ser un centellador, o un líquido noble ionizante, una cámara de gas o un semiconductor y el medio pasivo es usualmente un material de alta densidad como el plomo, hierro, cobre o uranio empobrecido. [18].

La resolución de la energía  $\sigma_E/E$  de un calorímetro puede ser parametrizada como

$$\sigma_E/E = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (2.1)$$

donde  $\oplus$  representa la adición en cuadratura (raíz cuadrada de los términos al cuadrado) y  $E$  está en GeV. El término estocástico  $a$  representa fluctuaciones relacionadas con la estadística, como las fluctuaciones intrínsecas de una lluvia de partículas, material muerto en el frente del calorímetro o fluctuaciones de muestreo. Para un número fijo de longitudes de radiación, el término estocástico  $a$  para un calorímetro de muestreo es proporcional a  $\sqrt{t/f}$ , donde  $t$  es el grosor de la placa y  $f$  es la fracción de muestreo. Las contribuciones

principales del término  $b$  son no uniformidad del detector, incertidumbre de calibración y daño causado por la radiación en un medio activo. Este término puede reducirse a menos del uno por ciento desarrollando medios activos resistentes a la radiación y constante monitoreo. El último término  $c$  es debido al ruido electrónico sumado sobre los canales de lectura. La mejor resolución de energía para una lluvia electromagnética es obtenida en calorímetros homogéneos de absorción total, como los construidos con centelladores de cristal [18].

### 2.6.1. El Calorímetro ADRIANO



Figura 2.7: Tres prototipos de ADRIANO probados en FTBF en 2015.

El ADRIANO (A Dual-Readout Integrally Active Non-segmented Option) es un calorímetro de doble lectura que está siendo desarrollada en el Fermilab por la colaboración T1015 (ver figura 2.7). Está basada en dos mediciones simultáneas de energía depositadas por una lluvia electromagnética o hadrónica en dos medios con diferentes propiedades.

El primer medio es un centellador plástico que se basa en que cualquier partícula

cargada que deposite energía en ese medio producirá un centelleo y hará una señal en la electrónica.

El segundo medio es un vidrio pesado con alto índice de refracción ( $n_D > 1.8$ ) y alta densidad ( $\rho > 1.8$ ). En esta sección se detectarán partículas que viajen más rápido que la luz en ese medio, ya que cuando se cumplen estas condiciones, las partículas dejan un rastro de luz via el efecto Cherenkov y esta luz será detectada por el equipo. En teoría solo la componente electromagnética (electrones, positrones y parejas que produzcan fotones) de la señal será detectada.

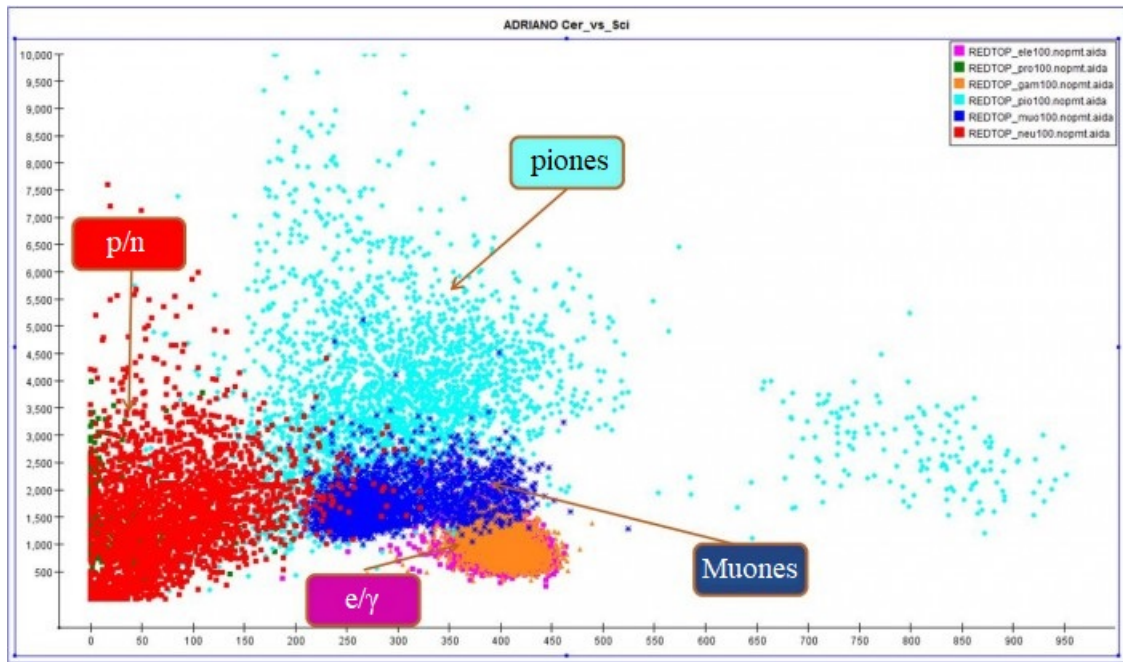


Figura 2.8: El gráfico muestra una comparación entre las dos mediciones realizadas por el calorímetro (Cerenkov vs. Centelleo) para partículas simuladas con energía de 100 MeV, la cual puede ser utilizada para identificar las mismas.

## 2.7. El Polarizador de Muones

El polarizador de Muones (las barras azules en la figura 2.4) es un arreglo de centelladores plásticos colocados entre las capas interior y exterior del ADRIANO. Ellos cuentan el número de electrones y positrones emitidos cuando un muon es detenido en el calorímetro

(ADRIANO). La polarización inicial de los muones no se pierde en el calorímetro, así que si el muon tiene una polarización no nula al comienzo, el polarímetro contará los electrones emitidos y cualquier desbalance entre el conteo de izquierda y derecha estará relacionado con la polarización no nula original del muon.

## **2.8. El Polarizador de Fotones**

El polarizador de fotones es una placa centelleante de cinco milímetros insertada en el OTPC. Cuando un fotón incide en el material tiene una probabilidad finita de convertirse en un par electrón-positrón. Si la polarización inicial del fotón es cero, entonces los electrones y positrones se emitirán isotrópicamente, pero si hay una asimetría en el conteo, entonces esto estará relacionado con la polarización original del fotón.

# Capítulo 3

## Análisis y Metodología

En esta sección se explicará la lógica detrás del código para reconstruir las masas invariantes, momento, momento transverso y otras magnitudes físicas de las partículas involucradas en los decaimientos a partir de sus respectivos estados finales utilizando datos simulados.

Para poder reconstruir masas invariantes de partículas de diversos canales de decaimiento, se parte del estado final hacia el inicio. En primer lugar, se deben identificar las partículas correspondientes al estado final del decaimiento. En este caso, como se utilizan simulaciones, identificar el tipo de partícula es sencillo ya que cada partícula tiene un número que la identifica. Aparte de esto, cada partícula de la simulación tiene magnitudes físicas asociadas a ella como el momento y la energía, que en la vida real serían datos brindados por el detector.

Estas magnitudes físicas asociadas a las partículas son de suma importancia ya que con ellas podemos encontrar las masas invariantes de sus partículas madre. La relación utilizada para el cálculo de la masa invariante para un decaimiento está definida por la suma de los cuadrimomentos<sup>1</sup>, de las partículas hijas.

El software utiliza listas para agrupar cada partícula identificada con sus respectivos cuadrimomentos, por ejemplo, todos los piones cargados positivamente se agregan a

---

<sup>1</sup>El cuadrimomento tiene la energía de la partícula como una de las cuatro componentes y las otras tres corresponden al momento lineal de la partícula.

una lista, todos los fotones se agregan a una lista y así sucesivamente hasta tener listas correspondientes a todas las partículas del estado final.

Una vez se agregan todas las partículas del estado final a sus respectivas listas, se procede a sumar los cuadrimomentos para ir formando las partículas madre. Por ejemplo, a partir de cada pareja de fotones se puede encontrar la masa invariante de un pión neutro. Ya con la masa invariante se pueden realizar diferentes análisis de relevancia para el experimento, como la sensibilidad del detector.

A continuación se presentan los algoritmos que siguió el software para realizar los cálculos necesarios para varios análisis.

### 3.1. Reconstrucción de masas invariantes para $\eta \rightarrow$

$$\pi^+\pi^-\pi^0 \text{ y } \eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+l^-\gamma\gamma$$

El canal  $\eta \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$  es un decaimiento hadrónico raro y esto lo vuelve altamente deseable para analizar violación CP. Un análisis de *Dalitz plots*<sup>2</sup> es útil ya que por su naturaleza simétrica estos gráficos se mostrarían simétricos y cualquier asimetría en los mismos indicaría violación C y CP. Un fenómeno como este serviría como un punto de gran interés para seguir profundizando en estudios sobre la dinámica hadrónica [32]. Aunque en esta tesis no se presenta este análisis en específico, si es algo que es de mucho interés para la colaboración en el futuro.

Por otro lado, el experimento se propone de tal manera que sea de utilidad para la búsqueda de nuevas partículas escalares como un Higgs oscuro, mediante el decaimiento  $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+l^-\gamma\gamma$ . En el Modelo Estándar, este canal es posible vía un intercambio de dos fotones con una relación de ramificación del orden de  $10^{-9}$ . La sensibilidad esperada del experimento REDTOP es de orden de  $10^{-10}$  así que se espera poder observar para

---

<sup>2</sup>Un gráfico Dalitz o *Dalitz plot* es la representación gráfica del espacio fase de un decaimiento a tres cuerpos con espín 0. Es un diagrama de dispersión y tradicionalmente los ejes del gráfico Dalitz son el cuadrado de la masa invariante de dos parejas de productos del decaimiento. Si no hay relaciones angulares entre las partículas que decaen, entonces la distribución del gráfico será plana.

ampliar más en la física detrás del decaimiento [4].

Debido al interés en estos canales, es necesario realizar un estudio de validación para observar el comportamiento del software y asegurar su funcionamiento de manera correcta, comenzando por pruebas básicas como la de una reconstrucción de masas invariantes.

### 3.1.1. Reconstrucción de las masas invariantes de $\eta$ y $\pi^0$ para el decaimiento $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$

El código considerado en esta tesis fue realizado por la colaboración REDTOP en el lenguaje de programación Java y utilizando como entorno de desarrollo a NetBeans<sup>3</sup>. Como ya se mencionó anteriormente, para realizar los análisis y reconstrucciones, se creó un código capaz de identificar la energía y momento asociados a cada partícula Monte Carlo. Esta información se trata matemáticamente como cuadvectores que pueden ser guardados en listas para ser organizados y posteriormente llamados para sumarse con otros cuadvectores de otras listas y al final poder encontrar la energía y momento asociados a la partícula original, el mesón  $\eta$ . Por motivos de simplicidad cada nombre de las listas se muestra en cada paso donde aparecen en el algoritmo entre paréntesis.

El orden lógico del código para reconstruir la masa invariante de las partículas involucradas en el decaimiento es el siguiente (ver figura 3.1):

1. Identificar las partículas del estado final esperado en el evento analizado.
  - a) El código identifica en que parte del detector se encontró esa partícula (hace un *hit*).
  - b) Para cada partícula MC<sup>4</sup> identificada se obtienen las magnitudes físicas asociadas a la misma:
    - carga

---

<sup>3</sup>Para mas información sobre NetBeans ingresar a su sitio web oficial: <https://netbeans.apache.org/>.

<sup>4</sup>Partícula MC: Partícula Monte Carlo.

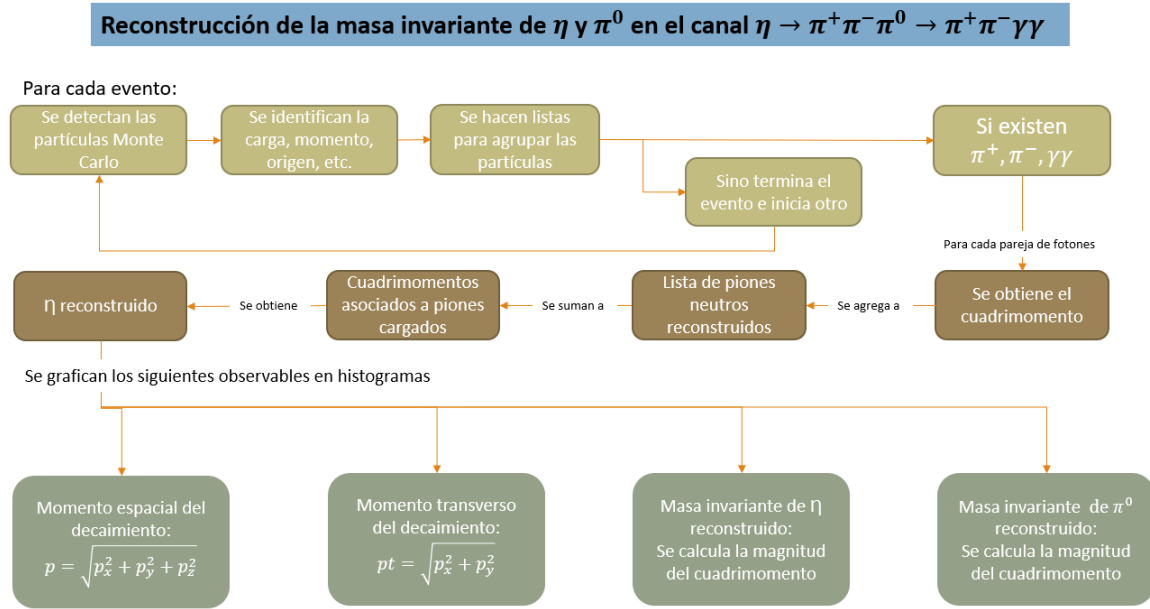


Figura 3.1: Este diagrama muestra los pasos generales para realizar la reconstrucción de la masa invariante de las partículas  $\eta$  y  $\pi^0$  y los demás gráficos de interés.

- momento
  - origen
  - contribuciones
  - etc.
- c) Se hacen diferentes listas para agrupar todas las partículas MC identificadas dependiendo de sus características.
- d) Se pone la condición que deben existir por lo menos un pión con carga positiva, un pión con carga negativa y dos fotones para que siga analizando el evento. De lo contrario, se considera que en este evento no se dio el decaimiento esperado y no se sigue analizando.
2. Reconstruir el pión neutro a partir de los dos fotones del estado final.
- a) Para cada fotón en la lista asociada a los fotones, se suman sus componentes espaciales y temporales para obtener el cuadrimomento asociado a la suma de ambos fotones.

- b) Esta suma se agrega una lista para almacenar los piones neutros reconstruidos a partir de la suma de los dos fotones (`hlvPi0`).
- 3. Combinar los piones positivos, los piones negativos y los piones neutros reconstruidos anteriormente para obtener la partícula  $\eta$ .
  - a) Se suman los cuadrimomentos asociados a los piones reconstruidos y piones cargados.
  - b) Esta suma es almacenada en una lista diferente exclusiva para los  $\eta$  reconstruidos (`hlvPi0PiPPiM`).
- 4. Obtener y graficar las siguientes magnitudes físicas en un histograma diferente para cada observable:
  - El momento espacial del decaimiento:  $\mathbf{p} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ .
  - El momento transverso del decaimiento:  $\mathbf{pt} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ .
  - La masa invariante de  $\eta$ : Para los cuadrimomentos asociados a las partículas en la lista `hlvPi0PiPPiM` se calcula su magnitud.
  - La masa invariante del  $\pi^0$ : Para los cuadrimomentos asociados a las partículas en la lista `hlvPi0` se calcula su magnitud.

### 3.1.2. Reconstrucción de las masas invariantes de $\eta$ , $\pi^0$ y $H$ para el decaimiento $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+ l^- \gamma \gamma$

El orden lógico del código para reconstruir la masa invariante de las partículas involucradas en el decaimiento es el siguiente (ver figura 3.2):

1. Identificar las partículas del estado final esperado en el evento analizado.
  - a) El código identifica en que parte del detector se encontró esa partícula (hace un *hit*).
  - b) Para cada partícula MC<sup>5</sup> identificada se obtienen las magnitudes físicas asocia-

---

<sup>5</sup>Partícula MC: Partícula Monte Carlo.

das a la misma:

- carga
- momento
- origen
- contribuciones
- etc.

- c) Se hacen diferentes listas para agrupar todas las partículas MC identificadas dependiendo de sus características.
- d) Se pone la condición que deben existir por lo menos un leptón, un antileptón y dos fotones para que siga analizando el evento. De lo contrario, se considera que en este evento no se dio el decaimiento esperado y no se sigue analizando.

2. Reconstruir el pión neutro a partir de los dos fotones del estado final.

- a) Para cada fotón en la lista asociada a los fotones, se suman sus componentes espaciales y temporales para obtener el cuatrimomento asociado a la suma de ambos fotones.
- b) Esta suma se agrega una lista para almacenar los piones neutros reconstruidos a partir de la suma de los dos fotones (`hlvPi0`).

3. Reconstruir el Higgs teórico a partir del leptón y el antileptón.

- a) Para cada leptón y antileptón en sus respectivas listas, se suman las componentes espaciales y temporales de cada leptón con un antileptón para obtener el cuatrimomento asociado a la suma de ambas partículas.
- b) El vector de Lorentz resultante de la suma del leptón y antileptón es almacenado en una lista diferente exclusiva para los higgs reconstruidos (`hvlElePos`).

4. Combinar los leptones y piones neutros para obtener la partícula  $\eta$ .

- a) Se suman los cuatrimomentos asociados a los piones reconstruidos y los Higgs reconstruidos.
  - b) Esta suma es almacenada en una lista diferente exclusiva para los etas reconstruidos (hlvPi0ElePos).
5. Obtener y graficar las siguientes magnitudes físicas en un histograma diferente para cada observable:
- El momento espacial del decaimiento:  $\mathbf{p} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ .
  - El momento transverso del decaimiento:  $\mathbf{pt} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ .
  - La masa invariante de  $\eta$ : Para los cuatrimomentos asociados a las partículas en la lista hlvPi0ElePos se calcula su magnitud.
  - La masa invariante del Higgs: Para los cuatrimomentos asociados a las partículas en la lista hlvElePos se calcula su magnitud.
  - La masa invariante del  $\pi^0$ : Para los cuatrimomentos asociados a las partículas en la lista hlvPi0 se calcula su magnitud.

Luego de la reconstrucción de las masas invariantes para el  $\eta$  y  $\pi^0$  y  $H$ , se continuó con el proceso de validación del software mediante un *smearing* que se explicará en la sección siguiente.

### 3.2. Smearing para el canal de decaimiento $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$

$$\text{y } \eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+ l^- \gamma \gamma$$

Para probar el desempeño del detector REDTOP, se realizó un *smearing*<sup>6</sup> en la resolución de la energía del calorímetro ADRIANO usando valores obtenidos de las simulaciones de la resolución hadrónica, la cual está dada por:

$$\sigma E/E = \alpha/\sqrt{E} \oplus \beta. \quad (3.1)$$

---

<sup>6</sup>calibración

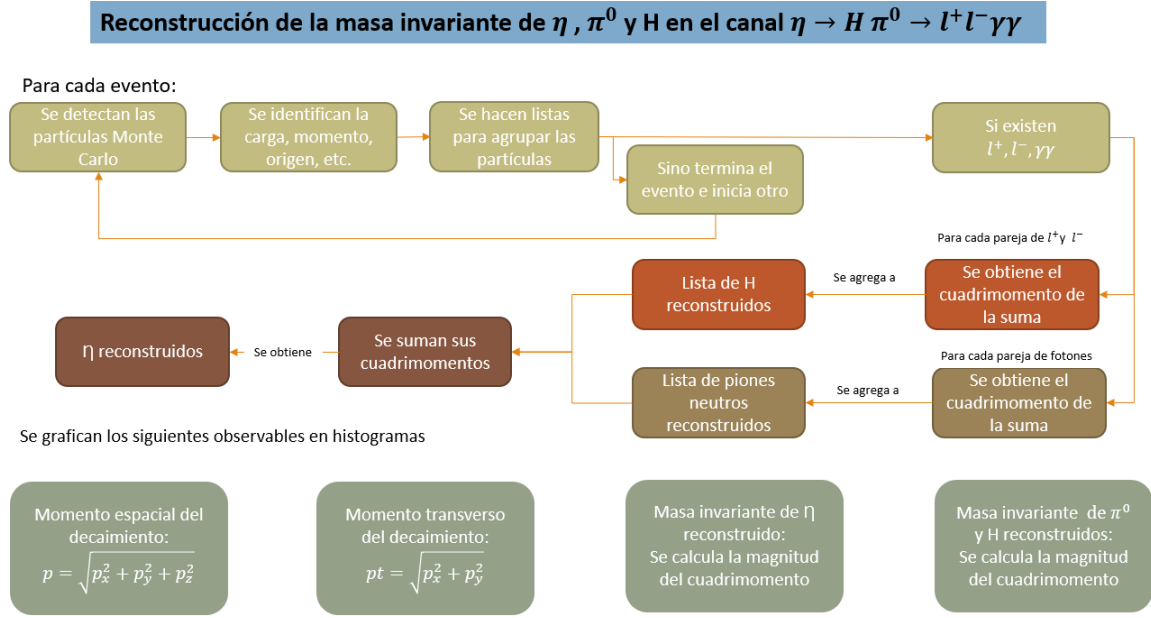


Figura 3.2: Este diagrama muestra los pasos generales para realizar la reconstrucción de la masa invariante de las partículas  $\eta$ ,  $H$  y  $\pi^0$  y los demás gráficos de interés.

Donde el primer término incluye las fluctuaciones relacionadas con el desarrollo del evento y el segundo término incluye las contribuciones que no dependen de la energía de la partícula, pueden ser debido a la geometría del detector, imperfecciones en la estructura mecánica del detector, gradientes de temperatura, etc [33].

Después de obtener la distribución de la masa invariante, se realizó un ajuste gaussiano y los valores para la masa del  $\eta$  y su desviación estándar son calculados utilizando el programa Java Analysis Studio 3. Las distribuciones graficadas varían dependiendo de los valores de  $\alpha$  y  $\beta$ . Estos fueron obtenidos haciendo un ajuste con la energía del haz y la resolución de la energía para diferentes tamaños y capilaridades de la fibra a utilizar en el calorímetro (ver figura 3.3).

El smearing para el canal  $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+ l^- \gamma \gamma$  es el mismo que para  $\eta \rightarrow 3\pi^+ \pi^- \pi^0$ , pero utilizando una selección de valores más extensa para  $\alpha$  y  $\beta$ . También se varió el posible índice de refracción del gas a utilizar en el experimento. Estos valores se muestran en el cuadro 4.2.

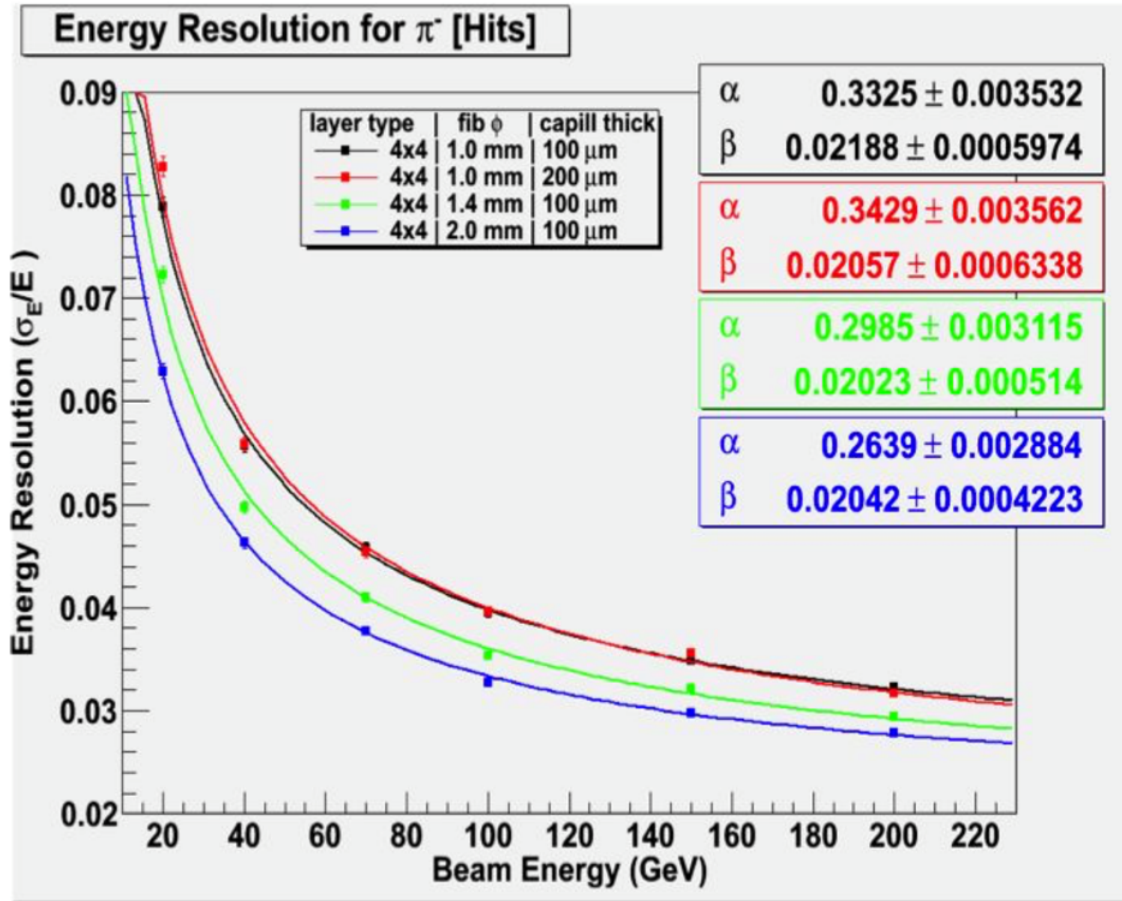


Figura 3.3: Ajuste realizado por la colaboración REDTOP para diferentes valores de  $\alpha$  y  $\beta$  suponiendo diferente grosor (*thick*) y capilaridad (*capill thick*) de las posibles fibras a utilizar en el calorímetro.

### 3.2.1. Corte en la masa invariante de $\pi^0$ para $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow l^+ l^- \gamma \gamma$

Uno de los procesos que es parte del ruido esperado es un pión neutro decayendo a un fotón, un leptón y un antileptón ( $\pi^0 \rightarrow \gamma l^- l^+$ ). Este decaimiento es especialmente problemático debido a sus similitudes con el estado final esperado ( $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow \gamma \gamma l^- l^+$ ).

Para limpiar la señal de este ruido se realizó un corte tomando como variable la diferencia de la masa invariante reconstruida para el pión neutro y la masa teórica del pión neutro ( $\Delta m_{\pi^0}$ ) de tal forma que los valores reconstruidos muy alejados del valor real sean descartados del análisis. Se pueden ver en la figura 3.4 los histogramas superpuestos de la diferencia de masas para muestras de señal y ruido.

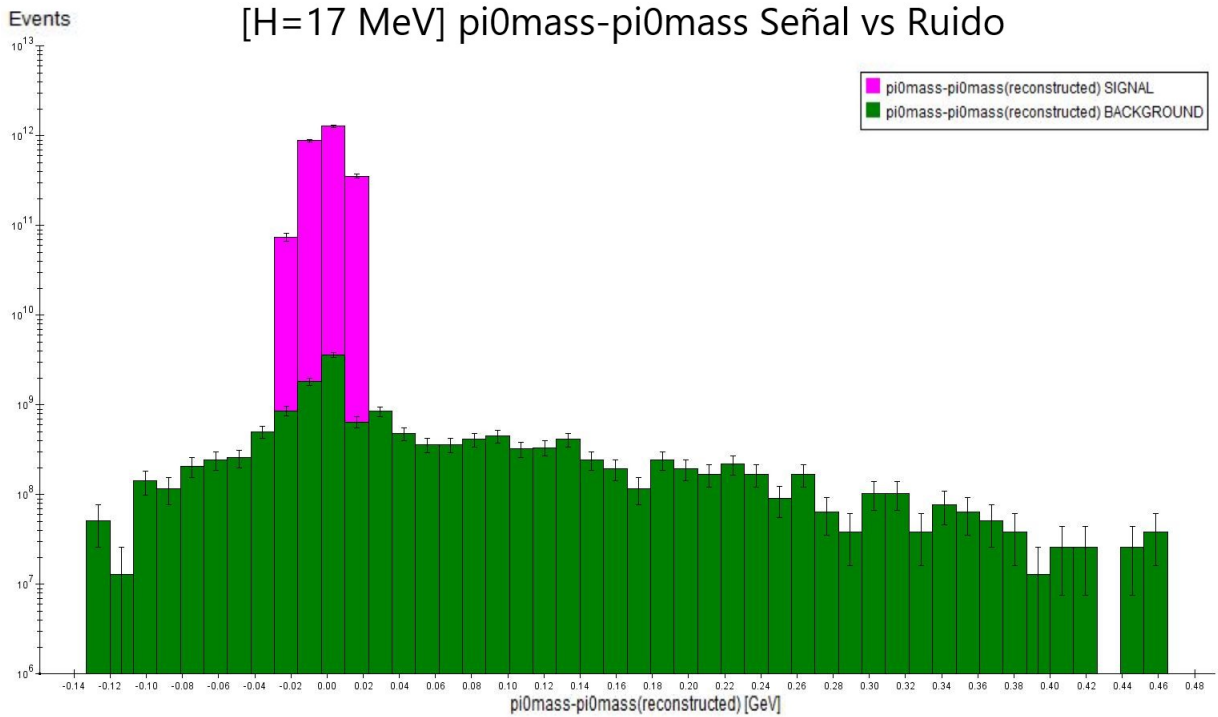


Figura 3.4: Diferencia de masa invariante reconstruida con masa invariante teórica para el  $\pi^0$  utilizando una muestra de señal (morado) y ruido (verde) suponiendo una masa para H de 17 MeV.

# Capítulo 4

## Resultados

En esta sección se muestran varios gráficos y resultados obtenidos de los diferentes análisis realizados para los dos canales de decaimiento de interés:  $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow \gamma \gamma l^+ l^-$  y  $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$  con el propósito de probar y calibrar el software creado para el detector propuesto. Los datos utilizados fueron simulaciones Monte Carlo generadas usando GenieHad con un modelo de dispersión UrQMD.

### 4.1. Reconstrucción y smearing para $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Para el primer paso en la validación del detector, se usó el canal de decaimiento del mesón eta a tres piones ( $\pi^+ \pi^- \pi^0$ ) en donde el pión neutro decae a dos fotones para reconstruir la masa invariante del decaimiento para distintos valores de  $\alpha$  y  $\beta$  que están relacionados con la resolución de la energía del calorímetro.

Se puede observar en la figura 4.1 y en el cuadro 4.1 que esta masa invariante corresponde al valor teórico de la masa del mesón eta como se esperaba. También se puede ver que las reconstrucciones de la masa invariante son menos precisas a medida que los valores de  $\alpha$  y  $\beta$  aumentan, siendo los mejores resultados cuando  $\alpha < 0.15$ . Gráficamente se ve como a medida estos parámetros aumentan, la tendencia de la reconstrucción se vuelve menos definida y con más picos lo que implica un mayor error en el análisis.

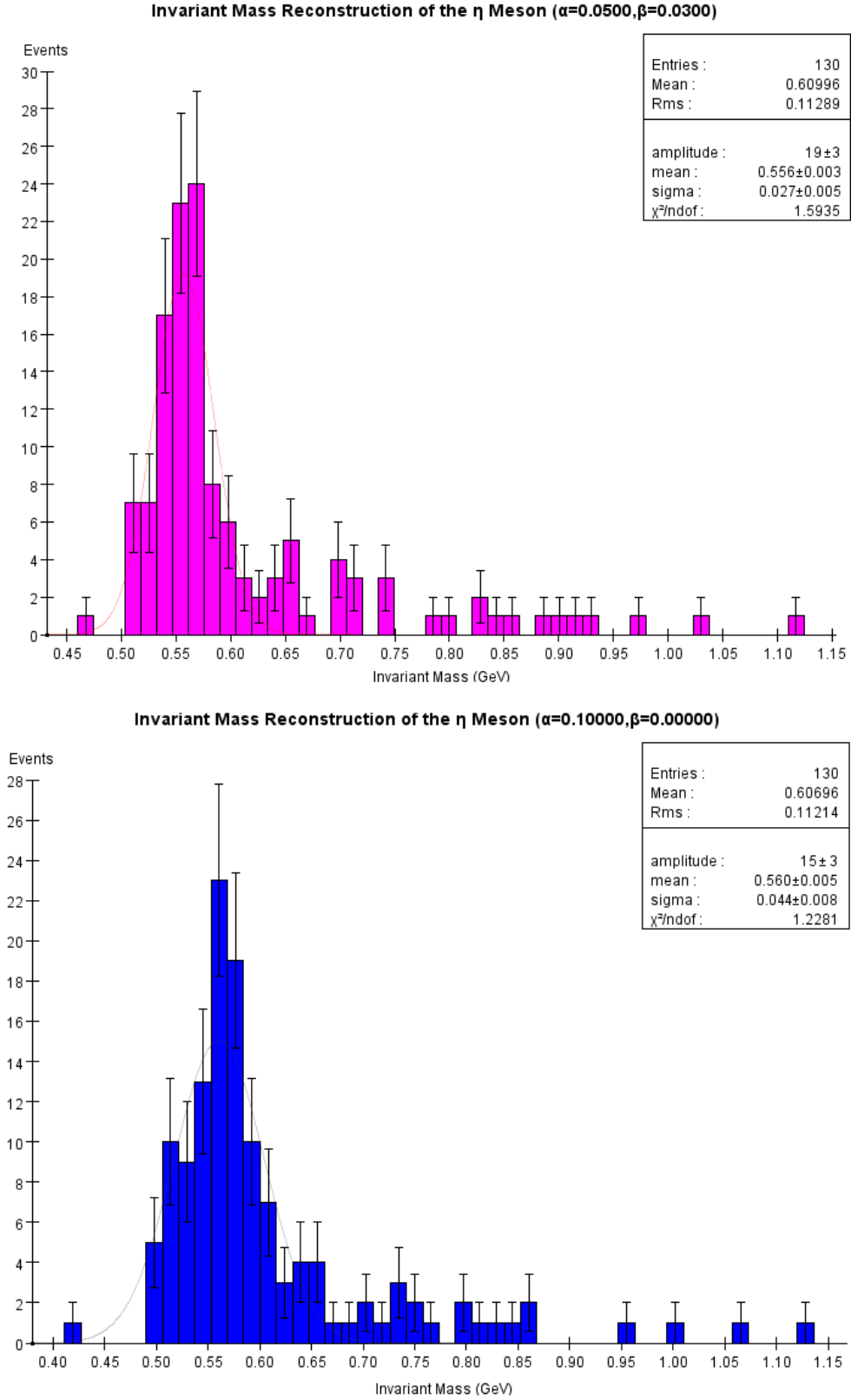


Figura 4.1: Reconstrucción de la masa invariante del mesón  $\eta$  para diferentes valores de  $\alpha$  y  $\beta$ .

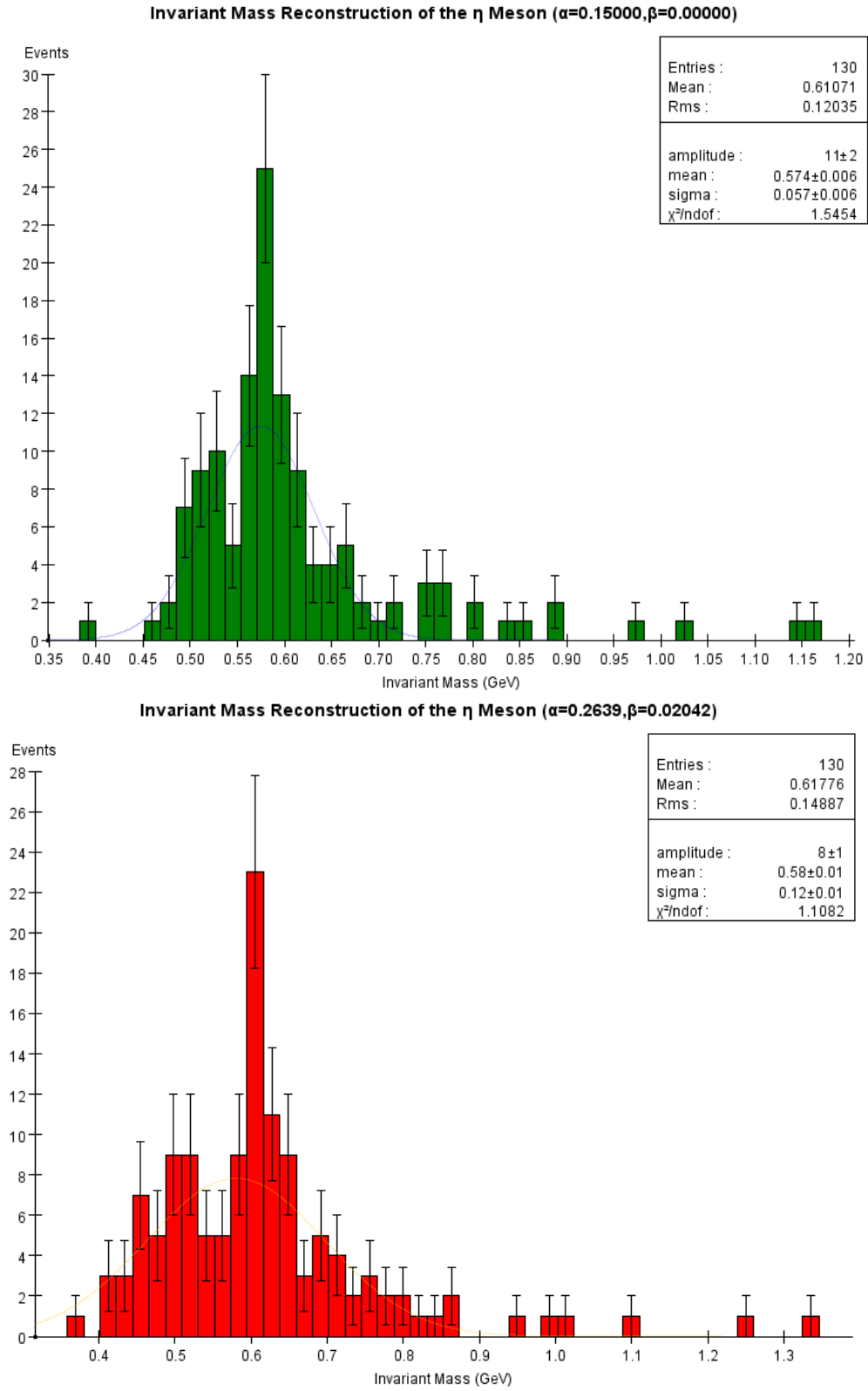


Figura 4.2: Reconstrucción de la masa invariante del mesón  $\eta$  para diferentes valores de  $\alpha$  y  $\beta$ .

| $\alpha$ ( GeV $^{1/2}$ ) | $\beta$ | $m(\eta)$ (GeV)   | $\sigma m(\eta)$ (GeV) | $\sigma m(\eta)/m(\eta)$ (%) |
|---------------------------|---------|-------------------|------------------------|------------------------------|
| 0.050                     | 0.030   | $0.556 \pm 0.003$ | $0.028 \pm 0.005$      | $5.0 \pm 0.9$                |
| 0.100                     | 0.000   | $0.560 \pm 0.005$ | $0.044 \pm 0.008$      | $7.8 \pm 1.4$                |
| 0.150                     | 0.000   | $0.574 \pm 0.006$ | $0.057 \pm 0.006$      | $9.9 \pm 1.0$                |
| 0.191                     | 0.040   | $0.579 \pm 0.009$ | $0.081 \pm 0.012$      | $14.0 \pm 1.9$               |
| 0.264                     | 0.020   | $0.580 \pm 0.013$ | $0.117 \pm 0.014$      | $20.2 \pm 2.0$               |
| 0.298                     | 0.020   | $0.590 \pm 0.014$ | $0.126 \pm 0.014$      | $21.4 \pm 1.8$               |
| 0.333                     | 0.022   | $0.572 \pm 0.028$ | $0.179 \pm 0.031$      | $31.3 \pm 3.9$               |
| 0.343                     | 0.021   | $0.564 \pm 0.033$ | $0.194 \pm 0.038$      | $34.4 \pm 4.7$               |

Cuadro 4.1: Valores de la masa invariante del mesón  $\eta$  y su resolución para cada valor de energía considerado.

### 4.1.1. Smearing

Siguiendo un análisis similar al primer decaimiento estudiado (el de  $\eta$  a tres piones), se prosiguió a realizar un *smearing* en los parámetros del calorímetro y en los de la OTPC como se muestra en el cuadro 4.2 donde  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  y  $\sigma_z$  están relacionados con el tamaño de la celda de los cristales de los fotomultiplicadores a utilizar,  $\sqrt{12}$  es un factor propio del detector ADRIANO y aerogelNd y aerogelX representan los índices de refracción de los aerogel propuestos para el OTPC. Las figuras 4.3 y 4.4 muestran de una manera concisa los resultados después de haber realizado el analisis con todas estas combinaciones de parámetros.

| Baseline      | Calorimeter parameters |         |                 |                 |                 | OTPC parameters |          |
|---------------|------------------------|---------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|----------|
|               | $\alpha$               | $\beta$ | $\sigma_x$ [mm] | $\sigma_y$ [mm] | $\sigma_z$ [mm] | aerogelNd       | aerogelX |
| Baseline v4.3 | 0.05                   | 0.02    | $50/\sqrt{12}$  | $50/\sqrt{12}$  | $100/\sqrt{12}$ | 1.12            | 3        |
|               | 0.03                   | 0.01    | $50/\sqrt{12}$  | $50/\sqrt{12}$  | $100/\sqrt{12}$ | 1.12            | 3        |
|               | 0.07                   | 0.02    | $50/\sqrt{12}$  | $50/\sqrt{12}$  | $100/\sqrt{12}$ | 1.12            | 3        |
| Baseline v5.0 | 0.05                   | 0.02    | $30/\sqrt{12}$  | $30/\sqrt{12}$  | $30/\sqrt{12}$  | 1.12            | 3        |
|               | 0.03                   | 0.02    | $30/\sqrt{12}$  | $30/\sqrt{12}$  | $30/\sqrt{12}$  | 1.12            | 3        |
|               | 0.07                   | 0.02    | $30/\sqrt{12}$  | $30/\sqrt{12}$  | $30/\sqrt{12}$  | 1.12            | 3        |
|               | 0.05                   | 0.02    | $20/\sqrt{12}$  | $20/\sqrt{12}$  | $20/\sqrt{12}$  | 1.12            | 3        |
|               | 0.05                   | 0.02    | $10/\sqrt{12}$  | $10/\sqrt{12}$  | $10/\sqrt{12}$  | 1.12            | 3        |
|               | 0.05                   | 0.02    | $30/\sqrt{12}$  | $50/\sqrt{12}$  | $50/\sqrt{12}$  | 1.12            | 3        |
|               | $\alpha$               | $\beta$ | $\sigma_x$ [mm] | $\sigma_y$ [mm] | $\sigma_z$ [mm] | aerogelNd       | aerogelX |
|               | 0.05                   | 0.02    | $50/\sqrt{12}$  | $50/\sqrt{12}$  | $100/\sqrt{12}$ | 1.16            | 3        |
|               | 0.03                   | 0.01    | $50/\sqrt{12}$  | $50/\sqrt{12}$  | $100/\sqrt{12}$ | 1.16            | 3        |
|               | 0.07                   | 0.02    | $50/\sqrt{12}$  | $50/\sqrt{12}$  | $100/\sqrt{12}$ | 1.16            | 3        |
|               | $\alpha$               | $\beta$ | $\sigma_x$      | $\sigma_y$      | $\sigma_z$      | aerogelNd       | aerogelX |
|               | 0.05                   | 0.02    | $30/\sqrt{12}$  | $30/\sqrt{12}$  | $30/\sqrt{12}$  | 1.16            | 2        |
|               | 0.05                   | 0.02    | $20/\sqrt{12}$  | $20/\sqrt{12}$  | $20/\sqrt{12}$  | 1.16            | 2        |
|               | 0.05                   | 0.02    | $10/\sqrt{12}$  | $10/\sqrt{12}$  | $10/\sqrt{12}$  | 1.16            | 2        |

Cuadro 4.2: Parámetros variados al realizar el *smearing* para el decaimiento  $\eta \rightarrow \pi^0 H \rightarrow \gamma\gamma\mu^+\mu^-$ .

La figura 4.3 muestra el error relativo de las reconstrucciones de las masas invariantes para diferentes parámetros utilizados. La primera gráfica de esta figura, nos indica que el error relativo mayor para la masa invariante del mesón  $\eta$  se da cuando los valores de  $\sigma_x$  y  $\sigma_y$  son 14.43 mm y  $\sigma_z$  es 28.87 mm, para ambos valores de índice de refracción del aerogel propuestos. Para el índice de refracción de aerogel de 1.12, obtenemos los errores

0.025 para  $\alpha = 0.03\sqrt{\text{GeV}}$ , 0.028 para  $\alpha = 0.05\sqrt{\text{GeV}}$  y 0.031 cuando  $\alpha = 0.07\sqrt{\text{GeV}}$ . De una manera similar podemos observar que cuando el índice de refracción es de 1.16 obtenemos errores de 0.024, 0.030 y 0.032 para los valores de  $\alpha$  de 0.03, 0.05 y 0.07  $\sqrt{\text{GeV}}$  respectivamente. Podemos concluir que se obtendrán mejores mediciones cuando los valores de  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  y  $\sigma_z$  son los más pequeños.

La gráfica de en medio de la figura 4.3 muestra que las reconstrucciones para  $H$  son indistintas cuando el aerogel tiene un índice de refracción de 1.12 sin importar los valores de  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  y  $\sigma_z$ , obteniendo un error relativo de 0.0131. Así mismo, cuando el índice de refracción del aerogel es 1.16 se obtiene un error de 0.0125 sin importar los valores de cada valor de  $\sigma$  o  $\alpha$ .

La tercera gráfica de la figura 4.3 muestra el error relativo de la reconstrucción de la masa invariante del  $\pi^0$  para diferentes valores de sigma y  $\alpha$  igual a las dos anteriores. En este caso se puede observar que el error relativo mayor se da cuando  $\sigma_x$  y  $\sigma_y$  son iguales con un valor de 14.43 mm,  $\sigma_z$  tiene un valor de 28.87 mm, el índice del aerogel es de 1.16 y  $\alpha$  es 0.07. Y el error relativo menor sucede cuando  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  y  $\sigma_z$  tienen un valor de 8.66 mm, este error es de 0.45.

La figura 4.4 muestra los errores relativos para la reconstrucción de la masa invariante para  $\eta$ ,  $H$  y  $\pi^0$  en función de  $\sigma_x$ . Para  $\eta$  se obtiene un error mayor cuando  $\sigma_x$  es 8.66, AerogelN<sub>d</sub> es 1.12 y AerogelX es 3.0. El menor error para todos los posibles valores de  $\sigma_x$  es cuando  $\alpha = 0.05$ , AerogelN<sub>d</sub> es 1.16 y AerogelX es 2.0. Este comportamiento se repite para las otras dos reconstrucciones.

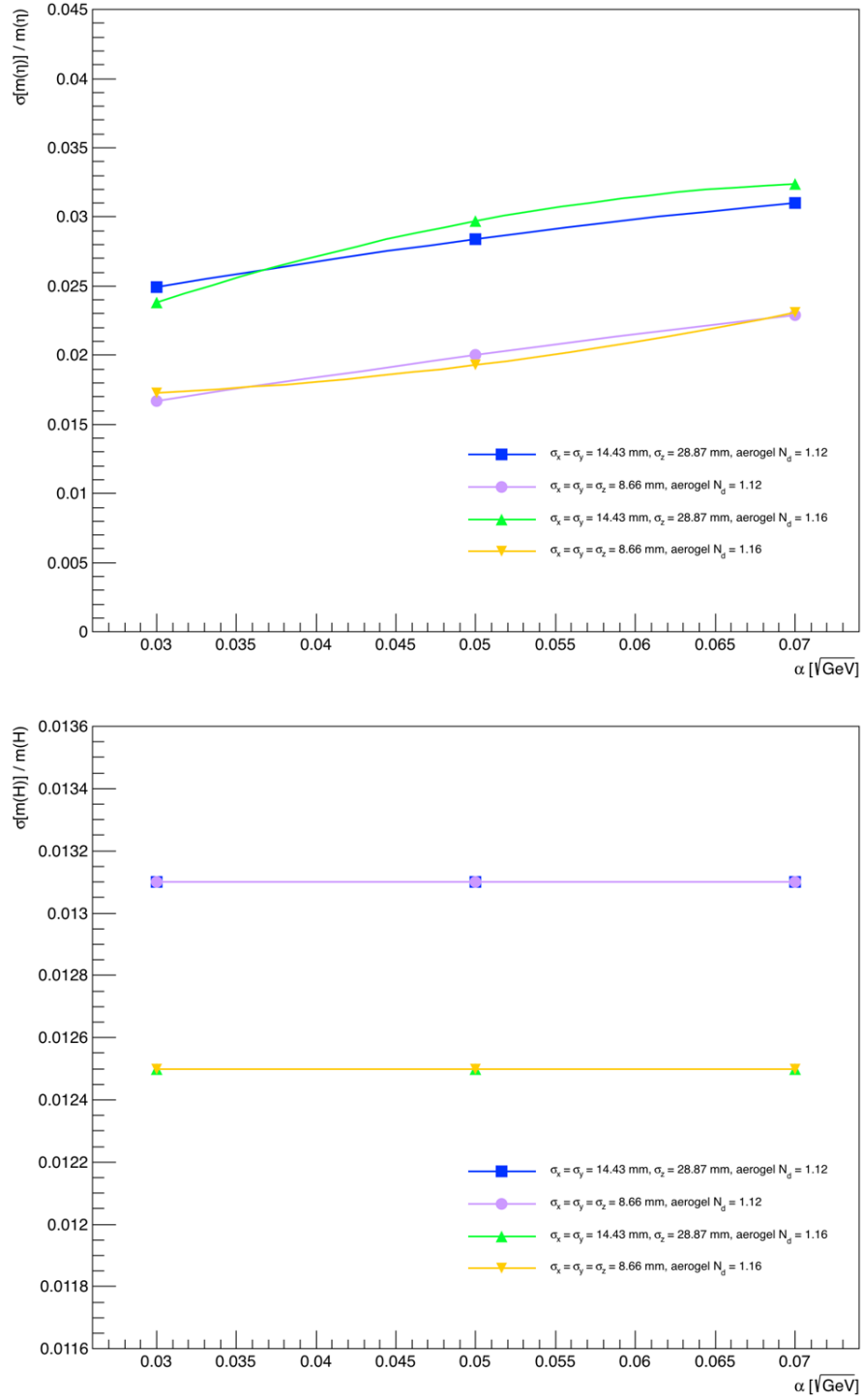


Figura 4.3: Se muestra la relación que existe entre el valor de  $\sigma$  y  $\alpha$  para diferentes reconstrucciones de masas invariantes de los resultados obtenidos al realizar el smearing.

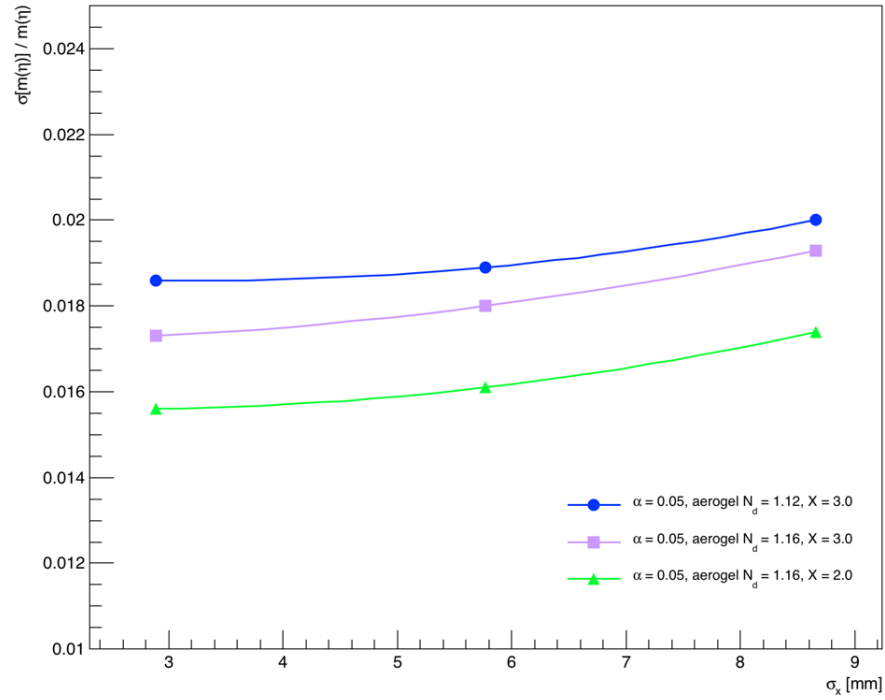
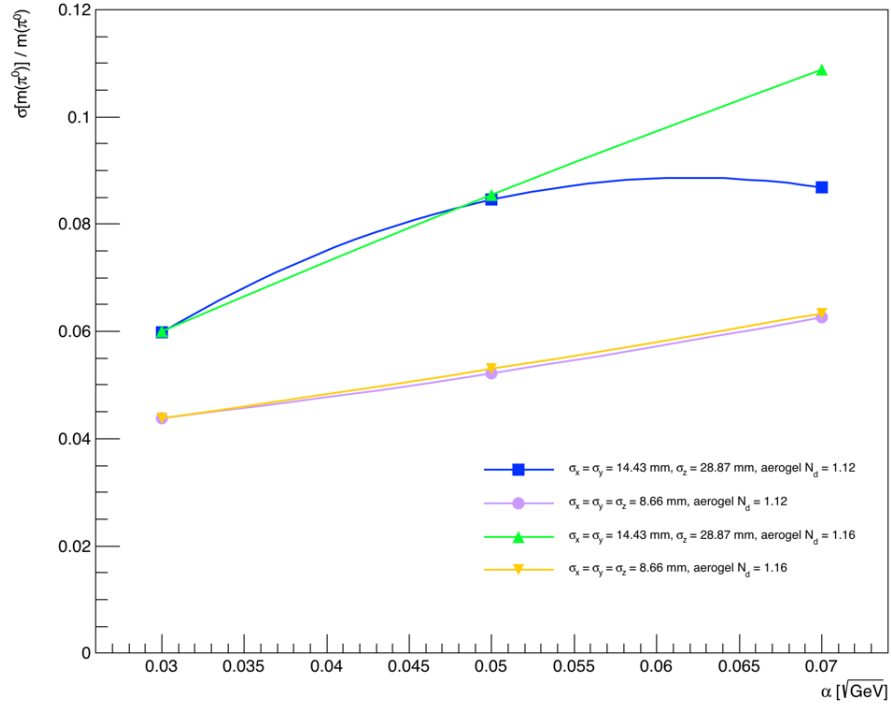


Figura 4.4: Se muestra la relación que existe entre el valor de  $\sigma$  y  $\alpha$  para diferentes reconstrucciones de masas invariantes de los resultados obtenidos al realizar el smearing.

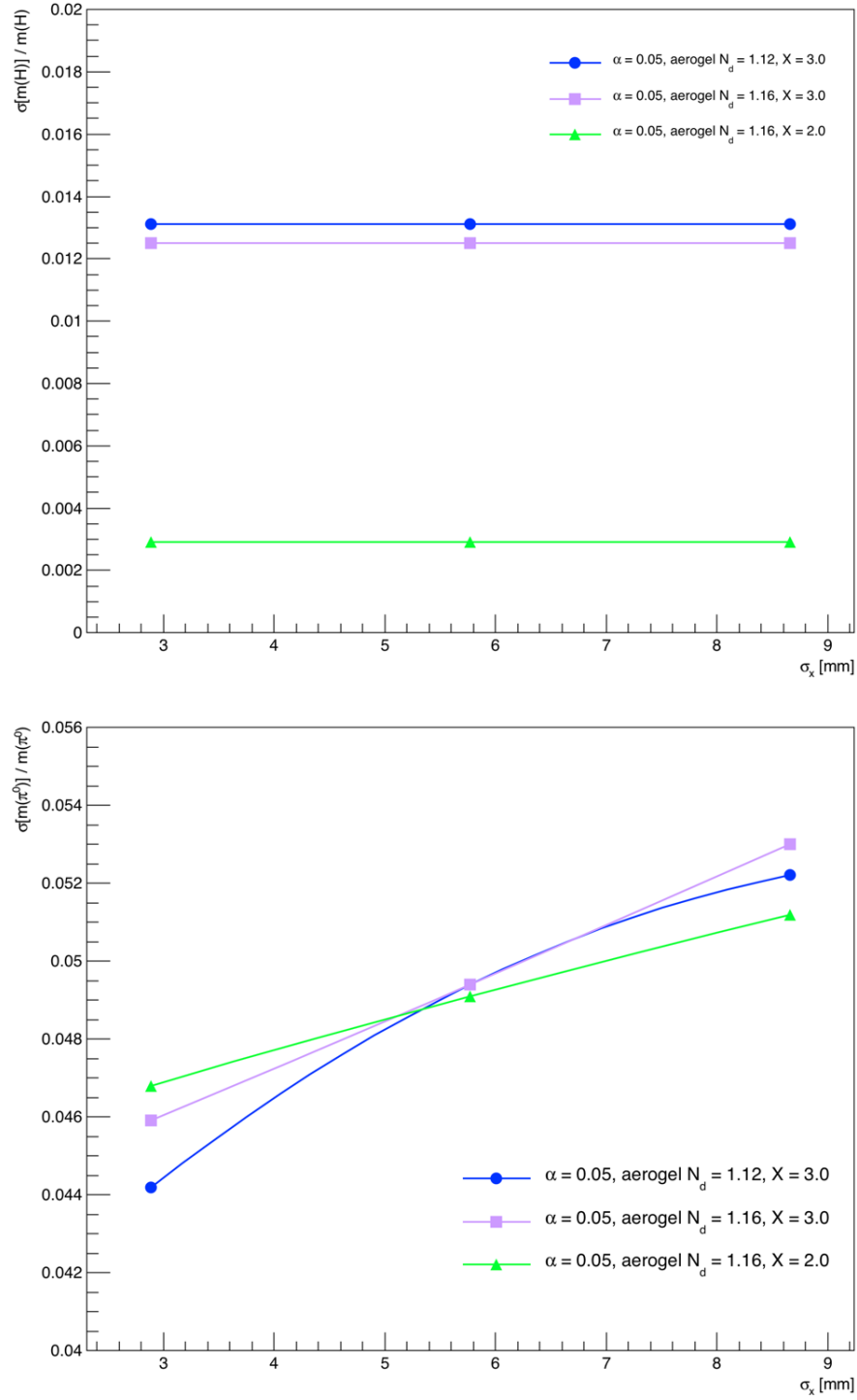


Figura 4.5: Se muestra la relación que existe entre el valor de  $\sigma$  y  $\alpha$  para diferentes reconstrucciones de masas invariantes de los resultados obtenidos al realizar el smearing.

#### 4.1.2. Cálculo de la sensibilidad del detector para el canal de decaimiento $\eta \rightarrow H\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$

En primer lugar, para validar el desempeño del detector, se comenzó realizando la reconstrucción de la masa invariante para todas las partículas de interés en este nuevo decaimiento, incluyendo las partículas del estado intermedio en lugar de solo la del estado inicial. Tomando en consideración que teóricamente se está planteando la existencia de otros estados del mesón escalar con diferentes masas desde 17 MeV hasta 400 MeV, se utilizaron diferentes muestras de datos simulados, cada una correspondiente a cada valor propuesto de la masa del nuevo Higgs y se realizó la reconstrucción de la masa invariante del Eta, Pión neutro y H para cada caso.

Los gráficos de la figura 4.6 muestran los diferentes valores reconstruidos para la masa invariante del mesón Eta tomando como base los diferentes valores teóricos del bosón de Higgs. Dichos resultados muestran un valor promedio para la masa invariante del mesón Eta de:

$$\langle m(\eta) \rangle = 0.547 \text{ GeV} \quad (4.1)$$

y una desviación estándar promedio de:

$$\langle \sigma \rangle = 0.0119808 \quad (4.2)$$

Este valor se considera como un resultado aceptable ya que representa un error relativo porcentual de 0.2 % comparado con el valor teórico [18].

Los gráficos de la figura 4.7 muestran los diferentes valores reconstruidos para la masa invariante del Pión neutro usando simulaciones Montecarlo tomando como base los diferentes valores teóricos de H. Dichos resultados muestran un valor promedio para la masa invariante del Pión neutro de:

$$\langle m(\eta) \rangle = 0.134 \text{ GeV} \quad (4.3)$$

y una desviación estándar promedio de:

$$\langle \sigma \rangle = 0.009 \quad (4.4)$$

Este valor se considera como un resultado aceptable ya que representa un error relativo porcentual de 0.2 % comparado con el valor teórico  $\langle m(\pi^0) \rangle = 0.1349766$  GeV.

De una manera similar, la reconstrucción de la masa invariante para diferentes bosones de Higgs oscuros propuestos teóricamente se pueden ver en la figura 4.8. Cada una de ellas representa un valor propuesto para la masa invariante del bosón. Si se observa la media se puede verificar que cada gráfico representa cada valor propuesto de masa.

Con el propósito de calcular y optimizar la sensibilidad del detector, para este análisis, se plantean dos cortes involucrando la diferencia de masa invariante teórica y experimental para la partícula  $\pi^0$  y la partícula  $\eta$ . Los resultados obtenidos después de realizar estos cortes se muestran en los cuadros 4.3, 4.4, 4.5 y 4.6. Se puede ver del cuadro 4.6 que los cortes eliminan aproximadamente el 80 % del ruido causado por el decaimiento  $\eta \rightarrow ee\gamma$  obteniendo una sensibilidad del detector en el orden de  $\times 10^{-9}$ .

Se puede ver en el cuadro 4.6 que para estos cortes se obtuvo una sensibilidad a la branching ratio con un orden de magnitud  $10^9$  y una sensibilidad al  $\theta^2$  con un orden de magnitud de  $10^2$ . Se podría obtener una mejor sensibilidad si se hiciera otro corte para la masa invariante para  $H$ , esto es debido a que una de las mayores fuentes de ruido es el decaimiento  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  y el  $H$  se reconstruye a partir de los  $e^+e^-$ , sin ninguna restricción para los electrones y positrones, este ruido no es descartado de la muestra, afectando directamente la razón de señal y ruido más óptima posible.

| Canal de decaimiento                                                   | $\eta$ resol. [MeV] | $\pi^0$ resol. [MeV] | H resol. [MeV] | $\pi^0$ corte [MeV] | $\eta$ corte [MeV] |
|------------------------------------------------------------------------|---------------------|----------------------|----------------|---------------------|--------------------|
| $\eta \rightarrow H(17 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$  | 18                  | 10                   | 2              | 131 $\ll$ 139       | 0.5 $\ll$ 0.58     |
| $\eta \rightarrow H(50 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$  | 17                  | 10                   | 2              | 131 $\ll$ 139       | 0.5 $\ll$ 0.58     |
| $\eta \rightarrow H(100 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ | 17                  | 10                   | 2              | 131 $\ll$ 139       | 0.5 $\ll$ 0.58     |
| $\eta \rightarrow H(250 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ | 16                  | 10                   | 2              | 131 $\ll$ 139       | 0.5 $\ll$ 0.58     |
| $\eta \rightarrow H(400 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ | 12                  | 11                   | 3              | 131 $\ll$ 139       | 0.5 $\ll$ 0.58     |

Cuadro 4.3: Para cada canal de decaimiento con diferentes valores del bosón de Higgs oscuro se muestra la resolución de las partículas de interés y los cortes aplicados a las partículas reconstruidas  $\pi^0$  y  $\eta$ .

| Canal de decaimiento                                                   | Ev. Sobre.  | Efi. de Rec. | Efi. Total  | Efi. total*Br(H+l-) |
|------------------------------------------------------------------------|-------------|--------------|-------------|---------------------|
| $\eta \rightarrow H(17 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$  | 0.831869511 | 0.392104075  | 0.326179425 | 0.99                |
| $\eta \rightarrow H(50 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$  | 0.839565742 | 0.394378962  | 0.331107066 | 0.50                |
| $\eta \rightarrow H(100 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ | 0.849812265 | 0.412447192  | 0.350502683 | 0.30                |
| $\eta \rightarrow H(250 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ | 0.911398041 | 0.593396127  | 0.540820068 | 0.31                |
| $\eta \rightarrow H(400 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ | 0.914618909 | 0.615474792  | 0.562924883 | 0.27                |

Cuadro 4.4: Para cada canal de decaimiento con diferentes valores del bosón de Higgs oscuro se muestran los eventos sobrevivientes después de haber aplicado los cortes mostrados en la tabla 4.3. También se muestra la eficiencia de reconstrucción de los eventos y la eficiencia total.

| Ruido                                           | Ev. Sobrev. | Efic. de Rec. | Total eff  | Ev. Totales | $\sigma$    |
|-------------------------------------------------|-------------|---------------|------------|-------------|-------------|
| $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 0.024211299 | 0.0250441     | 0.00060635 | 344913813.4 | 18571.85541 |
| $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 0.024211299 | 0.0250441     | 0.00060635 | 344913813.4 | 18571.85541 |
| $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 0.024211299 | 0.0250441     | 0.00060635 | 344913813.4 | 18571.85541 |
| $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 0.024211299 | 0.0250441     | 0.00060635 | 344913813.4 | 18571.85541 |
| $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 0.024211299 | 0.0250441     | 0.00060635 | 344913813.4 | 18571.85541 |

Cuadro 4.5: Se muestran los eventos de ruido sobrevivientes después de realizar los cortes mostrados en la tabla 4.4.

| Canal de decaimiento                                                   | Ruido                                           | Sensibilidad | Sensibilidad a $\theta^2$ |
|------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------|--------------|---------------------------|
| $\eta \rightarrow H(17 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$  | $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 2.09289E-09  | 0.00446145                |
| $\eta \rightarrow H(50 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$  | $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 4.08225E-09  | 0.008780147               |
| $\eta \rightarrow H(100 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ | $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 6.42726E-09  | 0.014258926               |
| $\eta \rightarrow H(250 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ | $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 3.99886E-09  | 0.011497004               |
| $\eta \rightarrow H(400 \text{ MeV})\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma ee$ | $pBe \rightarrow \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ | 4.38209E-09  | 0.046450826               |

Cuadro 4.6: Se muestran las sensibilidades calculadas para diferentes canales de decaimiento

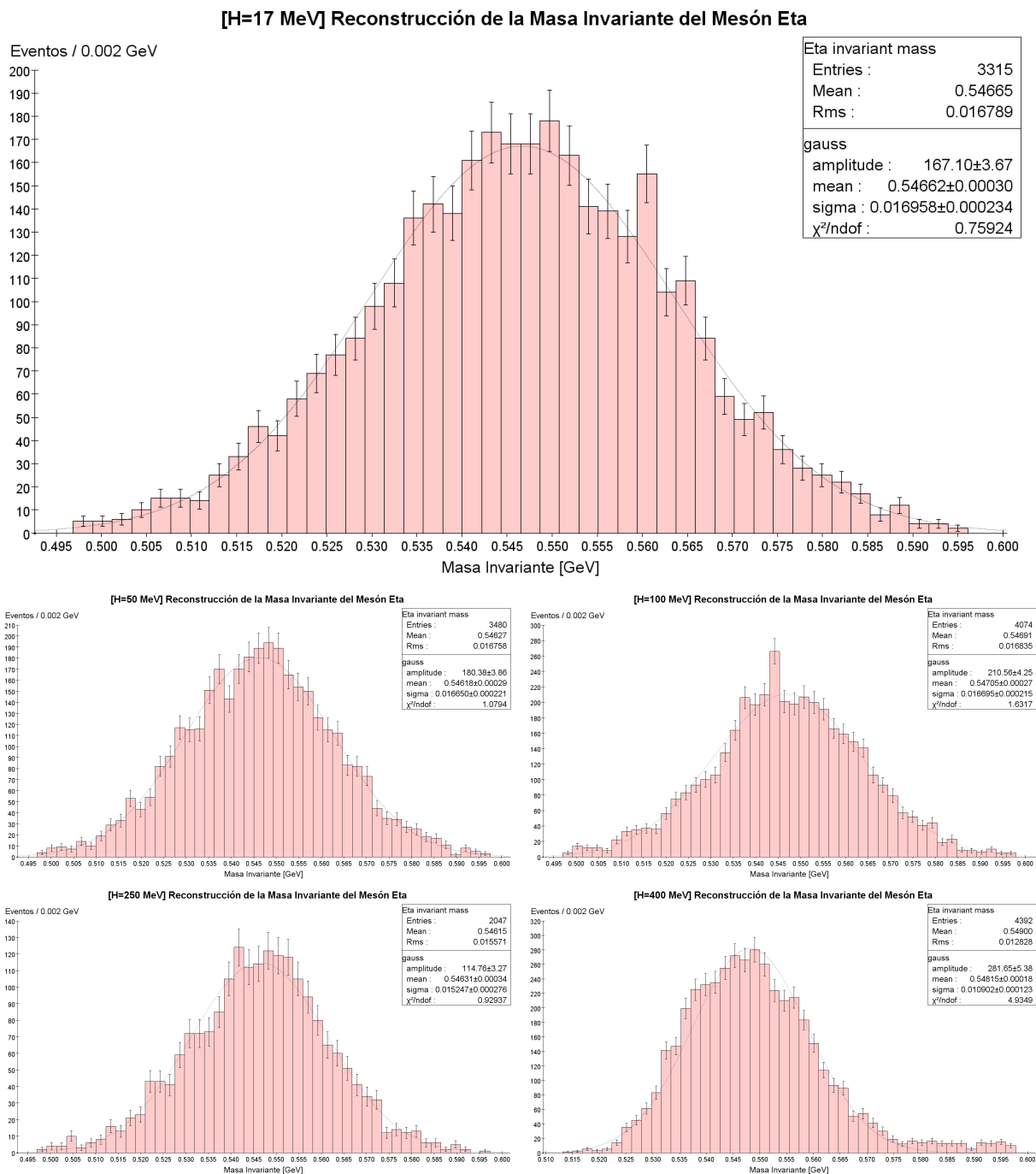


Figura 4.6: Reconstrucción de la masa invariante del Meson Eta para diferentes valores teoricos del H.

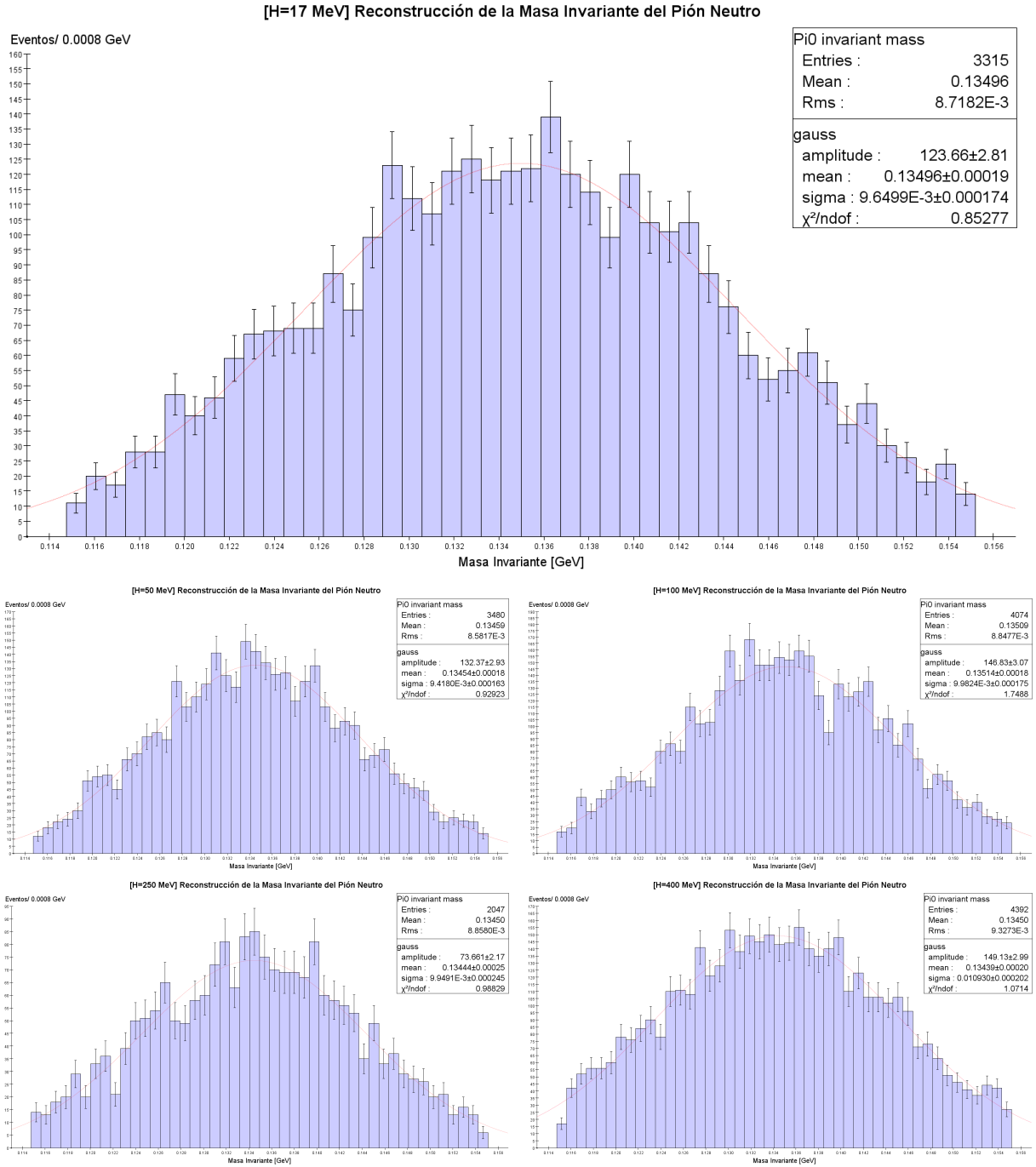


Figura 4.7: Reconstrucción de la masa invariante del Pión neutro para diferentes valores teoricos del mesón escalar H.

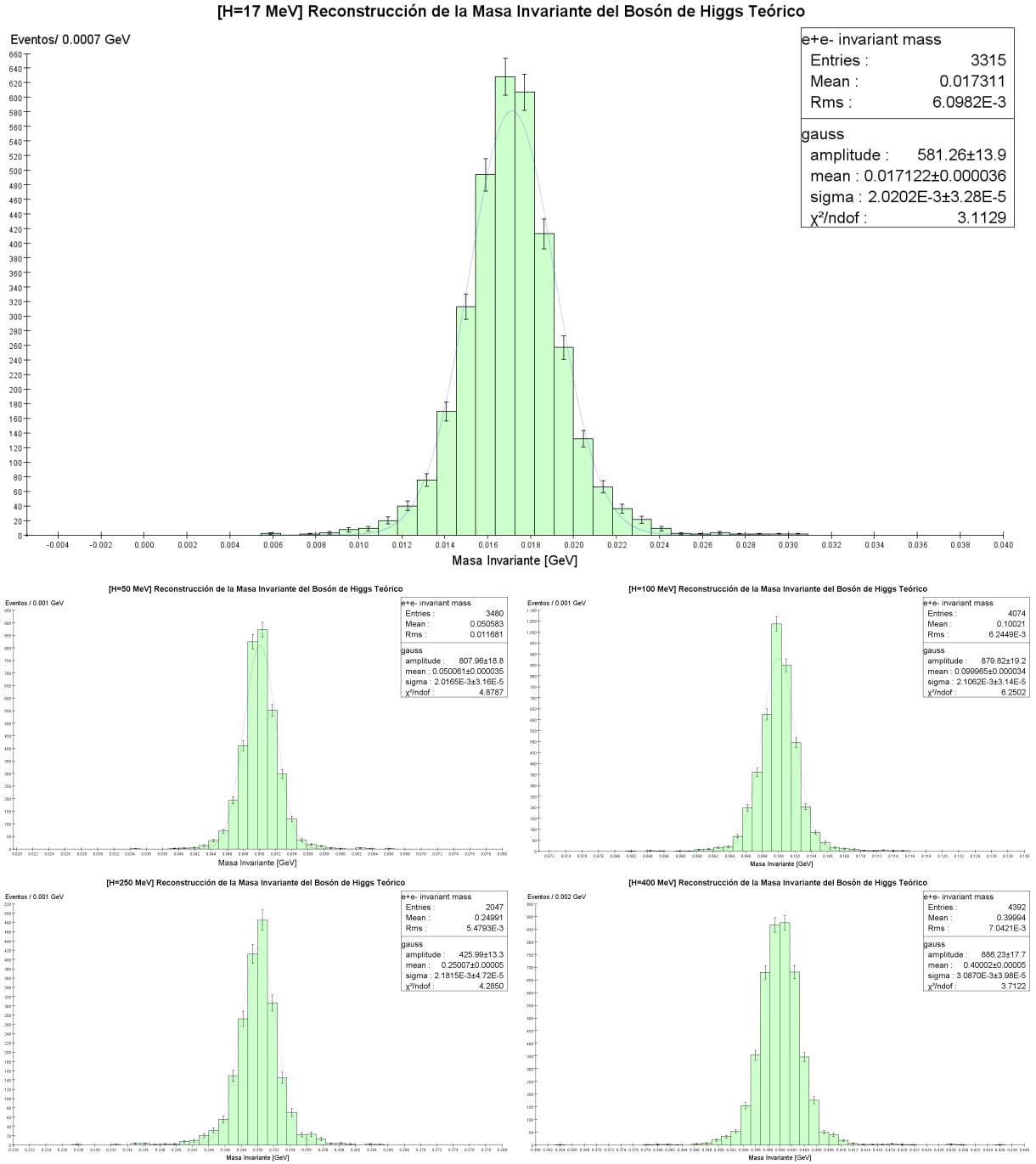


Figura 4.8: Reconstruccion de la masa invariante para diferentes valores teoricos del mesón escalar H.

# Capítulo 5

## Conclusiones

- Para mejorar la resolución en la energía del detector se deben elegir los valores los tamaños de celda de los cristales de los fotomultiplicadores mas pequeños así como también se dan mejores resultados cuando la fibra utilizada para el calorímetro ADRIANO es de 2.0 mm y con un grosor capilar de 100  $\mu\text{m}$ .
- La sensibilidad del detector mejora cuando se agrega un corte de masa invariante para el H. Debido a que este impediría recoger los leptones cargados correspondientes al ruido lo que haría al final tener menor ruido y por lo tanto una mejor sensibilidad.
- No es necesario crear un corte tan restrictivo para una sola masa invariante si se realizan varios cortes a diferentes masas.
- Los análisis se siguen realizando gracias a los demás miembros de la colaboración REDTOP. Los resultados presentados aquí fueron resultados preliminares que sirvieron como un escalón para ir optimizando los análisis hasta el presente.
- Se realizaron dos propuestas para la construcción de este detector en Fermilab y en CERN. Se esperara a que los demás detectores terminen su vida útil para darle paso al REDTOP posiblemente en el 2024.

# Bibliografía

- [1] Herr, W. and Moratori, B. *Concept of Luminosity*. [online] Cds.cern.ch. Disponible en: <https://cds.cern.ch/record/941318/files/p361.pdf> [Accedido 26 Feb. 2022].
- [2] Home.cern. (2022). *High-Luminosity LHC — CERN*. [online] Disponible en: <https://home.cern/resources/faqs/high-luminosity-lhc> [Accedido 26 Febr. 2022].
- [3] Redtop.fnal.gov. (2019). *The detector — REDTOP experiment*. [online] Disponible en: <https://redtop.fnal.gov/the-detector/> [Accedido 15 Feb. 2019].
- [4] Redtop.fnal.gov. (2019). *The physics — REDTOP experiment*. [online] Disponible en: <https://redtop.fnal.gov/the-detector/> [Accedido 15 Feb. 2019].
- [5] Redtop.fnal.gov. (2019). *The accelerator complex — REDTOP experiment*. [online] Disponible en: <https://redtop.fnal.gov/the-accelerator-complex/> [Accedido 10 May. 2019].
- [6] Griffiths, D. J. (2014). *Introduction to elementary particles* (Second ed.). Weinheim: Wiley-VCH Verlag.
- [7] Cottingham, W. N., Greenwood, D. A. (1998). *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge: Cambridge University Press.
- [8] Lees, J. P., Poireau, V., Tisserand, V., Tico, J. G., Grauges, E., Milanes, D. A., . . . Wu, S. L. (2012). *Search for Low-Mass Dark-Sector Higgs Bosons*. Physical Review Letters, 108(21). doi:10.1103/physrevlett.108.211801

- [9] Halzen, F., Martin, A. D. (1984). *QUARKS LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. United States of America: John Wiley Sons.
- [10] Branco, G. C., Lavoura, L., Silva, J. P. (1999). *CP Violation*. Oxford: Clarendon Press.
- [11] Greiner, W., Reinhardt, J. (1996). *Field Quantization*. Alemania: Springer.
- [12] Martínez, S. D., Enríquez, B. F., Morales, M. I. (2017). *Invariant mass reconstruction of the meson in the decay channel  $\pi^+\pi^-\pi^0$  with the REDTOP experiment*. Journal of Physics: Conference Series, 912, 012034. doi:10.1088/1742-6596/912/1/012034.
- [13] Geniehad User's Manual(n.d.). <https://redtop.fnal.gov/geniehad-users-guide/> [Accedido 21 Jun. 2019]
- [14] (2019, May 28). <https://geant4.web.cern.ch/> [Accedido 21 Jun. 2019]
- [15] *The UrQMD Model* <https://urqmd.org/> [Accedido 21 Jun. 2019]
- [16] Olive, K. A.; et al. (PDG) (2014). *Light Unflavored Mesons*. Review of Particle Physics. Chinese Physics C. 38: 090001.
- [17] Kupsc, A., Kupsc, A., Moskal, P., Wolke, M. (2007). *What is interesting in  $\eta$  and  $\eta'$  Meson Decays?* AIP Conference Proceedings. doi:10.1063/1.2819029
- [18] Particle Data Group. *Particle Data Group - 2020 Particle Listings*. Particle Data Group, 1988, [pdg.lbl.gov/2020/listings/contents\\_listings.html](http://pdg.lbl.gov/2020/listings/contents_listings.html).
- [19] Veltman, M. (2003). *Facts and Mysteries in Elementary Particle Physics*. Hackensack: World Scientific Publishing Company, Incorporated.
- [20] Pedraza Morales, M. (2009). *Efectos de Física Más allá del Modelo Estándar en la colisión neutrino-nucleón y la posibilidad de ser observados* (Doctorado). Benemérita Universidad Autónoma de Puebla.

- [21] Cruz Torres, M. (2017). *Study of CP violation and amplitude analysis of the decay  $B_+ \rightarrow \pi^+ K^- K^+$  in the LHCb experiment* (Doctorado). Pontificia Universidade Católica do Rio de Janeiro.
- [22] Bargiotti, M., Bertin, A., Bruschi, M., Capponi, M., DeCastro, S., Dona, R. et al. (2000). Present knowledge of the Cabibbo- Kobayashi-Maskawa matrix. *La Rivista Del Nuovo Cimento*, 23(1), 4-6.
- [23] Rohlf, J. (1994). *Modern physics from  $[\alpha]$  to Z*. New York: John Wiley.
- [24] Bennett, S., Nygren, D., Saal, H., Steinberger, J. and Sunderland, J., 1967. *Measurement of the Charge Asymmetry in the Decay  $K_L \rightarrow \pi^\pm + e^\pm + \nu$* . *Physical Review Letters*, 19(17), pp.993-997.
- [25] Parsonage, T. and Benoit, J., 2002. *Advances in beryllium and AlBeMet optical materials*. SPIE Proceedings.<https://doi.org/10.1117/12.482163>
- [26] GREINER , REINHARDT, 1996, *Field Quantization*, Berlin, Springer.
- [27] GIUNTI, C., KIM, C. W. (2007). The Standard Model. In *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* (pp. 67-88). NY: Oxford University Press.
- [28] DAS, A. (2008). The Standard Model. In *Lectures on Quantum Field Theory* (pp. 605-616). Singapore: World Scientific Publishing.
- [29] CERN.2022.*Supersymmetry*. [online] Disponible en: <https://home.cern/science/physics/supersymmetry> [Accedido 26 Feb. 2022].
- [30] *Investigación y Ciencia*. 2022. *Jerarquía y Supersimetría*. [online] Available at: <https://www.investigacionyciencia.es/blogs/fisica-y-quimica/29/posts/jerarqua-y-supersimetra-10446> [Accedido 26 Feb. 2022].
- [31] Arroyo-Urena, M., Diaz-Cruz, J., Larios-Lopez, B. and Perez-de Leon, M., 2020. *A Private SUSY 4HDM with FCNC in the Up-sector*. arXiv, [online] Disponible en: <https://arxiv.org/abs/1901.01304v3> [Accedido 26 Feb. 2022].

- [32] Gardner, S. and Shi, J., 2020. Patterns of CP violation from mirror symmetry breaking in the  $\pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Dalitz plot.
- [33] Fabjan, C. Gianotti, F., 2003. Calorimetry for Particle Physics. CERN-EP/2003-075