Universidad de Antioquia

Desarrollo de un Trigger de Alto Nivel para un Modelo con Fermiones de Tipo Vectorial con Espectro Comprimido para el Detector CMS en el LHC

Diego Alberto Barón Moreno

Asesores: Prof. Nelson Vanegas
Prof. José Ruiz

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Instituto de Física

Trabajo de grado para optar al título de
Magister en Física

Septiembre 2018



Me gustaría dedicar este trabajo a mi madre ...

Declaración

Yo declaro que excepto donde hay menciones específicas al trabajo de otros, los contenidos de este trabajo son originales y no han sido presentados para ser considerado para otro título en esta u otra universidad. Este trabajo es de mi autoría y contiene sólo el producto de la colaboración con otros colegas.

Diego Alberto Barón Moreno
Septiembre 2018

Agradecimientos

En el transcurso de mi maestría ha habido varias personas a las cuales me gustaría agradecer por su apoyo. Primero, quisiera mencionar a mi familia y en especial a mi madre, a quien agradezco por apreciar mi gusto por el trabajo académico y apoyarme en el proceso de convertirme en un mejor profesional. En segundo lugar, quisiera mencionar al equipo de trabajo y en especial a mis asesores Nelson Vanegas y José Ruiz. Sin su asesoría y experiencia científica, su labor administrativa y su calidad humana no hubiese podido terminar este trabajo.

Quisiera agradecer a la Universidad de Antioquia. En esta institución he tenido la oportunidad de desarrollarme como profesional, desde mi pregrado, hasta mis estudios de posgrado. La Universidad de Antioquia como institución, siempre me ha apoyado y me ha dado facilidades para cumplir mis metas profesionales. De la experiencia que he tenido como estudiante, investigador y profesor resalto a este claustro por su gran valor en la sociedad Colombiana para quienes buscan cambiar la realidad de nuestro país, cumpliendo los sueños de aquellos que buscamos aportar al desarrollo científico. En un país permeado por tantas dificultades económicas y sociales, no me queda mas que decir infinitas gracias a mi alma mater.

Me gustaría mencionar a mi pareja, Gizlena Moreno. Por el apoyo emocional para superar los momentos difíciles durante este trabajo, por su compañía y por ayudarme con algunos de las figuras presentadas en este trabajo. Me gustaría hacer una mención a mis compañeros de estudio por las buenas discusiones y las noches de estudio preparando los exámenes. Al profesor Patricio Valencia por su constante buena vibra, buen sentido del humor y consejos profesionales. Finalmente, a mis amigos, por ser siempre un apoyo y el escape a los problemas cuando los ha habido.

Resumen

Este trabajo es el compendio de los temas abordados durante mi investigación en la maestría en física. Una descripción del modelo estándar (SM) y algunos de sus problemas más conocidos, sirve como introducción para la presentación del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) y el detector Solenoide Compacto de Muones (CMS). Estos experimentos de cooperación internacional, han guiado a los físicos teóricos durante la última década a la hora de proponer modelos alternativos al SM. Uno de estos modelos, llamado Fermiones de tipo Vectorial de Espectro Comprimido (VLFCS), es presentado en este trabajo. Este modelo busca explicar la constitución de la materia oscura en el universo. Basándonos en este modelo y su hipotética señal en el detector CMS, presentamos el estudio de viabilidad para implementar una ruta de trigger de alto nivel en el detector CMS para recolectar la hipotética señal de este modelo. En el trabajo también se incluye un estudio de factibilidad para la búsqueda de esta señal en el contexto del Gran Colisionador de Hadrones de Alta Luminosidad (HL-LHC) y el detector CMS Fase-II. Este proyecto busca extender la toma de datos del experimento hasta el año 2035, aumentando considerablemente la luminosidad del colisionador. Los resultados de este trabajo incluyen los límites de exclusión que se podrían imponer en el espacio de parámetros del modelo y los límites superiores en la sección eficaz para valores específicos de estos parámetros. Todo esto en el contexto del HL-LHC con una energía de colisión respecto al centro de masa de 14 TeV y una luminosidad integrada de 3000 fb^{-1}.

Índice general

Índice de figuras xiii

Índice de tablas xvii

Motivación xix

Introducción xxi

1. Modelo Estándar 1
- 1.1. Teoría clásica de campos . . . 2
- 1.2. Cuantización de campos . . . 4
- 1.3. El bosón de Higgs en el modelo estándar . . . 7

2. Más allá del Modelo Estándar 11
- 2.1. Problemas del SM . . . 11
  - 2.1.1. Materia Oscura . . . 11
  - 2.1.2. Masa de los neutrinos . . . 13
  - 2.1.3. Problema de la jerarquía . . . 14
- 2.2. Teorías BSM . . . 15
  - 2.2.1. Supersimetría . . . 15

3. El experimento CMS y el LHC 21
- 3.1. El Solenoide Compacto de Muones . . . 21
- 3.2. Sistema de *Trigger* . . . 26

4. Modelo VLF 29
- 4.1. Materia oscura escalar . . . 29
- 4.2. La señal en el detector CMS . . . 30

5. Sistema de Trigger en CMS **35**
5.1. Trigger y toma de datos (TDAQ) 35
5.1.1. Un sistema de TDAQ sencillo 37
5.1.2. Sistema de TDAQ: Modo colisionador 41
5.1.3. Sistema de TDAQ del detector CMS 45
5.2. Estudio de factibilidad: trigger para el modelo VLFCS 50

6. Búsqueda de materia oscura en el HL-LHC y el experimento CMS Fase-II **57**
6.1. La señal y el modelo 57
6.2. HL-LHC y detector CMS Fase-II 58
6.3. Simulación de eventos 59
6.4. Reconstrucción de objetos y selección de eventos 60
6.5. Incertidumbres sistemáticas 61
6.6. Resultados 62

7. Conclusiones **69**

Referencias **71**

Índice de figuras

1.1. Contenido de partículas del modelo estándar. Tomado de [22]. 7
1.2. Potencial del campo de Higgs, para $\lambda > 0$ y $\mu^2 < 0$, también llamado "sombrero mexicano". 9

2.1. Curva de rotación galáctica para NGC 6503, vemos el perfil de masa del disco y del gas. Además se ve el perfil de materia oscura necesario para ajustar las observaciones. Tomado de [28]. 12
2.2. Valores de los parámetros de oscilación de neutrinos. Tomado de [39]. . 15
2.3. Diagramas de Feynman que contribuyen a la corrección de la masa del Higgs. Tomado de [40]. 16
2.4. A izquierda se presentan los límites de exclusión impuestos por CMS para las masas del neutralino y charginos. A derecha, se muestran los límites para las masas de los gluinos y squarks derivados de las búsquedas de ATLAS. Tomado de [41]. 19
2.5. Evolución de las constantes de acoplamiento, calculadas a segundo orden en teoría de perturbaciones, en el SM (líneas punteadas) y en el MSSM (líneas sólidas). En el caso del MSSM las masas de las partículas SUSY han sido variadas desde 750 GeV hasta 2.5 TeV. Tomado de [40]. 20

3.1. Diseño interno del detector CMS [48]. 22
3.2. Sistema de coordenadas utilizado en CMS [47]. 23
3.3. Ejemplo esquemático del proceso de formación de Hadrones. 25
3.4. Corte transversal del detector CMS [48]. 26

4.1. Proceso de producción de pares de partículas de materia oscura. 31
4.2. Eficiencia de reconstrucción de muones del algoritmo *particle flow* (PF) [62], tomado de [63]. 32
4.3. Generación de un jet debido a radiación de un gluón como estado de radiación inicial (ISR). 32

5.1. Componentes principales del sistema TDAQ de una cámara fotográfica. 36
5.2. Arquitectura de un sistema de TDAQ simple. 37
5.3. Arquitectura de un sistema de TDAQ con capacidades asincrónicas. . . 38
5.4. Arquitectura de un sistema de TDAQ con capacidades asincrónicas y lógica de espera. El tiempo muerto se define como la cantidad de tiempo que se tarda el sistema para que la señal sea convertida de análoga a digital hasta que se guardan los datos procesados en memoria. 39
5.5. Frecuencia de TDAQ real para varios valores del tiempo muerto. . . . 40
5.6. Eficiencia para varios valores del tiempo muerto de un sistema de TDAQ. 41
5.7. Sistema de trigger con un búfer a la entrada de datos al módulo de procesamiento. Este diseño ayuda a aumentar la frecuencia de adquisición de datos del sistema. 42
5.8. Eficiencia del sistema de TDAQ versus profundidad del búfer FIFO. . . 42
5.9. Arquitectura del sistema de TDAQ para un experimento de colisión de partículas, como LHC. 43
5.10. Reconstrucción de CMS de un evento ocurrido en Octubre de 2016, las líneas amarillas representan las trazas de partículas que han sido reconstruídas por el detector. Tomado de [65]. 44
5.11. Pileup en CMS en el año 2018 para colisiones protón-protón. Tomado de [66]. 44
5.12. Luminosidad integrada a lo largo de la historia del experimento CMS. Tomado de [66]. 45
5.13. Cantidad de datos procesados por día en 2014 por diferentes compañias, escala logarítmica. Se puede notar como el sistema de trigger reduce la cantidad de datos tomados por los experimentos del CERN en varios órdenes de magnitud. Tomado de [67]. 46
5.14. Diseño del sistema de trigger L1 en el detector CMS. 46
5.15. Arquitectura de la red mundial de computación del LHC (WCGL). Imagen tomada de [69]. 49
5.16. Distribución de eventos versus el tiempo que lleva procesarlos por el HLT path. La gráfica se encuentra en escala logarítmica. 54

6.1. Señal del modelo VLFCS. 58
6.2. Procesos de background para el modelo VLFCS. 59

6.3. Distribución de eventos para el canal de un solo muon. De izquierda a derecha y de arriba a abajo se pueden ver las distribuciones de eventos de señal versus background después de realizar el corte sobre la variable que se muestra en cada figura. 64
6.4. Distribución de eventos para el canal de dos muones. De izquierda a derecha y de arriba a abajo se pueden ver las distribuciones de eventos de señal versus background después de realizar el corte sobre la variable que se muestra en cada figura. 65
6.5. Límites de exclusión a 95 % de CL combinando los canales de uno y dos muones. A la izquierda para $\Delta M(F,\chi) = 20$ GeV y $\mathrm{BR}(F \to \mu\chi) = 100\,\%$; y a la derecha para $\Delta M(F,\chi) = 10$ GeV y $\mathrm{BR}(F \to \mu\chi) = 100\,\%$. Errores sistemáticos no incluidos. 66
6.6. Límites de exclusión a 95 % de CL combinando los canales de uno y dos muones para $\Delta M(F,\chi) = 20$ GeV y $\mathrm{BR}(F \to \mu\chi) = 100\,\%$. Errores sistemáticos incluidos. La fuente predominante de error sistemático proviene de la medida de energía de los jets en el evento. 66
6.7. Región de exclusión a 95 % de CL en el plano $M(F)$ vs $\Delta M(F,\chi)$. En la figura también se muestra el área excluida por los experimentos Fermi-LAT y HESS. Errores sistemáticos no incluidos. 67

Índice de tablas

2.1. Contenido de materia del MSSM. 17
2.2. Bosones gauge del MSSM. 18

5.1. Resultados prueba de frecuencia del HLT path para el modelo VLFCS. 53

6.1. Errores sistemáticos recomendados para las condiciones de HL-LHC, para el análisis de VLFCS. 61
6.2. Número de eventos de los canales de uno y dos muones para diferentes puntos de masa después de aplicar todos los criterios de la selección. El numero de eventos de background también es presentado en esta tabla. 62

Motivación

Desde la antigüedad hemos intentado entender la composición fundamental de la materia. La idea de que un dispositivo complejo está compuesto de partes más simples es familiar para todos. Esta forma de pensar ha acompañado a muchos grandes pensadores y es una forma poderosa de razonar, porque si la materia está hecha de unidades fundamentales simples, debería ser más fácil dilucidar cómo esta funciona. Desde las primeras ideas de Empédocles, quien creía que la naturaleza estaba compuesta de cuatro elementos: agua, tierra, fuego y aire, hasta los conceptos más recientes: átomos y elementos químicos, han pasado 2500 años aproximadamente. Esta escala de tiempo nos muestra que estamos en frente de un problema difícil de resolver y que aún está lejos de ser resuelto, como veremos en este trabajo.

El acercamiento moderno a este problema es tarea de los físicos de partículas. Desde el descubrimiento del electrón por J.J Thomson, los físicos han estado ideando teorías y experimentos para intentar explicar la naturaleza de la materia. La ciencia ha mostrado que la estructura de la naturaleza no es simple. La tabla periódica de los elementos es evidencia de que todos los objetos en el universo están conformados por diferentes elementos químicos y cada uno de ellos no es más que una diferente arquitectura de una estructura básica llamada átomo. Los átomos a su vez están formados por electrones y un núcleo que puede contener protones y neutrones; estos dos últimos a su vez están formados por quarks y gluones, teoría que ha sido confirmada por los datos de sucesivos experimentos en física de altas energías.

El mejor modelo que tenemos para describir la configuración fundamental de la naturaleza y la forma en la que interaccionan sus componentes fundamentales es el Modelo Estándar de Física de Partículas (SM), cuyas bases fueron establecidas a mediados de los años 70. Pero, aún cuando hoy contamos con suficientes evidencias experimentales de todas las partículas del modelo estándar, se sabe que este no puede explicar muchos fenómenos que se conocen al día de hoy. Esto no ha sido una tarea fácil y ha tomado 126 años desde el descubrimiento del electrón hasta tener indicios de haber encontrado la última partícula del SM, el bosón de Higgs.

En el modelo estándar hay 63 partículas fundamentales, estas interaccionan en cuatro diferentes maneras llamadas interacciones fundamentales: interacción electrodébil (unifica la interacción electromagnética con las interacciones débiles), la interacción fuerte y la gravedad. Este modelo robusto y la relatividad general (GR) de Einstein pueden explicar la gran mayoría de los fenómenos a los que estamos acostumbrados: la órbita de los planetas alrededor de las estrellas, los decaimientos radioactivos, la estabilidad de los nucleones, etc. Sin embargo, diferentes experimentos y observaciones no pueden ser explicadas con estas teorías: la expansión acelerada del universo, la estructura actual de las galaxias, la posible masa de los neutrinos y la asimetría materia-antimateria, por mencionar algunas.

Nuestras mejores mediciones indican que el universo contiene 4.9% de materia ordinaria, descrita por el SM, 26.8% de materia oscura y 68.3% de energía oscura (DM). Se cree que debe haber partículas aún no descubiertas que son responsables por la componente de materia oscura. Por otra parte, la energía oscura es materia de gran especulación y discusión hoy.

Para descubrir las hipotéticas partículas de materia oscura se proponen tres tipos de experimentos: detección directa, donde se busca medir la dispersión de DM con los detectores; detección indirecta, que se basa en medir el exceso en la producción de partículas del SM debido a la aniquilación mutua entre partículas de DM.

Por último, está la detección en aceleradores, experimentos como el Solenoide Compacto de Muones (CMS) ubicado en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), podrían alcanzar la suficiente energía y frecuencia de colisión necesarias para producir las hipotéticas partículas de materia oscura en la colisión.

Sin embargo, hay que aclarar que la detección de materia oscura en colisionadores se basa en medir grandes cantidades de energía y momento faltante en las colisiones. Es decir, en esta forma de detección contamos con la sutileza de que las partículas no dejan ningún rastro en los detectores más allá de grandes cantidades de energía faltante. Una vez se tenga confirmación de grandes cantidades de energía faltante que no pueda ser explicada por los procesos del SM, tendría que haber un descubrimiento en los experimentos de detección directa o indirecta para asegurarse de que la partícula descubierta es DM.

Este trabajo está motivado por la necesidad de implementar un filtro de eventos en el detector CMS, llamado *path High Level Trigger* (HLT). Este filtro busca discriminar eventos provenientes de hipotéticas interacciones que involucran partículas de DM y partículas del SM, en un modelo específico.

Introducción

Cada 25 ns una o más colisiones protón-protón pueden ocurrir en cada uno de los cuatro puntos principales de interacción en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC). Esto corresponde a una frecuencia de colisión de 40 MHz y con cada evento pesando alrededor de 5 Megabytes de datos, se puede alcanzar un flujo de 1 Peta Byte cada segundo. Esta cantidad de datos no puede ser guardada y no todos los datos son interesantes, debido a que la mayoría de los procesos son del modelo estándar (SM). Es por esta razón que todos los experimentos del LHC implementan un sistema de Trigger (filtrado de datos), que tiene el propósito de seleccionar los eventos y conservar aquellos que se consideran interesantes. Cada experimento tiene su propio diseño del sistema de Trigger.

El experimento *Solenoide Compacto de Muones* (CMS), ubicado en el punto 5 del anillo principal del *Gran Colisionador de Hadrones* (LHC), tiene un *Sistema de Trigger y Adquisición de Datos* (TDAQ) diseñado en dos niveles. El primer nivel es un filtro de hardware, *Level One Trigger* (L1), instalado directamente en los detectores. El segundo nivel, llamado *High Level Trigger* (HLT), es un filtro de software compuesto por un conjunto de algoritmos, cada uno referido como *HLT Path*. El HLT puede ser modificado a voluntad, con el objetivo de cubrir diferentes tipos de señales y propósitos.

En este trabajo se hace un estudio de factibilidad para la posible implementación de un nuevo HLT Path. El objetivo de este HLT Path es conservar los eventos con las características cinemáticas de eventos hipotéticos provenientes de un modelo de física de altas energías que incluye partículas de materia oscura (DM).

En el capítulo 1, se introduce la teoría clásica de campos, que permite explicar el concepto de interacción y relacionarlo a la simetría de los campos bajo transformaciones de gauge. Luego en este mismo capítulo se habla sobre la teoría cuántica de campos (QFT), que permite describir la dinámica de partículas relativistas regidas por las leyes de la mecánica cuántica. Estas teorías son la base modelo estándar (SM) de física de partículas. Al final de este capítulo se explica el contenido de partículas del SM y el

papel que juega cada una de las partículas en este modelo. Finalmente, se hace énfasis en explicar el mecanismo de Higgs, por el cual las partículas del SM adquieren masa.

El capítulo 2 se centra en presentar algunos de los fenómenos que el SM no puede explicar. En la primera sección se presentan los problemas de la DM, la masa de los neutrinos y el problema de la jerarquía. Estos retos teóricos sirven como motivación para introducir la siguiente sección, donde se exponen algunas teorías conocidas como *más allá del modelo estándar* (BSM). Estas teorías surgen como propuestas de solución a los anteriormente mencionados problemas del modelo estándar.

El capítulo 3 está dedicado a explicar el diseño del detector CMS. En este se presentan los componentes internos del detector y su funcionamiento. En la parte final de este capítulo se introducen los conceptos básicos de la arquitectura del sistema de trigger que está instalado en el detector CMS.

Posteriormente, en el capítulo 4, se presenta el modelo BSM que motiva nuestra búsqueda de señales de materia oscura en el experimento CMS. En este capítulo se presenta la hipotética señal que esperamos tener en el detector CMS, proveniente de este modelo. En la parte final, se justifican los filtros que debe implementar nuestro HLT Path para capturar la hipotética señal de materia oscura en el detector CMS.

A continuación, en el capítulo 5, se presenta el sistema de trigger y toma de datos del detector CMS. Las generalidades de un sistema de trigger para física son explicadas y se hace énfasis en aclarar el diseño de dos niveles implementados en el experimento CMS. Se clarifica el objetivo de este trigger en particular. Para finalizar este capítulo, se presentan los resultados del estudio de factibilidad para la implementación de una ruta de trigger de alto nivel (HLT) en el experimento CMS. Esta ruta HLT ha sido diseñada con el objetivo de recolectar la hipotética señal del modelo presentado en el capítulo 3.

En el capítulo 6, se exponen los resultados obtenidos para el estudio a futuro de la señal del modelo VLFCS en el contexto del Gran Colisionador de Hadrones de Alta Luminosidad (HL-LHC) y el experimento CMS Fase-II. En este capítulo, se discuten los canales en los cuales se podría dar la búsqueda de la señal y qué criterios se han utilizado para discriminar la señal de posibles procesos provenientes de otro tipo de física que puedan imitar la señal. Al final de esta sección, se presentan los límites de exclusión que se podrían imponer de realizarse el proyecto HL-LHC, el cual se espera tome 3000 fb^{-1} de datos provenientes de colisiones con una energía de centro de masa de 14 TeV.

Para finalizar, en el capítulo 7 se exponen las conclusiones generales de este trabajo.

Capítulo 1

Modelo Estándar

Desde la antigüedad los seres humanos hemos tenido curiosidad por entender la composición de la materia y como sus componentes fundamentales interactúan. Demócrito (460 a.C.-370 a.C.) propuso el concepto de átomo como una unidad indivisible, eterna, incompresible y homogénea; con estas ideas quería explicar las propiedades de la naturaleza y su diversidad mediante *constituyentes fundamentales.*

A día de hoy, nuestros modelos acerca de la composición fundamental de la naturaleza se apoyan en ideas mucho más elaboradas, no obstante más simples y elegantes. El mejor modelo que tenemos actualmente para explicar las *interacciones fundamentales* y los *componentes fundamentales* de la naturaleza, se conoce como el modelo estándar (SM) de física de partículas. El SM se basa en dos de las más elegantes construcciones: la teoría cuántica de campos relativista (QFT) [1] y la teoría de grupos [2]. La QFT nos permite describir la dinámica de un sistema de partículas, que cinemáticamente tienen propiedades relativistas, teniendo en cuenta que estas partículas interactúan mediante el intercambio de cantidades conservadas, que representan las cargas bajo simetrías continuas. Este tipo de simetrías tienen una descripción completa en la teoría de grupos. Por ejemplo, dos partículas que interactúan pueden intercambiar momento lineal, que es una de las cantidades conservadas en el sistema, debido a que el espacio-tiempo tiene una simetría continua asociada a las traslaciones espacio-temporales.

En general, esta forma de pensar tiene una consecuencia muy profunda enunciada por primera vez por Emmy Noether en 1918 [3]. Se puede demostrar que por cada cantidad conservada existe una simetría continua asociada, esta simetría puede ser bien descrita mediante la teoría de grupos de Lie. El SM plantea que las partículas fundamentales que conocemos son invariantes bajo el grupo de Lie: $\mathrm{SU}(3)\times\mathrm{SU}(2)\times\mathrm{U}(1)$. A lo largo de este capítulo presentaremos las ideas fundamentales que hay alrededor de la construcción del SM.

1.1. Teoría clásica de campos

La primera fuerza fundamental que logramos explicar fue la gravedad. Isaac Newton planteó su famosa ley de gravitación universal, la fuerza gravitacional que se establece entre dos cuerpos de masas m_1 y m_2 separados una distancia r es:

$$\vec{F}_g = -\frac{Gm_1m_2}{r^2}\hat{r}. \tag{1.1}$$

Sin embargo, aunque esta ecuación nos muestra la magnitud de la fuerza que se ejerce entre ellos y la forma matemática, no nos dice nada acerca de cómo se da esta interacción. De hecho, la ley de gravitación universal introduce la famosa idea de *acción a distancia*, ya que nos dice que cualquier cambio en la masa generadora del campo gravitacional inmediatamente afecta a sus alrededores. No importa la distancia a la que se encuentren los objetos, la velocidad de propagación es infinita. Posteriormente se descubrió la interacción eléctrica y magnética, estás fuerzas fueron descritas satisfactoriamente mediante los trabajos de Gauss, Ampere, Faraday y Maxwell. Una consecuencia importante en estos trabajos fue la introducción del concepto de *campo electromagnético*. Maxwell descubrió que las fuerzas magnéticas y eléctricas eran manifestaciones de una misma interacción llamada *interacción electromagnética*. Esta se podía modelar mediante la introducción del campo electromagnético, que le asignaba una cantidad vectorial a cada punto del espacio-tiempo. Esta cantidad era la responsable de transmitir las fuerzas electromagnéticas y de hecho Maxwell pudo probar que el campo electromagnético se propagaba en el vacío, como una onda a una velocidad finita, la velocidad de la luz. Una descripción completa de esta teoría se puede encontrar en [4].

Los *campos clásicos físicos* son cantidades matemáticas que se le asignan a cada punto del espacio-tiempo. Pueden ser simples números, como la temperatura y presión en un gas; o vectores, como la velocidad en cada punto de un fluido. En la teoría electromagnética tenemos dos campos: el potencial vector $\vec{A}(x)$ y el potencial escalar $\phi(x)$. En relatividad especial describimos los eventos en el espacio-tiempo mediante *cuadri-vectores*, que son vectores de cuatro componentes. La teoría electromagnética es de por si invariante relativista y puede ser escrita en el lenguaje de cuadrivectores si definimos el cuadri-potencial $A_\mu = (-\phi, \vec{A})$. Una forma reducida de escribir las ecuaciones de Maxwell en el formalismo relativista, es mediante la introducción del tensor de Faraday $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Utilizando el formalismo Lagrangiano de la

mecánica clásica (ver Ref.[5]), podemos usar la ecuación

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu A_\nu)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_\nu} = 0, \tag{1.2}$$

y el lagrangiano del campo electromagnético,

$$\mathcal{L}_{\text{EM}} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}, \tag{1.3}$$

para calcular las ecuaciones de movimiento del campo electromagnético.

Es importante notar que las ecuaciones de movimiento, $\partial_\nu F^{\nu\mu} = 0$, son invariantes bajo la redefinición de A_μ bajo transformaciones del tipo:

$$A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \Lambda(x). \tag{1.4}$$

Estas transformaciones se conocen como *transformaciones gauge* y juegan un papel fundamental en la descripción moderna del concepto de interacción. Para explicar en detalle como entendemos a día de hoy una interacción, veamos un ejemplo: la ecuación de Dirac,

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\psi = 0, \tag{1.5}$$

describe la dinámica de una partícula cuántica de spin $\frac{1}{2}$, donde m es la masa de la partícula y γ^μ las matrices de Dirac. El lagrangiano correspondiente a esta ecuación es:

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\psi), \tag{1.6}$$

Este lagrangiano es invariante bajo una transformación del campo ψ de la forma $\psi' = e^{i\theta}\psi$, cuando el parámetro θ es una función que no depende de las coordenadas, a esto se le llama una *transformación global*. En general, este tipo de transformaciones representan cambios de fase en el espinor ψ y también se pueden ver como rotaciones en un espacio 2D, las cuales se pueden parametrizar con una simple variable, el ángulo θ. En teoría de grupos estas transformaciones se representan mediante el grupo unitario U(1). Sin embargo, veamos que sucede cuando $\theta = \theta(x)$ es una función de las coordenadas. En este caso $\mathcal{L}_D$ no es invariante bajo transformaciones U(1) y tenemos:

$$\delta\mathcal{L}_D = i\bar{\psi}\psi\partial_\mu\theta(x). \tag{1.7}$$

El lagrangiano para la teoría electromagnética sin fuentes está dado en la ecuación (1.3), para poder reproducir las ecuaciones de Maxwell con fuentes,

$$\partial_\nu F^{\nu\mu} = J^\mu, \tag{1.8}$$

es necesario agregar un término $A_\mu J^\mu$ al lagrangiano 1.3. Una forma de mantener la teoría de Dirac invariante bajo *transformaciones locales* es acoplar la teoría electromagnética y la de Dirac, haciendo que la corriente generadora del campo electromagnético sean los fermiones. En este caso,

$$\mathcal{L}_{\text{D+EM}} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\psi) + \bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi, \tag{1.9}$$

así, si transformamos este lagrangiano bajo U(1) e identificamos la regla de trasformación 1.4, como la forma en que el campo A_μ transforma bajo transformaciones U(1) logramos la *invarianza gauge local* de toda la teoría. En resumen, la interacción electromagnética se puede ver como la consecuencia de tener campos de materia cargados bajo una simetría gauge local que es conservada en la naturaleza. Adicionalmente, según el teorema de Noether a cada simetría continua se le asocia una carga conservada. En el caso del electromagnetismo esta carga conservada será la carga eléctrica.

Pero no solo el electromagnetismo se puede explicar como una interacción que surge del hecho de tener una simetría continua U(1) siendo conservada localmente. De hecho, la interacción que explica los fenómenos asociados a la radioactividad, la llamada interacción electrodébil, fue satisfactoriamente descrita en términos de la conservación de una simetría SU(2)×U(1) con ruptura espontánea de simetría, por Sheldon Glashow, Abdus Salam y Steven Weinberg en 1967 [6, 7, 8]. Finalmente, la interacción que explica porque los núcleos cargados positivamente se mantienen juntos, la interacción fuerte, pudo ser explicada con un grupo SU(3) en 1964 por Murray Gell-Mann [9].

La fuerza gravitacional, sin embargo, no puede ser descrita a nivel cuántico mediante este tipo de teorías (la gravedad no se puede entender como el intercambio de bosones gauge asociados a la conservación de una simetría local), y sigue siendo una de las preguntas abiertas más fundamentales en física de partículas.

1.2. Cuantización de campos

Si bien los campos clásicos de los que hemos hablado en la sección anterior nos dan una idea de la forma de las interacciones y el tipo de procesos físicos que se pueden llevar a cabo, para describir las interacciones a nivel fundamental enfrentamos un

problema donde las dimensiones microscópicas están involucradas. En este régimen sabemos que las teorías clásicas no funcionan y que debemos utilizar la teoría cuántica. La *teoría cuántica de campos* (QFT) nos permite unir la relatividad especial y la mecánica cuántica. En resumen, una QFT permite describir el estado de un sistema cuántico y relativista.

La mecánica cuántica nos permite describir un sistema mediante su *estado cuántico* y sus observables asociados a operadores. El estado de un sistema se denota en la notación de Dirac mediante un ket,

$$|\alpha\rangle = |i, j, k, ...\rangle \,. \tag{1.10}$$

Estos objetos viven en un espacio de Hilbert de funciones complejas. La norma en este espacio se define mediante la introducción del complejo conjugado de $|\alpha\rangle$. En la notación de Dirac este se conoce como bra, $\langle\alpha|$. Los números *i,j,k,...* son los números cuánticos del sistema. Estos números están relacionados con los observables del sistema, que se definen mediante el valor esperado de un operador asociado al observable,

$$i = \langle\alpha(i, j, ...)|A_i|\alpha(i, j, ...)\rangle \,. \tag{1.11}$$

Es importante resaltar que debido a que el sistema puede presentar diferentes estados, se identifican dos cantidades importantes: $|\langle\alpha|\beta\rangle|^2$, la probabilidad de que el sistema transite del estado $|\beta\rangle$ al estado $|\alpha\rangle$ y $|\langle\alpha|\alpha\rangle|^2$, la probabilidad de encontrar el sistema en el estado $|\alpha\rangle$.

La evolución temporal de los estados se obtiene mediante la ecuación de Schrödinger,

$$\hat{H}\,|\alpha\rangle = i\frac{d}{dt}\,|\alpha\rangle \,, \tag{1.12}$$

donde $\hat{H}$ es el Hamiltoniano del sistema.

Sin embargo, la mecánica cuántica no puede explicar fenómenos como el cambio en el número de partículas de un sistema dado. Este problema lo soluciona la QFT. Una de las técnicas utilizadas para hacer una teoría de campos, una teoría cuántica es promover los campos a operadores e imponer relaciones de conmutación entre estos. Este procedimiento se conoce como "cuantización canónica". Luego de este procedimiento el estado del campo se describe mediante el número cuántico n, este número es definido positivo y representa el número de partículas en el sistema. Cuando $n = 0$, el sistema se encuentra en el estado fundamental con cero partículas y si $n > 0$ se habla de estados excitados del campo, con n número de partículas.

Por ejemplo, al cuantizar el Lagrangiano 1.9, obtenemos lo que se conoce a día de hoy como la electrodinámica cuántica (QED). La QED fue la primera QFT que se conoció y fue desarrollada por Tomonaga, Schwinger y Feynman en 1940 [10, 11, 12]. Según la QED, los electrones son los cuantos del campo fermiónico cargado bajo la simetría U(1) y estos actúan como las fuentes del campo vectorial A_μ, cuyos cuantos son los fotones. Así la QED explica que la interacción entre partículas cargadas eléctricamente se da mediante el intercambio de fotones. De hecho, la QED predice la existencia de una partícula nueva, el positrón, una partícula idéntica al electrón, pero de carga positiva. El positrón fue descubierto por Carl David Anderson en 1931 [13].

En teoría de campos se distiguen dos tipos de partículas: los fermiones, que poseen espín semientero $\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}\right)$ y los bosones, partículas con espín entero $(0, 1, 2)$. En el SM hay tres interacciones fundamentales: electromagnética, débil y fuerte. Respecto al contenido de partículas tenemos 12 fermiones y 13 bosones. Los fermiones están divididos en leptones y quarks. Los leptones no sienten la interacción fuerte, estos son el electrón (e^-), muón (μ^-) y tau (τ^-), estos tienen carga eléctrica negativa. Los 3 leptones faltantes son los neutrinos, cuya carga eléctrica es cero y son el neutrino electrónico (ν_e), neutrino muónico (ν_μ) y el neutrino tauónico (ν_τ). Cabe resaltar que todos los leptones tienen su propia antipartícula, a estas se les suele anteponer el prefijo *anti* antes de su nombre, estas partículas tienen carga eléctrica opuesta. Así tenemos: anti-electrón (positrón) (e^+), anti-muon (μ^+), anti-tau (τ^+) y los anti-neutrinos $(\bar{\nu_e}, \bar{\nu_\mu}, \bar{\nu_\tau})$. Normalmente se suele hablar de familias de leptones y cada familia está constituida por el leptón y su neutrino asociado. Por ejemplo los leptones de la primera familia son el electrón y el neutrino electrónico (e^-, ν_e). Los 6 fermiones restantes son los quarks, que sienten la interacción fuerte y también están organizados en 3 familias. Sus nombres se suelen utilizar en Inglés. Los quarks up y down (u, d), los quarks charm y strange (c, s) y los quarks top y bottom (t, b).

En cuanto a los bosones, tenemos 8 mediadores de la interacción fuerte llamados gluones (g); 3 bosones mediadores de la interacción débil: el bosón neutro (Z^0) y los bosones cargados $(W^\pm)$; y finalmente el fotón (γ) responsable de mediar la interacción electromagnética. Adicionalmente, el SM incluye un bosón de espín 0, llamado bosón de Higgs (H^0) cuyo papel vamos a describir en la próxima sección. Los bosones $(Z^0, W^\pm)$ fueron encontrados en 1983 por las colaboraciones UA1 y UA2 [14] en el super sincrotrón de protones (SPS) [15]. Los gluones fueron descubiertos por los experimentos PETRA [16] y PLUTO [17] en el sincrotrón alemán de electrones (DESY). Finalmente, en 2012 el bosón H^0 fue descubierto simultáneamente por las colaboraciones ATLAS [18] y CMS [19] en el gran colisionador de hadrones (LHC) [20, 21]. En la figura 1.1 se

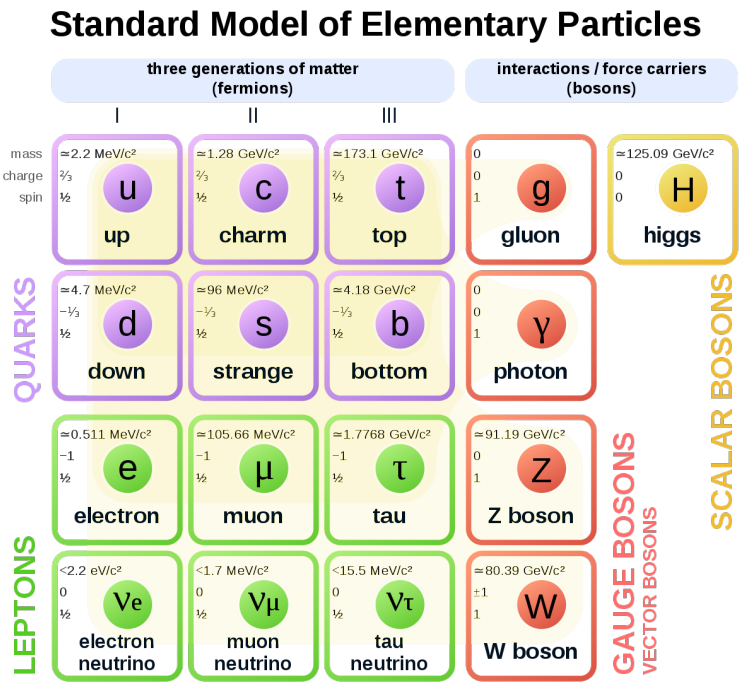


Figura 1.1 Contenido de partículas del modelo estándar. Tomado de [22].

presenta el contenido de partículas del SM, la figura muestra la masa, carga eléctrica y espín de cada partícula.

1.3. El bosón de Higgs en el modelo estándar

Como hemos mencionado en la sección anterior, los fermiones en el SM componen la materia, mientras que los bosones son los mediadores de las interacciones fundamentales. Sin embargo, al bosón de Higgs no le asociamos ninguna interacción, veremos en esta sección cual es el papel que cumple en el SM.

La teoría de las interacciones débiles predice que los bosones mediadores de esta interacción, los bosones vectoriales $W^{\pm}$ y Z^0 deben ser masivos. Esto es necesario para explicar la naturaleza de corto alcance de esta interacción. Un posible término de masa para una partícula bosónica de espín 1 es,

$$\mathcal{L}_m = mA_\mu A^\mu, \tag{1.13}$$

sin embargo este término no es invariante bajo transformaciones del tipo 1.4. En este caso tenemos,

$$\delta\mathcal{L}_m = \partial_\mu \Lambda A^\mu + A_\mu \partial^\mu \Lambda + \partial_\mu \Lambda \partial^\mu \Lambda. \tag{1.14}$$

Es por esto que nos quedamos con dos alternativas para poder explicar la masa de los bosones débiles:

- *Rompimiento explícito de la simetría*, introduciendo un término como el de la ecuación (1.13).
- *Rompimiento espontáneo de la simetría*, donde sólo el estado de vacío de un campo no respeta la simetría.

Para explicar la masa de los bosones y de todas las partículas del SM, se utiliza el mecanismo de ruptura espontánea de la simetría electrodébil o también conocido como el *mecanismo de Higgs*. Para entender mejor este mecanismo se puede pensar en la siguiente analogía: Cuando se tiene un lápiz en posición vertical hay simetría de rotación alrededor del eje que pasa por el centro del lápiz. Sin embargo, el lápiz en posición vertical no es un sistema estable, con cualquier pequeña perturbación el sistema saldrá del equilibrio, caerá, logrando un valor mínimo en la energía, pero rompiendo la simetría del sistema. En general este sistema tiene simetría pero su estado fundamental no. Para lograr el rompimiento de simetría espontánea de SU(2) y poder darle masa a los bosones débiles se necesita escoger un campo adicional con un valor de vacío que no respete la simetría SU(2), esto se traduce en que el campo debe tener un valor esperado en el vacío diferente de 0. Si se escoge un campo con espín diferente de 0 para esta tarea, terminaremos rompiendo la simetría de Poincaré, impuesta por la relatividad especial. Ya que habría una región del espacio que sería privilegiada en términos del momento angular. Así, debemos escoger un campo escalar para esta tarea. El lagrangiano más general para un campo escalar que respete la simetría SU(2) es:

$$\mathcal{L}_\Phi = \partial_\mu \Phi \partial^\mu \Phi^\dagger + \mu^2 \Phi\Phi^\dagger + \lambda(\Phi\Phi^\dagger)^2, \tag{1.15}$$

con

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \tag{1.16}$$

Al analizar el potencial $V(\Phi) = \mu^2\Phi\Phi^\dagger + \lambda(\Phi\Phi^\dagger)^2$ se puede notar que para $\lambda > 0$ y $\mu^2 > 0$ este solo tiene un mínimo global en $\Phi = 0$. Sin embargo, en el caso en que $\lambda > 0$ y $\mu^2 < 0$ el potencial toma la forma que se muestra en la figura 1.2. En este caso el

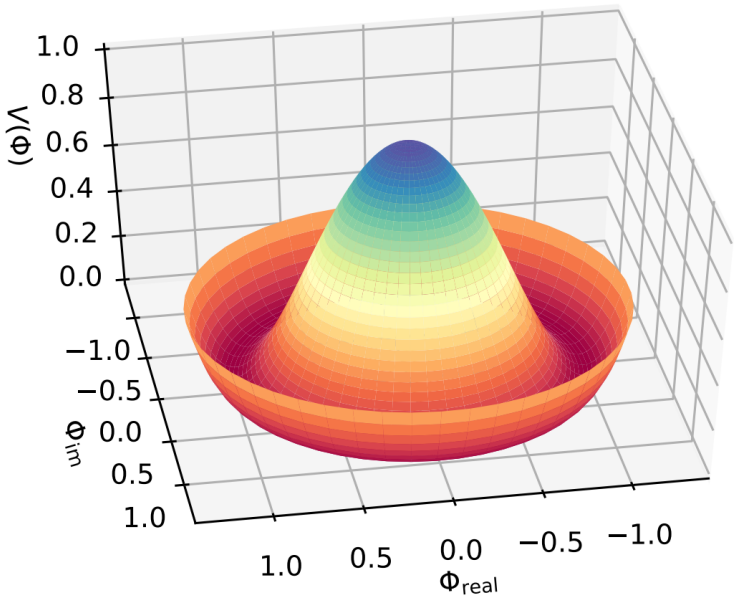


Figura 1.2 Potencial del campo de Higgs, para $\lambda > 0$ y $\mu^2 < 0$, también llamado "sombrero mexicano".

potencial tiene un mínimo local inestable en $\Phi = 0$ y un mínimo global con un valor v diferente de 0.

El mecanismo de Brout-Englert-Higgs, propuesto por primera vez en [23, 24], consiste en expandir el campo Φ alrededor de su valor esperado en el vacío. En este caso el campo definido en la ecuación (1.17) cambia por:

$$\Phi = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H + v - iG^0), \end{pmatrix}. \tag{1.17}$$

En este caso los campos G^+, G^- y G^0 se conocen como bosones de Goldstone. Según el teorema de Goldstone por cada generador de una simetría rota, un bosón no masivo aparece, en nuestro caso el grupo SU(2) tiene 3 generadores, por tanto aparecen 3 bosones de Goldstone. Cada uno de estos bosones es "absorbido" como el modo longitudinal de los bosones W^+, W^- y Z^0 lo que termina dándoles masa. Este mismo mecanismo también termina dándole masa a los fermiones debido a las interacciones de Yukawa,

$$\mathcal{L}_Y = \lambda_f \bar{f} \Phi f. \tag{1.18}$$

Luego del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, la masa de los fermiones es $m_f = \lambda_f v/\sqrt{2}$, donde λ_f es conocido como la constante de Yukawa y mide la

magnitud de la interacción entre el Higgs y el fermión en cuestión. El campo de Higgs también adquiere una masa $m_H^2 = -2\mu^2$.

En resumen, el campo de Higgs en el SM cumple la función de llevar a cabo el rompimiento espontáneo de la simetría SU(2), esto se conoce como el mecanismo de Higgs y su propósito es dar masa a los bosones mediadores de la interacción débil y a los fermiones del SM. En 2012 las colaboraciones CMS y ATLAS en el LHC, reportaron el descubrimiento simultáneo e independiente de esta partícula escalar.

Capítulo 2

Más allá del Modelo Estándar

Como hemos visto en la sección 1, el modelo estándar (SM) es una teoría robusta que explica las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes en términos de una simetría interna de los campos $\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$. Con el campo de Higgs generando un rompimiento espontáneo de esta simetría, lo que termina dándole masa a las partículas del SM. Sin embargo, en este capítulo, en la sección 2.1 veremos que hay muchos fenómenos conocidos que no se pueden explicar solo con el SM. En la sección 2.2 mencionaremos algunas teorías, conocidas como *teorías más allá del modelo estándar* (BSM), que intentar explicar dichos fenómenos.

2.1. Problemas del SM

2.1.1. Materia Oscura

El problema de la materia oscura (DM) es uno de los varios problemas de la física de partículas, que aún no ha sido satisfactoriamente resuelto. Desde 1930 gracias a las observaciones independientes de Lundmark y Zwicky [25, 26] se sabe que el contenido de materia de las galaxias debe ser mayor al que aporta la materia bariónica. En sus observaciones Lundmark y Zwicky utilizaron el teorema del virial para relacionar la velocidad de dispersión de las galaxias en el Cúmulo de Coma con la masa del cúmulo y estimaron que la masa de este debía ser dos órdenes de magnitud mayor a la que era medida con las técnicas usuales de la época (razón entre masa y luminosidad).

Aproximadamente 40 años después, Vera Rubin y sus colaboradores estudiaron las curvas de rotación de 60 galaxias aisladas y encontraron que las velocidades orbitales del gas y de las estrellas mantienen una tendencia constante respecto a la distancia al centro galáctico [27]. Esto está en contraposición con lo que se espera de las leyes de

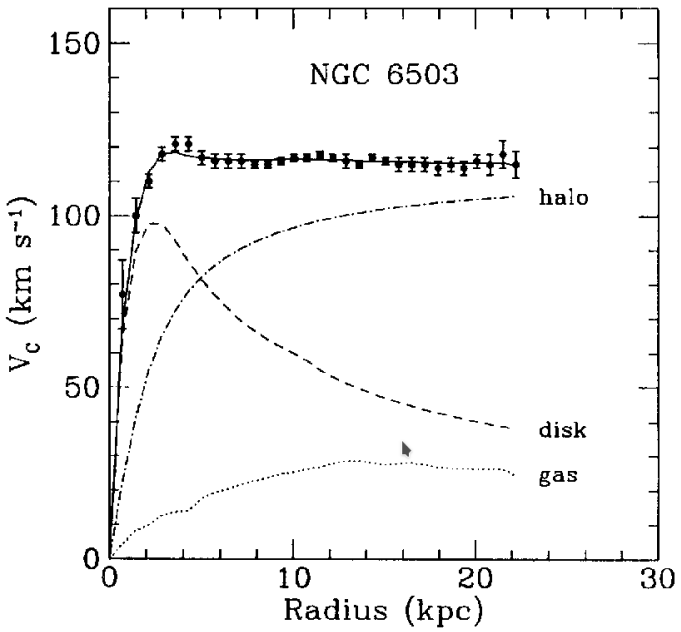


Figura 2.1 Curva de rotación galáctica para NGC 6503, vemos el perfil de masa del disco y del gas. Además se ve el perfil de materia oscura necesario para ajustar las observaciones. Tomado de [28].

Newton de la gravitación: que la velocidad decrezca como una función de la distancia. Esto se puede ver en la figura 2.1. El modelo estándar de la cosmología, ver Ref.[29], predice que sólo conocemos aproximadamente cómo se comporta el 5 % del contenido de materia del universo (materia bariónica), el restante 95 % es: materia oscura (26 %) y energía oscura (69 %) [30]. Las evidencias indirectas de la existencia de materia oscura son variadas y contundentes: lentes gravitacionales, el cúmulo bala (1E 0657-56), la radiación cósmica de fondo y la estabilidad del gas caliente en clusters de galaxias son algunas de ellas, para una revisión ver Ref. [28].

Hace 20 años algunas propuestas a candidatos de materia oscura incluían los MACHOS (*MAssive Compact Halo ObjectS*), que consisten de objetos astrofísicos muy tenues para ser detectados, por ejemplo: agujeros negros, estrellas de neutrones, enanas blancas, etc. Sin embargo, experimentos recientes descartan esta posibilidad y por tanto nos dejan solo con los candidatos no bariónicos como posibles explicaciones [31, 32].

Los mejores candidatos actualmente según algunos autores son los WIMPS (*Weakly Interacting Massive ParticleS*) y los Axiones, ver Ref. [33]. Ambas son partículas que surgen como propuesta de solución a otros problemas en física de partículas: Supersimetría (SUSY) [34] y simetría Carga-Paridad en interacciones fuertes (*Strong*

CP) [35], respectivamente, y por esto son tan populares. Se sabe que la materia oscura no puede ser caliente, es decir, tener velocidades relativistas, debido a que esto implicaría que el universo debería ser más homogéneo de lo que es. Y tampoco puede interactuar eléctricamente, ya que interaccionaría con el gas interestelar.

2.1.2. Masa de los neutrinos

En general, en teoría de campos, los fermiones se pueden expresar en términos de un vector formado por espinores de dos componentes:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_R \end{pmatrix}. \tag{2.1}$$

Donde a $\Psi_{L,R}$ se les conoce como *fermión izquierdo/derecho* respectivamente. Estas representan las dos diferentes quiralidades que puede tener una partícula fermiónica. La quiralidad es la proyección del espín en la dirección del movimiento. Así, para fermiones derechos, el espín y el momento lineal están alineados en la misma dirección. Mientras que para fermiones izquierdos estas cantidades son antiparalelas. En general se definen dos operadores de proyección P_R, P_L de tal manera que:

$$P_L\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ 0 \end{pmatrix} \qquad P_R\Psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \Psi_R \end{pmatrix}, \tag{2.2}$$

$$P_L = \frac{1-\gamma^5}{2} \qquad P_R = \frac{1+\gamma^5}{2}, \tag{2.3}$$

$$P_{L,R}\Psi_{R,L} = 0 \qquad . \tag{2.4}$$

En el SM, los fermiones derechos e izquierdos son tratados de forma diferente. Los fermiones izquierdos están cargados bajo el grupo $SU(2)$ de interacciones débiles, mientras que los derechos no. Teniendo en cuenta esto podemos concluir que el término de masa para un fermión,

$$-m\bar{\Psi}\Psi = -m(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \text{h.c.}), \tag{2.5}$$

no es invariante bajo la simetría $\text{SU}(2)_L$ ya que los campos izquierdo y derecho no son tratados de la misma forma bajo una transformación gauge. Es por esto que los términos de masa para los fermiones antes del rompimiento espontáneo de simetría están prohibidos. Sin embargo, como hemos visto los términos de Yukawa (ver ec. 1.18) si están permitidos y luego del rompimiento generan términos de masa, como el de la

ecuación (2.5). Es por esto que se dice que, para generar la masa de los fermiones, se necesitan tanto las componentes quirales izquierdas y derechas.

Se tienen evidencias fuertes de que todos los leptones e, μ, τ tienen masas diferentes de cero, al igual que todos los quarks. De hecho, cuando se construyó el modelo estándar no se vio necesidad de incluir las componentes derechas de los neutrinos, ya que se creía que estos no tenían masa y solo interactuaban débilmente. Por tanto, en el SM las componentes derechas de estas partículas no existen.

Sin embargo, el caso de los neutrinos es particular ya que a día de hoy se sabe que su masa debe ser muy pequeña, ver Ref. [36]. Esto debido a que fenómenos como la oscilación de neutrinos, no puede ser explicada a menos que la masa de estos sea diferente de 0. La oscilación de neutrinos consiste en el cambio de sabor leptónico a medida que un neutrino viaja por el espacio. Este efecto fue medido por primera vez por Raymond Davis a finales de los años 60, mientras se intentaba mediar la cantidad de neutrinos producidos por las reacciones nucleares que se dan en el Sol [37]. Lo que Davis y su equipo encontraron fue que el número de neutrinos detectados era menor al predicho por el modelo estándar, esto dio lugar al conocido problema de los neutrinos solares, que se resolvería al proponer la oscilación de neutrinos. Fue en 2001 cuando por fin se pudo obtener evidencia de este fenómeno en el observatorio de neutrinos de Sudbury (SNO) [38].

Las probabilidades de oscilación de los neutrinos dependen en general de la energía del neutrino; la distancia entre fuente-detector; los elementos de la matriz Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, $\sin\theta_{ij}$ con $j = 1, 2, 3$; y la diferencia de masa al cuadrado entre los neutrinos, Δm^2_{ij} [39]. Los valores de los tres ángulos de mezcla y dos diferencias de masa al cuadrado han sido medidas usando neutrinos solares, observaciones de neutrinos atmosféricos y neutrinos provenientes de reactores nucleares. Los valores están reportados en la Fig.2.2.

Así, el SM debe ser complementado para incluir mediante algún mecanismo la pequeña masa de los neutrinos.

2.1.3. Problema de la jerarquía

En el modelo estándar hay 19 parámetros libres. Las masas de todos los fermiones (quarks y leptones cargados) hacen parte de estos parámetros. Hay una cuestión muy interesante respecto a las escalas de masa, el quark u tiene una masa $m_u = 2{,}3$ MeV, mientras que el quark t tiene una masa de $m_t = 173{,}5$ GeV, hay una diferencia de 10.000 veces en estas masas. Estas grandes diferencias en las escalas de los parámetros también

Parameter	best-fit	3σ
Δm^2_{21} $[10^{-5}$ eV $^2]$	7.37	$6.93 - 7.96$
$\Delta m^2_{31(23)}$ $[10^{-3}$ eV $^2]$	2.56 (2.54)	$2.45 - 2.69$ $(2.42 - 2.66)$
$\sin^2\theta_{12}$	0.297	$0.250 - 0.354$
$\sin^2\theta_{23}$, $\Delta m^2_{31(32)} > 0$	0.425	$0.381 - 0.615$
$\sin^2\theta_{23}$, $\Delta m^2_{32(31)} < 0$	0.589	$0.384 - 0.636$
$\sin^2\theta_{13}$, $\Delta m^2_{31(32)} > 0$	0.0215	$0.0190 - 0.0240$
$\sin^2\theta_{13}$, $\Delta m^2_{32(31)} < 0$	0.0216	$0.0190 - 0.0242$
δ/π	1.38 (1.31)	2σ: (1.0 - 1.9) (2σ: (0.92-1.88))

Figura 2.2 Valores de los parámetros de oscilación de neutrinos. Tomado de [39].

se puede ver, por ejemplo, en la intensidad de la fuerza gravitacional comparada con la fuerza débil. Estas dos tienen una diferencia de intensidad de 29 órdenes de magnitud.

El problema de la jerarquía puede ser entendido entonces como la poca probabilidad de que los parámetros del modelo estándar estén tan bien ajustados como para que nuestro universo funcione de la manera en que lo hace. Los físicos prefieren pensar que debe haber una teoría BSM que explique el valor de estos números.

2.2. Teorías BSM

Como hemos mencionado en este capítulo, el SM es un modelo incapaz de explicar los fenómenos presentados en la sección 2.1. En lo que resta de este capítulo veremos una de las extensiones más populares del SM, la supersimetría (SUSY).

2.2.1. Supersimetría

Parece estar claro que el SM es un modelo en desarrollo y debe ser extendido para describir la física a mayores energías. Entre la escala del rompimiento de la simetría electrodébil (10^2 GeV) y la escala de Planck (10^{18} GeV), hay una gran diferencia. Esto puede ser visto como una fuerte indicación de que debe haber nueva física entre estas dos escalas. El problema de la jerarquía, mencionado en la sección 2.1.3, puede ser visto también de la siguiente manera: la masa del Higgs (m^2_H) recibe grandes correcciones de los efectos virtuales de cualquier partícula que se acople directa o indirectamente al bosón de Higgs. Por ejemplo, si el campo de Higgs se acopla a un fermión f mediante el

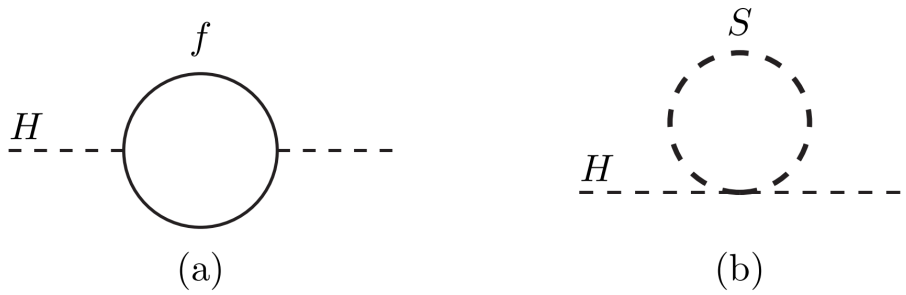


Figura 2.3 Diagramas de Feynman que contribuyen a la corrección de la masa del Higgs. Tomado de [40].

término $-\lambda_f H\bar{f}f$, entonces la contribución del diagrama de Feynman que se muestra en la Fig. 2.3 (a), da una corrección:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2}\Lambda_{UV}^2 + \ldots, \tag{2.6}$$

donde Λ_{UV} es la escala ultravioleta usada para la regularización de corte de momentum. Esta debe ser interpretada como la escala dónde la nueva física modifica el comportamiento del modelo.

Además, existe una contribución a la masa del Higgs que no solo tiene que ver con la escala de la nueva física, sino también con la masa de partículas pesadas que puedan existir. Por ejemplo, si suponemos que existe un escalar complejo S, con masa m_s, que se acopla al Higgs mediante el término $-\lambda_S|H|^2|S|^2$, la corrección del diagrama de Feynman de la Fig. 2.3 (b) a la masa del Higgs sería:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{\lambda_S}{16\pi^2}(\Lambda_{UV}^2 - 2m_S^2\log(\Lambda_{UV}/m_S)). \tag{2.7}$$

Si se renuncia a la interpretación física de Λ_{UV} y se utiliza regularización dimensional, no habrá termino proporcional a la escala de nueva física en la ec. (2.7). Sin embargo, el término proporcional a m_S^2 no puede ser eliminado de esta manera, esto ilustra que la masa del Higgs es sensible a las masas de las partículas más pesadas a las que este se acople. Por tanto, es difícil de entender como la masa del bosón de Higgs es relativamente pequeña si esperamos que haya nueva física por encima de la escala electrodébil. Los tres puntos en la ec. (2.6) representan una corrección proporcional a m_f^2. Con esto podemos notar que tanto fermiones como bosones contribuyen a fijar la masa del Higgs, pero con signos contrarios.

Este hecho sugiere que, si hubiese una simetría entre la cantidad de bosones y fermiones en la naturaleza, se daría una cancelación directa de las correcciones a la

Nombre		Espín 0	Espín 1/2	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
squarks, quarks ×3 familias	Q	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(u_L d_L)$	$(3,2,\frac{1}{6})$
	$\bar{u}$	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$(\bar{3},1,-\frac{2}{3})$
	$\bar{d}$	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	$(\bar{3},1,\frac{1}{3})$
slepton, leptons ×3 familias	L	$(\tilde{\nu}_L \tilde{e}_L)$	(νe_L)	$(1,2,-\frac{1}{2})$
	$\bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(1,1,1)$
Higgs, Higgsinos	H_u	$(H_u^+ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$	$(1,2,\frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$	$(1,2,-\frac{1}{2})$

Tabla 2.1 Contenido de materia del MSSM.

masa del Higgs. Afortunadamente, esta cancelación no es solo posible, sino inevitable una vez se asume que hay una simetría que relaciona bosones y fermiones, llamada *supersimetría* (SUSY). Una transformación de SUSY cambia un estado bosónico por uno fermiónico, el operador Q que genere estas transformaciones debe ser un espinor, con

$$Q\,|\text{Bosón}\rangle = |\text{Fermión}\rangle\,, \qquad Q\,|\text{Fermión}\rangle = |\text{Bosón}\rangle\,. \tag{2.8}$$

Así, cada partícula del SM con espín j, tendrá un *supercompañero* con espín $j - \frac{1}{2}$.

Los supercompañeros de los quarks y leptones serán partículas escalares y se les agrega una "s" al principio del nombre. Debido a que en el SM hay fermiones izquierdos y derechos esta nomenclatura se mantendrá para los supercompañeros. Sin embargo, hay que recordar que debido a que los supercompañeros son escalares, estos no tienen helicidad y por tanto los subíndices se refieren a la helicidad de sus compañeros del SM. Así, el supercompañero del electrón izquierdo e_L es el *selectrón izquierdo* $\tilde{e}_L$, el símbolo ($\tilde{}$) denota el carácter de compañero supersimétrico. En el SM solo existen neutrinos izquierdos, por tanto los supercompañeros de estos se denotan simplemente como $\tilde{\nu}$. Finalmente, los compañeros de los quarks, llamados squarks, se denotan como: $\tilde{u}_L, \tilde{d}_L, \tilde{u}_R, \tilde{d}_R$, sólo los compañeros de los quarks izquierdos se acoplan al bosón W, los squarks $\tilde{u}_R, \tilde{d}_R$ no.

Debido a razones que no pretendemos abordar en este trabajo, no es posible tener un solo campo de Higgs en el *modelo mínimo estándar supersimétrico* (MSSM), por tanto nuestros campos de Higgs escalares serán dos dobletes de $SU(2)_L$ con hipercarga débil $Y = 1/2$ y $Y = -1/2$ que llamaremos H_u y H_d respectivamente. Los compañeros supersimétricos en este caso se llaman agregando el sufijo "ino", tienen espín 1/2 y también son dobletes de $SU(2)_L$. Los Higgsinos se denotan entonces como $\tilde{H}_u, \tilde{H}_d$. En la tabla 2.1 podemos ver el contenido de materia del MSSM.

Nombre	Espín 1/2	Espín 1	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
gluíno, gluón	$\tilde{g}$	g	(8,1,0)
winos, bosones W	$\tilde{W}^{\pm}\ \tilde{W}^0$	$W^{\pm}\ W^0$	(1,3,0)
binos, bosón B	$\tilde{B}^0$	B^0	(1,1,0)

Tabla 2.2 Bosones gauge del MSSM.

Respecto a los mediadores vectoriales tenemos los gluinos, compañeros de espín 1/2 de los 8 gluones del SM. Los bosones de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, W^+, W^0, W^- y B^0, tienen supercompañeros fermiónicos llamados winos y bino. Luego del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil el W^0 y B^0 se mezclan para dar masa a los bosones Z^0 y γ, cuyos supercompañeros son el Zino $\tilde{Z}^0$ y el fotino $\tilde{\gamma}$. En la tabla 2.2 podemos ver el contenido de bosones gauge del MSSM.

Además de solucionar el problema de la jerarquía, SUSY es una teoría en la que hay una mejor unificación de las constantes de acoplamiento del $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. En el SM esto no sucede, ya que después de hacer extrapolación de las constantes de acoplamiento, estas no se encuentran en un punto. Como se puede ver en la Fig. 2.5, en el MSSM se da la unificación de las constantes más allá de 10^{16} GeV. Esta es otra de las razones por las cuales SUSY es tan atractiva. SUSY es una simetría que debe estar rota, ya que sino fuese así, las masas de las partículas supersimétricas serían las mismas de sus compañeras del SM y por tanto ya se habrían descubierto.

Durante los últimos años y desde que el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) y sus dos experimentos de propósito general, ATLAS y CMS, han estado tomando datos, numerosos análisis en búsqueda de señales de SUSY se han completado [41]. En un colisionador de hadrones, como el LHC, se espera que la producción de squarks y gluinos sea predominante. Se espera que estas partículas decaigan en cadenas que produzcan una cantidad importante de jets y terminen en la partícula supersimétrica más ligera (LSP), la cual se espera sea estable si la paridad R es conservada. Debido a que la LSP es una partícula que interactúa sólo débilmente, se esperan también grandes cantidades de energía faltante en los detectores.

El MSSM añade 105 parámetros al SM y por tanto es difícil trabajar en un modelo general que incluya todos estos parámetros. Es por esto que los análisis se hacen con base en modelos simplificados, donde solo hay un canal de búsqueda debido a factores hipotéticos como: fracciones de decaimiento suprimidas a mano o masas de partículas muy altas de tal manera que estas se desacoplen de los sectores bajo estudio. Las busquedas de CMS y ATLAS se han realizado en estados finales variados [42, 43], sin embargo, no se han encontrado desviaciones considerables respecto a lo predicho

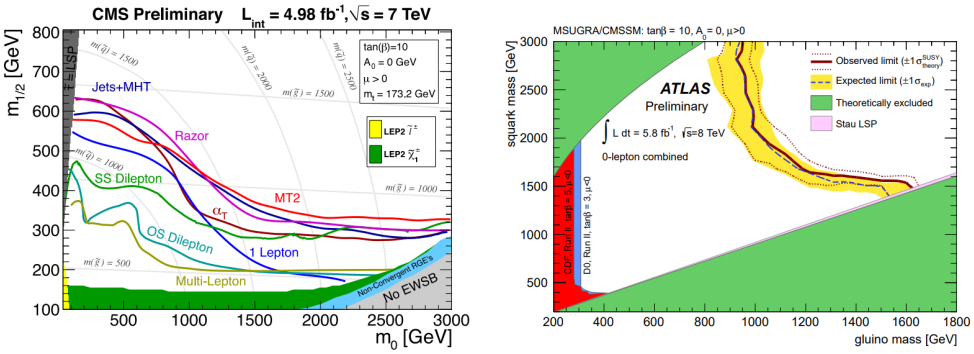


Figura 2.4 A izquierda se presentan los límites de exclusión impuestos por CMS para las masas del neutralino y charginos. A derecha, se muestran los límites para las masas de los gluinos y squarks derivados de las búsquedas de ATLAS. Tomado de [41].

por el SM. Por tanto, no hay evidencias de señales de nueva física en los espacios de parámetros donde se han realizado las búsquedas y por tanto límites en la nueva física han sido impuestos. En la Fig. 2.4 podemos observar los límites impuestos por los experimentos CMS y ATLAS con los datos recolectados hasta 2012.

Con base en este panorama, pareciera que el futuro de SUSY es desesperanzador, sin embargo, hay que recordar que el modelo MSSM tiene una cantidad inmensa de parámetros libres. Los análisis mencionados aquí no son válidos para casos como: espectros comprimidos (masas de partículas con valores cercanos), partículas con tiempos de vida media altos, modelos con violación de simetría R o inclusive modelos más alla del MSSM. De hecho el modelo que discutiremos en el capítulo 4 puede ser un modelo compatible con un modelo supersimétrico donde hayan partículas escalares como candidatos a DM, como ejemplo de esto se puede consultar la siguiente referencia [44].

SUSY es una teoría muy amplia y las búsquedas continuarán debido a que constantemente los experimentos ganan en sensibilidad y cantidad de datos tomados.

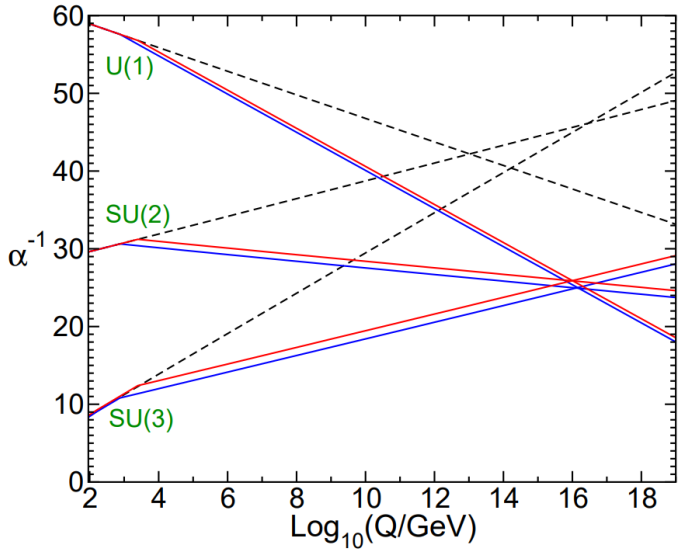


Figura 2.5 Evolución de las constantes de acoplamiento, calculadas a segundo orden en teoría de perturbaciones, en el SM (líneas punteadas) y en el MSSM (líneas sólidas). En el caso del MSSM las masas de las partículas SUSY han sido variadas desde 750 GeV hasta 2.5 TeV. Tomado de [40].

Capítulo 3

El experimento CMS y el LHC

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) es el acelerador de partículas más grande y energético el cual es operado actualmente por la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN). El LHC usa el mismo túnel de 27 km, cavado a 100 m de profundidad aproximadamente, del antiguo Gran Colisionador Electrón-Positrón (LEP). EL LHC es capaz de colisionar protones con una energía por haz de 7 TeV, sin embargo a día de hoy se hace a 6.5 TeV.

En el anillo principal del LHC están ubicados 4 experimentos: LHCb [45], ALICE [46], ATLAS [18] y CMS. Estos últimos dos son detectores de propósito general, es decir, fueron diseñados para detectar señales de nueva física en estados finales de partículas como electrones, fotones, muones y hadrones. El LHC está dividido en dos partes: la cadena de aceleración y el anillo principal. En la cadena de aceleración los protones son extraídos y pasados por una serie de aceleradores que los llevan hasta una energía de 450 GeV, momento en que son inyectados en el anillo principal. El anillo principal está compuesto de dos anillos que llevan las partículas en direcciones opuestas, los anillos están construidos por 2090 imanes dipolares y superconductores de 15 m de largo, enfriados a 1.9 K y con un vacío de 10^{-9}mbar; cada uno capaz de producir un campo magnético de 8,33 T. Además de estos imanes dipolares, el LHC también cuenta con 520 cuadrupolos, 2464 sextupolos y 1232 octupolos usados para colimar el haz [47].

3.1. El Solenoide Compacto de Muones

El Solenoide Compacto de Muones (CMS) es, en tamaño, el segundo detector más grande del LHC. CMS debe su nombre “solenoide compacto” a que varios de los sistemas de detección se encuentran dentro de su gran solenoide superconductor, capaz de producir un campo magnético uniforme en su interior de 4 T. Y “solenoide

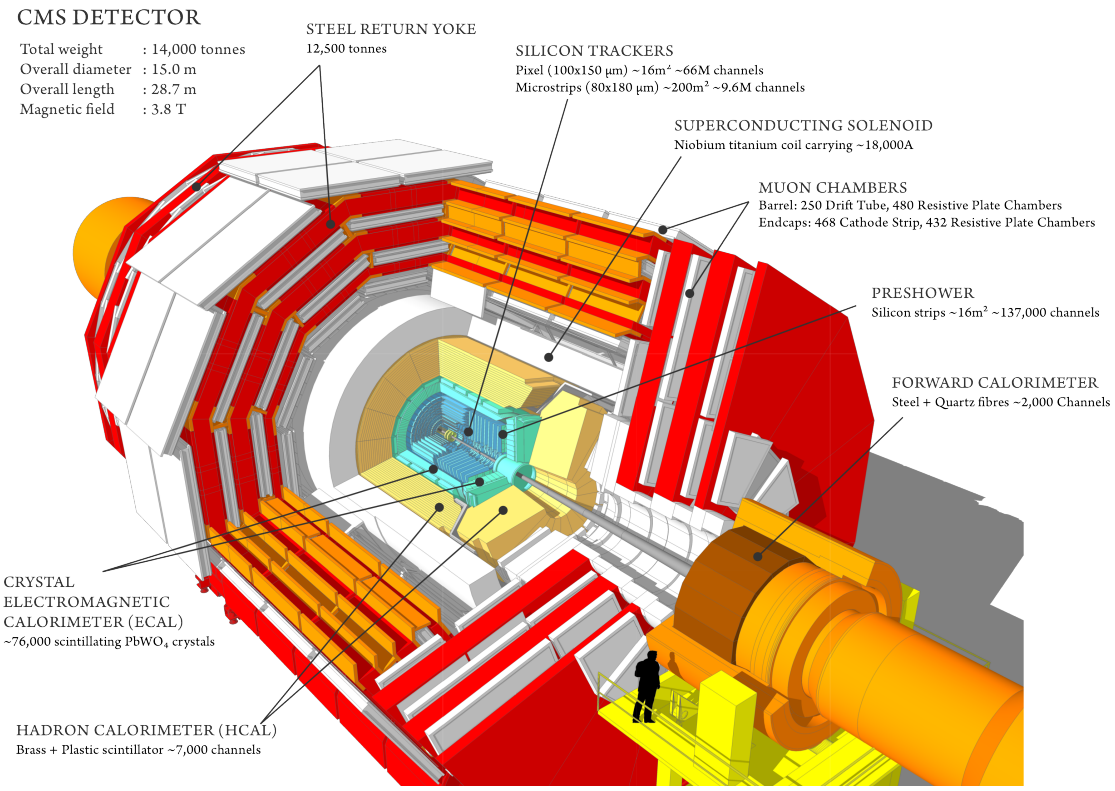


Figura 3.1 Diseño interno del detector CMS [48].

de muones" debido a que posee un sistema de detección de muones muy preciso y eficiente. CMS es un detector con forma cilíndrica, mide aproximadamente 21 m de largo por 14 m de diámetro y pesa 14000 Ton (esto lo convierte en el experimento más pesado del LHC). La colaboración se compone de aproximadamente 3500 personas de 182 institutos de física en 41 países. Una representación tres dimensional del detector se puede ver en la Fig. 3.1.

En este punto es importante describir el sistema de coordenadas que se utiliza en CMS [47]. El origen de coordenadas está en el centro del detector, en el denominado "punto de interacción". El eje z está definido en dirección del haz, apuntando hacia las montañas Jura. El eje y está definido en dirección del cenit y el eje x positivo apuntando hacia el centro del anillo del LHC. Se define el ángulo ϕ en el plano $x-y$, desde x hacia y; el ángulo θ se define en el plano $z-y$, desde z hacia y. Esto se puede ver en la Fig. 3.2.

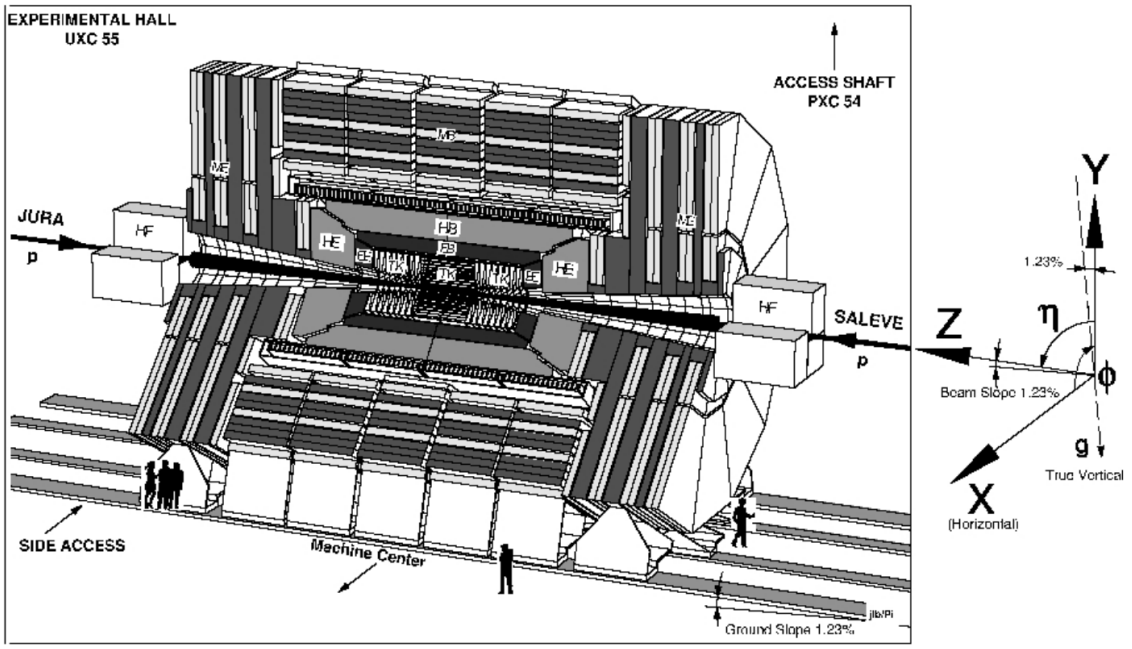


Figura 3.2 Sistema de coordenadas utilizado en CMS [47].

En física de partículas experimental es usual trabajar con cantidades invariantes relativistas, es por esto que se define la rapidez de una partícula como:

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z c}{E-p_z c}\right), \tag{3.1}$$

para partículas relativistas $p \gg mc$, así $E \approx pc$. Además $p_z = p\cos\theta$, por tanto:

$$\begin{aligned} y &= -\frac{1}{2}\ln\left(\frac{pc+pc\cos\theta}{pc-pc\cos\theta}\right) && (3.2)\\ &= -\ln\left(\frac{\sqrt{1+\cos\theta}}{\sqrt{1-\cos\theta}}\right) && (3.3)\\ \eta &\equiv -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right], && (3.4) \end{aligned}$$

se define η como la *pseudorapidez* de una partícula. Esta cantidad es de especial importancia, ya que para partículas relativistas indica la dirección de salida en el plano transverso al haz. Para partículas que salen en dirección perpendicular al haz $\theta \to 90 \Rightarrow \eta \to 0$ y aquellas que viajan paralelas al haz $\theta \to 0 \Rightarrow \eta \to \infty$.

Si $\vec{p}$ es el momento y E la energía de una partícula se define: p_L (momento longitudinal), como la proyección del momento en dirección de z. Además, se define

la distancia radial en el plano $x-y$, el plano transversal al haz, donde se llama a la magnitud de la proyección del momento lineal de la partícula en esta dirección momento transverso, p_T.

El solenoide superconductor del experimento CMS tiene 13 m de largo y 6 m de diámetro aproximadamente. Este genera un campo magnético uniforme de 4 T en su interior y está construido por 4 capas de espiras de Niobio-Titanio (NbTi), enfriado a una temperatura de 4.8K aproximadamente, esto para que se alcance el estado superconductor del material. Este solenoide superconductor está rodeado por 5 barriles con forma de tonel y 3 discos de hierro, que tienen el objetivo de devolver el campo magnético generando un campo exterior de 2 T. Esta configuración de campos magnéticos es responsable de curvar las trayectorias de las partículas cargadas.

Dentro del solenoide se encuentra el sistema de reconstrucción de trazas (*Tracker System*), un sistema de detección diseñado con dos tecnologías: pixeles y tiras de silicio. El *tracker system* está diseñado para identificar los vértices de las colisiones con una precisión de 9 μm y una eficiencia del 98 %, esta eficiencia se degrada con el tiempo debido a los daños por radiación que sufren los materiales. Cuando una partícula cargada pasa por este sistema, se crean pares electrón-hueco en el material y esto genera una señal eléctrica que luego es amplificada. Este sistema fue construido para ser bastante resistente a la radiación y se espera que dure 10 años.

Luego de este sistema se encuentra el calorímetro electromagnético (ECAL). Este fue construido para detener electrones y fotones y medir su energía; el sistema está compuesto por cristales de tungstenato de plomo, el cual fue escogido por su corta longitud de radiación, alta densidad y rápido centelleo (25 ns). La única desventaja de este material es su alta sensibilidad de respuesta a la temperatura (2 %/C). Los cristales del ECAL van perdiendo transparencia con la luminosidad integrada (que es la razón entre la cantidad de eventos o colisiones que se han dado en el LHC y la sección eficaz de colisión para los protones [47]). Por tanto, la transparencia de los cristales tiene que ser corregida constantemente por un sistema de láser. El ECAL cuenta con 61200 cristales en forma de barril y 7324 en las tapas del calorímetro.

Cuando se colisionan dos partículas no fundamentales, como los protones (constituidas por quarks y gluones) en el LHC, las colisiones gluon-gluon (las más frecuentes), quark-gluon o quark-quark pueden generar más partones (quarks y gluones) como producto de la colisión.

Sin embargo, debido al confinamiento del color estos quarks y gluones se agrupan formar nuevos hadrones, este proceso se conoce como hadronización. Esto puede suceder

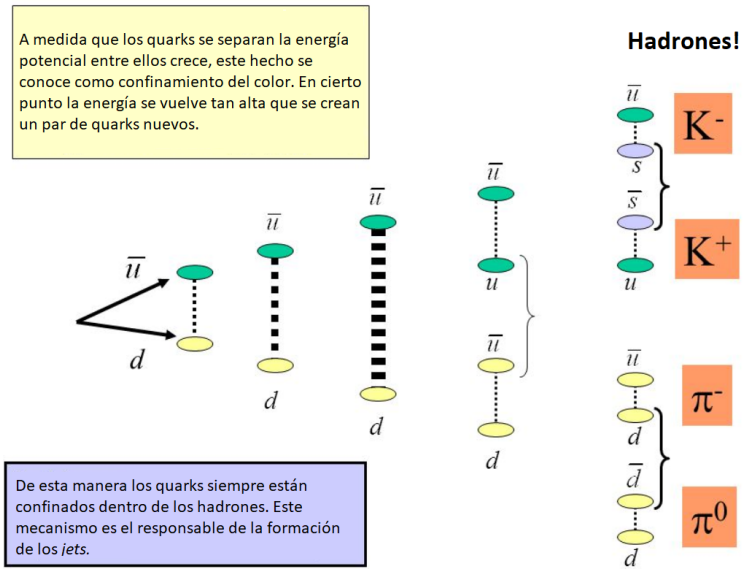


Figura 3.3 Ejemplo esquemático del proceso de formación de Hadrones.

iterativamente generando "lluvias de hadrones" o también llamados *jets*. En la Fig.3.3 se puede ver un diagrama que representa el proceso de hadronización.

Para detener y detectar los *jets* se diseñó el calorímetro hadrónico (HCAL). Una parte de este sistema se encuentra dentro del solenoide (*Hadron Endcap Calorimeter* y *Hadron Barrel Calorimeter*); y fuera están el *Outer Calorimeter* y el *Hadron Forward Calorimeter* (estos permiten extender el rango angular de detección). Los calorímetros tienen el objetivo de detectar los hadrones y lo hacen de la siguiente manera: el sistema tiene intercalados placas de acero con cristales centelladores, las placas de acero generan las cascadas de hadrones y cuando estos pasan por los centelladores, la luz generada es convertida en corrientes eléctricas por fotodiodos híbridos (HPDs). Estas corrientes permiten medir la energía de los hadrones. Debido a la posición del *Forward Calorimeter*, este recibe más radiación comparado con los otros calorímetros hadrónicos. Esto es debido a que el *Forward Calorimeter* está en la dirección del haz incidente, por tanto, los centelladores fueron construidos de un material más resistente a la radiación, el cuarzo.

Finalmente, en la parte más externa del detector están ubicados los detectores de muones, esto se debe a que estas partículas tienen un gran poder de penetración. Las cámaras de detección de muones están hechas de 3 tecnologías diferentes: *Drift Tube Chambers (DT), Cathode Strip Chambers (CSC)* y *Resistive Plate Chambers (RPC)*. Las tres tecnologías están basadas en la detección por ionización de gases: al paso de partículas cargadas se generan corrientes de deriva. Estas corrientes son medidas

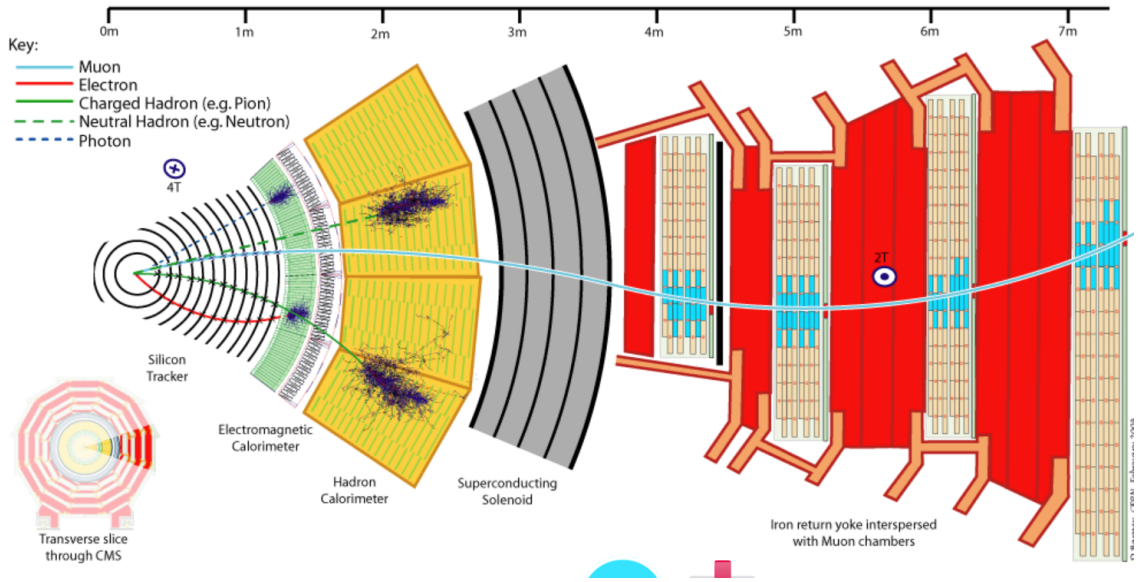


Figura 3.4 Corte transversal del detector CMS [48].

e interpretadas en términos de la energía y posición de los muones. En la Fig.3.4 se muestra una recreación a un corte transversal del detector.

3.2. Sistema de *Trigger*

CMS fue diseñado para tomar los datos de cada colisión que ocurre. Cada 25 ns ocurren aproximadamente 20 colisiones inelásticas [49] y cada uno de estos eventos contiene una información de 5MB aproximadamente. Esto produce un flujo de datos de 1 PB/s (PB=Petabyte), esta cantidad de información no puede ser almacenada. Por tanto, debe hacerse una selección de eventos en tiempo real, el sistema encargado de hacer esto recibe el nombre de *Trigger System* y lleva a cabo esta tarea en dos fases [50].

La primera fase es el *Level 1 Trigger (L1)*, este es un filtro basado en Hardware construido específicamente para analizar los datos provenientes de los sistemas de detección y escoger los eventos más interesantes. Por ejemplo, aquellos que contienen partículas con gran momento transverso o combinaciones raras de partículas en los estados finales. Este filtro reduce el flujo de datos en dos órdenes de magnitud y dispone de 3.2 μs para decidir, esto hace que la memoria de almacenamiento tenga que ser suficiente para guardar los datos de hasta 128 colisiones.

La segunda fase de la selección se conoce como *High Level Trigger (HLT)*. Es un proceso basado en software: una serie de algoritmos corren en granjas de varios miles

de procesadores, estos códigos han sido previamente implementados con el objetivo de realizar búsquedas predeterminadas y analizan los datos que pasan el L1. El tiempo de decisión de este sistema es aproximadamente 180 ms y al finalizar la selección, el flujo original de datos ha sido reducido por un factor de cinco ordenes de magnitud.

Capítulo 4

Modelo VLF

Existen una gran cantidad de modelos más allá del modelo estándar (BSM) que pretenden explicar la materia oscura (DM). Sin embargo, como hemos discutido en el capítulo 2, los candidatos más populares a DM son las partículas masivas que interactúan débilmente (WIMPS). En este capítulo presentaremos el modelo BSM que vamos a estudiar, el cual incluye WIMPS. También se presentan las características de la señal que podría aparecer en el detector solenoide compacto de muones (CMS), si hubiese producción de DM mediante los mecanismos que nos presenta dicho modelo. Hay que resaltar que en caso de que este modelo no se verifique, este hecho permitiría descartar regiones en el espacio de parámetros en el cual buscar señales de DM.

4.1. Materia oscura escalar

Debido a que la materia oscura no interactúa con el gas interestelar y que se ve afectada por la gravedad [51], sabemos que esta debe ser masiva y con carga eléctrica cero. En teoría de campos, un escalar neutro es el modelo más sencillo con el que podemos describir este tipo de partícula [52]. En el modelo que vamos a considerar, el SM se extiende con un singlete escalar χ, candidato a DM y un fermión de tipo vectorial F el cual media la interacción de la DM con los fermiones del SM. La estabilidad de la DM se garantiza al imponer una simetría $\mathbb{Z}_2$, bajo esta simetría discreta las partículas nuevas χ y F son impares y las del SM son pares. Por simplicidad se asume que este nuevo sector solo se acopla a los leptones derechos, $l_R = e_R, \mu_R, \tau_R$, esto para mantener la supresión de procesos a nivel del lagrangiano que cambien el sabor leptónico. Por ejemplo, procesos del tipo $e \to \mu\gamma$.

El lagrangiano de interacción que describe este modelo es:

$$-\mathcal{L}_{int} = \frac{\lambda}{2}\chi^2(H^\dagger H) + (y\chi\bar{F}l_R + \text{h.c.}), \tag{4.1}$$

donde H es el Higgs del modelo estándar. Cabe mencionar que, debido a la presencia del fermión de tipo vector, se pueden dar procesos de aniquilación de partículas de DM en partículas del SM, como fotones. Este modelo permitiría eventualmente explicar el exceso de rayos gamma provenientes del centro galáctico [53, 54, 55], observado por colaboraciones como Fermi-LAT [56] y HESS [57], como el producto de la radiación emitida debido a la aniquilación de pares de DM. Este hecho también ha sido estudiado en la literatura. ver Ref. [58, 59].

4.2. La señal en el detector CMS

En esta sección vamos a describir las características que presentaría una señal, en el detector CMS, proveniente de un modelo con fermiones vectoriales de espectro comprimido (VLFCS), como el presentado anteriormente. Especialmente, nos enfocaremos en presentar cuales son los requerimientos que debería tener un trigger que busque capturar la señal del modelo VLFCS.

Debido a que el fermión F está cargado eléctricamente, tiene hipercarga y esto implica que a pesar de ser un singlete interactúa con el bosón Z^0. El proceso mostrado en la figura 4.1 es posible en este modelo. En este proceso los estados finales son un par de partículas de materia oscura y un par de electrones, muones o taus. En este modelo también es factible tener en el estado final electrones y tau pero debido a la baja eficiencia de reconstrucción del detector CMS para electrones y taus de bajo p_T, esta señal no es incluida [60, 61].

Por otro lado, el par de partículas escalares de DM escaparían del detector, manifestándose como *energía faltante* (MET). En nuestro modelo imponemos que la diferencia de masa entre el fermión de tipo vectorial y la partícula de DM es pequeño, específicamente $\Delta M(F, \chi) < 20$ GeV. A este régimen se le conoce como *espectro comprimido*. Debido a esta característica cinemática se espera que los muones generados en este tipo de eventos tengan bajo momento transversal, p_T (ver definición en sección 3.1).

Debido a la baja eficiencia de reconstrucción para muones de bajo p_T, ver Fig. 4.2, se puede esperar que uno de estos muones se pierda en la reconstrucción y por tanto solo haya un muon reconstruido en el detector. Adicionalmente, debido a que es probable que antes de la colisión se produzcan procesos de radiación de las partículas,

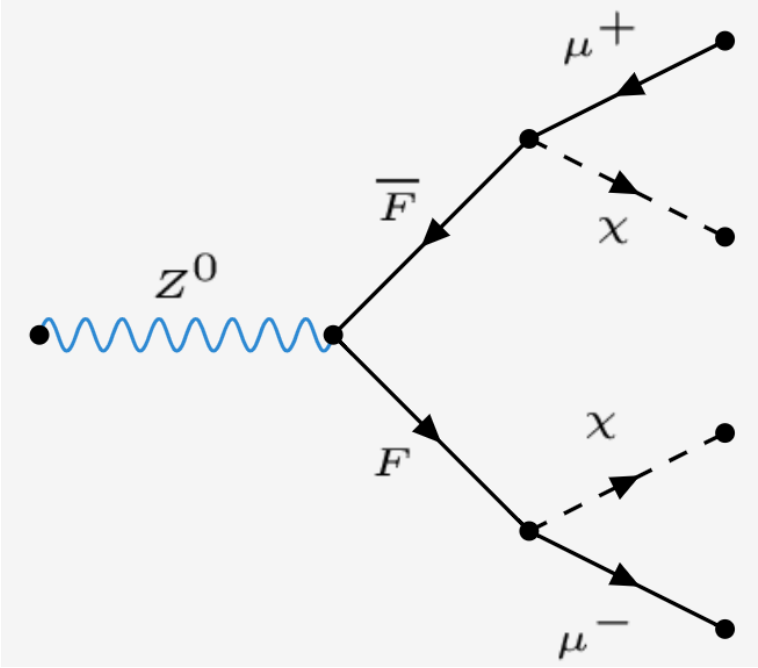


Figura 4.1 Proceso de producción de pares de partículas de materia oscura.

que se conocen como *estados de radiación inicial* (ISR), podemos tener partículas adicionales en el evento, como jets. Un posible proceso en el que se genera un jet se puede ver en la Fig. 4.3. La probabilidad de que estos eventos ocurran está modulada por el valor de la constante de acoplamiento fuerte $\alpha_s = 0{,}1183 \pm 0{,}0008$; esto significa que se espera que hayan al menos un orden de magnitud menos eventos que aquellos que no contengan jets ISR. Este jet lo podemos utilizar para ayudar a activar el trigger. La presencia de jets en nuestra señal hace que la variable *energía hadrónica faltante* (MHT), definida como

$$\text{MHT} = \left| \sum_{i}^{\text{jets}} \vec{p_{T_i}} \right|, \tag{4.2}$$

pueda ser usada como un requerimiento en el trigger.

En un análisis en busca de esta señal, aún no terminado por nuestro grupo, se utilizó un trigger que requería una MET>110 y MHT>110 GeV. Estos requerimientos son compatibles con nuestra señal debido a que el único objeto con alto pT en nuestra señal es el jet ISR y el pT de este objeto va a estar directamente relacionado con la MET en el evento (recordar que este es el negativo de la suma del pT de todos los objetos reconstruidos en el evento). Sin embargo, en el estudio nos pudimos dar cuenta que la aceptancia de nuestra señal era baja utilizando el ya mencionado trigger. Fue así como se decidió bajar un poco los valores límites para la MET y el MHT. De entrada

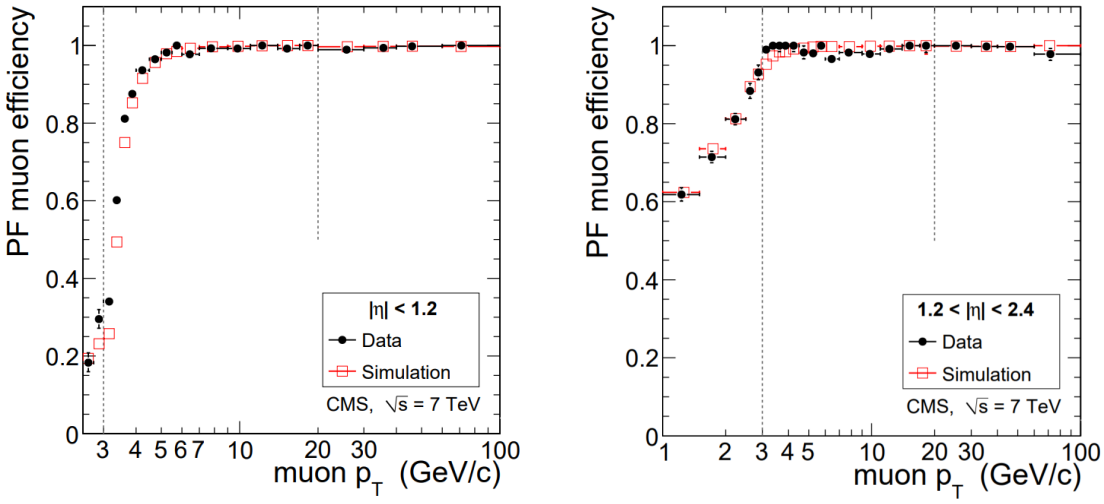


Figura 4.2 Eficiencia de reconstrucción de muones del algoritmo *particle flow* (PF) [62], tomado de [63].

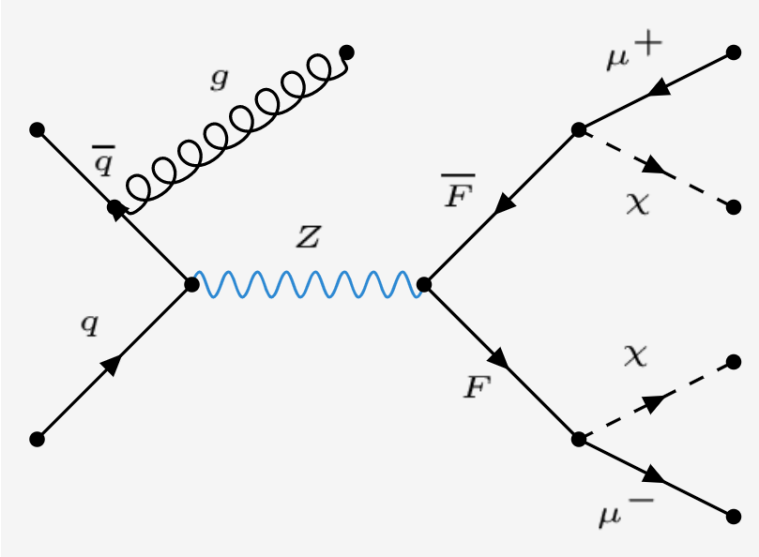


Figura 4.3 Generación de un jet debido a radiación de un gluón como estado de radiación inicial (ISR).

esto haría que la frecuencia de activación del trigger fuera mayor, así que se decidió incluir un requerimiento más en el trigger a proponer, la presencia del muon de bajo pT. Con las características presentadas, los requerimientos del trigger a proponer son:

- Un muon aislado con $p_T(\mu) > 3$ GeV. Rango de $\eta < 2{,}4$.
- Energía faltante en el evento, MET> 80 GeV. Cobertura total en η.
- Energía hadrónica faltante, MHT > 80 GeV. Rango de $\eta < 5{,}2$.

En el siguiente capítulo, haremos una descripción detallada del sistema de trigger y toma de datos del experimento CMS. También presentaremos los resultados del estudio de factibilidad de la propuesta de trigger para el modelo VLFCS, con los requerimientos que hemos presentado en esta sección.

Capítulo 5

Sistema de Trigger en CMS

Al realizar un experimento de física, nuestro objetivo es capturar la información completa de un evento específico. Sin embargo, así como existe un momento apropiado para tomar la mejor fotografía, esto mismo ocurre con un experimento científico. Los eventos interesantes no siempre están ocurriendo. Así como en la cámara fotográfica existe un dispositivo llamado *disparador*, que permite seleccionar el momento adecuado para guardar la información, los experimentos físicos suelen contar con un sistema de *disparador/trigger* que permite seleccionar el momento adecuado para guardar un evento.

En este capítulo se describe el *sistema de adquisición de datos y trigger* (TDAQ) del experimentos CMS. Luego, se presentan los resultados obtenidos del análisis de factibilidad de la propuesta de trigger para el modelo presentado en el Capítulo 4.

5.1. Trigger y toma de datos (TDAQ)

En general, los experimentos modernos de física de altas energías deben contar con un sistema de trigger y toma de datos (TDAQ), suficientemente robusto para manejar la alta rata a la que se dan los eventos y la complejidad de los mismos. Sin embargo, aunque el diseño de un sistema de TDAQ en un experimento real es bastante complejo, los principios de diseño y la arquitectura de este sistema son simples. En esta sección explicaremos estos principios básicos.

Un sistema de TDAQ, cuenta con una serie de subsistemas comunes a cualquier diseño específico. Podemos establecer una analogía con una cámara fotográfica. En esta tenemos los siguientes componentes principales: sensor o detector, sistema de monitoreo, disparador o trigger y unidad de almacenamiento, ver Fig. 5.1. El objetivo con una cámara fotográfica es tomar la mayor cantidad de fotografías posibles, cuando algo



Figura 5.1 Componentes principales del sistema TDAQ de una cámara fotográfica.

interesante ocurra. Constantemente el sensor de la cámara fotográfica está capturando luz y convirtiendo esta señal en una imagen que se puede ver en la pantalla de la cámara. Este sistema, actúa como un sistema de monitoreo, ya que nos permite ver en tiempo real que información está tomando el sensor. Una vez el usuario decide que algo interesante está sucediendo, utiliza el sistema de disparador para capturar la información que en ese momento está siendo recolectada y la envía al sistema de almacenamiento del dispositivo.

El objetivo de un sistema de trigger es decidir cuando está sucediendo algo interesante, este debe ser simple y selectivo. Rechazar los eventos no interesantes y capturar aquellos que queremos conservar. En un experimento de física de altas energías el trigger debe maximizar las posibilidades de guardar una señal de nueva física. Es decir, los eventos que pasen una determinada selección deben tener una probabilidad mayor de venir de un proceso físico no conocido. Un dispositivo sencillo, como un osciloscopio, cuenta con un sistema de trigger, que captura una señal eléctrica una vez esta ha pasado determinada barrera, como puede ser un voltaje específico.

El primer sistema de trigger fue propuesto y desarrollado por Walter Bothe en 1924 [64]. Este fue diseñado para capturar la señal proveniente de rayos cósmicos. Los rayos debían pasar por dos contadores Geiger de forma secuencial para que se hiciera un conteo. Este diseño fue llamado, *método de la coincidencia* y fue el primer diseño de un circuito AND. Este desarrollo le valió a Bothe el premio Nobel en 1954.

No obstante, en física de altas energías, el sistema de TDAQ tiene que tener en cuenta dos aspectos cruciales: los eventos interesantes son impredecibles en el tiempo y estos pueden ocurrir con una frecuencia muy alta. En la siguiente sección veremos la

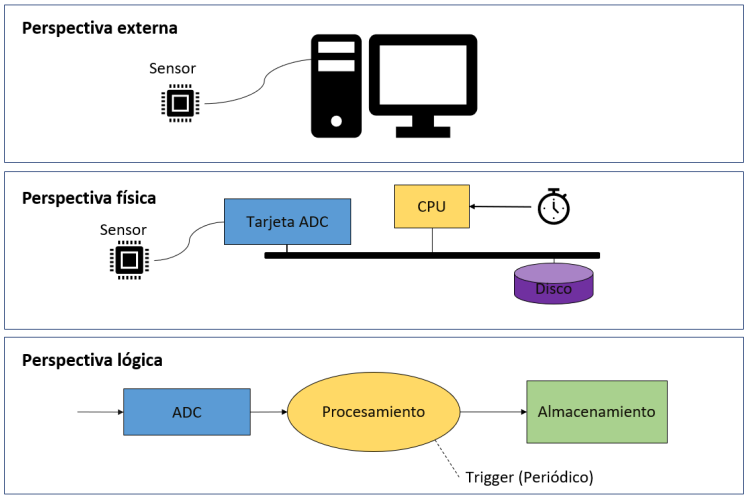


Figura 5.2 Arquitectura de un sistema de TDAQ simple.

descripción de la arquitectura de un sistema de TDAQ convencional y los requerimientos de diseño específicos que se deben tener en cuenta para un experimento de física de altas energías (HEP).

5.1.1. Un sistema de TDAQ sencillo

En esta sección vamos a describir las características del diseño de un sistema de TDAQ sencillo. Un experimento moderno, consiste desde el punto de vista más externo en un sensor específicamente diseñado para ser sensible a un tipo de señal, conectado a una computadora que procesa esta señal, la guarda en un sistema de almacenamiento como un disco duro y es capaz de generar una representación gráfica. El sistema de trigger en esta visión esta incluido en el procesamiento de los datos.

Sin embargo, desde el punto de vista de la electrónica se tiene un sensor que produce una señal análoga, esta debe pasar por una tarjeta de conversión de señal análoga a digital (tarjeta ADC) para poder ser mandada a un procesador (CPU) y luego a un sistema de almacenamiento. En la Fig 5.2 se puede observar una representación de esta arquitectura. El sistema por tanto es totalmente secuencial y la rata de trigger está limitada por el tiempo que lleva procesar un evento en CPU. Por ejemplo, si el tiempo de CPU es de 1 ms, el sistema solo puede aceptar 1000 eventos cada segundo, por tanto la rata de trigger es máximo de 1 KHz.

El problema de la arquitectura que hemos presentado es que solo sirve para fenómenos que se dan sincrónicamente, es decir, que pasan con regularidad en el tiempo. La mayoría de los fenómenos físicos son asincrónicos, un ejemplo de esto es el decai-

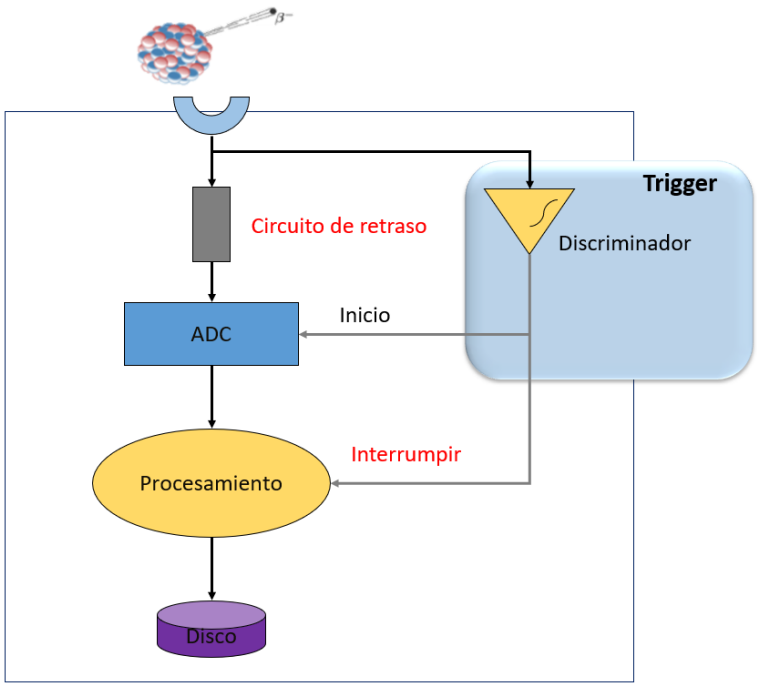


Figura 5.3 Arquitectura de un sistema de TDAQ con capacidades asincrónicas.

miento Beta. En este caso no podemos predecir un evento individual y los eventos no están separados de forma regular en el tiempo. Para solventar este problema, la arquitectura debe incluir un *trigger para física*. En la Fig. 5.3 podemos ver el diseño de un trigger para física. En este caso, el circuito encargado del sistema de trigger es puesto en paralelo al detector. Debido a que esto introduce un tiempo de decisión, llamado *latencia*, se debe instalar un circuito de retraso entre el sensor y el convertidor ADC. Por tanto, el trigger cumple la función de discriminar si la señal que está siendo obtenida es interesante y activa el convertidor ADC para que la señal deseada pase al sistema de CPU y almacenamiento.

Debemos resaltar que este diseño tiene una gran limitante y es imaginar qué sucede, por ejemplo, si otra señal que potencialmente active el trigger llega cuando aún no se termina de procesar el evento. El sistema no tiene como manejar esta situación y por tanto los dos eventos no pueden ser recibidos. El tiempo que tarda el trigger en decidir y el sistema en procesar el evento define el *tiempo muerto* del sistema. En este caso, para evitar que el procesamiento de datos se dañe debido a un nuevo evento que ingresa antes de que el sistema termine de procesar el anterior, se instala una *lógica de espera*. En la Fig. 5.4 podemos ver la representación gráfica de la nueva arquitectura para el sistema de TDAQ.

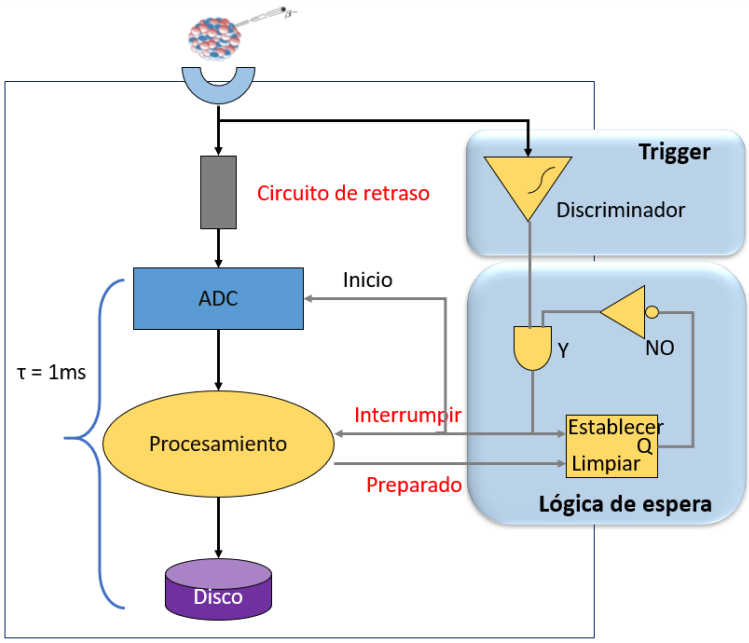


Figura 5.4 Arquitectura de un sistema de TDAQ con capacidades asincrónicas y lógica de espera. El tiempo muerto se define como la cantidad de tiempo que se tarda el sistema para que la señal sea convertida de análoga a digital hasta que se guardan los datos procesados en memoria.

Para calcular la nueva tasa de toma de datos de nuestro sistema debemos definir algunas variables. Llamemos ν a la tasa real a la que el sistema toma los datos, f a la tasa promedio a la que se dan los eventos y τ al tiempo muerto del sistema. Por tanto, podemos proponer:

$$\nu\tau = \text{Probabilidad de que el sistema esté ocupado,} \tag{5.1}$$

$$1-\nu\tau = \text{Probabilidad de que el sistema esté libre para recibir eventos.} \tag{5.2}$$

Así, podemos decir que la tasa real de toma de datos es la probabilidad de que el sistema este libre por la frecuencia con la que se dan los eventos,

$$\nu = (1-\nu\tau)f. \tag{5.3}$$

Por tanto,

$$\nu = \frac{f}{1+\tau f}. \tag{5.4}$$

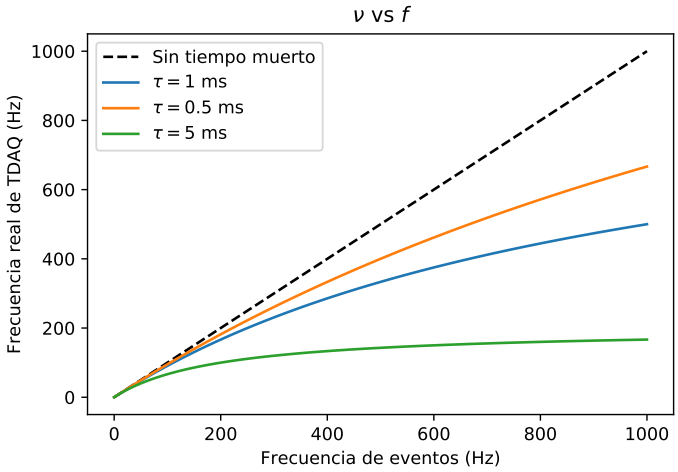


Figura 5.5 Frecuencia de TDAQ real para varios valores del tiempo muerto.

Definimos la eficiencia (ϵ) como la razón entre la frecuencia de TDAQ y la frecuencia con la que se dan los eventos. Por tanto,

$$\epsilon = \frac{\nu}{f} = \frac{1}{1+\tau f} < 100\,\%. \tag{5.5}$$

En las Figs. 5.5 y 5.6 se puede notar el comportamiento de la tasa real de TDAQ y eficiencia para varios valores del tiempo muerto. A medida que el el tiempo muerto aumenta los valores de ϵ y ν se van reduciendo.

De hecho, si quisiésemos rediseñar un sistema de TDAQ que tiene un tiempo muerto de 1 ms, para que alcance una eficiencia del 99 %, el tiempo muerto debería ser de 0.01 ms. Es decir, deberíamos rediseñar nuestra electrónica para que sea 100 veces más rápida, lo cual puede llegar a ser muy costoso o inclusive imposible de diseñar en un tiempo razonable. Una solución que podemos implementar para evitar esta pérdida tan abrupta en la eficiencia es utilizar búferes. Estas son memorias temporales, que se utilizan para almacenar los datos de eventos que disparen el trigger y que no han sido procesados. Usualmente, se utiliza una arquitectura de colas FIFO (del inglés, First In First Out) para estas memorias, en este caso los datos se van procesando como una pila en el orden de llegada. El tiempo muerto del sistema se reduce proporcionalmente al número de niveles (N) que tenga el búfer, así:

$$\tau \propto \frac{1}{1+N}, \tag{5.6}$$

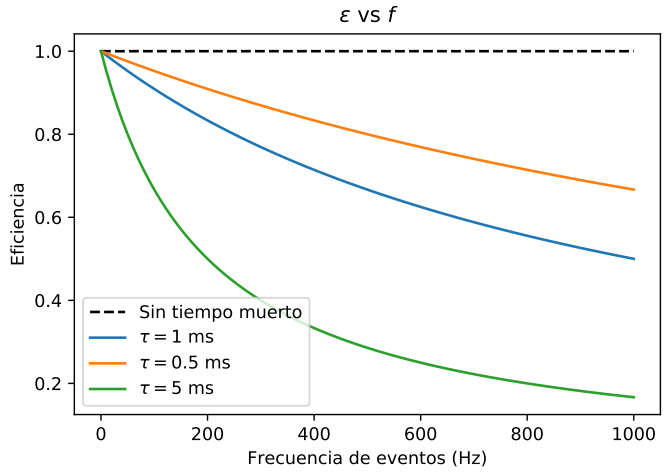


Figura 5.6 Eficiencia para varios valores del tiempo muerto de un sistema de TDAQ.

el esquema de diseño de un trigger con un sistema de búferes se puede ver en la Fig. 5.7.

Si definimos la variable $\rho = \tau f$, esta nos da una idea de la velocidad de la electrónica del experimento (tiempo muerto), versus la frecuencia de los eventos. Lo ideal es mantener esta relación cercana a uno. Si $\rho \ll 1$ el sistema estaría sobrediseñado y si $\rho \gg 1$ el sistema estará sobresaturado. En la Fig.5.8, podemos observar como al añadir niveles de profundidad al búfer, la eficiencia se acerca a uno. En conclusión, un sistema de TDAQ para manejo de eventos asincrónicos necesita de dispositivos adicionales como: retardadores, lógicas de espera y búferes para alcanzar una eficiencia cercana a uno.

5.1.2. Sistema de TDAQ: Modo colisionador

En un colisionador como el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), como dijimos en la sección 3.2, los eventos son sincrónicos (ocurre una colisión cada 25 ns). Sin embargo, los eventos interesantes son aleatorios, por tanto, necesitamos lógicas de espera y búferes en el sistema de TDAQ de este colisionador. Adicionalmente, debido a la diversidad de análisis que se desean llevar a cabo con las colisiones producidas por el LHC, debemos evitar que se repitan muchas veces las mismas decisiones en el sistema de Trigger. Es necesario recolectar eventos interesantes, pero no todos del mismo tipo, esto introduce más complejidad a la hora de diseñar el sistema de TDAQ. En la Fig.5.9 podemos observar la arquitectura conceptual del sitema de TDAQ para un colisionador como el LHC.

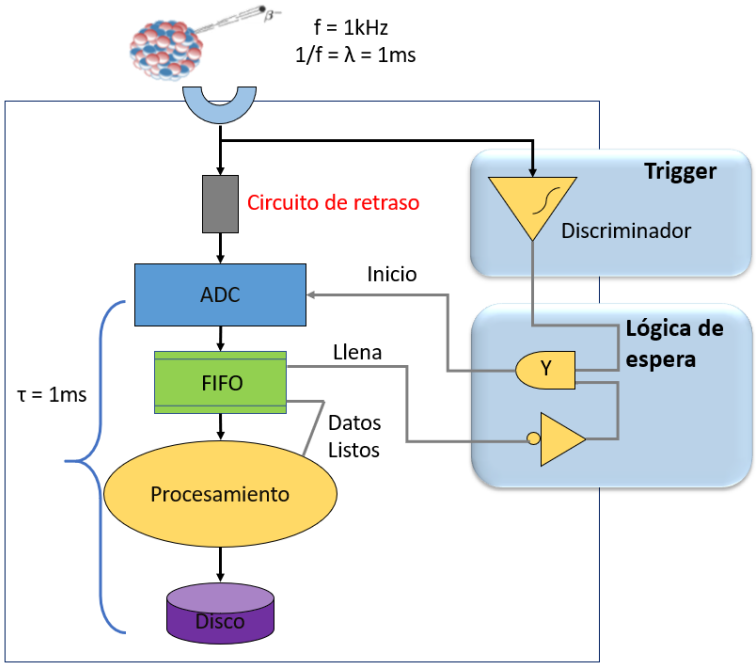


Figura 5.7 Sistema de trigger con un búfer a la entrada de datos al módulo de procesamiento. Este diseño ayuda a aumentar la frecuencia de adquisión de datos del sistema.

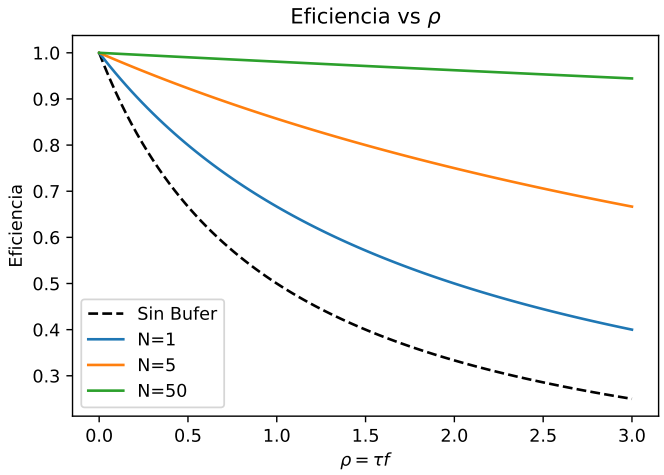


Figura 5.8 Eficiencia del sistema de TDAQ versus profundidad del búfer FIFO.

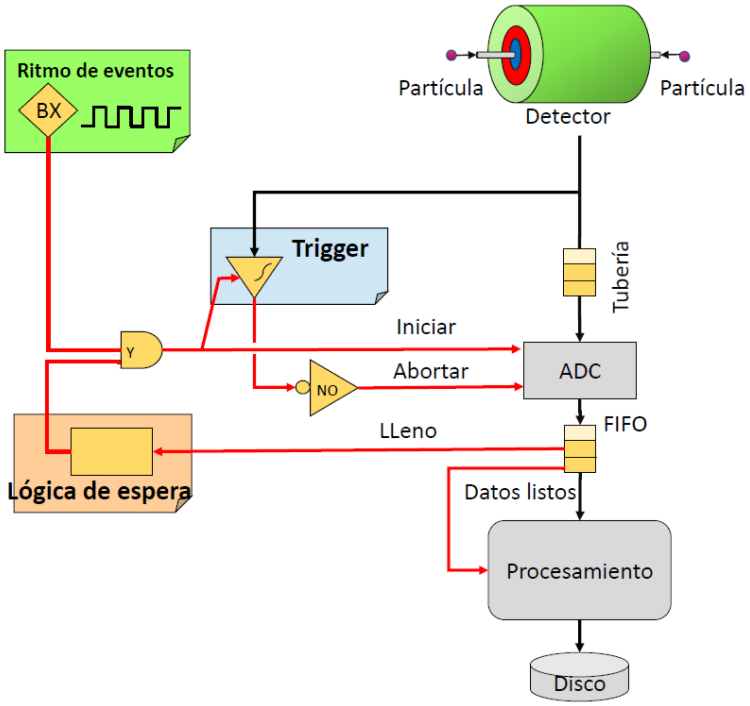


Figura 5.9 Arquitectura del sistema de TDAQ para un experimento de colisión de partículas, como LHC.

En esta sección describiremos el sistema de TDAQ implementado en el experimento Solenoide Compacto de Muones (CMS). El experimento CMS está compuesto de una serie de subdetectores y cuenta con aproximadamente 100 millones de canales de señal análoga, por tanto, cada subdetector cuenta con sus propios subsistemas de trigger. Hay una serie de grandes retos que el diseño del sistema de TDAQ tiene que tener en cuenta en el experimento CMS. Como acabamos de mencionar, la arquitectura del mismo detector y la cantidad de canales análogos es uno. Otro reto es la complejidad de los eventos, debido a las grandes cascadas de partículas y a las numerosas colisiones inelásticas que ocurren en un solo cruce de los haces de protones. En la Fig. 5.10 podemos observar como luce un evento reconstruido por el detector CMS y vemos la gran cantidad de trazas de partículas reconstruidas.

Si volvemos a observar la Fig.5.10, veremos que no todas las trazas emergen del mismo punto y que de hecho hay varios vértices marcados en color naranja. Este fenómeno es conocido como *pileup* (apilamiento), en la Fig. 5.11 podemos ver el histograma con el número de pileup a lo largo de 2018. Si a estos hechos sumamos que CMS está continuamente aumentando la cantidad de datos que toma año tras año, como se puede ver en la Fig. 5.12, y que la cantidad de datos que debe procesar el sistema de TDAQ por día es inmensa, podemos concluir que diseñar este sistema no es

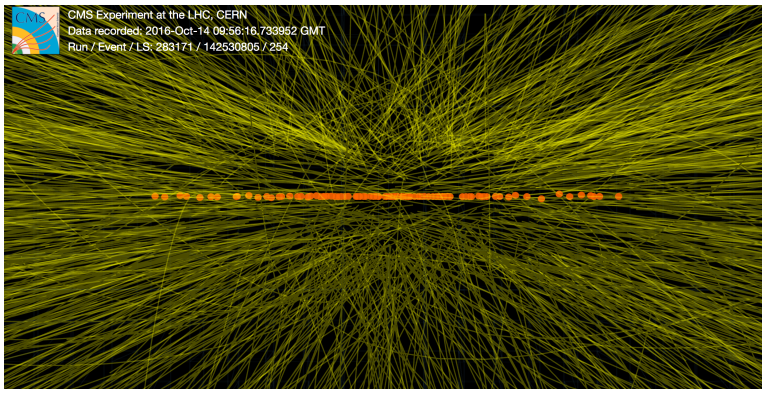


Figura 5.10 Reconstrucción de CMS de un evento ocurrido en Octubre de 2016, las líneas amarillas representan las trazas de partículas que han sido reconstruídas por el detector. Tomado de [65].

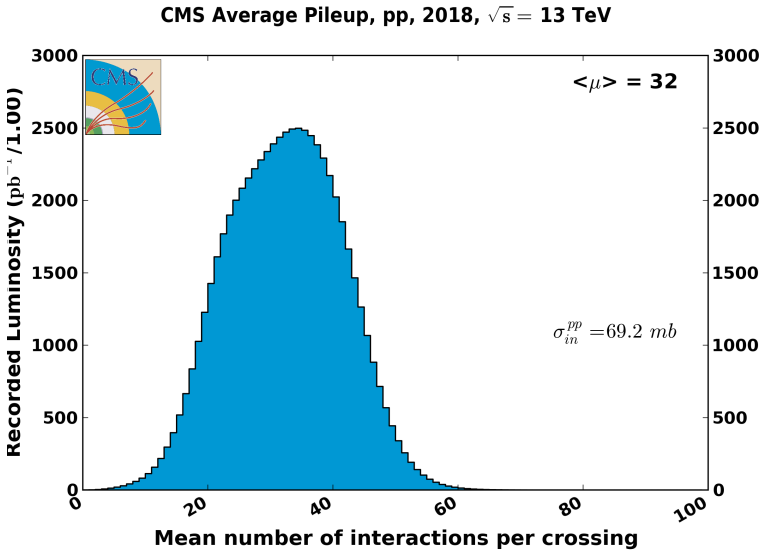


Figura 5.11 Pileup en CMS en el año 2018 para colisiones protón-protón. Tomado de [66].

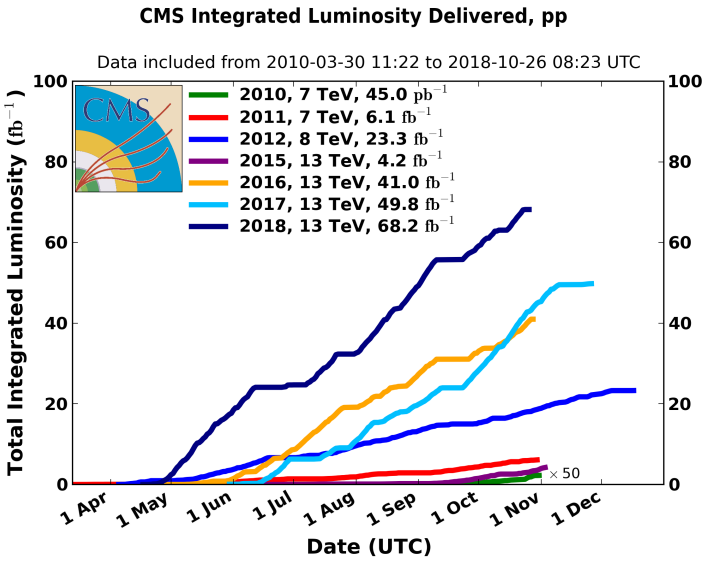


Figura 5.12 Luminosidad integrada a lo largo de la historia del experimento CMS. Tomado de [66].

una tarea trivial. Para poner en contexto la cantidad de datos que debe procesar CMS en un día, tengamos en cuenta que cada evento pesa aproximadamente 5 Megabytes, por tanto, con una frecuencia de colisión de 40 MHz podemos alcanzar cientos de Petabytes por día. En la Fig. 5.13, podemos ver una comparación de la cantidad de datos que manejan compañías como Google, Facebook, Instagram y el negocio de correos electrónicos diariamente. El LHC y el sistema de TDAQ en CMS pueden ser vistos como una tarea de datos a gran escala.

5.1.3. Sistema de TDAQ del detector CMS

En el detector CMS se ha implementado una arquitectura de trigger de dos niveles. Un trigger de hardware, llamado trigger nivel uno (L1) y un trigger de alto nivel (HLT), que se ejecuta en granjas de procesadores de uso comercial. En esta sección explicaremos el funcionamiento combinado de estos dos niveles de procesamiento de datos.

El trigger L1

Este es un sistema de hardware con una latencia constante de 3.2 μs, por tanto debe manejar un búfer que le permita almacenar al menos 128 eventos. En este tiempo el sistema debe decidir si acepta o rechaza un evento usando la información de los calorímetros y el detector de muones.

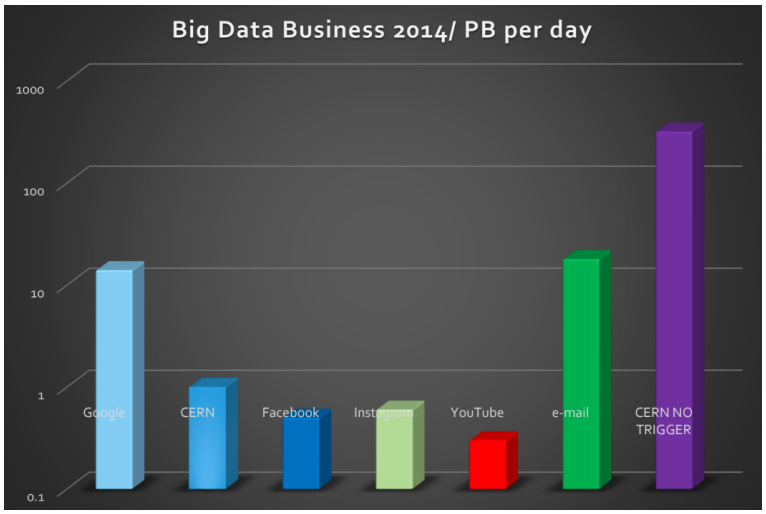


Figura 5.13 Cantidad de datos procesados por día en 2014 por diferentes compañias, escala logarítmica. Se puede notar como el sistema de trigger reduce la cantidad de datos tomados por los experimentos del CERN en varios órdenes de magnitud. Tomado de [67].

En la Fig. 5.14 se puede observar la arquitectura del trigger L1. Los trigger primitivos (TP) de los calorímetros hadrónicos y electromagnéticos (HCAL y ECAL) y de los detectores de muones (tubos de deriva (DT), cámaras de tiras de cátodos (CSC) y cámaras de láminas resistivas (RPC)) son procesados en varios pasos antes de que el trigger global (GT) tome una decisión final.

El trigger L1 de los calorímetros se hace en dos etapas, un trigger regional (RCT) y un trigger de calorímetros global (GCT). El RTC recibe las señales de las mas de 8000 torres del HCAL y ECAL y procesa esta información entregando como salida los

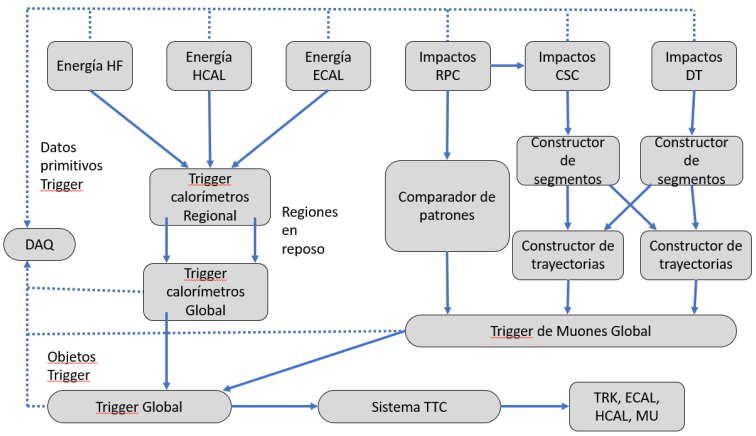


Figura 5.14 Diseño del sistema de trigger L1 en el detector CMS.

candidatos a electrones (e) y fotones (γ). El GCT procesa aún más los candidatos a e y γ, encuentra y clasifica los jets y calcula cantidades como la energía transversa faltante E_T^{miss}.

Todos los sistemas de detección de muones están involucrados en el trigger L1. Esto garantiza mayor cobertura sobre el detector y redundancia. Para los DT y CSC la interfaz electrónica del trigger identifica las trazas de las partículas que atraviesan los detectores, teniendo en cuenta los puntos en donde estos han sido golpeados y combinándolos para reconstruir las trayectorias. Algoritmos de reconocimiento de patrones buscan candidatos para muones y calculan su momento mediante la cantidad de curvatura que experimentan estas partículas debido al campo magnético producido por el detector. Los impactos en las RPCs son usados para identificar más candidatos a muones, usando un sistema llamado trigger de comparación de patrones (PACT). Todos los candidatos son transmitidos posteriormente al trigger global de muones (GMT). El GMT combina los candidatos a muones y descarta aquellos no han sido encontrados por mínimo dos sistemas. El GMT también clasifica los candidatos a muones dándoles un atributo que mide la calidad en la reconstrucción del candidato.

El GT es el paso final del sistema de trigger L1 del detector CMS. Este implementa un menú con diferentes triggers, que combinan requerimientos sobre los diferentes objetos reconstruidos por el detector. Este sistema combina los datos del GCT y del GMT. Los requerimientos pueden ser tan simples como una sola especie de partícula con características cinemáticas específicas o la combinación de diferentes coincidencias entre objetos reconstruidos. Un máximo de 512 selecciones distintas pueden ser programadas en el hardware del GT [68].

El trigger L1 reduce el flujo de datos en 2 órdenes de magnitud. Llevando la cantidad de datos de 1PB/s a 10 TB/s y del orden de los 40 MHz a 100 kHz.

El trigger de alto nivel

El trigger de alto nivel (HLT), consiste en un filtro de software que corre en una granja de procesadores comerciales. La granja de filtrado de eventos (EVF) ejecuta Scientific Linux como sistema operativo. Para la selección de eventos se hace un procesamiento similar al usado de manera *offline* (aquel usado para reconstruir eventos una vez han pasado todos los filtros del sistema de trigger). La EVF consiste en unidades de ensamble y filtrado. En las unidades de ensamble, los fragmentos de datos de diferentes sistemas del detector son unidos para formar los eventos completos. Cuando una unidad de filtrado solicita un evento, la unidad de ensamble envía un evento completo. En la unidad de filtrado se descomprimen los datos brutos tomados

por el detector, se reconstruyen los objetos y se aplican filtros específicos para el análisis posterior de los datos. La EVF se ejecuta en aproximadamente 30000 núcleos de procesamiento.

Con una frecuencia de entrada de eventos desde el L1 de 100 kHz y con la capacidad computacional de la EVF, se puede destinar un tiempo de procesamiento de aproximadamente 200 ms para cada evento. El proceso de filtrado del HLT se basa en un concepto llamado *HLT path*. Cada HLT path es una serie de pasos, en cada uno de ellos diferentes algoritmos reconstruyen diferentes objetos e imponen filtros sobre estos. Cada HLT path está diseñado con un objetivo específico: análisis de física, hacer medidas de rendimiento y eficiencia o probar nuevos algoritmos de reconstrucción. El software usado por el HLT es el mismo utilizado en el análisis posterior de los datos por miembros de la colaboración. El HLT reduce el flujo de datos en 3 órdenes de magnitud, de 10 TB/s a 10 GB/s y del orden de los 100 kHz a los cientos de Hz.

En CMS se suele utilizar el término *menú del trigger* para designar el conjunto de algoritmos usados para el trigger L1 y el HLT en una corrida en particular. El menú del trigger evoluciona con las condiciones de una corrida como la luminosidad, energía de centro de masa y forma de llenado de los haces en el acelerador. Hay menús de trigger exclusivos para su uso en las colisiones de iones pesados. En las corridas del 2010 la cantidad de HLT paths en el menú del trigger eran menor que 60, esta cifra ha aumentado y a finales de 2018 el HLT contaba con más de 800 rutas de trigger de alto nivel.

Procesamiento y almacenamiento de datos

Luego de terminar la etapa de trigger, los eventos que han sido aceptados son enviados mediante un software llamado *administrador de almacenamiento* para ser almacenados en disco. Desde allí, los datos son enviados para ser procesados en la *red mundial de computación del LHC* (WCGL). La WCGL es una infraestructura computacional construida a nivel mundial con el objetivo de almacenar y analizar los datos que provee el acelerador y sus experimentos. La arquitectura de esta red es piramidal y a su vez redundante. La WCGL está compuesta por más de 150 complejos en más de 40 países. El poder computacional lo aportan alrededor de 350000 núcleos de procesamiento y tiene capacidad para almacenar 500 petabytes de datos. Las computadoras se interconectan mediante conexiones de 10 a 100 Gbits/s y en promedio recibe más de dos millones de trabajos por día. En la Fig. 5.15 se puede observar la arquitectura de la WCGL, veamos cada uno de sus niveles:

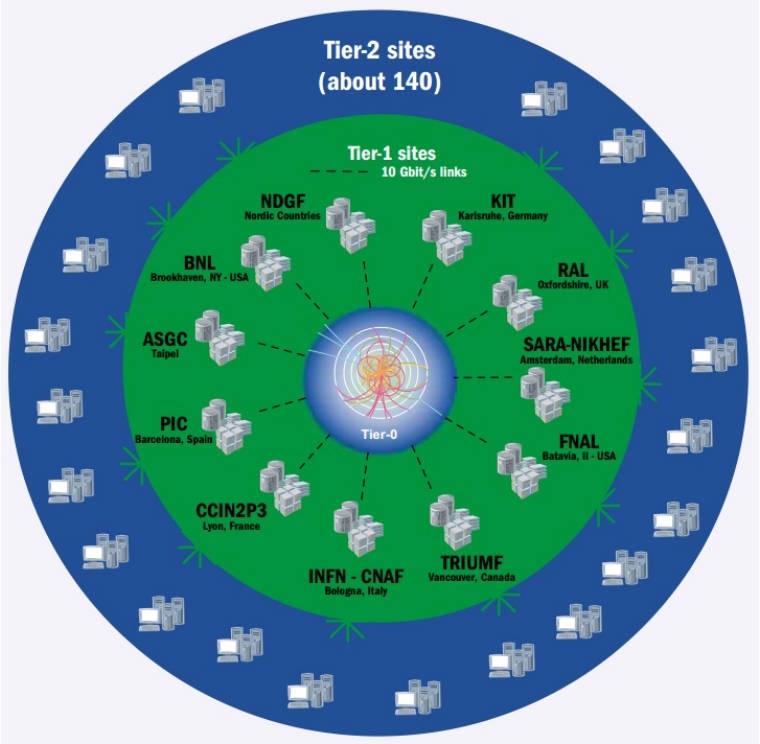


Figura 5.15 Arquitectura de la red mundial de computación del LHC (WCGL). Imagen tomada de [69].

- Tier-0: Es el núcleo central de procesamiento/almacenamiento, ubicado en las instalaciones del LHC. Está encargado de reconstruir los eventos, guardar una copia de estos y distribuir los datos a cada uno de los centros Tier-1.
- Tier-1: Formado por 13 sitios alrededor del mundo, cada uno es una supercomputadora encargada de reprocesar los datos enviados desde el Tier-0 y guardar una copia de los datos. Esto hace el almacenamiento de datos redundante.
- Tier-2: Son más de 140 sitios, ubicados en diferentes lugares y universidades del mundo. Estas computadoras son las que utilizan los más de 3000 usuarios de CMS para hacer la simulación y el análisis de los datos.

En conclusión, el sistema de TDAQ del experimento CMS utiliza un sistema de trigger de dos niveles. Uno de hardware (L1) y uno de software (HLT). Los datos son almacenados, procesados y analizados mediante una red mundial de computación (WCGL). Esta ha sido diseñada para reducir el flujo de datos en 5 órdenes de magnitud, tener un almacenamiento redundante y servir a más de 3000 colaboradores alrededor del mundo.

5.2. Estudio de factibilidad: trigger para el modelo VLFCS

A continuación, nos disponemos a describir el estudio que se hizo sobre la posibilidad de implementar un HLT path para recolectar la hipotética señal del modelo que hemos descrito en la sección 4. Las características de esta firma en el detector son:

- Un muon aislado con $p_T(\mu) > 3$ GeV,
- Energía faltante en el evento, MET$>$ 80 GeV,
- Energía hadrónica faltante, MHT > 80 GeV.

En la colaboración CMS hay una serie de comprobaciones que se deben realizar antes de poder implementar un nuevo HLT path en el experimento. Cada una de estas pruebas está diseñada con un objetivo específico, que busca garantizar el buen funcionamiento de la nueva ruta de HLT y también de que haya una integración satisfactoria con todo el menú de trigger en uso. Vamos a describir brevemente cada uno de estos pasos:

- *Prueba de integración:* En esta se comprueba que el software que ejecuta los algoritmos de filtrado esté bien diseñado y que haya eventos que disparen el trigger propuesto.
- *Prueba de frecuencia:* Se hace el cálculo de la rata de toma de datos de la nueva ruta de HLT. Para esto se utilizan datos reales tomados por el experimento en corridas anteriores, que han sido guardados en bruto, sin pasar por ningún tipo de filtrado.
- *Prueba de tiempo:* Se comprueba la cantidad de tiempo promedio que toma al algoritmo de HLT decidir si un evento es aceptado o rechazado.
- *Prueba de eficiencia:* Es una medida de qué tan bueno es nuestro algoritmo de HLT para capturar la hipotética señal que queremos guardar. Para esto se hace una simulación de la respuesta del detector ante la señal que queremos estudiar.

Ahora vamos a describir con más detalle cada una de estas pruebas y los resultados obtenidos.

Prueba de integración

En esta prueba se busca determinar si la nueva ruta de HLT ha sido configurada exitosamente. Esto significa que los algoritmos usados se ejecuten sin errores y que el trigger sea disparado por al menos un evento de la muestra que se utilice para la prueba.

Un *HLT path* es un algoritmo que consta de una serie de pasos secuenciales, los HLT path están formados por *secuencias y filtros*. Las secuencias reconstruyen los objetos físicos utilizando la información del detector y los filtros establecen valores de corte para seleccionar los objetos de interés. En CMS se utiliza un software que contiene una base de datos con las secuencias y los filtros para configurar el nuevo HLT path. Es importante mencionar que el software utilizado para el HLT, es el mismo que se utiliza luego para reconstruir los eventos que pasan la etapa de trigger, solo que este usa versiones modificadas para poder hacer la selección en tiempo real.

El HLT path que hemos desarrollado cuenta con 5 secuencias de reconstrucción y 6 filtros. La primera secuencia reconstruye los muones en el detector, la segunda secuencia reconstruye los objetos cercanos a los muones y aplica un filtro para conservar sólo aquellos muones que están aislados. Un muon aislado es aquel cuya suma del momento transversal p_T alrededor de un cono de $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0{,}3$ sea menor que 3 GeV en el sistema de reconstrucción de trazas o menor a 5 GeV en los calorímetros [70]. En resumen, un muon aislado es aquel que no esta acompañado de partículas muy energéticas dentro de un cono reconstruido alrededor de su trayectoria. Para nuestra señal esto es importante ya que nuestros muones emergen de un decaimiento de un fermión de tipo vectorial en un muon y una partícula de materia oscura. Por tanto no se esperan partículas que el detector podría reconstruir cerca de dicho muon.

A continuación, una secuencia reconstruye el momento tranversal faltante en el evento (MET) y se aplica un filtro para cortar en aquellos eventos que no tienen un MET >50 GeV. La siguiente secuencia utiliza el algoritmo *anti-kt* [71], con R=0.4 para reconstruir la variable MHT (ver ec. (4.2)). Luego se aplica un filtro para descartar los eventos que no superen MHT >50 GeV. Para finalizar, luego de cortar sobre algunos eventos con los filtros ya mencionados se utiliza el algoritmo *particle flow* (PF) para reconstruir las variables MET y MHT. La ventaja es que este algoritmo utiliza toda la información del detector para reconstruir los eventos [62]. Finalmente dos filtros ponen los cortes de MHT y MET en su valor final de 80 GeV.

Para probar esta configuración se utiliza un formato de archivo llamado *RAW*. Estos son archivos en los que se guardan los datos de la información en bruto que provee el detector más la información de la decisión del trigger L1. Es por esto que en

la secuencia inicial del HLT path se debe indicar que trigger L1 se quiere utilizar. Este debe ser compatible con los requerimientos que se van a hacer en la selección del HLT. En nuestro caso hemos utilizado un trigger L1 llamado L1_Mu3er1p5_ETMHF40. Este trigger L1 deja pasar eventos con un candidato a muon con $p_T > 3$ GeV, ubicado en la región de $\eta < 1{,}5$ (ver Cap. 3). Adicionalmente, este filtro requiere que haya una energía transversa faltante, medida con el calorímetro posterior, de MET$>$ 40 GeV en el evento.

Para que la prueba sea exitosa el algoritmo debe dejar pasar al menos un evento usando un archivo RAW de prueba. Esto muestra que además de que los algoritmos se ejecutan correctamente, la selección es tal que deja pasar eventos y no es un filtro infranqueable.

Prueba de frecuencia

Como hemos dicho con anterioridad, en el régimen de frecuencia los eventos deben pasar de aproximadamente 40 MHz a 1000 kHz, luego de la selección del trigger L1 y el HLT. Con 800 HLT path en el último menú, a cada HLT path se les debe asignar de 1 a 2 Hz de rata de activación. El valor de la rata de un HLT path puede cambiar en relación con la importancia de la física que se busca analizar. Los datos que se utilizan para calcular la frecuencia de activación de un HLT path en desarrollo, son recolectados mediante una ruta HLT (llamada HLTPhysics) que solo guarda la información del trigger L1. El HLT path los datos para el estudio de frecuencia tienen la particularidad de tener una *preescala*. La preescala simplemente es un número entero n que indica que de cada n eventos se guarda simplemente uno. Las preescalas se utilizan para bajar la rata de HLT path que tengan una frecuencia de activación muy alta.

Para calcular la rata del HLT path se aplica la siguiente fórmula:

$$R = \text{Preescala(HLTPhysicsX)} \times \frac{n\text{HLT}}{n\text{LS} \times T_{\text{LS}}}, \tag{5.7}$$

donde Preescala(HLTPhysicsX) es la preescala que se utilizó en la recolección de las muestras para el estudio de ratas, nHLT es el número de veces que la ruta de HLT se dispara y nLS es la cantidad de unidades de tiempo en las que es dividida la toma de datos en CMS, cada sección se conoce como *lumisection*, y tiene 23.31 segundos de toma de datos. Por tanto $T_{\text{LS}} = 23{,}31$ s.

En la colaboración CMS se utiliza un flujo de trabajo común para simular la selección del HLT y contabilizar el número de eventos que pasan el filtro. En nuestro caso particular hemos utilizado 87 lumisection con un total de 88463 eventos. El

conjunto de datos utilizado fue tomado el 9 de mayo de 2018 (corrida 316058, dataset /Run2018A/EphemeralHLTPhysics2).

En nuestro caso los resultados se muestran en la tabla 5.1. Es importante mencionar que este estudio lo hemos realizado explorando diferentes combinaciones entre los trigger L1 y los requerimientos del HLT. Los requerimientos que hemos expuesto en este trabajo son los que nos han llevado al menor valor para la frecuencia.

Nombre de la ruta HLT	Eventos que pasan	Rate (Hz)
HLT_IsoMu3_PFMET80_PFMHT80	26	19.5

Tabla 5.1 Resultados prueba de frecuencia del HLT path para el modelo VLFCS.

Debido al resultado obtenido en esta prueba y teniendo en cuenta que hemos dicho que cada HLT path en el menú de trigger dispone de unos cuantos Hz, podemos concluir que la implementación de este HLT en un menú de trigger no es posible. Es importante destacar que no se puede solucionar el hecho de tener una rata tan alta con la implementación de una preescala en el trigger propuesto. Esto es debido a que si la probabilidad de producción de nuestra señal es baja y además sumamos el hecho de que con una preescala n descartaríamos $n-1$ eventos, terminamos perdiendo nuestra aceptancia de señal. El motivo por el que se usan triggers en CMS es que estos algoritmos buscan aprovechar el hecho de que la manera más eficiente de discriminar entre eventos de señal y background son las características cinemáticas de los mismos y no son como en el caso de una preescala, donde la selección se deja al azar y esto termina favoreciendo a los eventos que se dan con mayor frecuencia, los de background.

Prueba de tiempo

Esta medida busca verificar el tiempo que se demora el algoritmo del nuevo HLT path en ser ejecutado. Este tiempo debe encajar con el tiempo máximo disponible por evento, que como ya hemos mencionado es de unos 200 ms. El software que realiza la prueba se encarga de contar el tiempo de CPU de cada evento, proveniente de una muestra de datos tomada por el experimento para este fin. La carga de estos datos no es tomada en cuenta en la prueba debido a que ellos llegan directamente a la granja que ejecuta al HLT.

En nuestro caso hemos utilizado 30000 eventos. El tiempo medio por evento es de 6.536 ms. En la Fig. 5.16 se puede ver que la gran mayoría de los eventos se encuentran agrupados alrededor de este valor. Por tanto, podemos concluir que el HLT path es viable en lo que respecta a tiempo de cómputo.

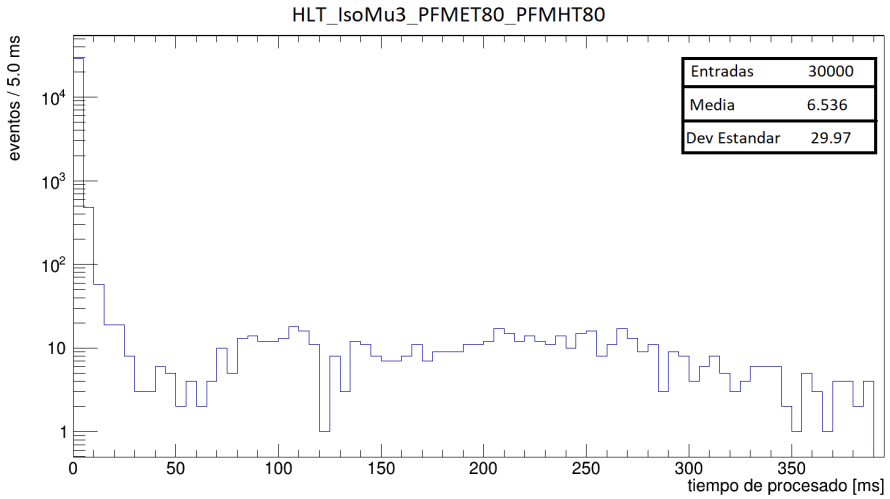


Figura 5.16 Distribución de eventos versus el tiempo que lleva procesarlos por el HLT path. La gráfica se encuentra en escala logarítmica.

Prueba de eficiencia

En este caso debemos evaluar el porcentaje de eventos de nuestra hipotética señal, que dejaría pasar nuestra selección del HLT path. Para realizar esta prueba se deben realizar varios procedimientos. Primero, se debe simular la señal. En este caso utilizamos el software MadGraph5_aMC@NLO [72], un generador de elementos de matriz y computador de secciones eficaces. Este software tiene la capacidad de utilizar las reglas de Feynman de una teoría para calcular los elementos de matriz y la sección eficaz de un proceso hasta segundo orden en teoría de perturbaciones.

Luego, se utilizó el software Pythia8 [73] para simular los procesos de hadronización. Estos procesos están asociados a la formación de hadrones (como protones, neutrones, kaones, piones, etc) a partir de quarks que emergen de la colisión. Estos hadrones son detectados por los calorímetros en el detector como grandes agrupaciones de partículas llamadas *jets*. Una vez simulado todo el proceso en el que estamos interesados y sus partículas finales, se debe simular la respuesta del detector.

Para esto en la colaboración se utiliza una herramienta llamada *simulación completa* (Full simulation en Inglés) [74]. Esta es una herramienta de todas las que están disponibles en el sistema de software del experimento CMS (CMSSW). La herramienta de simulación del detector CMS utiliza el software Geant4 para la simulación del paso de partículas a través de los diferentes detectores [75]. La simulación incluye el comportamiento de la electrónica en el detector y un modelo para el ruido electrónico.

Al final de la simulación, se obtiene el mismo tipo de archivo que entrega el detector luego de que los eventos reales han sido procesados por el sistema de trigger.

Es sobre este fichero final que se evalúa la eficiencia de nuestro HLT path. Para el cálculo de la misma utilizamos la siguiente ecuación:

$$\epsilon = \frac{\text{Eventos simulados reconstruidos por el detector y pasan la selección del HLT path}}{\text{Numero de eventos simulados que son reconstruidos por el detector}} \tag{5.8}$$

Esta simulación es bastante costosa desde el punto de vista computacional. En nuestro caso hemos simulado 10000 eventos de los cuales 5943 fueron reconstruidos por el detector y 226 pasaron la selección del HLT path. Por tanto, nuestra eficiencia es:

$$\epsilon = \frac{226}{5943} \approx 3,80\,\% \tag{5.9}$$

En resumen, las medidas que hemos presentado acerca del rendimiento del HLT path, nos indican que este no es viable para implementarlo en el sistema de trigger del detector CMS. Esto debido a la alta frecuencia de activación del mismo. Debemos resaltar que otros valores para los requerimientos se han explorado sin tener una mejora significativa en los valores de frecuencia del HLT path.

Capítulo 6

Búsqueda de materia oscura en el HL-LHC y el experimento CMS Fase-II

En este capítulo, para finalizar, vamos a presentar un trabajo que ha sido desarrollado en conjunto con algunos miembros de la colaboración CMS. El trabajo se enfoca en la posible búsqueda de la señal presentada en el capítulo 4 en el contexto del proyecto del gran colisionador de hadrones de alta luminosidad para una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 14$ TeV y 3000fb^{-1} de luminosidad integrada.

6.1. La señal y el modelo

El modelo en consideración, como se ha dicho en la sección 4.1, tiene un fermión de tipo vector adicional al modelo estándar (SM) y este puede decaer en partículas escalares de materia oscura (DM) y partículas del SM como muones. El lagrangiano de este modelo es:

$$-\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{\lambda}{2}\chi^2(H^\dagger H) + (y\chi\bar{F}l_R + \text{h.c.}), \tag{6.1}$$

y para búsquedas en el detector CMS los parámetros relevantes son: $M(F)$, la masa del fermión; y, el acoplamiento de Yukawa al SM; y $\Delta M(F,\chi)$, la diferencia de masa entre el candidato escalar a DM y el fermión. El régimen de espectro comprimido es definido para valores de $\Delta M(F,\chi) < 20$ GeV. La razón principal para esta diferencia de masa es que el modelo está restringido para valores de diferencia masa mayores por la densidad de reliquia de la materia oscura en este modelo, como se reporta en [58]. De ahora en adelante nos referiremos a este modelo como VLFCS.

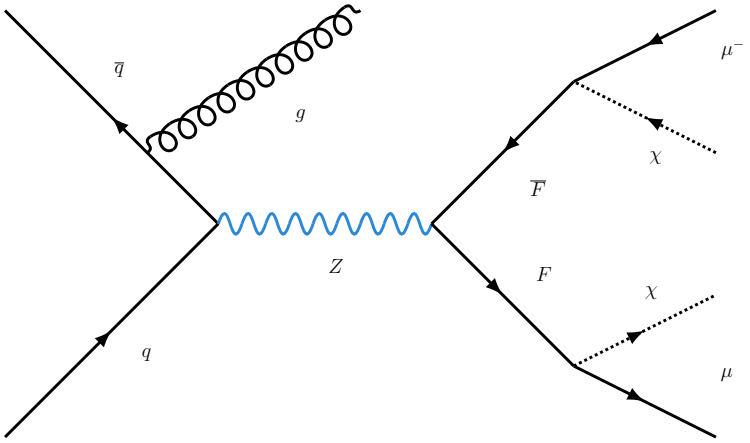


Figura 6.1 Señal del modelo VLFCS.

La señal está dada por el diagrama que se puede ver en la figura 6.1. Los estados finales son dos muones o un solo muon, debido a que uno de ellos puede escapar la detección debido a su bajo momento transversal (p_T), el momento a lo largo del plano perpendicular al haz. La señal también incluye momento transverso faltante debido a las partículas de DM que escapan del detector. Debido a que hemos considerado muones de bajo momento transversal es indispensable considerar jets en el detector con el objetivo de activar el sistema de tigger o darle un impulso de momento lineal en dirección opuesta a la del jet. Para incrementar la sensitividad de nuestra búsqueda, consideraremos un canal con un sólo muon reconstruido y otro con ambos muones.

6.2. HL-LHC y detector CMS Fase-II

EL gran colisionador de hadrones de alta luminosidad (HL-LHC), es un proyecto para extender el funcionamiento y la recolección de datos de los experimentos del LHC. Las mejoras finales, llamadas Fase-II, están descritas en los informes técnicos de diseño [76, 77]. En el HL-LHC se proyecta que la luminosidad instantánea aumente por un factor de 10. Para mantener el rendimiento del sistema de TDAQ, en los detectores deben ser implementadas una serie de mejoras que incrementen las capacidades actuales de reconstrucción del detector.

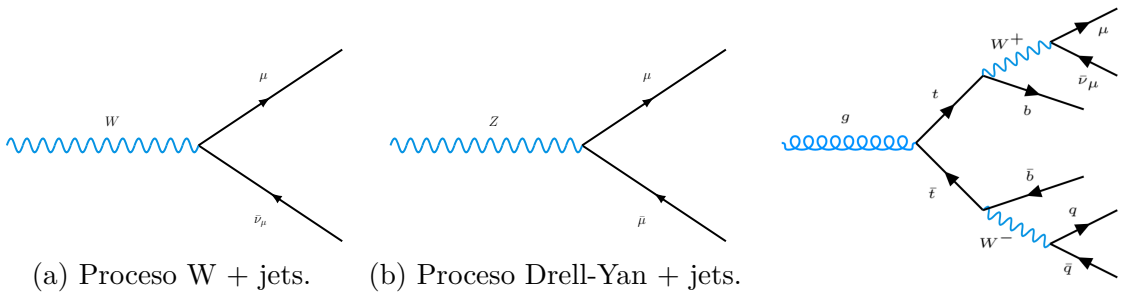
Es de especial importancia para este trabajo mencionar el aumento en la región de reconstrucción de muones, llegando hasta una pseudo-rapidez de $|\eta| < 2{,}8$, donde $\eta = \log(\tan(\theta/2))$. Como hemos dicho en el capítulo 3, θ es el ángulo polar, medido desde el la línea del haz hasta el plano transverso al detector.

Actualmente, los sistemas de detección de muones del detector CMS están compuestos de tres tipos de detectores: tubos de deriva, cámaras de placas resistivas y cámaras de tiras catódicas. La región posterior será aumentada con GEMs (Gas Electron Multipliers) y cámaras de placas resistivas mejoradas. Una descripción detallada de estas mejoras se puede encontrar en la Ref. [78].

6.3. Simulación de eventos

Las muestras para la señal fueron generadas utilizando el software MadGraph5_aMC@NLO a primer orden en teoría de perturbaciones, con PYTHIA 8.212 para simular los procesos de hadronización y el software DELPHES para la simulación del detector [79]. Los valores simulados para la masa del fermión van de 100 a 200 GeV en pasos de 50 GeV. Para el valor de $\Delta M(F,\chi)$ hemos considerado diferencias de 5, 10 y 20 GeV. Otro aspecto importante es que hemos considerado dos casos para la relación de ramificación: cuando $\mathrm{BR}(F \to \mu\chi) = 100\,\%$; y cuando $\mathrm{BR}(F \to \mu\chi) = 50\,\%$ y $\mathrm{BR}(F \to \tau\chi) = 50\,\%$.

Los procesos del SM más probables, que imitan la señal de nuestro modelo en el detector, están dados en la Fig.6.2. A estos procesos se les conoce como *backgrounds*, en el idioma Inglés. El background principal para el canal de un muon es el de W + jets, sin embargo, hay una contribución de $t\bar{t}$ en este canal. En el canal de dos muones tenemos la contribución de procesos de Drell-Yan, aunque estos también son un background del canal de un solo muon cuando uno de los muones en la Fig. 6.2b no es reconstruido por el detector.



(a) Proceso W + jets. (b) Proceso Drell-Yan + jets. (c) Proceso $t\bar{t}$.

Figura 6.2 Procesos de background para el modelo VLFCS.

Los procesos de background han sido simulados a primer orden utilizando MadGraph5_aMC@NLO, PYTHIA 8.212 y DELPHES. Cabe mencionar que otros procesos que también pueden ser considerados son la producción a partir del quark top y de dibosones. Sin embargo, debido a que estos procesos tienen una sección eficaz tres

órdenes de magnitud menor que los backgrounds dominantes, no han sido incluidos con el objetivo de simplificar el análisis.

6.4. Reconstrucción de objetos y selección de eventos

Los jets son reconstruidos con el algoritmo anti-k_T [71], con un parámetro de distancia $R = 0{,}4$; y con el algoritmo PUPPI (por su nombre en Inglés Pile Up Per Particle Identification) [80]. El algoritmo de reconstrucción PUPPI es el que más poder de identificación tiene y el recomendado para las condiciones de alta luminosidad en el detector CMS. El momento transverso también es reconstruido con el algoritmo PUPPI. Todos los jets que son candidatos a decaimientos de quarks b son clasificados como b-jets. Todos los eventos con b-jets son desechados.

Debido al uso de muones de bajo momento transversal en este análisis, se espera una mayor contribución al background por parte de muones no pertenecientes al vértice principal, provenientes del decaimiento de quarks b.

Definimos la variable $R^{0,4}_{p_T}(\mu) = p_T(\mu)/\sum_{\Delta R=0,4} p_T(\text{jets})$. Es decir, la razón entre el momento transverso del muon y la suma escalar del momento de los jets dentro de un cono de $R = 0{,}4$, respecto al muon. Esta variable sirve para discriminar los muones que son del vértice principal de aquellos que no. En el análisis también se usó la definición usual de la masa transversa del muon y el momento transverso faltante p_T^{miss}, $M_T(\mu, p_T^{\text{miss}}) = \sqrt{2p_T(\mu)p_T^{\text{miss}}[1 - \cos\Delta\phi(\mu, p_T^{\text{miss}})]}$. La variable $R^{0,4}_{p_T}(\mu)$ es utilizada en el canal de un muon para discriminar el muon utilizado en la selección y en el canal de dos muones para seleccionar de una mejor manera el segundo muon.

La selección en ambos canales ha sido optimizada para maximizar la variable S/B, con S siendo el número de eventos de señal y B el número de eventos de background tomados de las simulaciones de eventos de DY+jets, W+jets y $t\bar{t}$. Este criterio ha sido utilizado para maximizar el número de eventos de señal respecto a los de background, debido al poco número de eventos de señal.

Para el canal de un muon, los eventos con exactamente un muon y $p_T(\mu) > 7$ GeV son seleccionados. Adicionalmente se seleccionan eventos tales que para el jet principal $p_T(j_1) > 110$ GeV, $p_T^{\text{miss}} > 90$ GeV y el número de b jets sea cero. A esta parte de la selección la llamaremos selección básica. Luego de la optimización encontramos los siguientes valores que maximizan la significancia: $N(j) < 3$ para descartar eventos de $t\bar{t}$, $M_T(\mu, p_T^{\text{miss}}) < 60$ o $M_T(\mu, p_T^{\text{miss}}) > 90$ GeV y $R^{0,4}_{p_T}(\mu) > 0{,}3$ para seleccionar los muones provenientes del vértice principal.

Para el canal de dos muones, la selección básica incluye los siguientes criterios: dos muones reconstruidos con carga opuesta, $p_T(\mu_1) > 14$ GeV, $p_T(\mu_2) > 10$ y la masa invariante de los dos muones $m(\mu_1, \mu_2) > 120$ GeV o $m(\mu_1, \mu_2) < 60$ GeV. Adicionalmente, $m(\mu_1, \mu_2) > 12$ GeV para evitar que sean muones provenientes de resonancias de baja masa. En este canal el jet principal debe tener un momento transversal $p_T(j_1) > 100$ GeV. Luego de la selección básica, la optimización nos arroja los siguientes cortes adicionales: $R^{0,4}_{p_T}(\mu) > 0{,}36$, $N(j) < 3$, $p_T^{\text{miss}} > 80$ GeV. La masa transversa debe satisfacer el criterio $\min(M_T(\mu_1, p_T^{\text{miss}}), M_T(\mu_2, p_T^{\text{miss}})) < 60$ GeV.

En las Figs. 6.3 y 6.4 se muestran las distribuciones para cada una de las variables usadas en este análisis para el canal de uno y dos muones, antes de realizar el corte respectivo. El mayor background para muones que no vengan del vértice principal, se espera que venga de eventos de W+jets, en los cuales se produce solo un muon real. En la Fig. 6.4 se puede ver como en los eventos de W+jets el segundo muon tiene un $R^{0,4}_{p_T}$ más pequeño que los eventos de DY+jets.

6.5. Incertidumbres sistemáticas

Los valores para la incertidumbre sistemática que hemos utilizado en este análisis son los recomendados en 2018 para las condiciones del HL-LHC, 200 PileUp y una luminosidad integrada de 3000 fb^{-1}. Estos valores están basados en técnicas de extrapolación del rendimiento del detector CMS en el Run-II (descrito en [76]). Este escenario asume que con las mejoras del CMS Fase-II, el detector tendría el mismo rendimiento que en el período de toma de datos 2015/2016. Los errores sistemáticos para este análisis están mostrados en la tabla. Es importante notar que si estos errores no son tomados en cuenta (sólo tomamos en cuenta los errores estadísticos), los límites de exclusión mejoran notablemente.

Error sistemático	Valor (%)
Clasificación b-jets	1
Identificación de muones	0.5
Energía de jets	1-2.5
Resolución energía jets	3-5
Luminosidad integrada	1

Tabla 6.1 Errores sistemáticos recomendados para las condiciones de HL-LHC, para el análisis de VLFCS.

6.6. Resultados

El número de eventos, luego de la selección total, para todos los puntos de masa estudiados en este análisis se pueden ver en la tabla 6.2. Estos han sido normalizados a 3000 fb^{-1}, tomando en cuenta las secciones eficaces reportadas por Pythia para cada proceso para $\sqrt{S} = 14$ TeV. La sensitividad fue calculada con estadística inferencial, en

$M(F)$ GeV	$\Delta M(F,\chi)$ GeV	BR($F \to \mu\chi$)%	BR($F \to \tau\chi$)%	Eventos un muon	Eventos dos muones
100	20	100	0	19289.32±271.65	7869.52±173.51
	10	100	0	26592.64±318.96	6805.97±161.36
150	20	100	0	7214.85±84.33	3471.88±58.50
	10	100	0	6990.10±83.01	1988.30±44.27
200	20	100	0	2033.95±26.22	1089.64±19.19
	10	100	0	2854.90±31.06	885.50±17.30
Proceso		Canal de un muon		Canal de dos muones	
DY+jets		3429120.94±52535.70		24116.40±6415.36	
$t\bar{t}$		8251956.23±42643.06		91230.54±483.74	
W+jets		80247580.81±616219.71		74045.39±17681.52	

Tabla 6.2 Número de eventos de los canales de uno y dos muones para diferentes puntos de masa después de aplicar todos los criterios de la selección. El numero de eventos de background también es presentado en esta tabla.

la interpretación frecuentista, usando la fórmula asintótica para obtener los resultados. El límite superior en la secciones eficaces fue calculado con un 95 % de nivel de confianza (CL) y sin incluir los errores sistemáticos, estos se puede ver en la Fig. 6.5. Los resultados de este análisis indican que se pueden excluir masas de fermiones pesados de hasta 175 GeV, asumiendo que $\Delta M(F,\chi) = 20$ GeV y BR($F \to \mu\chi$) = 100 %; adicionalmente, en el caso de $\Delta M(F,\chi) = 10$ GeV y BR($F \to \mu\chi$) = 100 % podemos excluir masas hasta 155 GeV. Esto en un escenario optimista en el cual no hemos incluido los errores sistemáticos.

Para contrastar, en caso de incluir los sistemáticos presentados en la tabla 6.1 no se logra excluir ningún lugar del espacio de parámetros en el caso de $\Delta M(F,\chi) = 20$ GeV y BR($F \to \mu\chi$) = 100 % (ver Fig. 6.6). Sin embargo, en este caso límites superiores en la sección eficaz para la producción de pares de fermiones de tipo vectorial pesados son impuestos. Finalmente, en la Fig. 6.6, el área excluida por este análisis en el plano $\Delta M(F,\chi)$ vs $M(F)$ es presentada. La zona de exclusión fue calculada con una extrapolación lineal de los límites de exclusión que se ven en la Fig. 6.5. En la Fig. 6.6 también están dibujados los límites de exclusión provenientes de los experimentos de rayos gamma Fermi-LAT y HESS. El análisis presentado resulta ser complementario a estos experimentos, ya que excluye áreas del espacio de parámetros que no pueden ser excluidas con los experimentos mencionados anteriormente. La extrapolación solo

se ha hecho entre los valores de $\Delta M(F,\chi) = [5,50]$ GeV debido a que fuera de este rango los muones tendrían un p_T tan alto o tan bajo que los cortes de nuestra selección eliminarían la mayor parte de nuestra señal. Hasta abril de 2019 los análisis publicados por los grupos de exótica de CMS y ATLAS con los mismos estados finales (soft muons+MET+jets) no tienen sensitividad sobre nuestra señal. Esto es debido al uso de muones de bajo pT en nuestro análisis. La razón principal es que la mayoría de los análisis de CMS y ATLAS hacen uso de triggers para muones con valores de pT>25 GeV y luego hacen selecciones offline de pT>50 GeV para los leptones. Nuestra señal no tiene muones en estos rangos de pT.

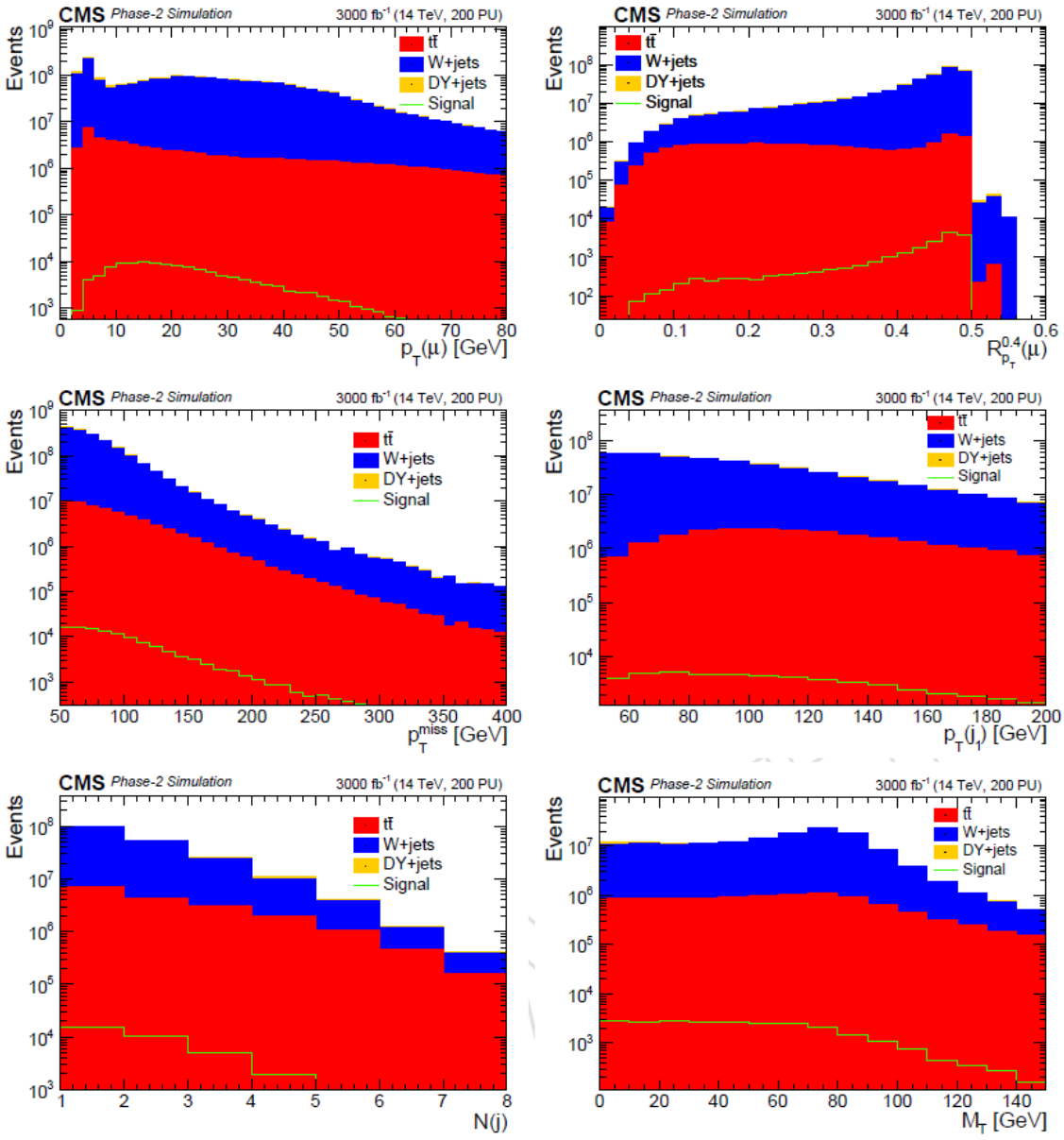


Figura 6.3 Distribución de eventos para el canal de un solo muon. De izquierda a derecha y de arriba a abajo se pueden ver las distribuciones de eventos de señal versus background después de realizar el corte sobre la variable que se muestra en cada figura.

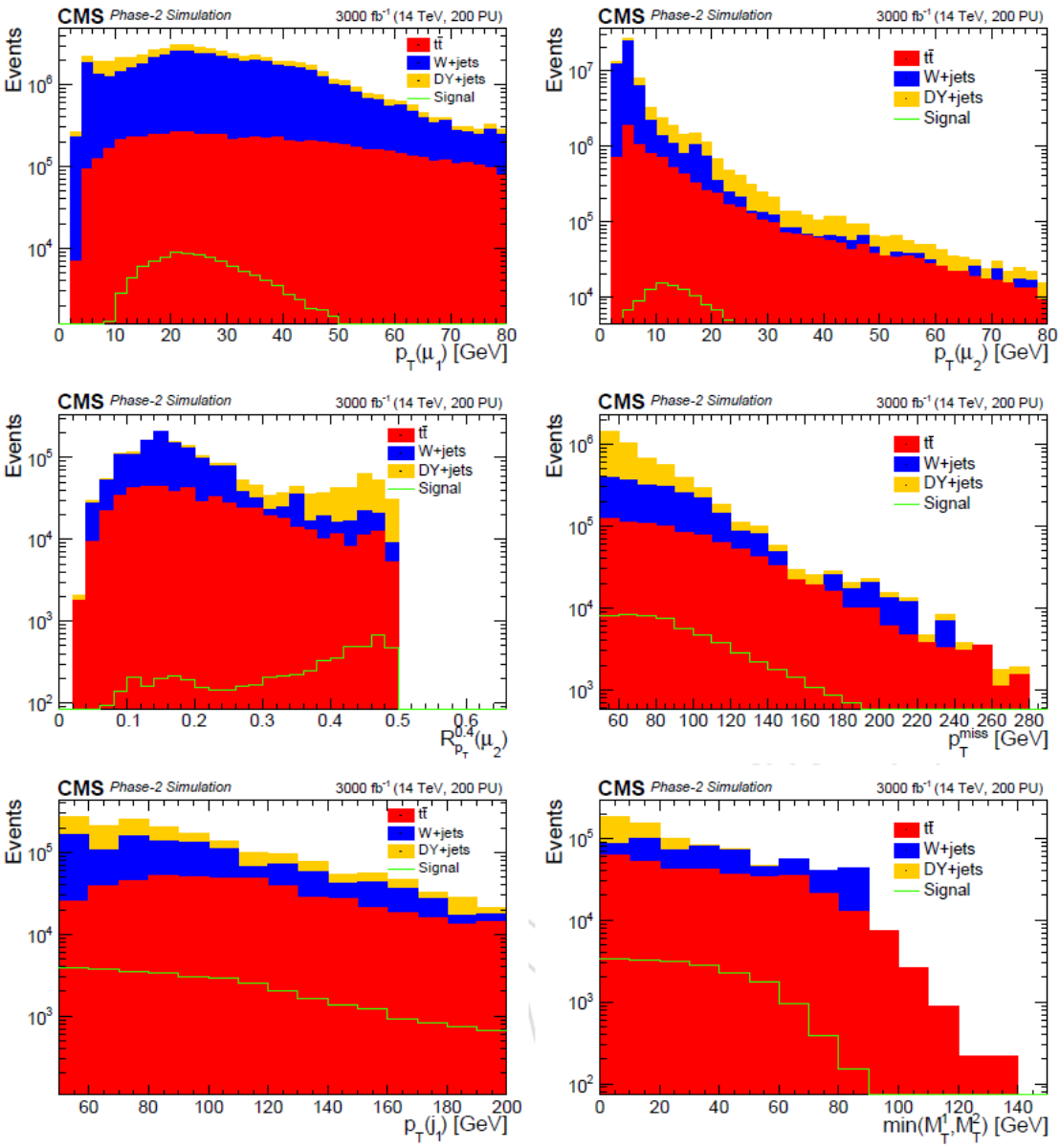


Figura 6.4 Distribución de eventos para el canal de dos muones. De izquierda a derecha y de arriba a abajo se pueden ver las distribuciones de eventos de señal versus background después de realizar el corte sobre la variable que se muestra en cada figura.

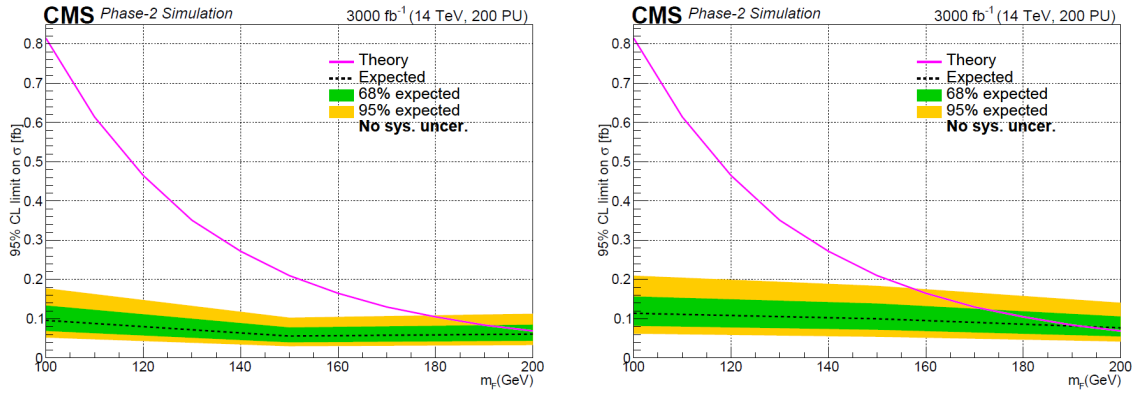


Figura 6.5 Límites de exclusión a 95 % de CL combinando los canales de uno y dos muones. A la izquierda para $\Delta M(F,\chi) = 20$ GeV y $\mathrm{BR}(F \to \mu\chi) = 100\,\%$; y a la derecha para $\Delta M(F,\chi) = 10$ GeV y $\mathrm{BR}(F \to \mu\chi) = 100\,\%$. Errores sistemáticos no incluidos.

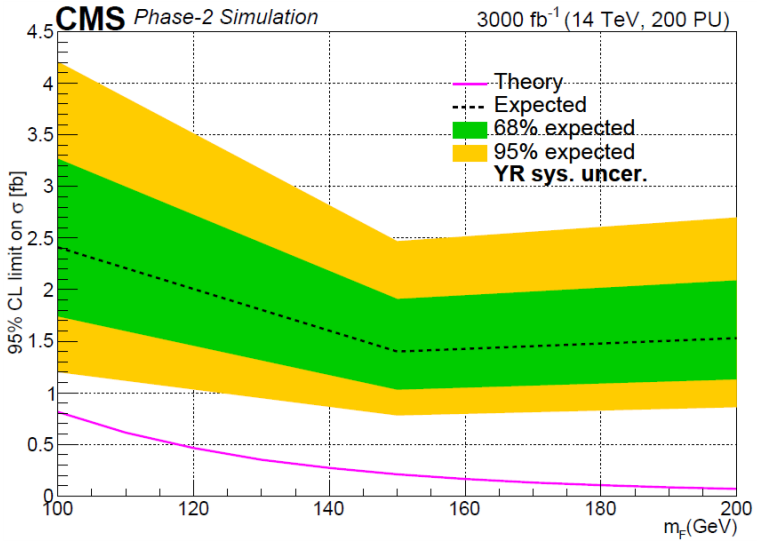


Figura 6.6 Límites de exclusión a 95 % de CL combinando los canales de uno y dos muones para $\Delta M(F,\chi) = 20$ GeV y $\mathrm{BR}(F \to \mu\chi) = 100\,\%$. Errores sistemáticos incluidos. La fuente predominante de error sistemático proviene de la medida de energía de los jets en el evento.

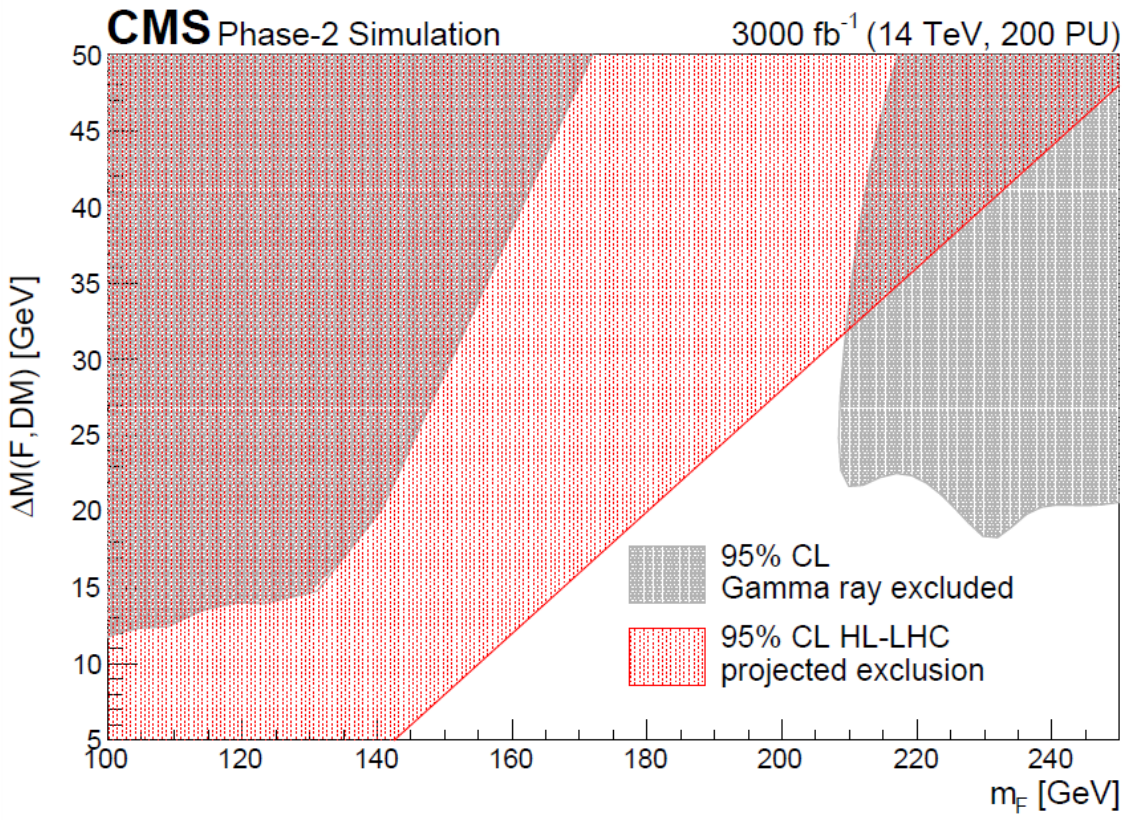


Figura 6.7 Región de exclusión a 95 % de CL en el plano $M(F)$ vs $\Delta M(F,\chi)$. En la figura también se muestra el área excluida por los experimentos Fermi-LAT y HESS. Errores sistemáticos no incluidos.

Capítulo 7

Conclusiones

La física de partículas es la rama de la ciencia encargada de responder preguntas como: ¿Qué es la materia oscura (DM)? ¿Qué es la energía oscura? ¿Cómo podemos explicar la diferencia que observamos entre materia y antimateria?, etc. Responder estas preguntas involucra el esfuerzo de físicos de partículas teóricos y experimentales. Los primeros proponen los modelos que se intentan poner a prueba en los experimentos como el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), Y los segundos exploran los datos tomados por los experimentos en búsqueda de la evidencia que permita descartar o comprobar los modelos.

En este trabajo hemos presentado un resumen acerca del modelo estándar de física de partículas (SM), el modelo que actualmente es considerado por la comunidad científica como el más exitoso para explicar algunos fenómenos como la radioactividad, las interacciones electromagnéticas o la constitución de la materia ordinaria. Adicionalmente, hemos hecho una presentación del funcionamiento del LHC y el experimento Solenoide Compacto de Muones (CMS). El experimento CMS es un detector de propósito general. Es decir, ha sido diseñado tanto para hacer medidas de alta precisión del SM como para descubrir señales de nueva física.

En este trabajo se ha hecho énfasis en explicar el funcionamiento del sistema de trigger y toma de datos (TDAQ) del detector CMS. Este sistema de dos niveles está encargado de disminuir el flujo de datos en 5 órdenes de magnitud y filtrar los eventos. El sistema de trigger en CMS es utilizado para seleccionar los eventos que puedan contener señales de nueva física, hacer pruebas de rendimiento a los algoritmos de reconstrucción de objetos (partículas) y mejorar el trigger agregando nuevos filtros o mejorando el desempeño de los existentes.

El trabajo presenta un modelo más allá del SM (BMS), que incluye un fermión de tipo vectorial que puede decaer en leptones del SM y partículas escalares candidatas a

ser DM. Este modelo, de ser cierto, también podría explicar el exceso de rayos gamma provenientes del centro galáctico debidas a las hipotéticas aniquilaciones de pares de partículas BSM. Los parámetros del modelo han sido escogidos de tal manera que la diferencia de masa entre los fermiones nuevos y la DM sea pequeña, este régimen se conoce como espectro comprimido, ya que las partículas que resulten del decaimiento de los fermiones tendrán bajo momento lineal. Este modelo lo hemos llamado durante el trabajo "fermiones de tipo vectorial de espectro comprimido"(VLFCS). En el trabajo, se presentan los resultados del estudio de factibilidad para implementar una ruta de trigger de alto nivel (HLT) que logre retener la hipotética señal del modelo VLFCS.

El estudio que hemos realizado incluye una descripción de los filtros utilizados en la ruta HLT y las pruebas que se hicieron para medir el rendimiento de los mismos. Por tanto, damos los valores de las medidas de frecuencia de activación, tiempo de ejecución y eficiencia sobre la hipotética señal. Teniendo en cuenta estos datos y los requerimientos del detector CMS para una ruta nueva de HLT, podemos concluir que la ruta HLT propuesta no es viable debido a que tiene una frecuencia de activación muy alta.

Como capítulo final hemos incluido un estudio de factibilidad para buscar la señal del modelo VLFCS en el contexto del Gran Colisionador de Hadrones de Alta Luminosidad (HL-LHC) y el detector CMS Fase-II. Este proyecto busca aumentar la luminosidad instantánea del colisionador en un orden de magnitud y extender la toma de datos de los detectores hasta 2035. Al finalizar el proyecto, se espera que se hayan recolectado 3000 fb^{-1} de datos. El análisis mencionado utiliza dos canales de búsqueda, donde se tienen uno o dos muones reconstruidos, energía faltante y jets en el evento. Las simulaciones nos permiten excluir algunas regiones en el espacio de parámetros para el modelo VLFCS y se complementan con las mediciones de los experimentos HESS y Fermi-LAT en un escenario optimista donde los sistemáticos del experimento disminuyan para el momento en que se hayan recolectado los 3000 fb^{-1} de eventos. Adicionalmente, se pueden establecer límites superiores con un nivel de confianza del 95 % para las secciones eficaces de producción de pares de fermiones de tipo vectorial.

Finalmente, este trabajo deja la puerta abierta a un futuro análisis con datos reales del detector CMS para la búsqueda de la hipotética señal del modelo VLFCS. Todo esto de concretarse el proyecto de HL-LHC.

Referencias

[1] L. H. Ryder. *QUANTUM FIELD THEORY*. Cambridge University Press, 1996. ISBN: 9780521478144, 9781139632393, 9780521237642.

[2] Howard Georgi. "Lie algebras in particle physics". En: *Front. Phys.* 54 (1999), págs. 1-320.

[3] Emmy Noether. "Invariant Variation Problems". En: *Gott. Nachr.* 1918 (1918). [Transp. Theory Statist. Phys.1,186(1971)], págs. 235-257. DOI: 10.1080/00411457108231446. arXiv: physics/0503066 [physics].

[4] John David Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, 1998. ISBN: 9780471309321.

[5] H. Goldstein, C.P. Poole y J.L. Safko. *Classical Mechanics*. Addison Wesley, 2002. ISBN: 9780201657029. URL: https://books.google.com.co/books?id=tJCuQgAACAAJ.

[6] S. L. Glashow y Steven Weinberg. "Breaking chiral symmetry". En: *Phys. Rev. Lett.* 20 (1968), págs. 224-227. DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.224.

[7] Abdus Salam. "Weak and Electromagnetic Interactions". En: *Conf. Proc.* C680519 (1968), págs. 367-377.

[8] Steven Weinberg. "A Model of Leptons". En: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), págs. 1264-1266. DOI: 10.1103/PhysRevLett.19.1264.

[9] Murray Gell-Mann. "A Schematic Model of Baryons and Mesons". En: *Phys. Lett.* 8 (1964), págs. 214-215. DOI: 10.1016/S0031-9163(64)92001-3.

[10] Sin-Itiro Tomonaga y J. R. Oppenheimer. "On Infinite Field Reactions in Quantum Field Theory". En: *Phys. Rev.* 74 (1948), págs. 224-225. DOI: 10.1103/PhysRev.74.224.

[11] Julian S. Schwinger. "Quantum electrodynamics. I A covariant formulation". En: *Phys. Rev.* 74 (1948). [,36(1948)], pág. 1439. DOI: 10.1103/PhysRev.74.1439.

[12] R. P. Feynman. "Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics". En: *Rev. Mod. Phys.* 20 (2 abr. de 1948), págs. 367-387.

[13] Carl D. Anderson. "The Positive Electron". En: *Phys. Rev.* 43 (6 mar. de 1933), págs. 491-494. DOI: 10.1103/PhysRev.43.491. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.43.491.

[14] P. Hansen. "Results from the UA1 and UA2 Experiments". En: *International School of Physics Enrico Fermi: Elementary Particles Varenna, Italy, June 26-July 6, 1984*. 1984, págs. 1-18. URL: http://cdsweb.cern.ch/record/182774/files/cer-000094196.pdf.

[15] *Report on the design study of a 300 GeV proton synchrotron*. French version available. Geneva: CERN, 1964. URL: https://cds.cern.ch/record/110053.

[16] R. Brandelik y col. "Evidence for Planar Events in e+ e- Annihilation at High-Energies". En: *Phys. Lett.* 86B (1979), págs. 243-249. DOI: 10.1016/0370-2693(79)90830-X.

[17] Christoph Berger y col. "Evidence for Gluon Bremsstrahlung in e+ e- Annihilations at High-Energies". En: *Phys. Lett.* 86B (1979), págs. 418-425. DOI: 10.1016/0370-2693(79)90869-4.

[18] G. Aad y col. "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider". En: *JINST* 3 (2008), S08003. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.

[19] S. Chatrchyan y col. "The CMS Experiment at the CERN LHC". En: *JINST* 3 (2008), S08004. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.

[20] Georges Aad y col. "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC". En: *Phys. Lett.* B716 (2012), págs. 1-29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv: 1207.7214 [hep-ex].

[21] Serguei Chatrchyan y col. "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC". En: *Phys. Lett.* B716 (2012), págs. 30-61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv: 1207.7235 [hep-ex].

[22] MissMJ. *Standard Model of Elementary Particles*. 2019. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg (visitado 24-04-2019).

[23] F. Englert y R. Brout. "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons". En: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964). [,157(1964)], págs. 321-323. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.321.

[24] Peter W. Higgs. "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons". En: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964). [,160(1964)], págs. 508-509. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.

[25] F. Zwicky. "Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln". En: *Helvetica Physica Acta, Vol. 6, p. 110-127* (1933).

[26] K. Lundmark. "Über die Bestimmung der Entfernungen, Dimensionen, Massen und Dichtigkeit fur die nächstgelegenen anagalacktischen Sternsysteme". En: *Lund Medd. 125, 1* (1930).

[27] Vera C. Rubin. "Dark Matter in Spiral Galaxies". En: *Scientific American* 248.6 (1983), págs. 96-109. ISSN: 00368733, 19467087. URL: http://www.jstor.org/stable/24968923.

[28] Katherine Freese. "Status of Dark Matter in the Universe". En: *Int. J. Mod. Phys.* 1.06 (2017), págs. 325-355. DOI: 10.1142/S0218271817300129,10.1142/9789813226609_0018. arXiv: 1701.01840 [astro-ph.CO].

[29] C. L. Bennett y col. "Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results". En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 208.2 (2013), pág. 20. URL: http://stacks.iop.org/0067-0049/208/i=2/a=20.

[30] P. A. R. Ade y col. "Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters". En: *Astron. Astrophys.* 594 (2016), A13. DOI: 10.1051/0004-6361/201525830. arXiv: 1502.01589 [astro-ph.CO].

[31] Katherine Freese, Brian Fields y David Graff. "Limits on stellar objects as the dark matter of our halo: nonbaryonic dark matter seems to be required". En: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 80 (2000), pág. 0305. arXiv: astro-ph/9904401 [astro-ph].

[32] Brian D. Fields, Katherine Freese y David S. Graff. "Chemical abundance constraints on white dwarfs as halo dark matter". En: *Astrophys. J.* 534 (2000), págs. 265-276. DOI: 10.1086/308727. arXiv: astro-ph/9904291 [astro-ph].

[33] Lars Bergstrom. "Dark Matter Candidates". En: *New J. Phys.* 11 (2009), pág. 105006. DOI: 10.1088/1367-2630/11/10/105006. arXiv: 0903.4849 [hep-ph].

[34] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski y Kim Griest. "Supersymmetric dark matter". En: *Phys. Rept.* 267 (1996), págs. 195-373. DOI: 10.1016/0370-1573(95)00058-5. arXiv: hep-ph/9506380 [hep-ph].

[35] R. D. Peccei. "The Strong CP problem and axions". En: *Lect. Notes Phys.* 741 (2008). [,3(2006)], págs. 3-17. DOI: 10.1007/978-3-540-73518-2_1. arXiv: hep-ph/0607268 [hep-ph].

[36] Susanne Mertens. "Direct Neutrino Mass Experiments". En: *J. Phys. Conf. Ser.* 718.2 (2016), pág. 022013. DOI: 10.1088/1742-6596/718/2/022013. arXiv: 1605.01579 [nucl-ex].

[37] Raymond Davis, Don S. Harmer y Kenneth C. Hoffman. "Search for Neutrinos from the Sun". En: *Phys. Rev. Lett.* 20 (21 mayo de 1968), págs. 1205-1209. DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.1205. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.20.1205.

[38] Q. R. Ahmad y col. "Measurement of the rate of $\nu_e + d \to p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory". En: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), pág. 071301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.071301. arXiv: nucl-ex/0106015 [nucl-ex].

[39] M. Tanabashi y col. "Review of Particle Physics". En: *Phys. Rev. D* 98 (3 ago. de 2018), pág. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001.

[40] Stephen P. Martin. "A Supersymmetry primer". En: (1997). [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)], págs. 1-98. DOI: 10.1142/9789812839657_0001,10.1142/9789814307505_0001. arXiv: hep-ph/9709356 [hep-ph].

[41] Paul de Jong. "Supersymmetry searches at the LHC". En: *Proceedings, 32nd International Symposium on Physics in Collision (PIC 2012): Strbske Pleso, Slovakia, September 12-15, 2012*. 2012, págs. 241-254. arXiv: 1211.3887 [hep-ex].

[42] CMS Collaboration. *CMS Supersymmetry Physics Results*. 2018. URL: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS.

[43] ATLAS Collaboration. *Supersymmetry searches*. 2018. URL: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults.

[44] Luigi Delle Rose y col. "Sneutrino Dark Matter, Constraints and Perspectives". En: 2018. arXiv: 1804.07753 [hep-ph].

[45] A. Augusto Alves Jr. y col. "The LHCb Detector at the LHC". En: *JINST* 3 (2008), S08005. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08005.

[46] K. Aamodt y col. "The ALICE experiment at the CERN LHC". En: *JINST* 3 (2008), S08002. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002.

[47] Jose David Ruiz Alvarez. "Search for a vector-like quark T' decaying into top+Higgs in single production mode in full hadronic final state using CMS data collected at 8 TeV". Tesis doct. Los Andes U., 2016-05-26. URL: http://inspirehep.net/record/1503850/files/CERN-THESIS-2016-049.pdf.

[48] G. L. Bayatian y col. "CMS Physics". En: (2006).

[49] Oliver S. Bruning y col. "LHC Design Report Vol.1: The LHC Main Ring". En: (2004).

[50] Vardan Khachatryan y col. "The CMS trigger system". En: *JINST* 12.01 (2017), P01020. DOI: 10.1088/1748-0221/12/01/P01020. arXiv: 1609.02366 [physics.ins-det].

[51] Maxim Markevitch y col. "Direct constraints on the dark matter self-interaction cross-section from the merging galaxy cluster 1E0657-56". En: *Astrophys. J.* 606 (2004), págs. 819-824. DOI: 10.1086/383178. arXiv: astro-ph/0309303 [astro-ph].

[52] Wan-Lei Guo y Yue-Liang Wu. "The Real singlet scalar dark matter model". En: *JHEP* 10 (2010), pág. 083. DOI: 10.1007/JHEP10(2010)083. arXiv: 1006.2518 [hep-ph].

[53] Kevork N. Abazajian y Manoj Kaplinghat. "Detection of a gamma-ray source in the Galactic Center consistent with extended emission from dark matter annihilation and concentrated astrophysical emission". En: *Phys. Rev. D* 86 (8 oct. de 2012), pág. 083511. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.083511. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.083511.

[54] Dan Hooper y Tracy R. Slatyer. "Two emission mechanisms in the Fermi Bubbles: A possible signal of annihilating dark matter". En: *Physics of the Dark Universe* 2.3 (2013), págs. 118-138. ISSN: 2212-6864. DOI: https://doi.org/10.1016/j.dark.2013.06.003. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2212686413000216.

[55] Chris Gordon y Oscar Macias. "Dark matter and pulsar model constraints from Galactic Center Fermi-LAT gamma-ray observations". En: *Phys. Rev. D* 88 (8 oct. de 2013), pág. 083521. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.083521. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.88.083521.

[56] M. Ackermann y col. "Search for Gamma-ray Spectral Lines with the Fermi Large Area Telescope and Dark Matter Implications". En: *Phys. Rev.* D88 (2013), pág. 082002. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.082002. arXiv: 1305.5597 [astro-ph.HE].

[57] A. Abramowski y col. "Search for Photon-Linelike Signatures from Dark Matter Annihilations with H.E.S.S." En: *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), pág. 041301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.041301. arXiv: 1301.1173 [astro-ph.HE].

[58] Alejandro Ibarra y col. "Sharp Gamma-ray Spectral Features from Scalar Dark Matter Annihilations". En: *Phys. Rev.* D90.4 (2014), pág. 043526. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.043526. arXiv: 1405.6917 [hep-ph].

[59] Federica Giacchino, Laura Lopez-Honorez y Michel H. G. Tytgat. "Bremsstrahlung and Gamma Ray Lines in 3 Scenarios of Dark Matter Annihilation". En: *JCAP* 1408 (2014), pág. 046. DOI: 10.1088/1475-7516/2014/08/046. arXiv: 1405.6921 [hep-ph].

[60] Vardan Khachatryan y col. "Performance of Electron Reconstruction and Selection with the CMS Detector in Proton-Proton Collisions at s = 8 TeV". En: *JINST* 10.06 (2015), P06005. DOI: 10.1088/1748-0221/10/06/P06005. arXiv: 1502.02701 [physics.ins-det].

[61] CMS Collaboration. "Performance of tau-lepton reconstruction and identification in CMS". En: *JINST* 7.01 (2012), P10001. DOI: 10.1088/1748-0221/7/01/P01001. arXiv: 1109.6034.

[62] A. M. Sirunyan y col. "Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector". En: *JINST* 12.10 (2017), P10003. DOI: 10.1088/1748-0221/12/10/P10003. arXiv: 1706.04965 [physics.ins-det].

[63] Serguei Chatrchyan y col. "Performance of CMS muon reconstruction in *pp* collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV". En: *JINST* 7 (2012), P10002. DOI: 10.1088/1748-0221/7/10/P10002. arXiv: 1206.4071 [physics.ins-det].

[64] Nobel Media AB 2018. *Walther Bothe – Facts. NobelPrize.org.* 2018. URL: https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1954/bothe/facts/.

[65] Thomas Mc Cauley. "Collisions recorded by the CMS detector on 14 Oct 2016 during the high pile-up fill". CMS Collection. Nov. de 2016. URL: https://cds.cern.ch/record/2231915.

[66] CMS Collaboration. *Public CMS Luminosity Information.* 2019. URL: https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults (visitado 24-04-2019).

[67] DOMO. *Data Never Sleeps 6.0.* Jun. de 2018. URL: https://www.domo.com/learn/data-never-sleeps-6.

[68] Mia Tosi. *The CMS trigger in Run 2.* Inf. téc. CMS-CR-2017-340. Geneva: CERN, oct. de 2017. URL: http://cds.cern.ch/record/2290106.

[69] CMS Collaboration. *Tiers hierachy map.* 2014. URL: http://wlcg-docs.web.cern.ch/wlcg-docs/outreach/images/WLCG-TiersJun14_v9.png (visitado 24-04-2019).

[70] A. M. Sirunyan y col. "Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV". En: *JINST* 13.06 (2018), P06015. DOI: 10.1088/1748-0221/13/06/P06015. arXiv: 1804.04528 [physics.ins-det].

[71] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam y Gregory Soyez. "The anti-k_t jet clustering algorithm". En: *JHEP* 04 (2008), pág. 063. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/04/063. arXiv: 0802.1189 [hep-ph].

[72] J. Alwall y col. "The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations". En: *JHEP* 07 (2014), pág. 079. DOI: 10.1007/JHEP07(2014)079. arXiv: 1405.0301 [hep-ph].

[73] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna y Peter Z. Skands. "A Brief Introduction to PYTHIA 8.1". En: *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008), págs. 852-867. DOI: 10.1016/j.cpc.2008.01.036. arXiv: 0710.3820 [hep-ph].

[74] M. Hildreth y col. "CMS Full Simulation for Run-2". En: *J. Phys. Conf. Ser.* 664.7 (2015), pág. 072022. DOI: 10.1088/1742-6596/664/7/072022.

[75] S. Agostinelli y col. "GEANT4: A Simulation toolkit". En: *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), págs. 250-303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.

[76] D. Contardo y col. "Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the CMS Detector". En: (2015).

[77] G Apollinari y col. "High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) : Preliminary Design Report". En: (2015). DOI: 10.5170/CERN-2015-005.

[78] CMS Collaboration. *The Phase-2 Upgrade of the CMS Muon Detectors*. Inf. téc. CERN-LHCC-2017-012. CMS-TDR-016. This is the final version, approved by the LHCC. Geneva: CERN, sep. de 2017. URL: https://cds.cern.ch/record/2283189.

[79] J. de Favereau y col. "DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment". En: *JHEP* 02 (2014), pág. 057. DOI: 10.1007/JHEP02(2014)057. arXiv: 1307.6346 [hep-ex].

[80] Daniele Bertolini y col. "Pileup Per Particle Identification". En: *JHEP* 10 (2014), pág. 059. DOI: 10.1007/JHEP10(2014)059. arXiv: 1407.6013 [hep-ph].