



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Análisis del decaimiento del bosón de Higgs a 4 leptones

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Fernando Garza Landa

Asesorado por

Dra. Cecilia Uribe Estrada, Dr. Héctor Novales Sánchez

Puebla Pue.
2 de diciembre de 2022



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Análisis del decaimiento del bosón de Higgs a 4 leptones

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Fernando Garza Landa

Asesorado por

Dra. Cecilia Uribe Estrada, Dr. Héctor Novales Sánchez

Puebla Pue.
2 de diciembre de 2022

Título: Análisis del decaimiento del bosón de Higgs a 4 leptones
Estudiante: FERNANDO GARZA LANDA

COMITÉ

Dra. Iraís Bautista Guzmán
Presidente

Dr. Alfonso Rosado Sánchez
Secretario

Dr. Carlos Gerardo Honorato Méndez
Vocal

Dr. Gerardo Francisco Torres del Castillo
Vocal

Dra. Cecilia Uribe Estrada, Dr. Héctor Novales Sánchez
Asesor

Agradecimientos

Esta tesis va dedicada a todas las personas que han influido de una manera u otra a mi persona. A mi familia por todo el apoyo que me han dado durante toda mi vida, a mi abuela por haber sido siempre una fuente de luz en mi vida y quien no pudo seguir conmigo para presenciar este logro.

A los amigos que me acompañaron durante la carrera, ya que sin su apoyo -en diversas noches de estudio cuando no podía entender un tema antes del examen- no hubiera podido llegar hasta este punto. Igualmente a aquellos amigos que me han acompañado desde muchos años atrás, y que aunque hemos tomado caminos separados, sé que puedo seguir contando con ellos.

Finalmente quiero agradecer a mis asesores Cecilia y Hector, cuyas enseñanzas me provocaron un gran amor por la física de partículas, y cuyas trayectorias y valor como seres humanos me infunden una enorme admiración.

Este trabajo fue apoyado con el Proyecto No. A1-S-39980, CB-2017-2018 CONACyT.

Resumen

Durante años el bosón de Higgs fue la pieza fundamental faltante en el rompecabezas que los físicos de partículas denominaron como “El Modelo Estándar”.

En este proyecto de trabajo se replicó de una manera simplificada el análisis del decaimiento del Higgs a 4 leptones realizado por el experimento CMS (Compact Muon Solenoid), usando una muestra reducida de datos públicos provenientes del portal “Open Data CERN”. Este canal de decaimiento jugó un papel importante en el descubrimiento del bosón de Higgs reportado el 4 de julio de 2012.

La importancia del bosón de Higgs en el Modelo Estándar radica en que señala la existencia del campo de Higgs que da masa a las partículas al interactuar con ellas.

Se realizó una breve descripción de los eventos históricos pasando por el problema por el cual fue necesaria su teorización, hasta su descubrimiento experimental en el LHC (Large Hadron Collider) por parte de CERN.

Palabras claves: Decaimiento, Leptones, CMS, Modelo Estándar, Open Data.

Índice general

Agradecimientos	v
Resumen	vii
1. Introducción	1
1.1. Modelo estándar de la física de partículas	2
1.1.1. Leptones	2
1.1.2. Quarks	3
1.1.3. Bosones	3
1.2. Interacciones fundamentales	4
1.2.1. Historia	4
1.3. Aceleradores de Partículas	5
1.3.1. Tipos de aceleradores	5
2. Bosón de Higgs	9
2.1. El camino al Bosón de Higgs	9
2.1.1. Primeros pasos	9
2.1.2. Fotones	10
2.1.3. Neutrinos	10
2.1.4. Bosones y la fuerza débil	10
2.2. Simetrías	11
2.2.1. Rompimiento Espontáneo de Simetría	11
2.3. Canales de decaimiento	12
2.4. Mecánica de Higgs	12
3. CERN y Experimento CMS	17
3.1. Gran Colisionador de Hadrones	17
3.2. CMS	18
3.2.1. Tracker de silicio o rastreador de silicio	19
3.2.2. Calorímetros	19
3.2.3. Solenoide superconductor	19
3.2.4. Cámaras de muones	19
3.3. Open Data	20
3.3.1. Niveles de datos	20
3.3.2. Política de datos	21
3.4. Análisis	21
3.4.1. Ajuste	21

3.4.2. Procedimiento	21
4. Resultados	23
4.1. Resultados esperados	23
4.1.1. $H \rightarrow ZZ$	24
4.2. Histograma obtenido	24
5. Conclusiones	27
Bibliografía	29

Capítulo 1

Introducción

La física de partículas es la rama de la física dedicada al estudio de la estructura, comportamiento e interacción de la materia a un nivel fundamental, busca responder preguntas que han cautivado a la humanidad durante siglos, incluidas: ¿Cómo se formó el universo y de qué está hecho? o ¿Qué es y cómo se forma la materia?

A través de los años nos hemos acercado cada vez más a responder estas y muchas otras preguntas con cada nuevo descubrimiento y cada nueva teoría gracias al esfuerzo en conjunto de mentes brillantes, pero el trabajo de los físicos está lejos de terminar. Al día de hoy aún queda un largo camino por recorrer para la física de partículas, las limitaciones tecnológicas de nuestra época nos llevan a innovar constantemente, pues mientras más avanzamos, más necesitamos de aparatos aún más sofisticados y complejos. Estos aparatos no solo representan un avance para la física de partículas, sino que también han generado desarrollo en otras áreas, tales como la medicina, con la tomografía por emisión de positrones y la resonancia magnética.

En la búsqueda por respuestas sobre el universo encontramos uno de los más grandes e importantes hallazgos de los últimos años, una pieza clave para nuestro conocimiento sobre la física de partículas. Se encontró evidencia experimental sobre una partícula de gran importancia -teorizada por R. Brout, F. Englert, P. Higgs, G. S. Guralnik, C. R. Hagen y T. W. B. Kibble en la década de los sesenta- que explicaría el origen de la masa de las partículas elementales a través del llamado 'mecanismo de Higgs' [1]. El llamado bosón de Higgs debe su nombre al físico británico Peter Ware Higgs, quien junto con François Englert recibieron el premio Nobel de Física 2013 por su predicción teórica. Esta partícula fue descubierta el 4 de julio del 2012 como parte de un esfuerzo coordinado de los dos experimentos principales del LHC (Large Hadron Collider): CMS [2] y ATLAS [3]. Estos experimentos son parte de la Organización Europea para la Investigación Nuclear, o CERN por sus siglas en francés. Este descubrimiento representó un gran avance en nuestro camino hacia una teoría de partículas completa que describa al universo de manera más precisa.

En esta tesis se realizó un análisis simplificado con una muestra reducida de los datos generados y trabajados por el CERN que llevaron al descubrimiento del bosón de Higgs. Se utilizaron los recursos provenientes del portal <http://opendata.cern.ch/record/5500>, siguiendo los pasos para poder instalar la máquina virtual necesaria. Una vez con la máquina

virtual instalada, se analizaron los datasets correspondientes para generar el histograma final.

1.1. Modelo estándar de la física de partículas

El modelo estándar es la culminación de más de cincuenta años de extensiva experimentación y de gran esfuerzo teórico sobre física de partículas, siendo la teoría más probada y aceptada del área, la cual identifica, clasifica y detalla cómo interactúan los quarks y leptones a través de las interacciones débil, fuerte y electromagnética [4]. La figura 1.1 muestra una tabla sintetizada para consultar las propiedades más importantes de las partículas del modelo estándar.

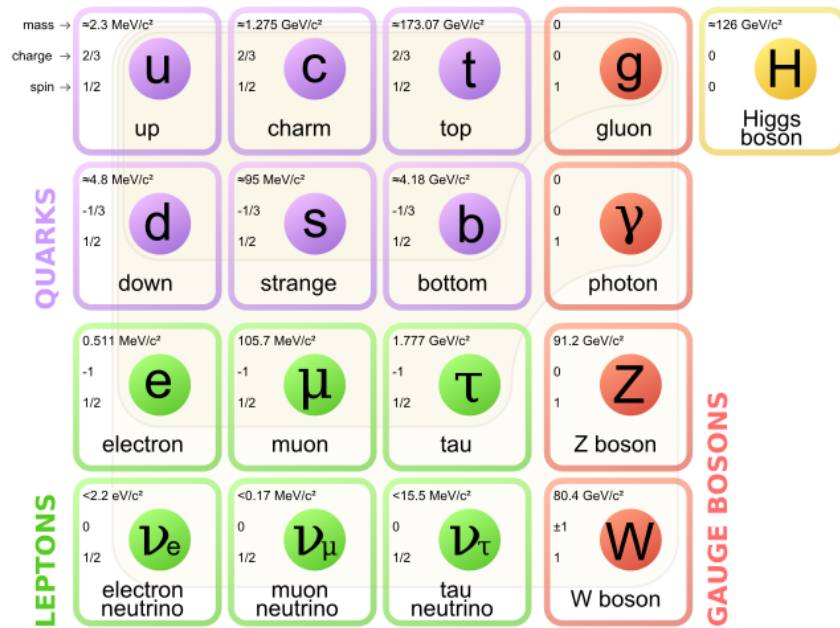


Figura 1.1: Las partículas del Modelo Estándar [5]

De manera más detallada, podemos clasificar a las partículas elementales en tres tipos: leptones, quarks, y bosones[6]. Existen seis leptones, seis quarks y cuatro bosones, además de sus antipartículas respectivas.

1.1.1. Leptones

Los leptones se clasifican en tres generaciones por su carga (Q), número electrónico (L_e), número muónico (L_μ) y número tauónico (L_τ). En la categoría de leptones tenemos las partículas elementales: electrón (e), muon (μ), tau (τ), y sus respectivos neutrinos, ν_e , ν_μ y ν_τ .

Podemos ver más fácilmente cómo se clasifican los leptones en la tabla (1.1), la cual contiene a sus números cuánticos, tales como carga (Q), y números leptónicos L_e , L_μ y L_τ .

Lepton classification	l	Q	L_e	L_μ	L_τ
First generation	e	-1	1	0	0
	ν_e	0	1	0	0
Second generation	μ	-1	0	1	0
	ν_μ	0	0	1	0
Third generation	τ	-1	0	0	1
	ν_τ	0	0	0	1

Tabla 1.1: Clasificación de leptones por números cuánticos y generación

Quark classification	q	Q	U	D	C	S	T	B
First generation	u	2/3	1	0	0	0	0	0
	d	-1/3	0	-1	0	0	0	0
Second generation	c	2/3	0	0	1	0	0	0
	s	-1/3	0	0	0	-1	0	0
Third generation	t	2/3	0	0	0	0	1	0
	b	-1/3	0	0	0	0	0	-1

Tabla 1.2: Clasificación de quarks por números cuánticos y generación

Estos números cuánticos son similares a los de sus antipartículas, los antileptones, pero con signo contrario, por lo que contamos con un total verdadero de doce leptones. Las antipartículas se representan con una raya horizontal sobre la partícula, de esta forma la antipartícula del electrón se representa de la forma: \bar{e} y se conoce como el positrón.

1.1.2. Quarks

Estas partículas interactúan entre sí a través de la fuerza fuerte, conformando así lo que se conoce como 'hadrones', como el protón (p) y el neutrón (n). De esta forma, no solo tienen carga (Q), sino que también cuenta con carga de color. Es por la carga de color que los quarks no pueden encontrarse individualmente en la naturaleza pues necesitan de otros quarks para formar hadrones sin color.

Entre esta categoría encontramos al quark up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t), y bottom (b), cuyos números cuánticos U, D, C, S, T, B y la generación a la que corresponde cada uno, puede ser consultada en la tabla (1.2).

De igual manera el signo cambia en el caso de los antiquarks, pero cada quark y antiquark tiene tres colores (rojo, verde y azul) y sus anticolores (antirrojo, antiverde y antiazul) respectivamente [6], por lo que en lugar de doce, tenemos un total de treinta y seis quarks.

1.1.3. Bosones

Finalmente tenemos también las partículas mediadoras de fuerza: el gluón (g), portador de la fuerza fuerte (por lo tanto tiene carga de color), el fotón (γ), quien hace posible las interacciones electromagnéticas, y los bosones Z , W^+ y W^- , portadores de la fuerza débil,

dando un total de doce partículas mediadoras, ocho gluones, un fotón, un bosón Z (siendo este su propia antipartícula) y dos bosones W (donde uno es la antipartícula del otro).

Para el ojo observador en la tabla (1.1) destaca una partícula más, el previamente mencionado bosón de Higgs, al cual se le ha dedicado un capítulo completo por su gran importancia al modelo estándar y a esta tesis.

1.2. Interacciones fundamentales

Hemos mencionado que los bosones son partículas portadoras de alguna fuerza fundamental pero, ¿Qué es una fuerza o interacción fundamental? De forma intuitiva, una fuerza es cualquier tipo de jalón y empujón que un objeto experimenta, pero al igual que buscamos las unidades fundamentales que construyen todo, también buscamos las fuerzas fundamentales que las mueven e interactúan con ellas, el resultado son cuatro interacciones, o fuerzas fundamentales que parecen ser las causantes de todos los fenómenos que observamos en la naturaleza [7]. Estas son las fuerzas: fuerte, débil, electromagnética y gravitatoria. La figura 1.2 muestra algunas de sus propiedades.

Force	Strenght	Theory	Mediator
Strong	10	Chromodynamics	Gluon
Electromagnetic	10^{-2}	Electrodynamics	Photon
Weak	10^{-13}	Flavordynamics	W and Z
Gravitational	10^{-42}	Geometrodynamics	Graviton

Figura 1.2: Interacciones fundamentales

1.2.1. Historia

Hace cien años, solo se conocían dos de las cuatro interacciones fundamentales, siendo estas la gravitacional y la electromagnética, pues son las que experimentamos directamente. La gravitacional es la responsable de mantenernos en la superficie terrestre y de mantener a los cuerpos celestes en órbita, irónicamente, de las cuatro es la más débil -a pesar de que mueve planetas- y la menos comprendida a niveles atómicos, es también la única cuya partícula mediadora (el teorizado gravitón) aún no ha sido encontrada ni incluida formalmente en el modelo estándar.

La fuerza electromagnética se manifiesta en fuerzas con las que interactuamos en todo momento, como fuerza de contacto, pues esta fuerza resulta de la interacción entre átomos y entre las cargas negativas de los electrones atrayendo las cargas positivas de los protones, también podemos experimentar esta fuerza a través de la fricción resultante de frotar nuestras manos o más evidente al frotar nuestro cabello con un globo o nuestros calcetines con una alfombra, incluso resultando en pequeñas descargas eléctricas resultado de la pérdida y ganancia de electrones a nivel atómico.

Las siguientes dos fuerzas en ser descubiertas son la débil y la fuerte, pues estas tienen un alcance no mayor al tamaño de un átomo, y no fue hasta que estudios más profundos sobre el núcleo del átomo llevaron a la necesidad de plantear una fuerza que mantuviera a los

protones y a los neutrones juntos, dando como resultado la fuerza fuerte, con un alcance de 10^{-15} m. La fuerza débil es la responsable de ciertos tipos de decaimiento radioactivo, como el que permite que un quark cambie su sabor, por ejemplo, un quark up puede convertirse en un quark down como en el caso del decaimiento beta, el alcance de la fuerza débil no supera los 10^{-18} m.

1.3. Aceleradores de Partículas

A medida que la física de partículas se fue desarrollando en el siglo XX, fue necesaria la construcción de máquinas capaces de poner a prueba la teoría ya que, gran parte del proceso humano para el entendimiento de la naturaleza consta de la interacción entre teoría y experimento [4]. Fue en la década de los 30s que se construyeron unos de los primeros aceleradores, el acelerador lineal Cockroft-Walton en Cambridge en el Reino Unido, y el ciclotrón en el Laboratorio Nacional Lawrence Berkeley en Estados Unidos.

Fue hasta la década de los 50s que el estudio y desarrollo de la física de aceleradores floreció gracias al desarrollo de fuentes de radiofrecuencias de alta energía y al incremento en la inversión monetaria; paralelamente el entendimiento teórico tuvo un fuerte avance, documentado con un creciente número de publicaciones [8].

La manera en la que un acelerador de partículas funciona es entre la interacción de la carga eléctrica de las partículas cargadas con la estática y campos electromagnéticos dinámicos, de esta forma podemos empujar y dirigir el haz de partículas a velocidades cercanas a la de la luz.

1.3.1. Tipos de aceleradores

Fundamentalmente existen dos tipos de aceleradores de partículas: lineales y circulares. Las partículas en un acelerador lineal viajan en línea recta y pasan solo una vez por la estructura del acelerador. Uno de los aceleradores lineales más importantes se encuentra en el Stanford Linear Accelerator Center o SLAC (Figura 1.3), laboratorio ubicado en Menlo Park, California, en donde se descubrió la partícula tau. Las partículas en los aceleradores circulares viajan periódicamente en una órbita cerrada durante varias revoluciones mientras acumulan energía [8].

Existe una diferencia notable entre los aceleradores circulares llamados ciclotrones (Figura 1.4) y sincrotrones (Figura 1.5). Los ciclotrones fueron los primeros en surgir, en sus formas circulares las partículas siguen el camino de una espiral, empezando a ser aceleradas desde el centro. Los sincrotrones pueden servir también de colisionadores de partículas por su forma circular cerrada.

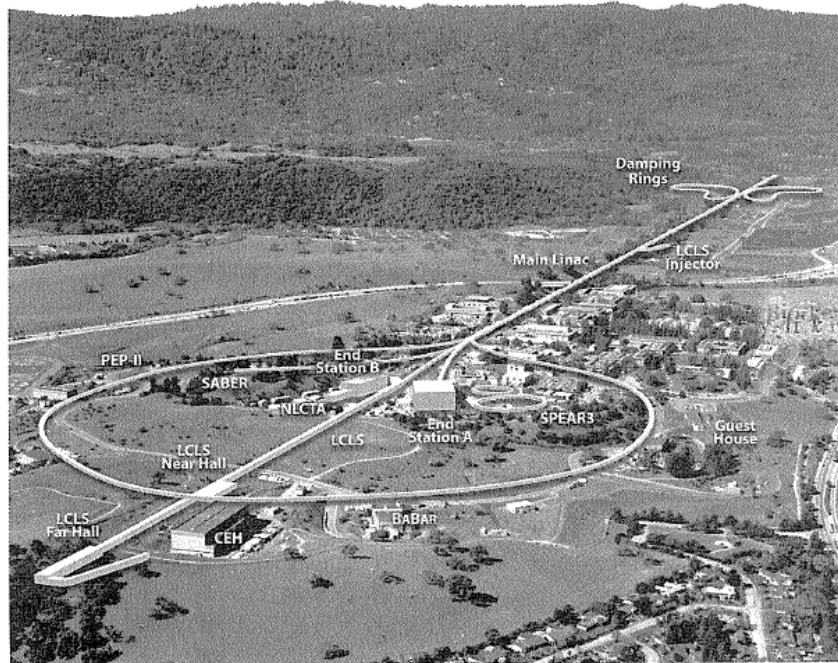


Figura 1.3: Laboratorio SLAC, donde la línea recta es el acelerador lineal [6]

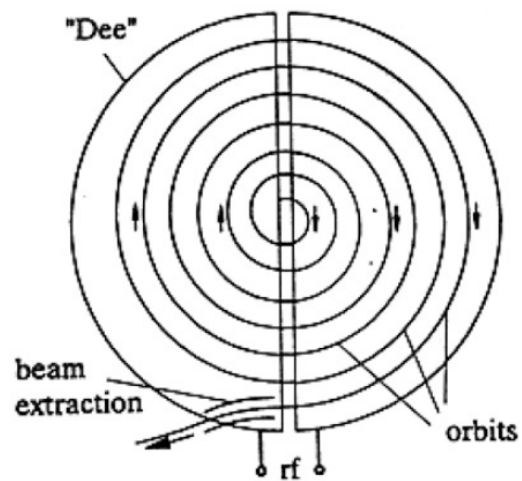


Figura 1.4: Esquema de un ciclotrón[8]

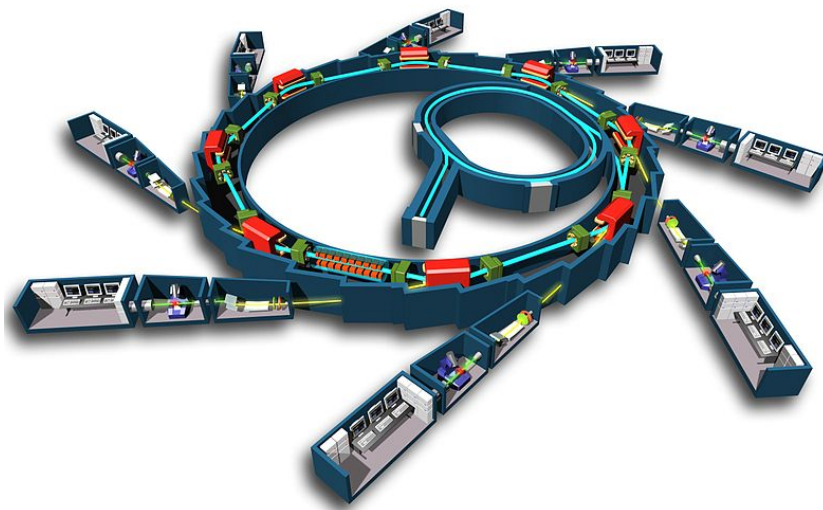


Figura 1.5: Esquema de un sincrotrón [9]

Capítulo 2

Bosón de Higgs

El bosón de Higgs es sin lugar a dudas una de las partículas que más ha cautivado a la humanidad, apareciendo así referencias en numerosas obras, desde canciones hasta series, películas y videojuegos. Tanto por sus propiedades, como por todo el tiempo y esfuerzo que se tardó en encontrar desde su teorización, es que esta partícula representaba un misterio sin resolver y una promesa para el futuro de la física de partículas pero, ¿por qué sucedió esto? y ¿cuáles son estas propiedades que la vuelven tan importante?

El desarrollo del modelo estándar avanzaba satisfactoriamente, pero no sin contratiempos, debido a piezas faltantes necesarias para explicar ciertos fenómenos de esta teoría. Entre las cosas que aún no podía explicar se encontraba el cómo se daba origen a la masa de las partículas, en particular a los bosones W y Z , ya que había una clara diferencia entre dos de las fuerzas fundamentales con las otras dos, la débil y la fuerte solo tienen alcance dentro del núcleo mientras que la gravitatoria y la electromagnética tienen rango infinito, lo que indicaría que los bosones mediadores de las fuerzas débil tienen masa, pero el fotón y el teorizado gravitón no, mientras que los físicos C.N. Yang y Robert Mills formulaban una teoría que, a diferencia de la electrodinámica cuántica la cual solo incluía al fotón como bosón mediador, consideraba tres bosones de norma sin masa, uno de carga positiva, otro de carga negativa y otro neutro, los cuales parecían describir las propiedades de la fuerza débil [7].

2.1. El camino al Bosón de Higgs

2.1.1. Primeros pasos

Le llamamos partícula elemental a aquella que no se encuentra compuesta por otras partículas, pero nuestro conocimiento sobre las partículas elementales ha ido evolucionando con el paso del tiempo. En la antigua Grecia nació el concepto del 'átomo' en la búsqueda filosófica del "objeto indivisible" una unidad fundamental que en conjunto constituya la materia con la cual interactuamos a nivel macroscópico, la que nos forma a nosotros como individuos y da forma al universo mismo.

En 1803 el concepto de 'átomo' se formalizó con el primer modelo atómico por John Dalton, pero no fue hasta 1897 que J.J. Thomson descubrió la primera partícula elemental, el electrón [6]. Poco tiempo después se descubrieron los protones y neutrones que conforman

al átomo. Al principio tanto al protón como al neutrón se les consideraban partículas elementales, lo que hoy sabemos que es falso. Este es un ejemplo de cómo nuestro conocimiento evoluciona corrigiendo ideas equivocadas que alguna vez fueron consideradas verdaderas.

Nunca sabemos cuándo el siguiente descubrimiento cambie drásticamente nuestra percepción de la realidad y nos obligue a reformular conceptos que dábamos por hecho.

2.1.2. Fotones

Más años pasaron para el descubrimiento de la siguiente partícula elemental, el fotón. La primera contribución para el descubrimiento del fotón fue realizada por el físico alemán Max Karl Ernst Ludwig Planck en 1900 mientras trataba de explicar la radiación de cuerpo negro emitida por un objeto caliente. Esta incógnita lo llevó a encontrarse con la conocida 'catástrofe ultravioleta' y marcaría el fin de la era clásica.

La solución de Max Planck para la catástrofe ultravioleta consistía en suponer que la radiación electromagnética venía en pequeños 'paquetes' discretos de energía. La idea de los pequeños 'paquetes' de energía o 'cuantizados' como se le llegaría a conocer, fue retomada por Einstein para explicar el efecto fotoeléctrico, el cual consistía en electrones emergiendo de una superficie de metal al ser expuesta a radiación electromagnética. Años más tarde los experimentos del físico experimental americano Robert Andrews Millikan le darían la razón a Einstein sobre su 'ecuación fotoeléctrica'. A pesar de los resultados de Millikan, no fue hasta los experimentos de Arthur Holly Compton en 1923 que se pudo resolver la catástrofe ultravioleta.

Compton encontró que la luz dispersada de una partícula en reposo cambia su longitud de onda en el conocido 'Efecto Compton', el cual consideraba a la luz como una partícula, la cual recibió el nombre de 'Fotón' en 1926 por el químico Gilbert Lewis [6].

2.1.3. Neutrinos

Los neutrinos surgieron como respuesta a un problema presentado por la desintegración beta, la cual corresponde al decaimiento de un neutrón a un protón y un electrón. El problema presentado por la desintegración beta consistía en la violación de la conservación de energía, pues parecía haber energía faltante. El físico teórico Wolfgang Ernst Pauli propuso que la energía faltante consistía de otra partícula emitida, la cual terminaría siendo nombrada como 'Neutrino' por Enrico Fermi. Tiempo después se descubriría que para que coincidiera con las teorías de conservación de números cuánticos, la partícula resultante de la desintegración beta no podía ser el neutrino, sino su contraparte el antineutrino del electrón.

2.1.4. Bosones y la fuerza débil

La desintegración beta es un fenómeno que a bajas energías servía como un excelente aproximado por la naturaleza de la fuerza débil, pero eventualmente se tendría que necesitar una nueva teoría cuya interacción fuera mediada por alguna partícula. En los inicios de esta nueva teoría la partícula mediadora fue conocida como bosón intermediario [6]. Durante años las predicciones de la masa del bosón intermediario no se consolidaban, hasta el surgimiento de la teoría electrodébil de Glashow, Weinberg y Salam, la cual consideraba tres bosones intermediarios, dos cargados (W) y uno neutro (Z).

La unificación electrodébil marcó un gran avance en la física de partículas pero con su surgimiento se presentó un problema conceptual importante, ¿cómo es que la partícula

mediadora de la fuerza electromagnética, el fotón, no tiene masa mientras que las partículas mediadoras de la fuerza débil sí? Fue gracias a esta pregunta que se propuso una teoría que proponía a un campo escalar llamado 'campo de Higgs', el cual requería una nueva partícula mediadora, el bosón de Higgs, el cual fue descubierto por los experimentos CMS y ATLAS y se reportó el 4 de Julio de 2012.

2.2. Simetrías

Las simetrías cumplen un papel importante en la física de partículas debido a su relación con las leyes de conservación como nos indica el teorema de Noether, cada simetría conlleva una ley de conservación. Una simetría en el tiempo indica conservación de energía así como una simetría en la rotación va de la mano con la conservación del momento angular. Similarmente la invariancia en la electrodinámica bajo transformaciones de norma nos lleva a la conservación de la carga, siendo esta conocida como una 'simetría interna' [6]. Concretamente, en teoría de campos las simetrías son operaciones que al aplicarlas a las ecuaciones de movimiento no las alteran de manera que permanecen igual en forma [10].

2.2.1. Rompimiento Espontáneo de Simetría

El trabajo realizado por Yang y Mills sentó las bases para un gran avance teórico en la década de los sesentas, pero había un problema para poder relacionar completamente su teoría con la fuerza débil, la evidencia experimental indicaba que aquellos bosones mediadores de la fuerza débil sí tenían masa, el problema se solucionó introduciendo un nuevo concepto desarrollado por Jeffrey Goldstone y Peter Higgs, el rompimiento espontáneo de la simetría.

Este concepto es uno de los más importantes para la teoría cuántica de campos, se caracteriza por la forma en la que la lagrangiana es invariante bajo la simetría pero el estado fundamental de la teoría no lo es [11]. El rompimiento espontáneo de simetría se suele asociar con transiciones de fase, este concepto podría parecer muy alejado de nuestra realidad o nuestro día a día, pero existen varios ejemplos que son fáciles de visualizar. Un caso interesante, para entender este concepto, es el de los materiales ferromagnéticos como el hierro.

El momento magnético del hierro se puede representar por el campo $\mathbf{M}(\mathbf{x})$, relacionado a la dirección local en la que están apuntando los espines, al enfriar al hierro debajo de su temperatura de Curie T_c ($T_c=1032$ K para el hierro), la contribución energética de la energía libre domina, y los espines se empiezan a alinear, mientras que a una alta temperatura la teoría tiene simetría rotacional en la que no se distinguen direcciones, a baja temperatura esta simetría se rompe espontáneamente [11].

Otro ejemplo más simple aún es el de la gravedad rompiendo espontáneamente la simetría tridimensional en nuestra recámara, haciendo una clara diferencia entre lo que es 'arriba' y 'abajo' de 'derecha' e 'izquierda' [6]. Al suceder este rompimiento de simetría se dice que la simetría no se pierde, sino que se "oculta" bajo la selección de un estado base asimétrico elegido arbitrariamente.

2.3. Canales de decaimiento

Con una masa de $125.10 \pm 0.14 \text{ GeV}/c^2$ (promedio del PDG del 2020), el bosón de Higgs tiene un tiempo de vida aproximado de 10^{-22} s [12] el cual no nos permite detectarlo directamente, por lo que solo podemos buscar en alguno de sus diferentes canales de decaimiento a partículas que los detectores actuales sí pueden detectar. El Higgs se reconstruye a través de las partículas finales detectadas usando algoritmos.

Los 5 canales de decaimiento al colisionar protones con protones que se utilizaron para la búsqueda del bosón de Higgs son : $\gamma\gamma$, ZZ , W^+W^- , $\tau^+\tau^-$ y $b\bar{b}$ [2]. Estos 5 canales de decaimiento son los de mayor sensibilidad en la región de masa baja, tenemos que $H \rightarrow ZZ$ donde ZZ decae luego a 4ℓ , el cual es el caso de interés para este trabajo. Los 3 casos para estos decaimientos son $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $e^+e^-e^+e^-$ y $\mu^+\mu^-e^+e^-$.

También tenemos $H \rightarrow WW$ seguido del decaimiento a $2\ell 2\nu$; $H \rightarrow \tau\tau$ seguido de al menos un decaimiento leptónico ; $H \rightarrow \gamma\gamma$ donde γ es una partícula elemental; y $H \rightarrow b\bar{b}$ seguido de fragmentación b -quark a jets. Otros canales menos sensibles como $H \rightarrow ZZ \rightarrow 2\ell 2q$ también fueron estudiados pero no se incluyen en esta tesis.

2.4. Mecánica de Higgs

La simetría es el criterio bajo el cual se construyen todos los sectores del modelo estándar electrodébil, esto quiere decir que sus términos lagrangianos son invariantes bajo las transformaciones que constituyen al grupo de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$. En este caso contamos con 3 conexiones o campos vectoriales W_μ^j con $j = 1, 2, 3$ para $SU(2)_L$ y B_μ para $U(1)_Y$, cuyas leyes de transformación con respecto al grupo de norma son

$$W_\mu^j(x) \frac{\sigma^j}{2} \rightarrow W_\mu'^j(x) \frac{\sigma^j}{2} = U(x) [W_\mu^j \frac{\sigma^j}{2} \partial_\mu] U^\dagger(x) \quad (2.1)$$

$$B_\mu(x) \rightarrow B_\mu' = B_\mu(x) + \frac{1}{g_1} \partial_\mu \alpha(x) \quad (2.2)$$

donde σ^j representa a las matrices de Pauli donde el índice repetido $j = 1, 2, 3$ indica una suma. El factor g_2 es la constante de acoplamiento del grupo $SU(2)_L$ y g_1 es la constante de acoplamiento asociada al grupo $U(1)_Y$.¹

Tenemos que $U(x)$ en la Ec. (2.1) es igual a

$$U(x) = \exp(i\alpha^i(x) \frac{\sigma^i}{2}) \quad (2.3)$$

la cual está escrita en términos de las matrices hermitianas de traza nula $\frac{\sigma^j}{2}$, las cuales se conocen como generadores de $SU(2)_L$. Además de los generadores de $SU(2)_L$, la matriz $U(x)$ incluye las funciones arbitrarias $\alpha^j(x)$ que definen a transformaciones dependientes de las coordenadas del espacio-tiempo y que son conocidas como 'parámetros de norma'. Tenemos entonces que las transformaciones de norma están construidas por 4 parámetros locales $\alpha^j(x)$ y $\alpha(x)$. Luego, se definen las 'curvaturas de Yang-Mills' $W_{\mu\nu}^j$ y $B_{\mu\nu}$ de la siguiente forma

$$W_{\mu\nu}^j = \partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j + g_2 \epsilon^{jkl} W_\mu^k W_\nu^l, \quad (2.4)$$

¹El contenido de esta sección está basado en el curso del Modelo Estándar del Dr. Héctor Novales Sánchez

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.5)$$

Introducimos también un doblete complejo de $SU(2)_L$ denotado como $\Phi(x)$ y definido como la matriz columna de dos entradas

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

donde $\phi_k(x)$ son campos complejos dependientes de las coordenadas del espaciotiempo y cuya transformación bajo el grupo de norma se denota como [13]

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = e^{i\frac{Y_\phi}{2}\alpha(x)}U(x)\Phi(x) = \exp[i(\alpha^j(x)\frac{\sigma^j}{2} + \alpha(x)\frac{Y_\phi}{2} \cdot 1_2)]\Phi(x). \quad (2.7)$$

Donde 1_2 representa a la matriz identidad 2×2 . Luego, definimos a la 'derivada covariante' del grupo, D_μ con la expresión

$$D_\mu = \partial_\mu \cdot 1_2 - ig_2 W_\mu^j \frac{\sigma^j}{2} - ig_1 B_\mu \frac{Y}{2} \cdot 1_2, \quad (2.8)$$

en la que se conoce como la 'representación fundamental' [14], donde Y es la hipercarga asociada al objeto en el que opera la derivada covariante.

Ahora definimos la ley de transformación de la derivada covariante cuando opera sobre un objeto, en este caso cuando opera sobre el doblete Φ , tenemos entonces

$$D_\mu \Phi(x) \rightarrow (D_\mu \Phi)'(x) = e^{i\frac{Y_\Phi}{2}\alpha(x)}U(x)D_\mu \Phi(x). \quad (2.9)$$

Por lo que tanto $D_\mu \Phi$ y Φ se transforman de manera similar. Definimos los sectores de Yang-Mills y escalar como

$$\mathcal{L}_{\text{YM}} = -\frac{1}{4}W^{j\mu\nu}W_{\mu\nu}^j - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu}, \quad (2.10)$$

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi, \Phi^\dagger). \quad (2.11)$$

los cuales por las leyes de transformación previas podemos afirmar que son invariantes de norma, donde $V(\Phi, \Phi^\dagger)$ se conoce como 'potencial escalar' y se expresa de la siguiente forma

$$V(\Phi, \Phi^\dagger) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2.12)$$

donde μ^2 y λ son números positivos pero a diferencia de μ^2 , que tiene unidades de masa al cuadrado, λ es adimensional.

Tomando al potencial escalar $V(\Phi, \Phi^\dagger)$ y expresándolo como una función de las componentes de los campos complejos $\phi_k = \text{Re}(\phi_k) + i\text{Im}(\phi_k)$, lo asocia con un conjunto degenerado de puntos Φ_0 que lo minimizan. Estos puntos Φ_0 satisfacen la ecuación de una hipersfera de forma $|\Phi|^2 = \mu^2/2\lambda \equiv v^2/2$, con dimensión 3 y radio $v/\sqrt{2}$, anidada en el espacio 4-dimensional caracterizado por los puntos $[\text{Re}(\phi_1), \text{Im}(\phi_1), \text{Re}(\phi_2), \text{Im}(\phi_2)]$, a estos puntos se les conoce como configuraciones de estado base y se conectan mediante transformaciones de norma, por lo que son diferentes en la matemática pero físicamente equivalentes. Se elige entonces la configuración del mínimo del potencial

$$\Phi_0^T = (0 \ v/\sqrt{2}). \quad (2.13)$$

que se implementa con la transformación

$$\Phi = \Phi_0 + \xi. \quad (2.14)$$

donde ξ es la matriz columna con componentes

$$\xi(x) = \begin{pmatrix} G_W^+(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h(x) + iG_Z(x)). \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

y G_W^+ es un campo escalar complejo cuyo campo hermitiano adjunto se define de la forma $(G_W^+)^\dagger \equiv G_W^-$ y h y G_Z son campos escalares reales. Aplicando esta transformación junto con el cambio de base

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2), \quad (2.16)$$

$$W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2). \quad (2.17)$$

Escribimos entonces la suma de los sectores de Yang-Mills

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{YM}} + \mathcal{L}_{\text{S}} = & -\frac{1}{2}W^{+\mu\nu}W_{\mu\nu}^- + m_W^2 W_\mu^- W^{+\mu} - \frac{1}{4}\hat{W}^{3\mu\nu}\hat{W}_{\mu\nu}^3 - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} \\ & + \frac{v^2}{8}(W^3{}_\mu B^\mu) \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_2(Y_\Phi g_1) \\ -g_2(Y_\Phi g_1) & (Y_\Phi g_1)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \\ & + \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2}m_h^2 h^2 + \partial_\mu G_W^- \partial^\mu G_W^+ + \frac{1}{2}\partial_\mu G_Z \partial^\mu G_Z \\ & + im_W(W^{-\mu}\partial_\mu G_W^+ - W^{+\mu}\partial_\mu G_W^-) \\ & + m_z \left[\frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + (Y_\Phi g_1)^2}} W^{3\mu} - \frac{(Y_\Phi g_1)}{\sqrt{g_2^2 + (Y_\Phi g_1)^2}} B^\mu \right] \partial_\mu G_Z + \dots \end{aligned} \quad (2.18)$$

la cual solo expresa explícitamente términos cuadráticos en los campos, por lo que los puntos suspensivos representan términos de orden mayor.

Tomando la hipercarga $Y_\phi = 1$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{YM}} + \mathcal{L}_{\text{S}} = & -\frac{1}{2}W^{+\mu\nu}W_{\mu\nu}^- + m_W^2 W_\mu^- W^{+\mu} - \frac{1}{4}\hat{W}^{3\mu\nu}\hat{W}_{\mu\nu}^3 - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} \\ & + \frac{v^2}{8}(W^3{}_\mu B^\mu) \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_2(g_1) \\ -g_2(g_1) & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \\ & + \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2}m_h^2 h^2 + \partial_\mu G_W^- \partial^\mu G_W^+ + \frac{1}{2}\partial_\mu G_Z \partial^\mu G_Z \\ & + im_W(W^{-\mu}\partial_\mu G_W^+ - W^{+\mu}\partial_\mu G_W^-) \\ & + m_z \left[\frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} W^{3\mu} - \frac{g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} B^\mu \right] \partial_\mu G_Z + \dots \end{aligned} \quad (2.19)$$

Se definieron tres tensores para escribir la ecuación (2.19)

$$W_{\mu\nu}^+ = \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+ \quad (2.20)$$

$$W_{\mu\nu}^- = \partial_\mu W_\nu^- - \partial_\nu W_\mu^- \quad (2.21)$$

$$\hat{W}_{\mu\nu}^3 = \partial_\mu W_\nu^3 - \partial_\nu W_\mu^3 \quad (2.22)$$

Comparando con las lagrangianas de Klein-Gordon y de Proca [14][15][11], podemos identificar las masas $m_W = gv/2$ y $m_h = \sqrt{2\lambda v^2}$, esta última para el escalar h y m_W para los campos vectoriales complejos W_μ^+ y W_μ^- . Finalmente también se ha definido la masa $m_Z = v\sqrt{g_2^2 + (Y_\Phi g_1)^2}$, la cual corresponde a un campo vectorial.

Sabemos que la matriz 2 x 2 en (2.19) es hermitiana con eigenvalores reales m_Z^2 y 0, por lo que existe una matriz ortogonal P que la diagonaliza, de forma

$$P^T \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_2(g_1) \\ -g_2(g_1) & g_1^2 \end{pmatrix} P = \begin{pmatrix} m_Z^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

Parametrizando la matriz P mediante un ángulo de rotación θ_W nombrado como el 'ángulo de mezcla débil', tenemos

$$P = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

donde

$$\sin\theta_W = \frac{Y_\Phi g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (2.25)$$

$$\cos\theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (2.26)$$

Por lo que el cambio de base que conlleva la diagonalización define los eigencampos de masa

$$Z_\mu = \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu, \quad (2.27)$$

$$A_\mu = \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu, \quad (2.28)$$

Finalmente implementando este procedimiento a la ecuación (2.19) nos da como resultado

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_S = & -\frac{1}{2}W^{+\mu\nu}W_{\mu\nu}^- + m_W^2 W_\mu^- W^{+\mu} - \frac{1}{4}Z^{\mu\nu}Z_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \\ & - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2}m_h^2 h^2 + \partial_\mu G_W^- \partial^\mu G_W^+ \\ & + \frac{1}{2}\partial_\mu G_Z \partial^\mu G_Z + im_W(W^{-\mu}\partial_\mu G_W^+ - W^{+\mu}\partial_\mu G_W^-) + m_Z Z^\mu \partial_\mu G_Z \\ & + \dots \end{aligned} \quad (2.29)$$

con

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu \quad (2.30)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.31)$$

Podemos ver que en la nueva ecuación (2.29), ahora sí, se pueden identificar los términos de masa tanto para W como para Z. El campo vectorial Z_μ ha adquirido masa m_Z acorde con la teoría de Proca, mientras que el campo A_μ interpretado como el campo el electromagnético, permanece sin masa. A este procedimiento se le conoce como el 'mecanismo de Higgs' [16] [1] [17], el cual nos da 2 campos complejos W_μ^+ y W_μ^- de masa m_W , un campo vectorial neutro Z_μ de masa m_Z y un campo vectorial A_μ sin masa asociada.

Finalmente la ecuación (2.28) incluye también al campo escalar masivo h o 'campo de Higgs' al igual que a los campos pseudobosones de Goldstone G_W^+ , G_W^- y G_Z , los cuales son escalares y no tienen masa [18] [19]. Los pseudobosones de Goldstone no se consideran físicos, pues no se pueden asociar a partículas medibles en experimentos.

Capítulo 3

CERN y Experimento CMS

La Organización Europea para la Investigación Nuclear o CERN (del francés Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) es la organización a cargo del laboratorio de física de partículas más importante del mundo. Iniciando su operación en 1954 con 12 estados miembros, actualmente con 23, el objetivo del CERN ha sido revelar de qué está hecho el universo y cómo funciona a través de su investigación en física fundamental [20].

Previamente el acelerador de partículas más potente en operación se encontraba en el laboratorio de Fermilab en Estados Unidos y era conocido como el Tevatrón, que como su nombre indica alcanzaba energías de casi 1 TeV. Para la tarea de encontrar al bosón de Higgs el Tevatrón no era suficiente, razón por la cual el LHC comenzó su función el 10 de septiembre de 2008.

3.1. Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones o LHC por sus siglas en inglés (Large Hadron Collider), construido alrededor de 100 metros bajo la frontera entre Francia y Suiza por el CERN, es el acelerador de partículas más grande del mundo con un anillo de 27 kilómetros de imanes superconductores. Su construcción comenzó en 1998 y entró en funcionamiento el 10 de septiembre del 2008, siendo este la última adición al complejo de aceleradores resultado de la colaboración de más de 100 países.

Dentro del acelerador, dos haces de partículas de alta energía viajan a una velocidad cercana a la de la luz para finalmente colisionar. Los haces viajan en direcciones contrarias en un vacío con una presión menor a los 100 nanopascales. La manera en la que se guían estos haces a través del anillo acelerador es por un fuerte campo magnético, producido por electroimanes superconductores. Estos electroimanes son construidos con ayuda de bobinas de un cable superconductor especial con una temperatura menor a $1,9^{\circ}k$ que permite una conducción eléctrica eficiente sin resistencia o pérdida de energía [22].

Todos los controles del acelerador, servicios e infraestructura técnica se encuentran en el centro de control del CERN. Desde este centro los haces de partículas en el LHC se colisionan en cuatro lugares del anillo acelerador. Cada uno de estos cuatro lugares corresponde a un detector de partículas: ATLAS, CMS, ALICE y LHCb, como se puede ver en la figura 3.1.

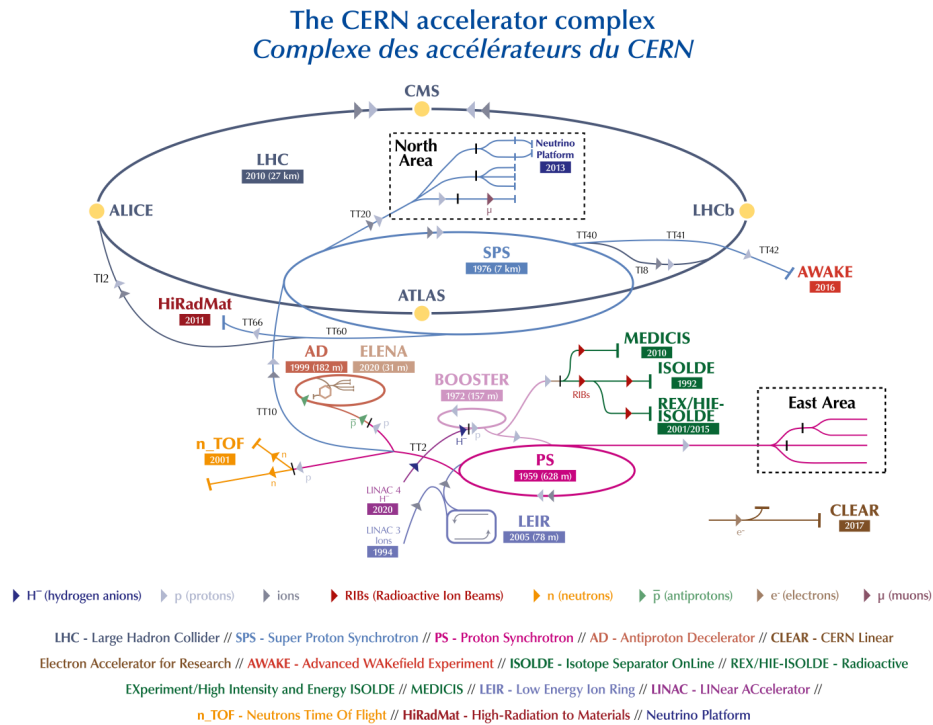


Figura 3.1: Complejo de aceleradores y detectores del LHC 2022 [21]

3.2. CMS

El Solenoide compacto de muones o CMS (por sus siglas en inglés Compact Muon Solenoid), es un detector de partículas de propósito general del LHC, lo que significa que está diseñado para observar cualquier fenómeno físico nuevo que pueda producir el LHC. En él se realizan y estudian las colisiones protón-protón, la energía de estas colisiones es entonces transformada en masa, produciendo nuevas partículas que en su estado final viajan en todas direcciones.

El CMS funciona como una cámara gigante de alta velocidad de captura, como resultado se obtienen 'fotografías 3D' de las colisiones de partículas desde todas las direcciones, hasta 40 millones cada segundo [23]. La mayoría de las partículas producto de las colisiones son inestables y con un tiempo de vida muy corto, por lo que esas partículas a su vez decaen a otras partículas estables que son las que se pueden detectar. Al medir el momento y la energía de esas partículas, se puede recrear una 'imagen' de la colisión para analizar.

La forma en la que está construido el CMS es como la de una cebolla cilíndrica, por las distintas capas de componentes que lo conforman, como se puede ver en la Figura 3.2.

3.2.1. Tracker de silicio o rastreador de silicio

La primera capa del detector desde el centro es conocida como el 'silicon tracker'. Esta capa trata de determinar con la mayor precisión posible las trayectorias de las partículas, buscando obstruirlas el paso lo menos posible. Cuando una partícula cargada atraviesa esta capa, interacciona electrónicamente con el silicio produciendo un 'hit'. Al unir los 'hits' individuales se puede determinar la trayectoria de la partícula.

3.2.2. Calorímetros

Seguido del tracker de silicio encontramos el calorímetro electromagnético, donde se deposita la energía de las partículas electromagnéticas como los electrones y los fotones, deteniéndolos completamente. Esta capa tiene la función de medir las energías de las partículas menos penetrantes.

El calorímetro hadrónico cumple una función similar a la capa anterior, pero para partículas más penetrantes como el pión, protón, etc., siendo estas partículas conocidas como 'hadrones'. Los hadrones no son partículas elementales pues están compuestas de quarks y gluones.

3.2.3. Solenoide superconductor

El solenoide superconductor es el imán que desvía a las partículas cargadas para así poder determinar su momento. Este imán puede alcanzar un campo magnético de hasta 4 teslas, aproximadamente 100,000 veces el campo magnético de la Tierra. Mide 21 metros de largo y 15 de diámetro, se usa helio líquido para refrigerar criogénicamente su núcleo superconductor de niobio-titanio.

Este solenoide es el más poderoso que se haya construido y rodea los calorímetros y el silicon tracker logrando un detector 'compacto' como su nombre lo indica.

3.2.4. Cámaras de muones

Finalmente se encuentran varias capas gruesas de acero que confinan al campo magnético, y de cámaras de muones alternadas entre sí. La función de las cámaras de muones es la de registrar las trayectorias de los muones junto con sus momentos. El muon es la última partícula que el CMS mide directamente. Esta partícula aunque similar al electrón, es 200 veces más pesada, por lo cual se necesitan detectores especiales para detectarla.

Los cuatro tipos de detectores usados en el CMS son: 'drift tubes', usados para mediciones precisas en el barril, 'cathode strip chamber', que se ubican en las partes más externas, 'gas electron multipliers' en los Endcaps o tapas del cilindro, y los 'resistive plate chambers' o RPCs, los cuales devuelven una señal rápida cuando un muon atraviesa el detector, ubicados tanto en el barril como en la región externa.

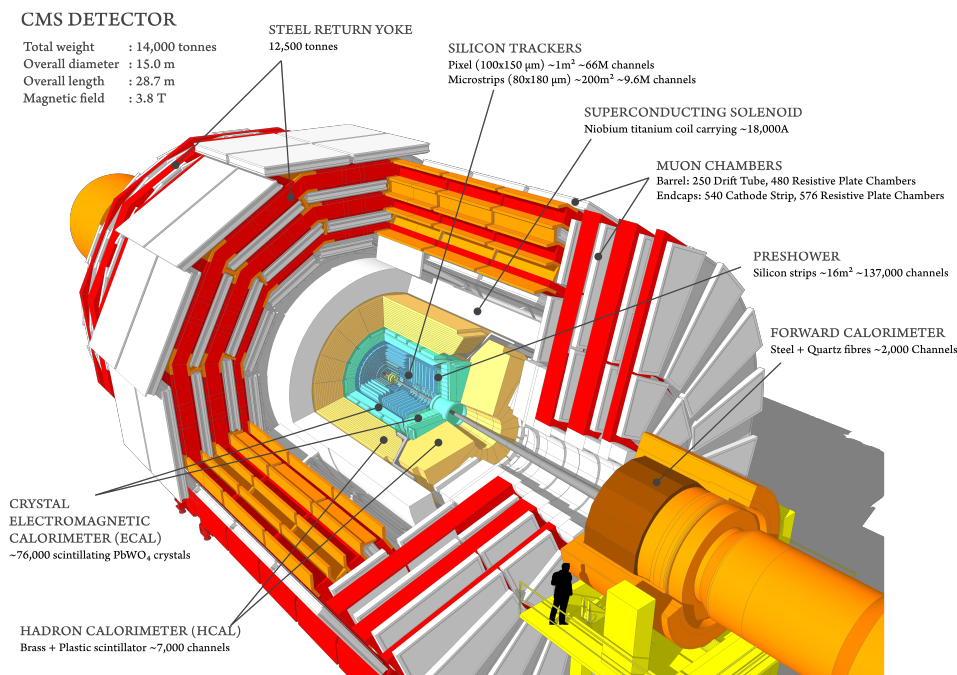


Figura 3.2: Espectrómetro del experimento CMS mostrando los diferentes subdetectores [23]

3.3. Open Data

El portal Open Data del CERN [24], ha sido creado para compartir con el público en general una enorme cantidad de datos recopilados en diferentes experimentos del CERN, dando así la oportunidad a un mayor número de personas de realizar investigación de frontera así como de utilizar diferentes herramientas para la enseñanza de la ciencia.

En Open Data se pueden descargar tanto datos experimentales como de Monte Carlo para realizar análisis en computadoras domésticas a través de distintas herramientas tales como: Máquinas Virtuales (Virtual Machine, VM), Containers (Docker) y Jupyter Notebooks (permite análisis en línea sin necesidad de instalar software).

3.3.1. Niveles de datos

Los datos obtenidos del LHC suelen ser categorizados en cuatro niveles distintos

- Nivel 1: datos que proveen más información sobre los resultados publicados, tales como figuras o tablas.
- Nivel 2: formatos de datos simplificados para entrenamiento de análisis.
- Nivel 3: comprende datos reconstruidos de colisiones y datos simulados, estos datos permiten realizar análisis científicos completos usando reconstrucciones existentes.
- Nivel 4: datos en bruto acompañados de software de simulación y reconstrucción, permitiendo la producción de nuevas señales simuladas o de re-reconstrucción de colisiones y datos simulados.

3.3.2. Política de datos

Cada uno de los experimentos del LHC cuentan con preservación de datos aprobada y políticas de acceso en las que hacen disponibles sus datos luego de cierto tiempo, el tiempo entre la obtención de los datos y su disponibilidad, además de la disponibilidad misma varía de experimento a experimento.

3.4. Análisis

El objetivo de la tesis fue desarrollar de manera simplificada el análisis del bosón de Higgs en el canal de decaimiento a cuatro leptones, utilizando la muestra de datos públicos del experimento CMS provenientes del portal Open Data CERN, para reproducir el histograma de masa. Hacer la comparación con el histograma correspondiente de la publicación “Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC” donde se reportó el descubrimiento de esta partícula. Para ello se utilizaron las herramientas necesarias, incluyendo una máquina virtual para correr el análisis.

3.4.1. Ajuste

En física de partículas se realizan análisis de distribuciones de variables específicas, como el momento de una partícula, ángulos de emisión, masa invariante y muchos otros. Una de las razones para realizar estos análisis es extraer de ellos cantidades físicas de interés como masa y espines. Le llamamos ajuste al método realizado para esto [25].

El ajuste más común se realiza con la distribución gaussiana, dada por

$$g(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(x-\mu)^2/2\sigma^2} \quad (3.1)$$

donde μ y σ representan el valor promedio y la desviación estándar de x , respectivamente.

3.4.2. Procedimiento

Una vez instalada la máquina virtual correspondiente al análisis, descargada en la página Higgs-to-four-lepton analysis example using 2011-2012 data de Open Data [26], se crean los directorios necesarios para descargar los archivos que se usarán durante todo el análisis. Un total de 18 archivos .root son necesarios, los cuales corresponden a los histogramas de las simulaciones de Monte Carlo junto con datos recopilados tanto del 2011 como del 2012.

Es importante mencionar que los datos proporcionados por Open Data solo corresponden al 50% de los datos recopilados disponibles producto de la corrida 1 por políticas del CMS, sin embargo en la publicación original también se usó solo una fracción de los datos.

Se descargan en un directorio los index files indicados y una vez listo todo se corre el análisis sobre cada archivo descargado, obteniendo así varios histogramas en .root. Usando el programa HADD podemos fusionar los 18 archivos de .root para generar un archivo final, que nos permitirá producir el histograma deseado.

Capítulo 4

Resultados

Uno de los muchos aspectos impresionantes sobre el CERN es la cantidad de información que genera por segundo y que es trabajada y filtrada para poder llegar a la que nos va a ser útil para nuestras investigaciones.

Los análisis realizados llegan a pesar desde unos cientos de Gigabytes hasta unos 7 Terabytes cada uno, a pesar de esto, no es necesario tener una supercomputadora para poder realizar nuestros propios análisis, pues con una computadora de medianos recursos es más que suficiente, aunque esto signifique que el análisis pueda tomar más tiempo. Lo importante es la determinación y paciencia que tengamos para llevarla a cabo, pues un análisis completo puede tardar desde unos días hasta varios meses usando este tipo de computadoras.

Dependiendo de la situación en la que nos encontremos podemos disponer de otros recursos, muchas universidades cuentan con servidores que pueden ofrecer a sus alumnos para este tipo de trabajos. Una alternativa para los usuarios más avanzados es la de hacer uso de otras herramientas como Docker, que requiere un conocimiento técnico mayor pero ofrece una excelente alternativa a las máquinas virtuales.

Entre las tecnologías utilizadas en Open Data tenemos a Invenio, como un repositorio de estructura digital para crear y ejecutar nuestra propia librería digital, y CernVM, como un dispositivo de software virtual de referencia para correr análisis de datos del LHC de forma local.

4.1. Resultados esperados

Desde el inicio se tenían claros los resultados que se esperarían de realizar este análisis. Si bien no idéntico, se esperaba obtener un histograma similar al de la publicación original del 2012 'Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC' por parte de la 'CMS collaboration' (figura 4.2).

En el histograma publicado se tiene una concentración mayor de los eventos en los rangos entre 80 y 100 GeV, correspondiente a background relacionado con decaimientos de Z^0 , y entre 120 y 130 GeV, rango donde se encontró el esperado bosón de Higgs.

4.1.1. $H \rightarrow ZZ$

Para el decaimiento $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ se realizó una búsqueda por un pico de masa de cuatro leptones más estrecho en presencia de un pequeño fondo continuo [2]. La razón por la que se hizo esto fue por estudios tempranos que lo consideraban prometedor sobre un rango amplio de masas para el bosón de Higgs, por lo que solo se reportó el rango de búsqueda entre 110 y 160 GeV.

Se requiere que los pares de electrones o muones del decaimiento Z se hayan originado del vértice primario. Esto es asegurado por haber requerido que el parámetro de impacto con respecto al vértice de evento satisfaga $|S_{IP}| < 4$ para cada leptón, donde $S_{IP} = I/\sigma_I$, I es el parámetro de impacto del leptón tridimensional al punto más cercano al vértice, y σ_I su incertidumbre.

La selección de eventos requiere dos pares de leptones del mismo sabor pero de carga contraria. El par con masa invariante más cercana a la masa del bosón Z se requiere con masa entre el rango de 40 y 120 GeV, y el otro par con masa entre 12 y 120 GeV. El fondo para ZZ es evaluado por estudios de simulaciones de Monte Carlo.

El número de candidatos de $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ en el rango de masa de $110 < m_{4\ell} < 160$ GeV en alguno de los 3 estados finales se indica en Figura 4.1, donde $m_{4\ell}$ es la masa invariante de 4 leptones.

Channel	4e	4 μ	2e2 μ	4 ℓ
ZZ background	2.7 ± 0.3	5.7 ± 0.6	7.2 ± 0.8	15.6 ± 1.4
Z + X	$1.2^{+1.1}_{-0.8}$	$0.9^{+0.7}_{-0.6}$	$2.3^{+1.8}_{-1.4}$	$4.4^{+2.2}_{-1.7}$
All backgrounds ($110 < m_{4\ell} < 160$ GeV)	4.0 ± 1.0	6.6 ± 0.9	9.7 ± 1.8	20 ± 3
Observed ($110 < m_{4\ell} < 160$ GeV)	6	6	9	21
Signal ($m_H = 125$ GeV)	1.36 ± 0.22	2.74 ± 0.32	3.44 ± 0.44	7.54 ± 0.78
All backgrounds (signal region)	0.7 ± 0.2	1.3 ± 0.1	1.9 ± 0.3	3.8 ± 0.5
Observed (signal region)	1	3	5	9

Figura 4.1: Número de eventos seleccionados entre 110 y 160 GeV para cada estado final en el análisis $H \rightarrow ZZ$ [2]

La Figura 4.1 también incluye el número de eventos de fondo esperados en cualquiera de los 3 estados finales, junto con sus incertidumbres, al igual que el número de señales de eventos esperados del bosón de Higgs del modelo estándar de masa $m_H = 125$ GeV. La distribución para la masa $m_{4\ell}$ se encuentra en la Figura 4.2, donde se ve claramente un pico en la masa del bosón Z donde se reconstruye el decaimiento $Z \rightarrow 4\ell$.

4.2. Histograma obtenido

Una vez terminados de analizar los datos obtenidos por Open Data, y con 18 archivos root resultantes, se usa una macro para obtenemos el siguiente histograma de la figura 4.3.

Los histogramas a color, sean el azul, verde y el rojo, corresponden a los resultados de las Simulaciones de Monte Carlo. Los puntos negros con sus respectivos rangos de errores, representan los datos producidos por el LHC y analizados en esta tesis. En la figura se aprecia que los datos analizados coinciden con los datos obtenidos de las simulaciones de Monte

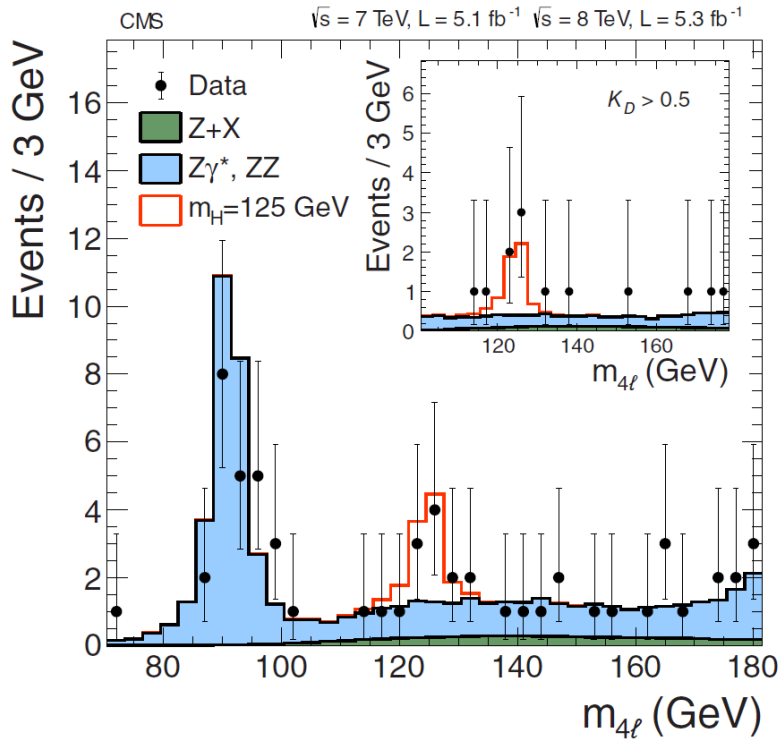


Figura 4.2: Histograma publicado por la 'CMS collaboration' con la distribución de la masa invariante para 4 leptones en el análisis $ZZ \rightarrow 4\ell$ [2].

Carlo. Luego, al comparar nuestro histograma obtenido con el publicado originalmente por CMS en el 2012 (Figura 4.2), para dar a conocer el descubrimiento del Boson de Higgs, podemos afirmar que tienen picos de masa en los mismos rangos.

Las similitudes entre ambos histogramas son claras a pesar de no contar con todos los datos de CMS. Es conveniente mencionar que la publicación original de CMS tampoco hizo uso de la totalidad de los datos obtenidos provenientes del LHC, ya que solo se usó una parte de la corrida 1.

En este análisis, el 'exceso' para el bosón de Higgs es de 2 desviaciones estándar, mientras que en la publicación original de CMS es de 3.2 desviaciones estándar para el canal correspondiente. La diferencia entre ambas desviaciones estándar es debida a una supresión de fondo menos sofisticada. Conjuntos de datos más recientes (pero aún no públicos) de CMS con mayor estadística, tienen un análisis preliminar con más de 5 desviaciones estándar para este canal [26].

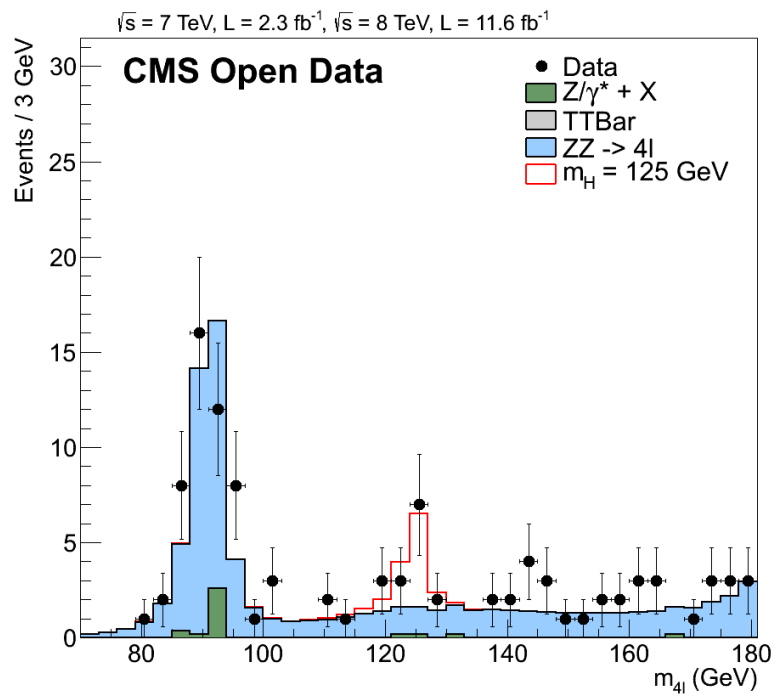


Figura 4.3: Análisis realizado con Open Data, incluye la distribución de la masa invariante para 4 leptones en el análisis $ZZ \rightarrow 4l$. El pico de masa del bosón de Higgs se aprecia alrededor de 125 GeV. Otros eventos con topología similar contribuyen al ruido de fondo de esta señal como lo muestra el histograma.

Capítulo 5

Conclusiones

No hay duda que el trabajo de R. Brout, F. Englert y P. Higgs, entre otros, marcó un importante avance en la teoría del Modelo Estándar. Fue gracias al propuesto campo de Higgs con su correspondiente bosón intermediario en 1964, que se dio solución a la incógnita de la masa de los bosones W y Z . Este descubrimiento les otorgó a Engler y Higgs el premio Nobel de Física 2013..

Desde su fundación en 1954 el CERN ha sido parte fundamental para el estudio y progreso de la física de partículas. Esta organización producto de un esfuerzo internacional con el propósito de revelar los secretos del universo, dio luz verde a lo que sería el proyecto más grande y complejo que la humanidad haya realizado, el Large Hadron Collider.

Durante su primera puesta en marcha, entre el 2010 y 2013, el LHC alcanzó energías de 4 TeV para colisiones protón-protón. Gracias a esto y a dos de los cuatro detectores ubicados en el Large Hadron Collider (CMS y ATLAS) se pudo recopilar suficiente información para anunciar, de manera individual por parte de cada experimento, que se encontró una partícula compatible con el bosón de Higgs. Tanto CMS como ATLAS publicaron un artículo con su propio análisis [2][3], los cuales mostraban resultados acordes con la teoría del Modelo Estándar.

El portal Open Data es una excelente herramienta para tener acceso a un número creciente de datos recopilados en el CERN. La facilidad con la que se exploran proyectos de investigación, datos y software especializado nos permite realizar nuestros propios proyectos de investigación y análisis.

El histograma obtenido a través del análisis realizado localmente en CernVM, muestra similitudes claras con el publicado por el CERN para el mismo canal de decaimiento. Muestra el pico de masa que representa el bosón de Higgs con otros picos de background con topologías similares a la señal de interés. Picos que a su vez concuerdan con los datos obtenidos de simulaciones de Monte Carlo.

Bibliografía

- [1] Higgs, P. W.: *Broken Symmetries, massless particles and gauge fields*. Phys. Rev. Lett. 12-132, 1964.
- [2] Chatrchyan, Serguei et al. CMS Collaboration: *Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC*. Phys. Lett. B716, 30-61, 2012.
- [3] Georges, Aad et al. ATLAS Collaboration: *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Phys.Lett. B716 1-29, 2012.
- [4] Cottingham, W.N.: *An introduction to the Standard Model of Particle Physics (Second Edition)*. Cambridge University Press, 2007.
- [5] Fabsanhvasq, CC BY SA 4.0: *Modelo Estándar*. https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/4b/Modelo_Est%C3%A1ndar.svg.
- [6] Griffiths, D: *Introduction to Elementary Particles (2nd Revised ed.)*. Wiley-Vch., 2008.
- [7] Robinson, Matthew: *Symmetry and the Standard Model*. Springer, 2011.
- [8] Wiedemann, Helmut: *Particle Accelerator Physics*. Springer, 2015.
- [9] Santarelli, EPSIM 3D/JF: *Esquema de un sincrotron*. https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/60/Sch%C3%A9ma_de_principe_du_synchrotron.jpg.
- [10] Langacker, Paul: *The Standard model and Beyond*. CRC Press, 2010.
- [11] Shwartz, Matthew D.: *Quantum Field Theory and the Standard model*. Cambridge University Press, 2014.
- [12] Djouadi, Abdelhak: *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. I: The Higgs boson in the Standard Model*. Phys. Rept. 457, 1-216, 2008. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0503172>.
- [13] Giuti, C. y C. W. Kim: *Fundamental of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, 2007.
- [14] Peskin, M.E. y D. V. Schroeder: *An Introduction to Quantum Field theory*. Perseus Books, 1995.
- [15] Ryder, L.H.: *Quantum Field theory*. Cambridge University Press, 2001.

- [16] Englert, F. y R.Brout: *Broken Symetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*. Phys. Rev. Lett 13-321, 1964.
- [17] Higgs, P. W.: *Broken Symetries, massless particles and gauge fields*. Phys. Rev. Lett. 13-508, 1964.
- [18] Goldstone, J.: *Field theories with superconductor solutions*. Nuovo Cim. 19-154, 1961.
- [19] J. Goldstone, A. Salam y S. Weinberg: *Broken Symmetries*. Phys. Rev. 127-965, 1962.
- [20] CERN: *Who are we*. <https://home.cern/about/who-we-are/our-history>.
- [21] CERN: *The CERN accelerator complex, layout in 2022*. <https://cds.cern.ch/images/CERN-GRAPHICS-2022-001-1>.
- [22] CERN: *Large Hadron Collider*. <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [23] CERN: *About CMS*. <https://cms.cern/detector>.
- [24] CERN: *OpenData*. <https://opendata.cern.ch/>.
- [25] Bini, Cesare: *Data analysis in Particle Physics*. Dipartimento di Fisica, Sapienza Università and INFN, Roma, 2013.
- [26] CERN: *Higgs-to-four-lepton analysis example using 2011-2012 data*. <http://opendata.cern.ch/record/5500>.
- [27] Rajasekaran, G: *Fermi and the Theory of Weak Interactions*. Cornell University. 1-27, 25 Feb 2014. <https://arxiv.org/abs/1403.3309>.