

El xSM: extendiendo el sector escalar del Modelo Estándar



VNIVERSITAT
DE VALÈNCIA

MÁSTER EN FÍSICA AVANZADA

Departamento de Física Teórica

ANTONIO SÁNCHEZ GARCÍA *

Tutor: ANTONIO PICH ZARDOYA **

Curso 2014-2015

* ansanga6@alumni.uv.es

** pich@ific.uv.es

Resumen

El trabajo aquí presentado trata sobre el xSM, la extensión más simple del sector escalar del Modelo Estándar. Tras el descubrimiento del bosón de Higgs y de cara al inminente arranque de la segunda etapa de LHC son muchos los modelos que contemplan posibilidades de nueva física. En contraste con su simplicidad, el xSM ofrece nuevas posibilidades no contenidas en el Modelo Estándar. El estado actual de dicho modelo y las mejores restricciones de que se disponen son recopiladas en las siguientes páginas.

Abstract

This work is about the minimal extension of the scalar sector of the Standard Model, called the xSM. Two years after the discovery of the Higgs boson and right before the imminent start of LHC Run II, a huge amount of new physics models are waiting for new data to test their predictions. Despite its simplicity, the xSM yields some new prospects not included within the Standard Model. The current status and the best constraints available nowadays are collected in the following pages.

Índice

1.- El Modelo Estándar de la física de partículas	3
2.- El SM, su sector escalar y el mecanismo de Higgs	16
2.1.- El modelo de Goldstone	16
2.2.- Mecanismo de Higgs en el SM	18
2.3.- Simetría Custodial	19
3.- El xSM: la extensión más simple del sector escalar	21
3.1.- Deducción del Lagrangiano más general	21
3.2.- El Lagrangiano en el gauge unitario	22
3.3.- Comparativa con el Modelo Estándar	25
4.- Escenarios posibles en el caso general	27
4.1.- El escenario ligero	27
4.1.1.- Rangos de masa para el Higgs ligero	28
$m_{h_-} < 2 m_\mu \approx 210 \text{ MeV}$	28
$2 m_\mu \leq m_{h_-} \leq 2 m_{\pi^+} \approx 280 \text{ MeV}$	28
$2 m_{\pi^+} < m_{h_-} < 4 \text{ GeV}$	28
$5 \text{ GeV} \leq m_{h_-} \leq 1/2 m_{\text{Higgs}} \approx 62.5 \text{ GeV}$	30
$1/2 m_{\text{Higgs}} \approx 62.5 \text{ GeV} \leq m_{h_-} < m_{\text{Higgs}} \simeq 125.14 \text{ GeV}$	31
4.1.2.- Cotas estrictamente aplicables al escenario ligero	32
4.1.2.1.- Procedentes de desintegraciones de mesones	32
4.1.2.2.- Experimentos de blanco fijo	33
4.1.2.3.- Producción de Higgs ligeros en desintegraciones del Z	35
4.1.3.- Restricciones de LEP y LHC para el escenario ligero	37
4.2.- El escenario pesado	38
4.2.1.- Δr y M_W como medidas de precisión	38
4.2.2.- Δr y M_W en el xSM	40
4.2.2.- Restricciones provenientes de LHC	44
4.2.3.- Recopilación de cotas sobre el escenario pesado	46
4.2.4.- Otras restricciones	46
5.- Conclusiones	47

1.- El Modelo Estándar de la física de partículas

Por muy elemental que pueda parecer, no es una tarea sencilla escribir una introducción al trabajo que aquí se presenta. Esto se debe, principalmente, a la dificultad de contextualizarlo dentro de lo que en el terreno de la Física ha sido la segunda mitad del siglo XX. Por cercano en el tiempo que parezca, para las nuevas generaciones de físicos la parte histórica del desarrollo de la física moderna yace, por lo general, en la penumbra. Por otra parte, son tantos los científicos implicados, así como los avances acontecidos y las causas de las que se derivan, que es imposible darlos a conocer en profundidad durante la formación universitaria. Es por ello que, desde la más modesta ignorancia, permítanme este breve acercamiento a algunos de los hechos más importantes que acaecieron el pasado siglo con el fin de situar el presente trabajo. ¹

Tras la unificación de los fenómenos eléctricos y magnéticos con la óptica, llevado a término por James Clerk Maxwell, ni él mismo imaginaba lo que estaba por venir. Cuando comenzó a dar clase en Cambridge en 1879 afirmó que en pocos años los físicos se dedicarían a mejorar la precisión de las constantes físicas. El también eminente Lord Kelvin dijo a finales del siglo XIX que la física estaba terminada, que tan sólo quedaba algún fenómeno de menor importancia por ser explicado. Entre ellos, el espectro del *cuerpo negro*.

La idea de un *éter*, o una sustancia impregnando el espacio y en reposo respecto a la Tierra, captó la atención de los físicos estadounidenses Albert Michelson y Edward W. Morley. Según Hendrik Antoon Lorentz (1853-1928), debía existir un valor absoluto para la velocidad de la luz medida en un sistema en reposo respecto al éter. Mediante un interferómetro, Michelson y Morley se dispusieron a detectar las diferencias de tiempo del haz de luz según si la Tierra se desplazaba a favor o en contra del viento del éter. No encontraron ninguna diferencia; parecía que el éter no afectaba al movimiento de la luz.

Otro problema existente era que las ecuaciones de Maxwell no eran invariantes en forma al ser expresadas en diferentes sistemas de referencia. El propio Lorentz encontró las transformaciones que hacían esto posible, y llegó a interpretar los resultados del experimento del interferómetro como una contracción de longitudes; al fin y al cabo la materia estaba formada por agrupaciones de átomos y moléculas sujetas a fuerzas electromagnéticas que podían verse modificadas por el movimiento respecto al éter. Sin embargo, con el tiempo interpretado como una magnitud universal, al estilo de Newton, hacía imposible aplicarle el mismo esquema conceptual.

Se debe a Albert Einstein (1879-1955), por entonces un empleado de la Oficina de Patentes de Berna, la construcción de una nueva y revolucionaria teoría basada en dos postulados básicos. El primero, “el principio de relatividad”, por el cual las leyes de la física no dependen del sistema de referencia inercial en el que se formulen. El segundo, y contrariando a la mecánica newtoniana, afirma que la velocidad de la luz es la misma en todos los sistemas de referencia inerciales, independientemente del estado de movimiento del cuerpo que la emite, tal y como habían observado Michelson y Morley.

Desde un punto de vista matemático, fue el matemático Hermann Minkowski (1865-1909), maestro de Einstein en el Politécnico de Zurich, quien formuló de forma geométrica la relatividad especial. El *espacio de Minkowski* pasó a ser el marco en el que expresar los fenómenos físicos. En él, un suceso puede ser descrito, dado un sistema de referencia, mediante 4 coordenadas, una temporal y tres espaciales. El propio matemático pronunció una conferencia titulada *Espacio y tiempo* el 21 de septiembre de 1908 en Colonia, a propósito del 80 Congreso de Científicos y Médicos Alemanes. En palabras suyas: “Las visiones del espacio y el tiempo que deseo presentarles han surgido del terreno de la física experimental y de ahí toman su fuerza. Son radicales. A partir de ahora el espacio por sí mismo y el tiempo por sí mismo están condenados a desvanecerse en meras sombras, y solamente una especie de unión de los dos conservará su independencia”.

¹Para ampliar más, consultar [1].

La segunda gran revolución de la primera mitad del siglo XX, y una de las mayores de toda la historia de la física, fue la *física cuántica*. Se puede considerar el año 1900 como el punto de partida de la revolución cuántica. Data de entonces la introducción de la ecuación $E = h\nu$ por parte del físico alemán Max Planck (1858-1947) mientras estudiaba la distribución de energía de la radiación de un cuerpo negro, siendo E la energía, h una constante universal (posteriormente llamada constante de Planck) y ν la frecuencia de la radiación involucrada. Planck fue reticente a aceptar que dicho resultado pudiera significar que la radiación electromagnética (hasta entonces considerada como onda) pudiera considerarse también formada por “corpúsculos” (posteriormente denominados fotones) de energía $h\nu$. En ese sentido Einstein fue decisivo y en uno de sus famosos artículos de 1905 presentó sus resultados. Citando la introducción de su artículo: “Las observaciones asociadas con la radiación del cuerpo negro, la fluorescencia, la producción de rayos catódicos mediante luz ultravioleta y otros fenómenos relacionados, todos ellos conectados con la emisión o transformación de la luz se entienden más fácilmente si se supone que la energía de la luz está distribuida espacialmente de forma discontinua”. Una tesis que rompía, de nuevo, con el marco canónico de la física de la época.

La “dualidad onda-corpúsculo” no sería desarrollada hasta 1924 por Louis de Broglie, mismo año en el que Clinton Davisson y Lester Germer la comprobaran experimentalmente. Se daba la circunstancia de que a nivel atómico todos los objetos tenían un comportamiento similar, tuvieran o no masa. El desarrollo de la teoría de la *relatividad especial* y el nacimiento de la *física cuántica* marcaron un antes y un después en la manera de concebir el Universo.

Se puede apreciar como durante un cuarto de siglo fenómenos cuánticos como los ya descritos, sumados a la radiactividad, la espectroscopia y al problema de los constituyentes de la materia, no hacían más que florecer. No obstante ninguna explicación era suficientemente convincente, a pesar de la gran cantidad de científicos que trabajaron de un modo u otro. Cabe destacar, al menos, al físico danés Niels Bohr (1885-1962) y mencionar el modelo atómico que propuso en 1913. Incorporó el cuanto de energía de Planck al modelo desarrollado dos años antes por Ernest Rutherford. En su artículo Bohr escribió: “Cualquiera que sea la modificación de las leyes del movimiento de los electrones parece necesario introducir una cantidad ajena a la electrodinámica clásica; esto es, la constante de Planck”. Unos de los principales logros del modelo de Bohr fue su capacidad para explicar las relaciones matemáticas asociadas a diferentes grupos de líneas espectrales, que habían sido descubiertas “jugando con números” por Johann Jacob Balmer y Johannes Robert Rydberg, y que la física anterior a Bohr había sido incapaz de explicar.

Con estos y otros avances (como las fórmulas semiempíricas de Alfred Landé para explicar el efecto Zeeman anómalo; el experimento de 1923 de Arthur Holly Compton, que reafirmaba el aspecto corpuscular de la luz en el que pocos creían; o el principio de exclusión de Pauli), llegamos a 1925 año en el que un joven físico alemán llamado Werner Heisenberg (1901-1976) desarrolló la primera formulación coherente de la mecánica cuántica: la *mecánica cuántica matricial*, en la que aparecía por primera vez la idea de no conmutatividad; esto es, que el producto de dos magnitudes físicas determinadas era diferente según el orden en que éstas se multiplicaban. Tan sólo un año después, en 1926, el austriaco Erwin Schrödinger (1887-1961) encontraba una nueva formulación: la *mecánica cuántica ondulatoria*, en la que el ente básico eran ondas definidas en el espacio de los números complejos, soluciones de la conocida como ecuación de Schrödinger.

Los postulados de la mecánica cuántica fueron, si cabe, más chocantes que los de la relatividad especial. La interpretación de la función de onda vino dada por Max Born (1882-1970), según la cual tal función representa a través del cuadrado de su módulo la probabilidad de encontrar una partícula en un punto del espacio. Mención también al principio de incertidumbre de Heisenberg, que sostiene que determinados pares de magnitudes (como la posición y el momento lineal o la energía y el tiempo) sólo se pueden determinar simultáneamente con una indeterminación característica dada por $\Delta x \cdot \Delta p \geq h/4\pi$.

Con todos los elementos citados (y algunos más), rechazados firmemente por físicos como Einstein o Planck, se elaboró la que se conoce como “*Interpretación de Copenhague*” de la mecánica cuántica. Con esta teoría se abrió un mundo nuevo, pero en realidad no se había dado más que el primer paso. Existían aún muchos retos pendientes, por ejemplo hacerla compatible con la relatividad especial a la cual no incluía; o construir una teoría cuántica del electromagnetismo en la que los fotones no fuesen vistos únicamente como ondas.

Las bases matemáticas de la mecánica cuántica quedaron rigurosamente establecidas en el libro que John Von Neumann publicó en 1932 bajo el título *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (*Fundamentos matemáticos de la mecánica cuántica*). Así se lo explicaba Max Born a Albert Einstein en una carta el 10 de mayo de 1943: “En dicho libro se encuentra la justificación rigurosa de los conceptos y métodos que Heisenberg, Jordan y yo mismo utilizamos [...] Von Neumann logró descubrir demostraciones rigurosas entre las numerosas hipótesis”. El texto fue más que un tratamiento formal de la mecánica cuántica, ya que trató dos temas fundamentales: las variables ocultas y el problema de la medida. Tras un elaborado razonamiento, Von Neumann negaba la posibilidad de una versión causal de la mecánica cuántica, aun si existieran variables ocultas.

Este es el momento en el que llegamos a Paul Adrian Maurice Dirac. En primer lugar, cabe reseñar que una tercera versión de mecánica cuántica, más “algebraica”, fue publicada por él antes que la del propio Schrödinger. En parte, se debió a que tuvo acceso a las pruebas del artículo de Heisenberg. Dirac asoció la no conmutatividad de la mecánica cuántica matricial con los corchetes de Poisson de la mecánica Hamiltoniana.

Dirac siempre se inspiró por el “sentido estético matemático”. En un artículo suyo titulado “*La relación entre matemáticas y física*” recoge lo siguiente: “No existe ninguna razón por la que el método del razonamiento matemático deba ser posible, pero en la práctica hemos encontrado que ha funcionado y que lo hace con notable éxito. Esto debe adjudicarse a alguna *cualidad matemática de la Naturaleza*, una cualidad que el observador ocasional de ella no sospecharía, pero que sin embargo desempeña un papel importante en el esquema de la Naturaleza [...] La idea dominante en esta aplicación de la matemática a la física es que las ecuaciones que representan las leyes del movimiento *deberían tener una forma simple* [...] El físico dispone del *principio de simplicidad*, que puede utilizar como instrumento de investigación”.

Sin embargo, para Dirac la relatividad especial iba en contra de dicho principio de simplicidad, no obstante gozaba de una gran *belleza matemática*. En palabras suyas “Ésta es una cualidad que no se puede definir, no más que se puede definir la belleza en el arte, pero que las personas que estudian matemáticas no tienen normalmente dificultad en reconocer [...] Vemos ahora que debemos cambiar el principio de simplicidad por un *principio de belleza matemática*. En sus esfuerzos por expresar las leyes fundamentales de la Naturaleza en forma matemática, el investigador debería perseguir sobre todo la *belleza matemática*”. En relación con esto, escribió lo siguiente de la física cuántica “Existe una extrema analogía formal entre la mecánica cuántica y la vieja mecánica. De hecho, es sorprendente cuán adaptable es la vieja mecánica a la generalización del álgebra no conmutativa de la mecánica cuántica. Todos los elegantes rasgos de la vieja mecánica se pueden llevar a la nueva mecánica, donde reaparece con una *belleza reforzada*”.

A pesar de que pocos físicos compartían sus ideas, a Dirac le funcionó de nuevo cuando en 1928 publicaba su teoría relativista del electrón. En realidad, Dirac no fue el primero en tratar el problema. El propio Schrödinger obtuvo una ecuación de onda relativista que no llegó a publicar al no predecir correctamente el espectro del hidrógeno. Fue Oskar Klein, en 1926, el primero en publicar una y es la conocida como ecuación de Klein-Gordon. La mayor parte de los físicos quedaron satisfechos con tal ecuación, pero a Dirac no le resultó matemáticamente acorde con la formulación tensorial de la relatividad. Jugando con las matrices de Pauli y tomando los principios que según él debía cumplir toda teoría, obtuvo una función de onda de cuatro componentes en la que el espín surgía de manera natural.

Resultó que de dicha ecuación se deducían los valores correctos para la estructura fina del espectro del hidrógeno y el factor giromagnético del electrón $g = 2$. Aunque sin duda, el principal resultado fue la predicción de la *antimateria*, que en un principio descartó al interpretarla como estados de energía negativa. Dos años más tarde, en 1930, Dirac propuso que todos los estados de energía negativa estaban ocupados, salvo quizás unos pocos. Por tanto, cuando un electrón saltase a un estado de energía positiva quedarían huecos en este mar uniforme de estados negativos que, en un principio relacionó con los protones. Finalmente, en 1931, dado que la masa debía ser la misma del electrón, se acabó proponiendo la existencia de una partícula aún no observada, el positrón.

No pasó ni un año hasta que dicha partícula fue descubierta por Carl David Anderson (1905-1991), utilizando una cámara de niebla. Registró los misteriosos rayos cósmicos que ya habían sido observados previamente en 1911 por el físico austriaco Victor Hess, y aunque en un principio pensó que eran protones finalmente se concluyó que debían ser partículas con la masa del electrón y carga positiva. Por tal descubrimiento recibiría junto a Hess el premio Nobel de física en 1936. Cabe decir que fue un descubrimiento muy cuestionado en primera instancia por lo revolucionario del asunto, y que éste se produjo de forma inesperada y no motivado por los trabajos de Dirac.

La década de 1930 fue especialmente prolífica en lo que a descubrimientos fundamentales de partículas se refiere. En 1932 también se produjo el descubrimiento del neutrón. Dicho descubrimiento se le atribuye a James Chadwick, un investigador del laboratorio Cavendish en Cambridge. Algo menos conocido es que un físico italiano llamado Ettore Majorana atisbó antes la existencia de tal partícula. Se encontraba trabajando en Roma, en el Instituto de Física que había fundado Enrico Fermi pocos años antes. Un 21 de enero de 1932, Majorana leyó en el último ejemplar de *Comptes rendus de l'Academie des sciences* un artículo de Irène y Frédéric Joliot-Curie titulado “Emisión de protones de alta velocidad por sustancias hidrogenadas bajo la influencia de rayos gamma muy penetrantes”. Lo que para los científicos franceses era un nuevo fenómeno físico para Majorana era evidente que se trataba del neutrón y así se lo comunicó a Fermi. A pesar de sus esfuerzos por convencer a Majorana de que publicase sus resultados éste no accedió [2]. Apenas un mes después, el 17 de febrero de 1932, Chadwick envió un artículo de una página a la revista *Nature* anunciando tal descubrimiento a raíz de meticulosos análisis realizados en su laboratorio motivados por los resultados de los franceses. El descubrimiento del neutrón incidió directamente en cómo se entendió a partir de entonces el átomo.

Un año más tarde, en 1933, Fermi propuso que un neutrón se desintegra dando lugar a un protón, un electrón y un antineutrino (cuya existencia había sido propuesta en 1930 por Wolfgang Pauli para salvar el principio de conservación de la energía). Fermi también añadió la idea de que neutrones y protones interactuaban emitiendo y absorbiendo pares neutrino-electrón. Heisenberg también introdujo modificaciones en el modelo atómico vigente en la época para incluir al neutrón y explicar la curva de isótopos estables, cálculo de defectos de masa y otros aspectos de las desintegraciones radiactivas. Tanto el modelo de Fermi como el de Heisenberg fueron corregidos por el físico japonés Hideki Yukawa (1907-1981), cuando propuso una nueva partícula, el *mesón*, que sería la encargada de “transportar” la “señal” que une protones y neutrones, la fuerza nuclear. Asimismo, suponía que tal vez dicha partícula-cuanto tendría que ver con las “lluvias” de rayos cósmicos que llegaban a la Tierra. La idea que introdujo Yukawa de entender la fuerza nuclear como una nueva interacción fundamental, transportada por una partícula, se acabaría por imponer en la comprensión de las interacciones físicas. En su autobiografía, explica cómo descartó que dicha interacción fuese consecuencia del electromagnetismo (cómo ocurría con las fuerzas de atracción molecular) y que necesariamente debía ser de carácter fundamental; así como desde el punto de vista cuántico era necesaria una partícula mediadora de la interacción. Basándose en las ideas de Fermi, demostró que la interacción propuesta por el físico italiano era mucho más pequeña que la requerida; de este modo utilizando el resultado al que quería llegar obtuvo las características de la partícula mediadora que buscaba.

La propuesta teórica de Yukawa obtuvo reconocimiento internacional en 1937, cuando Seth Neddermeyer y, de nuevo, Carl Anderson descubrieron en los rayos cósmicos partículas de masa en torno a doscientas veces la del electrón y con cargas positivas y negativas. Lo que en un principio pareció el mesón predicho por el físico japonés posteriormente no sería así. La partícula que más se ajustaba fue identificada, una vez más, en los rayos cósmicos por un equipo liderado por el físico inglés Cecil Powell. En 1947, dicho equipo anunció el descubrimiento de mesones que al final de su trayectoria daban lugar a mesones secundarios. Los mesones primarios son hoy día conocidos por *mesón π* y los secundarios (los previamente descubiertos) por *muón*. Cabe notar que en la década de 1920 el protón y el electrón eran todas las partículas conocidas; y que tan sólo en una década se descubrieron el neutrón, el positrón, el pión, el muón y se postuló el neutrino.

En este punto de la historia, todavía no se disponía de una teoría cuántica del electromagnetismo. En una conferencia organizada en Londres en 1934, Max Born definió la *electrodinámica cuántica* como cualquier intento de formular una teoría que describa simultáneamente el comportamiento del campo electromagnético y el movimiento de todo tipo de partículas en conformidad con los principios de la teoría cuántica. En este sentido, fue Dirac el primero en presentar una teoría de este tipo, introduciendo para ello una *segunda cuantización*; esto es, tomar la función de onda de un sistema ya cuantizado y volver a cuantizarla para convertirla en un operador. Dichos operadores incrementaban o disminuían la excitación de uno de los estados en un cuanto. No obstante, dicha cuantización era válida sólo para bosones.

Pascual Jordan (1902-1980) fue quien profundizó en la idea de la segunda cuantización extendiéndola para fermiones. En 1927, escribía en uno de sus artículos “Los resultados obtenidos aquí dejan pocas dudas de que se puede formular una teoría cuántica de campos de la materia en la que los electrones están representados por ondas cuantizadas en el espacio tridimensional habitual”. Jordan escribió cinco artículos sobre el tema; dos en solitario y otro tres con Oskar Klein, Pauli y Eugene Wigner. En el escrito junto a Klein extendieron los métodos de Dirac a bosones con masa; en el escrito con Wigner lo hacían para fermiones. Estos trabajos se referían a una *teoría cuántica de campos* general, de la que la electrodinámica cuántica sería un caso particular.

Pauli fue reacio en un principio a aceptar lo propuesto por Jordan pero se acabó convenciendo a raíz del artículo que firmó éste junto a Klein. En 1929, Pauli publicó junto a Heisenberg una teoría de electrodinámica cuántica que cumplía los requisitos de ser invariante Lorentz y que cuantizaba tanto los fotones como las *ondas de materia*. La nueva teoría, pese a sus buenas características, presentaba como principal problema que había que recurrir a métodos perturbativos para resolver las ecuaciones que surgían. En principio, cada uno de los sucesivos términos debía ser menor que el anterior, pero en lugar de esto se tenía que algunos de los términos daban valores infinitos, resultado que no era físico. Sin embargo, este tipo de problema ya aparecía en la teoría clásica, por lo que en un principio fue ignorado; no obstante, se encontraron infinitos propiamente debidos a efectos cuánticos. Un joven físico estadounidense, Robert Oppenheimer, demostró la existencia de una divergencia que debería provocar un desplazamiento infinito de la posición de las líneas espectrales en la interacción entre protones y neutrones. Aquello pedía a gritos algún cambio.

La situación tardaría en cambiar, y no lo haría hasta pasada la Segunda Guerra Mundial. En este punto fue determinante la contribución de Willis E. Lamb (1913-2008). Pese a haberse graduado en Química, se centró posteriormente en la física, materia de la que se graduó y tras lo cual pasó a ser miembro del grupo de Oppenheimer en Berkeley. En 1943, rechazó la oferta de formar parte del proyecto Manhattan y aceptó, en cambio, trabajar en el grupo que dirigía Isidor Rabí en la Universidad de Columbia (Nueva York). Aunque se incorporó como teórico, su habilidad en el campo experimental le permitió ocuparse de cuestiones relacionadas con magnetrones, tecnología de alto vacío y otras técnicas experimentales. Entre ellas destaca su contribución al diseño de un aparato para medir el coeficiente de absorción del vapor de agua en función de la longitud de onda de la radiación de microondas. Tras ello, Lamb centró su atención en el comportamiento de dos estados atómicos del

hidrógeno; en concreto de los estados $2S_{1/2}$ y el $2P_{1/2}$, que según la teoría relativista de Dirac debían tener la misma energía, lo que significaba que el espectro de microondas que implicase transiciones de estos estados mostraría una única línea. Con la ayuda de uno de sus estudiantes, Robert Retherford, Lamb encontró que existían dos líneas.

Tal hallazgo fue expuesto en una exclusiva conferencia organizada en junio de 1947 en Shelter Island, a la que sólo tuvieron el privilegio de asistir 23 científicos. El inesperado resultado movilizó de inmediato a los teóricos asistentes, entre ellos Hans Bethe quien manifestó que era imprescindible deshacerse de los infinitos de la teoría para explicar dicha medida.

Es en este contexto en el que hizo aparición Richard Feynman (1918-1988), que estaba asociado a Bethe en Cornell. Él fue, sin duda, uno de los principales protagonistas de la que sería finalmente considerada la teoría de la electrodinámica cuántica, al igual que Julian Schwinger. Ambos habían abandonado la investigación básica durante la Segunda Guerra Mundial; Schwinger trabajó en el MIT ayudando a desarrollar radares más potentes, y Feynman participó en el Laboratorio de Los Alamos del Proyecto Manhattan.

Feynman dijo lo siguiente en su conferencia Nobel en 1972: “Al regresar a Cornell, Bethe dio una conferencia sobre el tema, a la que yo asistí. Explicó que es muy confuso imaginar exactamente cuál de los términos infinitos corresponde a qué, al tratar de realizar la corrección para el cambio infinito en la masa [...] Después de la conferencia, me acerqué a él y le dije: «lo puedo hacer por ti; te lo traeré mañana». Feynman fue a ver a Bethe al siguiente día, pero no con la respuesta prometida sino para pedirle que le explicara «cómo calcular la autoenergía de un electrón, de forma que se pudiera comprobar si es finita». Bethe se lo explicó a Feynman, y cuando este volvió a su despacho comenzó a ir en círculos tratando de ver qué es lo que fallaba, porque estaba seguro de que todo tenía que resultar finito. “Me interesé cada vez más y al final me di cuenta de que tenía que aprender cómo realizar un cálculo. De manera que a la postre me enseñé a mí mismo cómo calcular la autoenergía de un electrón, encontrando pacientemente mi propio camino a través de la terrible confusión de aquellos días, de estados de energía negativa y agujeros y contribuciones longitudinales y cosas por el estilo. Cuando al final encontré cómo hacerlo y lo hice con las modificaciones que quería sugerir, resultó que era agradablemente convergente y finito, justo como había imaginado”. Todo aquello le llevó aproximadamente dos meses. “El resto de mi trabajo fue simplemente mejorar las técnicas de que se disponía entonces para calcular, construyendo diagramas para ayudar a analizar de manera más rápida la teoría de perturbaciones”. Completó dos artículos en abril y mayo de 1949. El primero, *La teoría de positrones*, interpretaba el positrón sin recurrir a la teoría de los agujeros de Dirac, mientras que el segundo, *Aproximación espacio-temporal a la electrodinámica cuántica*, contenía una serie de reglas y su explicación.

El profesor de la Universidad de Harvard, Julian Schwinger (1918-1994) también asistió a la conferencia de Shelter Island pero, al contrario que Feynman, se propuso formular la electrodinámica en base a primeros principios, uno de ellos explotar lo más posible las propiedades de simetría, entre ellas la covariancia Lorentz y la invariancia gauge; la formulación de la electrodinámica cuántica que elaboró cumplía estos requisitos de simetría. Los primeros resultados los publicó en dos artículos, mientras que el desarrollo de su teoría precisó de tres, bajo el encabezamiento común de «Electrodinámica cuántica». El primero de ellos, escrito en 1948, refería a la determinación del momento magnético del electrón, que involucraba al denominado factor giromagnético del electrón, que según la teoría de Dirac debía ser igual a 2. La nueva teoría mostraba una corrección adicional de 0,001162, en acuerdo con resultados experimentales que acababan de ser obtenidos recientemente en la Universidad de Columbia por Polycarp Kusch y Henry Foley.

Schwinger y Feynman presentaron sus resultados en una conferencia que se celebró en Pocono Manor, en Pensilvania, del 30 de marzo al 2 de abril de 1948, diez meses después de la de Shelter Island. Mientras que la presentación de Schwinger fue en un lenguaje matemático que los teóricos presentes, como Bohr o Dirac, podían comprender, la «intuitiva» de Feynman, con sus diagramas,

tuvo grandes dificultades y fue especialmente mal acogida.

Resulta interesante ver lo que escribió el físico de origen chino Chen Ning Yang, en 1996, sobre este acontecimiento: “Entonces llegó la famosa Conferencia de Pocono. Yo no asistí a ella. Entonces era un simple estudiante graduado. De Chicago, asistieron Fermi, Teller y Wentzel. Normalmente, Fermi no tomaba notas cuando iba a una conferencia. Pero esta vez tomó muchas notas porque era consciente de que escuchar lo que Schwinger tenía que decir constituía un hecho histórico. Una vez que regresó a Chicago, estaba la cuestión de digerir esas notas. Fermi reunió en su despacho a Teller y a Wentzel, y a cuatro estudiantes graduados, a saber, Geoffrey Chew, Murph Goldberger, Marshall Rosenbluth y yo, y pasamos semanas tratando de digerir lo que Fermi había escrito. Esto duró de abril a mayo de 1948. Murph conserva las notas. Yo tengo todavía una copia de ellas; totalizan 49 páginas. Después de, aproximadamente, seis semanas de reunirnos varias veces cada semana en el despacho de Fermi durante dos horas cada sesión todos estábamos muy cansados y ninguno de nosotros sentía que habíamos comprendido lo que Schwinger había hecho. Solamente sabíamos que había hecho algo brillante [...] Al final de nuestras semanas de trabajo, alguien preguntó: «¿No es cierto que Feynman también habló?» Los tres dijeron, «Sí, sí, Feynman habló». «¿Qué dijo?» Ninguno de ellos pudo contestar. Todo lo que recordaban era la extraña notación de Feynman”. La pregunta es: ¿cómo es que la versión de Feynman terminó imponiéndose a la de Schwinger? La respuesta tiene un nombre propio: Freeman Dyson.

Dyson es un matemático inglés, nacido en 1923, que cursó sus estudios en Cambridge. Tras la Segunda Guerra Mundial pasó un tiempo en el Imperial College de Londres y en Cambridge, reconvirtiéndose en físico, acabando finalmente en la Universidad de Cornell en Estados Unidos, lugar al que se trasladó en 1947. Como él mismo explica, conoció en Cambridge a Nikolas Kemmer, un antiguo alumno de Gregor Wentzel, el autor del único texto sobre la teoría cuántica de campos que existía en 1946: *Quantentheorie der Wellenfleder*. Kemmer poseía una de las dos copias que existían en Inglaterra antes de que fuera traducido. Dyson lo explica de forma clara en uno de sus trabajos, allá por 1996: “Cuando llegué a Cornell como estudiante, me encontré con que, gracias a Kemmer, era la única persona de toda la universidad que sabía sobre teoría cuántica de campos. El gran Hans Bethe y el brillante Richard Feynman me enseñaron mucho sobre muchas áreas de la física, pero cuando tenían que tratar con la teoría cuántica de campos yo era el maestro y ellos los estudiantes. Ambos habían estado haciendo física con éxito durante muchos años sin la ayuda de la teoría cuántica de campos y no estaban ansiosos de aprenderla. Fue mi suerte que llegué con este regalo de Europa, exactamente en el momento en que los nuevos precisos experimentos de Lamb, y otros, necesitaban de ella para ser explicados. Cuando utilicé la teoría cuántica de campos para calcular el desplazamiento de Lamb, Bethe quedó impresionado. Dijo que era la primera vez que había visto que dicha teoría era útil para algo. Para él, la maquinaria matemática formal no tenía sentido a menos de que se pudiese utilizar para calcular números. En sus publicaciones no hablaba explícitamente de ella; en su lugar hablaba de Funciones de Green”.

No menos interesante es lo que escribe sobre Feynman: “En Cornell, estaba aprendiendo la forma bastante diferente de calcular procesos atómicos de Richard Feynman. Él nunca se había interesado por la teoría cuántica de campos. Su método se basaba en cosas que llamaba «propagadores», que eran amplitudes de probabilidad para que las partículas se propagasen de un punto del espacio-tiempo a otro. Cada propagador estaba representado gráficamente por una colección de diagramas. Cuando aprendí esta técnica de dibujar diagramas, la encontré desconcertante, porque daba siempre la respuesta correcta pero no parecía basarse en ninguna base matemática sólida. Feynman llamaba a su forma de calcular procesos físicos «el enfoque espacio-temporal», porque sus diagramas representaban sucesos como teniendo lugar en lugares particulares y en instantes particulares. Más tarde se vio que los propagadores de Feynman no eran sino otro tipo de funciones de Green; había estado hablando toda su vida el lenguaje de las funciones de Green sin saberlo”.

En paralelo a esto, Oppenheimer, que también había asistido a la conferencia de Pocono, leyó unos trabajos pertenecientes a Sin-Itiro Tomonaga de la Universidad de Educación de Tokio, que contenía una versión de la electrodinámica cuántica similar a la de Schwinger. Oppenheimer envió una copia de la carta a los participantes en la reunión de Pocono y urgió a Tomonaga a que escribiese un resumen de su trabajo para *Physical Review*, que fue publicado en 1948 con una nota de Oppenheimer citando las referencias anteriores del japonés. Al respecto, Dyson escribe lo siguiente: “Las funciones de Green también aparecían en el trabajo de Tomonaga, que había desarrollado de manera independiente una nueva y elegante versión de teoría cuántica de campos relativista [...] Tomonaga era un físico de la tradición europea, habiendo trabajado con Heisenberg, en Leipzig, antes de la guerra. Para él, al contrario que para Schwinger y Feynman, la teoría cuántica de campos era un lenguaje natural y familiar con el que pensar [...] Cuando los artículos de Tomonaga comenzaron a llegar a América, me encantó ver que estaba hablando el lenguaje de la teoría cuántica de campos que yo había aprendido de Kemmer. No nos llevó demasiado tiempo juntar los varios ingredientes del *pudding*. Cuando estuvo cocinado, las tres versiones de la nueva teoría de átomos y electrones mostraron ser diferentes formas de expresar la misma idea básica; calcular funciones de Green para los procesos atómicos que se podían observar directamente. Las funciones de Green mostraron ser el nexo esencial de los métodos de Schwinger y Feynman, y la teoría cuántica de campos relativista de Tomonaga proporcionaba la base matemática firme para las tres versiones de la electrodinámica cuántica”.

Dyson, en 1949, presentó sus resultados en dos artículos, mostrando la profunda unidad que existía entre las tres versiones de electrodinámica cuántica y resolviendo el problema de hacerla fácil de utilizar mediante la formulación de Feynman. Aun así, dos cuestiones fundamentales quedaban sin resolver: cómo extender el método para tratar con partículas que no fueran electrones y fotones, y con interacciones diferentes de la electromagnética; y si cualquier teoría cuántica de campos de interacciones relativistas era consistente matemáticamente, en especial el problema de los infinitos.

Ya en 1938, el físico holandés Hendrik A. Kramers trató el problema de las divergencias en un su obra *Theorien des Aufbaues der Materie II*. Uno de los puntos en los que insistió Kramers, y del que habló en la conferencia de Shelter Island, era el hecho de que solamente la masa experimental, m_{exp} , del electrón, (es decir, la suma de la masa mecánica, m_0 , y de la masa electromagnética, m_{el}) tenía significado físico, pero que m_0 y m_{el} no se pueden observar por separado; por tanto no importa si cada una por sí misma tiene valor finito o infinito. Así mismo, realizó la misma sugerencia para la carga del electrón.

En sus artículos de 1949, Dyson también demostró que se podían eliminar las divergencias de la electrodinámica cuántica a cualquier orden de aproximación, algo que sólo habían logrado a primer orden tanto Feynman como Schwinger. A partir de entonces, el requisito de ser renormalizable fue exigido a cualquier teoría cuántica de campos. Sin embargo, esto no se aceptó sin más. Paul Dirac, por ejemplo, fue uno de los más críticos con el tema y nunca se reconcilió con tales procedimientos. Por desconcertante que pueda parecer, el propio Dyson escribió en 1996: “Si la electrodinámica cuántica existe como una teoría matemática bien definida, no debería requerir cancelaciones de absurdos y no debería estar restringida a un desarrollo en serie de potencias. Todas las magnitudes que aparecen en las ecuaciones de la electrodinámica cuántica deberían tener un significado matemático preciso, y su comportamiento debería estar descrito por ecuaciones de tal manera que esos absurdos nunca apareciesen”.

Pese a las reticencias de Dirac, los trabajos de Dyson fueron, en general, bien recibidos por la comunidad de físicos. Tomonaga, Schwinger y Feynman recibieron el Premio Nobel de Física en 1965 a consecuencia de sus trabajos, quedando Dyson sin tal reconocimiento. En 2009, dijo lo siguiente en referencia a este asunto: “Si quieres ganar el Premio Nobel debes tener una gran capacidad de concentración, apoderarte de algún problema profundo y de importancia y permanecer en él durante diez años. Ése no era mi estilo de trabajo”.

Sobre Richard Feynman se conocen muchas anécdotas que él mismo relató en los libros *Surely you are joking, Mr. Feynman* (1985) y *What do you care what other people think?* (1988). Su buen humor y originalidad son comparables con su creatividad. Su concepción de la electrodinámica cuántica es sólo una de las muchas contribuciones que hizo a la física. Su tesis doctoral, presentada en 1942 y dirigida por John A. Wheeler, se tituló *The Principle of Least Action in Quantum Mechanics*. Se intuye como Feynman fue gestando la nueva formulación de la mecánica cuántica, la denominada «de integrales de camino», formulación que explicó posteriormente en un libro escrito con un antiguo alumno suyo, Albert Hibbs, titulado “*Quantum Mechanics and Path Integrals*”(1965).

Hasta aquí, tan sólo hay un esbozo de algunos de los hechos más importantes acontecidos hasta la aparición de la primera teoría cuántica de campos. Para llegar hasta el Modelo Estándar actual, es enorme la importancia que han tenido los denominados *aceleradores de partículas* y los laboratorios de física asociados. Lo que en un principio se denotó por *Física de partículas* hoy se refiere como *Física de Altas Energías*. Otro aspecto a destacar, es que se pasa de una época en la que los pequeños grupos de trabajo dejan de ser la tónica habitual y poco a poco se ven relevados por grandes grupos de investigación formados por científicos de diferentes universidades y países asociados en organizaciones internacionales.

Ernest Rutherford, allá por 1911, había logrado bombardear una lámina de oro con partículas α procedentes de desintegraciones radiactivas naturales. Su grupo descubrió que la colisión de tales núcleos de helio con algunos elementos provocaban reacciones nucleares y que éstas ocurrían en mayor proporción si la energía de las partículas α era mayor. Por consiguiente, era imprescindible desarrollar máquinas que aumentasen el número y la velocidad de las mismas.

Fue a partir de la década de 1920 cuando comenzaron a aparecer algunos aparatos. Hacia 1928, un transformador inventado por Nikola Tesla alcanzó los 3 millones de voltios con lo que se lograron acelerar protones y electrones. En 1931, Robert J. Van de Graaff adaptó el generador electrostático que él mismo había inventado para la aceleración de partículas. Usando dos esferas Van de Graaff podía conseguir una diferencia de potencial de 1,5 MeV. En 1937, ya existían generadores de este tipo capaces de alcanzar los 5 millones de voltios.

La historia de la creación del primer acelerador, el *ciclotrón*, está asociada con Ernest Orlando Lawrence (1901-1958). Tras graduarse en la Universidad de Yale, fue contratado como profesor asociado por la Universidad de Berkeley en 1928. Ojeando la revista *Archiv für Elektrotechnik*, se encontró con un artículo del ingeniero noruego Rolf Widerøe (1902-1996), que coincidía casi en su totalidad con su tesis doctoral, y cuyas ilustraciones le sugirieron la idea del ciclotrón. Lo que Widerøe había hecho es construir un aparato que le permitía acelerar partículas cargadas (iones de sodio y potasio) a una energía doble que la que correspondería al potencial acelerador utilizado. En este trabajo se aprecia una de las características de la física experimental de altas energías: su dependencia de ideas y desarrollos tecnológicos.

Lawrence reconoció rápidamente las posibilidades de extensión de dicho experimento a energías más elevadas e incorporó un campo magnético que permitía que las partículas se movieran siguiendo trayectorias circulares, de manera que pudieran atravesar muchas veces el mismo grupo de electrodos, ganando energía cada vez que lo atravesaban. Al moverse más deprisa, las partículas describían en cada vuelta círculos más amplios, pero siempre tardando el mismo tiempo en cada revolución. Este «Principio de resonancia» fue lo que posibilitó la construcción del ciclotrón.

A finales de 1930, Lawrence y un alumno suyo de tesis, Stanley Livingston, completaban la construcción del primer ciclotrón, que medía 12 cm de diámetro y costaba en torno a 25 dólares. El 2 de enero de 1931 lo probaron, alcanzando energías de 80 keV. Lawrence anunció que podría alcanzar el millón de eV si se le facilitaba la construcción de aparatos más elaborados. Como resultado, fue nombrado catedrático con sólo 29 años. Lawrence consiguió una ayuda de 1000 dólares y en febrero

de 1932 lograba poner en marcha un ciclotrón de 30 cm de diámetro que alcanzaba 1220000 voltios.

En paralelo con la entrada en funcionamiento del primer ciclotrón en Berkeley, Harold Urey y sus colaboradores de la Universidad de Columbia demostraban la existencia del *deuterio*. Tal descubrimiento tuvo repercusiones en el programa de Lawrence, ya que el deuterio también podía servir como «desintegrador» nuclear. Un nuevo ciclotrón de 70 cm entró en funcionamiento en diciembre de 1932, en el que Lawrence comprobó que los núcleos de deuterio eran diez veces más poderosos como desintegradores que los protones. En 1936, una nueva máquina de casi un metro de diámetro sirvió para medir el momento magnético del neutrón y para producir el primer elemento artificial, el tecnecio. Dicho elemento fue descubierto en una cinta de molibdeno extraída del ciclotrón y analizada en Italia por Emilio Segrè, un antiguo colaborador de Enrico Fermi.

Poco a poco se fueron resolviendo problemas técnicos relacionados con la sincronía en el paso de las partículas. En concreto en 1945, y de forma independiente, V. Veksler en la Unión Soviética y Edwin McMillan anunciaron el principio de estabilidad de fase. De ahí nació el denominado «sincrotrón». McMillan y Glenn T. Seaborg formaban parte del grupo de Lawrence, y fueron responsables de la obtención del neptunio y de diez elementos transuránicos más, respectivamente, por lo que compartieron el Nobel de Química de 1951.

Fue una época de bonanza para la física de altas energías, durante la cual se construyeron sincrotrones cada vez más energéticos como el *Cosmotrón* de 3 GeV y el *Bevatrón* de 6 GeV. Con este último acelerador, en 1955 el grupo dirigido por Emilio Segrè, que llevaba desde 1936 en Berkeley, realizó el descubrimiento del *antiprotón*. Además de reforzar la idea de la antimateria, el hallazgo constituyó uno de los primeros ejemplos de proceso descubierto tras ser predicho por la teoría. El *antineutrón* fue descubierto también en Berkeley sólo un año más tarde.

En la Unión Soviética no quisieron quedarse atrás en la construcción de aceleradores de partículas. En 1957, terminaron la construcción de un sincrotrón de protones de 10 GeV, que durante algunos años fue el acelerador más energético existente. Ese mismo año se lanzaba también el *Sputnik*, lo que significaba que la URSS lideraba la “guerra científica” que aparentemente existía. Desde Estados Unidos se reaccionó con la construcción de un acelerador lineal de electrones de tres kilómetros y medio de largo, el SLAC. Sus primeros haces de partículas fueron generados en 1966, alcanzando una energía de 20 GeV. Sería el acelerador más potente hasta la construcción y puesta en marcha del *Tevatrón* en 1983; un sincrotrón de 6,86 kilómetros de perímetro, para acelerar protones y antiprotones ubicado cerca de Batavia (Illinois) en un nuevo centro, el Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab). Una año después de su arranque, alcanzó una energía de 800 GeV.

En Europa, los pasos que se dieron para conformar el CERN merecen también una atención. A finales de 1949, varias personas relacionadas con los asuntos nucleares en Europa comenzaron a pensar seriamente en las posibilidades de una cooperación multinacional en el área. Las iniciativas más importantes provinieron de Raoult Dautry, administrador general del Comisariado de Energía Atómica francés. En la Conferencia Cultural Europea, celebrada en Suiza a finales de ese año, se pasó una resolución que recomendaba que se procediera a estudiar la posibilidad de crear un instituto europeo para la ciencia nuclear, «dirigido hacia las aplicaciones en la vida diaria». Meses después, Isidor Rabi, presentaba una resolución en la Quinta Asamblea General de la UNESCO invitando a la creación de laboratorios europeos, entre ellos uno de física nuclear. Esta iniciativa, en ideas de Rabi, serviría para fomentar un «sentido de unidad» en Europa, algo que vendría bien para estabilizar relaciones entre Estados Unidos y la Unión Soviética.

Las ideas de Rabi fueron tomadas seriamente y desarrolladas por dos grupos de científicos: unos especialistas en física nuclear, como Lew Kowarski y Peter Preisswerk; y otro formado por expertos en rayos cósmicos, destacando Edoardo Amaldi y Pierre Auger. También cabe mencionar al ya citado Dautry; a Gustavo Colonnei, presidente del Consiglio Nazionale della Ricerca italiano; y a

Jean Willems, director de Fonds National de la Recherche Scientifique belga. En la primera reunión, realizada en 1950, se propuso construir el mayor acelerador de partículas del mundo. Finalmente, se decidió crear una organización temporal que daría paso a una institución definitiva. En febrero de 1952, en un primer acuerdo, once naciones acordaban financiar el proyecto: Bélgica, Dinamarca, Francia, Grecia, Italia, Holanda, Noruega, República Federal Alemana, Suecia, Suiza y Yugoslavia (Reino Unido firmó el convenio definitivo, Austria se unió en julio de 1959 y España en enero de 1961). En octubre de ese año, el Consejo provisional aceptó que la pieza central del laboratorio fuese un sincrotrón de alrededor de 30 GeV y que se construyese en Ginebra. El Convenio definitivo entró en vigor el 29 de septiembre de 1954. El fruto de todo fue, y continúa siendo, un centro de investigación en cuyos aceleradores y departamentos teóricos se han llevado a cabo avances de primer orden, adelantándose en ocasiones a los físicos estadounidenses y situando a Europa en el mapa de la física de altas energías.

Respecto a los aceleradores del CERN, el primero fue un sincrociclotrón (SC), puesto en marcha en agosto de 1957, por el que circulaba un haz de protones, que llegó a alcanzar los 600 MeV. Le siguió el Sincrotrón de Protones (PS), que llegó a acelerar protones a 24 GeV de energía sólo dos años después. En 1976, comenzó a operar el Súper Sincrotrón de Protones (SPS), que a principios de la década de 1980 fue totalmente reformado para funcionar como un colisionador protón-antiprotón. Fue allí en 1983 donde se descubrieron los bosones W^+ , W^- y Z . Cuatro años más tarde, se aprobó la construcción de LEP, un colisionador electrón-positrón que alcanzaría 50 GeV de energía por haz, y que fue puesto en funcionamiento en 1990. El último de los grandes aceleradores del CERN continúa siendo el LHC, con el que se encontró, medio siglo después de su predicción teórica, el bosón de Higgs, descubrimiento anunciado el 4 de julio de 2012.

Con aceleradores tan poderosos como los descritos, el número de partículas descubiertas fue aumentando progresivamente. No obstante, las teorías de que se disponía no permitían encajar todas, o parte, de las partículas encontradas. En 1951, se tenían 21 partículas fundamentales; hecho que Fermi, entre otros, ponían en seria duda. En un artículo escrito en 1949 junto a Chen Ning Yang, Fermi ya discutía sobre si los piones eran partículas fundamentales o compuestas por un nucleón y un antinucleón. El paso dado por ellos fue continuado por Shoichi Sakata quien, en 1956, incluía a los kaones y los hiperones (las partículas extrañas) como partículas compuestas. En 1953, y de manera independiente, Tadao Nakano y Kazuhiko Nishijima; y Murray Gell-Mann habían introducido un nuevo número cuántico, la *extrañeza*, que se conserva en las interacciones fuerte y electromagnética, pero no en la débil. En 1961, Gell-Mann y el físico israelí Yuvai Ne'eman, ambos en el Imperial College de Londres, se dieron cuenta de que los mesones y parte de los bariones podían agruparse de forma natural en octetes, mientras que los bariones de espín 3/2 lo harían en decupletes.

Matemáticamente, el *Eightfold way* se podía representar en tres dimensiones, una propiedad que condujo en 1964, de nuevo independientemente, a Gell-Mann y George Zweig a proponer la idea de los *quarks*. Así, los quarks tendrían cargas fraccionarias y todos los hadrones estarían formados por dos o tres especies de quarks; en particular el protón por dos u (*up*, arriba) y un d (*down*, abajo) y el neutrón por dos d y un u . A estos, hay que añadir el quark s (*strange*, extraño) que formaría parte de las partículas extrañas. Posteriormente, se propusieron tres más: *charm* (c , 1974), *bottom* (b , 1977) y *top* (t , 1995). Para caracterizarlos se dice que los quarks tienen seis tipos de «sabores»; además cada uno de ellos puede ser de tres clases, o *colores*: rojo, verde y azul. Para cada quark existe además su correspondiente antiquark. La idea es que los quarks tienen color pero los hadrones no: son *blancos*. Los quarks están «confinados» formando hadrones; y, en teoría, no es posible observar quarks libres. En palabras de Gell-Mann: “Los quarks están ligados entre sí por una fuerza que surge del intercambio de otros cuantos: los *gluones*, llamados así porque hacen que los quarks se peguen formando objetos observables blancos como el protón y el neutrón”. La prueba de la existencia de los gluones fue obtenida en el DESY, en Alemania, en 1979.

A finales de la década de 1960, en SLAC se produjeron electrones con suficiente energía para mostrar la estructura interna de los protones, en lo que fue el análogo al experimento de Rutherford. Por entonces, la idea de los quarks todavía no estaba bien asentada, incluyendo a quienes los habían propuesto. Feynman, se interesó por los resultados de SLAC, interpretándolos en términos de *partones*, entidades que él mismo había imaginado que componían los hadrones. Dicha terminología fue abandonada en favor de la de quarks, principalmente a raíz del desarrollo de la teoría de los quarks, destacando en su labor a Harald Fritzsch y, de nuevo, Murray Gell-Mann en 1972, estando ambos en el CERN. En él, asentaron las bases de lo que se terminaría llamando *cromodinámica cuántica*, la teoría de la interacción fuerte, que explica por qué los quarks están confinados tan fuertemente que nunca pueden ser observados libremente. Fueron, finalmente, Frank Wilczek, David Gross y David Politzer en 1973 quienes introdujeron firmemente la propiedad denominada *libertad asintótica*.

Entremedias y tras varios intentos, Frederick Reines y Clyde Cowan acabaron propiciando el descubrimiento del neutrino en 1956 en la central nuclear del río Savannah. Pauli respondió de esta forma ante la comunicación de tal hallazgo: “Gracias por el mensaje. Todo le llega al que sabe esperar”. Reines recibió el Nobel de Física en 1995; Cowan, fallecido en 1974, no tuvo ocasión de recibir su parte. Por otra parte, los neutrinos, que en un principio se pensó que no tenían masa, acabaron por demostrarse masivos. Raymond Davis comenzó en 1951 a tratar de detectar neutrinos utilizando la reacción $\nu_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ y disponiendo un tanque suficientemente grande en una mina de oro. El experimento proporcionó resultados con menos neutrinos electrónicos de los esperados, y se debe a Bruno Pontecorvo la idea de «oscilaciones de neutrinos». Gracias a una nueva técnica experimental ideada por el japonés Masatoshi Koshiba, y utilizando un gigantesco detector de 50000 m³ provisto de 11000 fotomultiplicadores, llamado Super-Kamiokande, se determinó en 1998 que los neutrinos tienen masa. En 2002 se les otorgó el Nobel de Física a Davis y Koshiba por sus contribuciones a la detección de neutrinos cósmicos.

Para concluir esta introducción, es obligatorio hacer referencia al papel unificador que las simetrías han jugado en la comprensión teórica de las interacciones fundamentales. La idea de simetría representa la unificación que subyace en los fenómenos físicos; que a pesar de haber estado presente en el desarrollo científico no se introdujo con rigor matemático hasta el siglo XIX, y no se implantó en la física hasta el siglo XX. En la matemática, fueron muy importantes los trabajos de Sophus Lie y de Felix Klein. En la física, los pioneros en aplicar la teoría de grupos en la física cuántica fueron Hermann Weyl y Eugene Wigner, que obtuvieron mucha resistencia de gente como Pauli o Schrödinger.

Ya con anterioridad, los trabajos de Einstein se sustentaban bajo dos principios de simetría: el grupo de transformaciones de Lorentz en relatividad especial y del de transformaciones generales en relatividad general. Por otra parte, la matemática alemana Emmy Noether (1882-1935), obtuvo un modo de relacionar simetrías y leyes de conservación, el conocido «teorema de Noether». Fue en 1929 cuando Herman Weyl, en un contexto unificador de electromagnetismo y gravitación, habló del *principio de invariancia gauge* del que se deducía la conservación de la carga y al que consideró un principio fundamental para cualquier interacción. No sin encontrar resistencia, la invariancia gauge había llegado para quedarse.

Otras simetrías aparecieron, como la de *isospín*, introducida por Heisenberg en 1932 para mostrar la simetría protón-neutrón. Una contribución de gran importancia se debió a Chen Ning Yang y Robert Lawrence Mills, cuando se interesaron por la interacción de isospín. En 1954 publicaron sus resultados, en los que escriben lo siguiente: “Hemos tratado de generalizar el concepto de invariancia gauge de manera que se aplique a la conservación del espín isotópico. Resulta que es posible una generalización muy natural. El papel que desempeña el campo electromagnético lo representa ahora un campo vectorial que satisface una ecuación vectorial incluso en ausencia de otros campos”. La teoría de Yang-Mills constituyó una ayuda fundamental para la posterior unificación electrodébil.

Por otro lado, Yang también acometió otro gran trabajo, esta vez con Tsung-Dao Lee. En 1954, el físico alemán Gerhart Lüders demostró el «teorema CPT», esto es, que todo sistema cuántico es invariante bajo el producto de las simetrías C, P y T. Pauli reelaboró la prueba, pero la demostración más general se le debe a Res Jost, un ayudante de Pauli. Con esto en mente, Lee y Yang realizaron un análisis sistemático sobre la conservación de la paridad, demostrando que ésta se conservaba en el electromagnetismo y en la interacción fuerte. Un nuevo experimento efectuado en la Universidad de Columbia, y dirigido por la física Chien-Shiung Wu, reveló la violación de la paridad en la interacción débil, predicho por Yang y Lee, que les valió el Nobel en 1957. A pesar de esto, se continuó aceptando que la invariancia bajo CP se conservaba. Sin embargo, en 1964, desintegraciones de kaones neutros probaban la no invariancia de CP, lo que también les valió el Nobel a sus descubridores James Cronin y Val Fitch en 1980.

Históricamente, la unificación electrodébil aconteció antes que la formulación de la cromodinámica cuántica. Sheldon Lee Glashow, un antiguo doctorando de Schwinger en Caltech, escribió un artículo durante su postdoctorado en Copenhague en el que introducía una teoría para unificar las interacciones electromagnética y débil. La teoría debía incluir tres bosones masivos mediadores de cargas positiva, negativa y neutra, así como el fotón sin masa. Esto fue logrado, de forma independiente, por Steven Weinberg en 1967 y por Abdus Salam en 1968; quienes asumieron que las simetrías que relacionan ambas interacciones son exactas en el Lagrangiano y rotas por el vacío. En el artículo de Weinberg, citaba los artículos de 1964 de Peter Higgs, François Englert y Robert Brout, y de Gerald S. Guralnik, Carl R. Hagen y Thomas W. Kibble como introductores de la idea de rotura espontánea de simetría por el vacío. Fueron Weinberg y Salam-Ward, los que se dieron cuenta de que el mecanismo de Higgs salvaba el modelo de Glashow. En cuanto a si era renormalizable, fueron los holandeses Gerardus 't Hooft y Martinus J. G. Veltman quienes lo demostraron en 1972. Un año después, en el CERN se comprobaba experimentalmente la existencia de «corrientes neutras», con el consiguiente Premio Nobel de 1979 para Weinberg, Salam y Glashow.

La combinación de la teoría electrodébil con la cromodinámica cuántica constituye lo que en la actualidad se conoce como el *Modelo Estándar* de la física de partículas. Son muchos los modelos propuestos que van más allá del Modelo Estándar, no obstante para el trabajo que aquí se presenta no es necesario referirse a ellos. Sí es interesante ahondar en el sector escalar del Modelo Estándar, que se expone en la siguiente sección.

2.- El SM, su sector escalar y el mecanismo de Higgs

Recorriendo la historia reciente, queda patente que durante el último siglo se han logrado avances extraordinarios en la comprensión de nuestro Universo. A nivel teórico, la mayoría están recogidos en lo que llamamos el Modelo Estándar, que denotaremos por SM.

El SM provee un marco teórico de gran elegancia matemática capaz de describir con extraordinaria precisión los hechos experimentales a su alcance. Forma parte de lo que se conoce como *teorías de gauge locales* y está construido en torno a un principio de simetría conocido como *Principio de Invariancia Gauge*, según el cual al aplicar una transformación dependiente de las coordenadas espacio-temporales sobre los campos cuánticos que aparecen en el Lagrangiano éste permanece invariante.

A partir de dicho principio se obtienen de una forma simple las distintas interacciones fundamentales de la naturaleza, siendo $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ el grupo de simetría que conforma el Modelo Estándar. $SU(3)_c$ es el grupo del que surge la interacción fuerte entre quarks [3, 4, 5, 6, 7, 8]; en lo que respecta a las interacciones electromagnética y débil entre quarks y leptones, es el grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ el respetado a nivel del Lagrangiano [9, 10, 11]. Sin embargo, no basta sólo con dicho principio de simetría si se pretende obtener un modelo acorde a lo observado empíricamente, y es que, sin nada más, tanto los bosones de gauge como el resto de partículas resultan no masivas, cuando tan sólo el fotón y el gluón son sabidos que no tienen masa.

El problema fue resuelto con la introducción del *Mecanismo de Rotura Espontánea de Simetría* [12, 13, 14], denotado por las siglas SSB, que permite preservar la forma de las interacciones a la vez que dar masa a los bosones débiles respetando los requerimientos de renormalización y unitariedad. De forma general, esto se consigue mediante un Lagrangiano que satisfaga el grupo de invariancia deseado y que además tenga un número degenerado de estados de mínima energía respetando tal simetría. Cuando uno de dicho estados es seleccionado como el estado fundamental del sistema, o estado del vacío, se dice que la simetría se ha roto espontáneamente.

El vacío rompe la simetría gauge del sector electrodébil, no obstante una simetría residual sigue siendo respetada por él, la del grupo $U(1)$ de la electrodinámica cuántica:

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{\text{SSB}} SU(3)_c \times U(1)_{\text{QED}} . \quad (1)$$

En el SM, dicho Lagrangiano introduce un sector escalar no existente hasta entonces, a partir de un doblete de campos bosónicos complejos. Dicho doblete permite también la introducción de un nuevo término, conocido por Lagrangiano de Yukawa, que permite un acoplamiento con los campos fermiónicos que, entre otras cosas, dota de masa a los fermiones de la teoría tras la SSB. Además, la primera partícula escalar del modelo surge también a consecuencia de ello, el conocido bosón de Higgs.

2.1.- El modelo de Goldstone

Una forma simple de introducirse a la rotura espontánea de simetría es considerando una *simetría global*, es decir, cuya transformación sobre los campos no depende ni de la posición ni del tiempo. Es lo que se conoce por modelo de Goldstone y el Lagrangiano viene dado por:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi) , \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 , \quad (2)$$

donde ϕ es un campo escalar complejo que deja invariante el Lagrangiano bajo la siguiente transformación global de fase asociada al grupo $U(1)$:

$$\phi(x) \longrightarrow \phi'(x) \equiv e^{i\theta} \phi(x) . \quad (3)$$

2.2.- Mecanismo de Higgs en el SM

Lo que sucede en el Modelo Estándar es ligeramente distinto al caso anterior, dado que lo que se rompe en este caso es una simetría local. Debemos considerar un doblete de campos escalares complejos que se transforme bajo el grupo $SU(2)_L$, dado por:

$$\phi(x) \equiv \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Tomando como referencia el Lagrangiano del modelo de Goldstone e imponiendo la invariancia local bajo el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ tenemos:

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (\lambda > 0, \mu^2 < 0), \quad (8)$$

$$D^\mu \phi = [\partial^\mu + ig\widetilde{W}^\mu + ig'y_\phi B^\mu]\phi, \quad y_\phi = Q_\phi - T_3 = \frac{1}{2}, \quad (9)$$

donde el valor de la hipercarga se ha fijado imponiendo que el fotón no se acople a $\phi^{(0)}$ y que $\phi^{(+)}$ tenga carga eléctrica +1.

El potencial es muy similar al considerado en el apartado anterior. El módulo del valor esperado en el vacío viene dado por:

$$|\langle 0|\phi^{(0)}|0\rangle| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (10)$$

Como en el modelo anterior, tenemos un círculo de mínimos y una vez fijemos uno de ellos como el mínimo de la teoría la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se romperá espontáneamente. Dicho estado fundamental de la teoría es asociado con el vacío cuántico. Dado que el vacío es eléctricamente neutro y no tiene ninguna dirección preferida, el campo cargado positivamente, $\phi^{(+)}$, no adquirirá valor esperado en el vacío, mientras que el escalar neutro sí lo hará. Además, sabemos que el fotón no tiene masa, luego tras la rotura espontánea el subgrupo $U(1)_{\text{QED}}$ sigue siendo respetado por el vacío.

Según lo especificado por el teorema de Goldstone, deben haber tantos bosones no masivos de espín cero como generadores rotos. El grupo $SU(2)$ tiene tres generadores y $U(1)$ tiene uno, por lo tanto dada la simetría residual $U(1)_{\text{QED}}$ que queda, podemos concluir que hay tres estados sin masa que aparecen.

La forma general de parametrizar los campos como excitaciones del vacío es:

$$\phi(x) = \exp\left\{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)\right\} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (11)$$

donde $H(x)$ y $\theta^i(x)$ ($i = 1, 2, 3$) son campos reales, siendo $H(x)$ el masivo. Esta parametrización, en tanto que general, permite hacer desaparecer de forma natural la dependencia con los tres campos de Goldstone cuando pasamos al gauge unitario $\theta^i(x) = 0$, que es el gauge en el que las partículas físicas resultan evidentes.

Expresando el término de la derivada covariante en el gauge unitario se tiene:

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) = \frac{1}{2} \partial_\mu H(x) \partial^\mu H(x) + (v + H(x))^2 \left(\frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right). \quad (12)$$

Expandiendo el término $(v + H(x))^2$ y analizando los términos de masa, es decir, aquellos que van con v^2 , llegamos al siguiente resultado:

$$\left. \begin{aligned} M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu &= \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu \longrightarrow \boxed{M_W = \frac{gv}{2}} \\ \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu &= \frac{g^2 v^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \longrightarrow \boxed{M_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W}} \end{aligned} \right\} \longrightarrow \quad (13)$$

$$\boxed{M_Z \cos \theta_W = M_W = \frac{1}{2} v g}$$

Tal y como ya anticipamos, el mecanismo de Higgs ha sido capaz de dotar de masa a los bosones débiles. Además, no lo ha hecho de cualquier forma, sino que a nivel árbol en la teoría se guarda una muy estrecha relación entre la masa del W y la del Z .

Añadiendo pues el Lagrangiano \mathcal{L}_S como una pieza más del modelo podemos dar masa a nuestros bosones débiles preservando la masa nula del fotón. En cuanto a los términos de interacción del Higgs con los bosones débiles y consigo mismo, no vamos a exponerlo aquí, sino que lo haremos directamente para el xSM en la sección 3 debido a la gran similitud existente entre ambos; al igual que ocurre con la interacción con fermiones. En cualquier caso, en [15] pueden encontrar una introducción pedagógica más completa sobre el sector electrodébil del SM.

2.3.- Simetría Custodial

Se conoce como *Simetría Custodial* a la simetría global exacta $SU(2)_{L+R}$ del Lagrangiano del Higgs del Modelo Estándar tras la rotura espontánea de simetría, refiriéndonos únicamente a los términos antes de aplicar la invariancia gauge (es decir, tomando $g, g' \rightarrow 0$ en la expresión (8)).

Dicho Lagrangiano puede ser rescrito de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_S = \text{Tr} \left[(\partial_\mu \Sigma)^\dagger \partial^\mu \Sigma \right] - V(\Sigma), \quad V(\Sigma) = \mu^2 \text{Tr} \left[\Sigma^\dagger \Sigma \right] + \lambda \left(\text{Tr} \left[\Sigma^\dagger \Sigma \right] \right)^2, \quad (14)$$

donde se ha definido Σ como una matriz conformada por el doblete de Higgs y su doblete \mathcal{C} -conjugado tal que:

$$\Sigma \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (i\sigma_2 \phi^*, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} & \phi^{(+)} \\ -\phi^{(-)} & \phi^{(0)} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Este Lagrangiano es, de entrada, invariante bajo el grupo de simetría $SU(2)_L \times SU(2)_R$ global, que viene a significar invariancia del Lagrangiano bajo la transformación:

$$SU(2)_L \times SU(2)_R : \quad \Sigma \longrightarrow g_L \Sigma g_R^\dagger \quad (16)$$

siendo $g_{L,R} \in SU(2)_{L,R}$ matrices arbitrarias pertenecientes a dichos grupos, distintos en general. Cuando el campo matricial de Higgs adquiere valor esperado en el vacío éste tiene la forma:

$$\langle \Sigma \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v & 0 \\ 0 & v \end{pmatrix}. \quad (17)$$

En esta representación, el vacío rompe tanto $SU(2)_R$ como $SU(2)_L$, sin embargo la combinación de ambos $SU(2)_{L+R}$ permanece preservada en el caso $g_R = g_L$:

$$SU(2)_{L+R} : \quad \langle \Sigma \rangle \longrightarrow g_L \langle \Sigma \rangle g_L^\dagger. \quad (18)$$

Así, la rotura espontánea de la simetría rompe la simetría global de la forma:

$$SU(2)_R \times SU(2)_L \longrightarrow SU(2)_{L+R}, \quad (19)$$

siendo esta simetría residual del vacío la que se conoce, como ya hemos dicho, por *Simetría Custodial*.

El Lagrangiano escalar completo \mathcal{L}_S definido en (8) es, por construcción, invariante bajo una **transformación local** del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, sin embargo es muy importante destacar que la simetría global $SU(2)_R$ es tan sólo aproximada. Tal simetría sí sería exacta en el límite $g' \rightarrow 0$, por lo tanto los términos que involucren a g' rompen explícitamente la simetría custodial.

Una forma clara de entender esta simetría es reescribiendo \mathcal{L}_S de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_S = \text{Tr} \left[(D_\mu \Sigma)^\dagger D^\mu \Sigma \right] - V(\Sigma), \quad V(\Sigma) = \mu^2 \text{Tr} \left[\Sigma^\dagger \Sigma \right] + \lambda \left(\text{Tr} \left[\Sigma^\dagger \Sigma \right] \right)^2, \quad (20)$$

con la derivada covariante dada por:

$$D_\mu \Sigma = \left(\partial_\mu \Sigma + ig \widetilde{W}_\mu \Sigma - ig' y_\phi B_\mu \Sigma \sigma_3 \right), \quad (21)$$

en la que se torna necesario introducir la matriz σ_3 y el signo menos en el último término. Vuelvo a recordar que simplemente estamos reexpresando el Lagrangiano (8) sin introducir nada nuevo.

Por tanto, en el límite $g' \rightarrow 0$ la simetría global $SU(2)_L \times SU(2)_R$ vuelve a ser válida, y tras la rotura espontánea de simetría $SU(2)_{L+R}$ sigue preservándose también en la derivada covariante.

El vacío rompe, pues, tres generadores, así que por el teorema de Goldstone tendremos tres bosones de Goldstone sin masa generados que, en el gauge unitario, serán quienes den masa a los bosones W y Z . Dicho de otro modo, la masa de los bosones W y Z es generada a consecuencia de la simetría custodial del Lagrangiano, no por el campo de Higgs en sí. Esto provoca que a nivel árbol se tenga la relación:

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1. \quad (22)$$

Además de por el término g' , la simetría custodial también es rota debido a correcciones radiativas, a partir de orden 1 bucle, en las masas del W y del Z debidas a bosones escalares, hecho que permitió poner cotas sobre la masa del Higgs antes de ser descubierto. Otra contribución a la rotura de dicha simetría es la inducida por correcciones radiativas, también a partir de orden 1 bucle, de fermiones masivos de cada doblete, acrecentada en tanto que la diferencia de masas entre las partículas del doblete sea mayor. El doblete de quarks top y bottom es el que más contribuye y, al igual que con el Higgs, a partir de medidas de precisión y de la predicción teórica de la corrección inducida, fue posible acotar la masa del quark top antes de ser descubierto, hace ya 20 años.

3.- El xSM: la extensión más simple del sector escalar

En la literatura podemos encontrar una extensa variedad de modelos que van más allá del Modelo Estándar. Todos ellos buscan dar explicación a fenómenos que todavía no están explicados o que difieren cuantitativamente del SM cuando aumentamos la precisión en los experimentos. De entre ellos, la tesis presentada se centra en el llamado xSM, modelo en el cual se introduce un nuevo singlete real bosónico al doblete complejo ya existente en el SM [17, 18]. Se trata pues de una extensión del sector escalar en apariencia simple, no obstante la fenomenología que de él se deriva es rica y contrastable con datos experimentales de muchos experimentos, entre ellos el acelerador LHC.

3.1.- Deducción del Lagrangiano más general

La introducción de un nuevo campo modifica el Lagrangiano del SM. En nuestro caso, al tratarse de un campo escalar, sólo se modificará la parte correspondiente al sector escalar. Al término cinético correspondiente al nuevo campo se le suma un potencial que incluye, de forma general, todos los términos posibles de interacción del nuevo campo consigo mismo y con el doblete, susceptibles de ser renormalizados.

En lo siguiente, denotaremos por $\phi = \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix}$ al doblete complejo presente en el SM, y se referirá por φ al nuevo singlete escalar real.

El Lagrangiano queda de la siguiente manera:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{cin} - V = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) + \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - V(\phi, \varphi), \quad (23)$$

donde V es el potencial de interacción más general de los campos escalares, dado por:

$$V(\phi, \varphi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + a \varphi + b \varphi^2 + c \varphi^3 + d \varphi^4 + (\phi^\dagger \phi) [\alpha \varphi + \beta \varphi^2]. \quad (24)$$

Dado que los campos en sí no son físicos, podemos hacer una redefinición, sin pérdida de generalidad, de φ de tal forma que no adquiera valor esperado en el vacío. Al realizar esta elección la primera componente del doblete, $\phi^{(+)}$, tampoco adquiere un valor esperado en el vacío, como ocurre en el SM, mientras que la segunda componente, $\phi^{(0)}$, adopta el mismo valor que en el SM :

$$|\langle \phi^{(0)} \rangle| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad |\langle \varphi \rangle| = 0, \quad \langle V \rangle = -\frac{\lambda v^4}{4}. \quad (25)$$

El cambio realizado modifica el parámetro a del potencial, dejándolo de la siguiente manera:

$$V(\phi, \varphi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + \left(\frac{\alpha \mu^2}{2\lambda} \right) \varphi + b \varphi^2 + c \varphi^3 + d \varphi^4 + (\phi^\dagger \phi) [\alpha \varphi + \beta \varphi^2]. \quad (26)$$

Al potencial se le ha de imponer que esté acotado por debajo y que crezca positivamente para valores grandes de los campos. Para conseguir la segunda condición basta con imponer:

$$\lambda, d, \beta > 0. \quad (27)$$

Para garantizar la primera restricción debe estudiarse la matriz Hessiana del sistema e imponer que su determinante sea mayor que cero. Dicha matriz viene dada por:

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial |\phi^{(0)}|^2} & \frac{\partial^2 V}{\partial |\phi^{(0)}| \partial \varphi} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial |\phi^{(0)}| \partial \varphi} & \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} \end{pmatrix} \Bigg|_{\substack{\langle \phi^{(0)} \rangle = v/\sqrt{2} \\ \langle \varphi \rangle = 0}} = \begin{pmatrix} 2\mu^2 + 6\lambda v^2 & \sqrt{2}\alpha v \\ \sqrt{2}\alpha v & 2b + v^2\beta \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Imponiendo la condición para el determinante se obtiene:

$$2b + v^2\beta > \frac{\alpha^2}{2\lambda} > 0, \quad (29)$$

que debe ser positivo dado que los coeficientes a nivel del Lagrangiano son reales. Al igual que en el SM, se cumple que $\mu^2 < 0$.

En total son 7 los parámetros del sector escalar en el xSM, donde están contenidos los 2 parámetros ya existentes en el SM. Al no introducir ninguna fase imaginaria los nuevos términos no suponen una violación de \mathcal{CP} adicional a la teoría [17].

3.2.- El Lagrangiano en el gauge unitario

Por el principio de invariancia gauge se puede hacer una transformación unitaria de los campos que permite reescribir el Lagrangiano sin alterar las predicciones sobre los observables. Sin embargo, las partículas existentes en la naturaleza se identifican mejor en unos *gauges* que en otros.

El *gauge unitario* es el que permite identificar de forma directa y clara a las partículas físicas. La transformación sobre los campos a dicho *gauge* es la siguiente:

$$\varphi \rightarrow \varphi' = \varphi, \quad \phi \rightarrow \phi' = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (30)$$

siendo H el campo de Higgs del SM que parametriza las excitaciones en torno al estado fundamental de la componente neutra. El potencial en el gauge unitario queda de la siguiente forma:

$$V = \underbrace{-\frac{\lambda v^4}{4}}_{V_0} + \underbrace{\left(b + \frac{1}{2}\beta v^2\right) \varphi^2 - \mu^2 H^2 + \alpha v \varphi H}_{\text{Términos de masa}} + \underbrace{\lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 + c \varphi^3 + d \varphi^4}_{\text{Autointeracciones}} + \underbrace{\beta v H \varphi^2 + \frac{1}{2} \alpha H^2 \varphi + \frac{1}{2} \beta H^2 \varphi^2}_{\text{Interacciones } H-\varphi}. \quad (31)$$

Reescribiendo los “términos de masa” de una forma familiar

$$V_{\text{masa}} = \frac{1}{2} M_H^2 H^2 + \frac{1}{2} M_\varphi^2 \varphi^2 + \frac{1}{2} M_{H\varphi}^2 H\varphi \quad (M_H^2 \equiv -2\mu^2, M_\varphi^2 \equiv 2b + \beta v^2, M_{H\varphi}^2 \equiv 2\alpha v), \quad (32)$$

es fácil darse cuenta, a partir del tercer término, que los autoestados de masa no son H y φ . Tales estados son una mezcla de ambos procedentes de una rotación, o *mixing*, que está parametrizada por un nuevo ángulo que denotaremos por θ . Definimos los autoestados de masa \mathbf{h}_+ y \mathbf{h}_- referidos en lo siguiente por Higgs pesado y Higgs ligero, respectivamente, acorde al valor de sus masas como:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{h}_+ \\ \mathbf{h}_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ \varphi \end{pmatrix}, \quad (33)$$

donde el ángulo de mezcla lo definimos tal que $\theta \in [0, \pi]$.

Imponiendo que desaparezca el término de la forma $H\varphi$ y dado el dominio del ángulo de mezcla, se obtiene la relación de la izquierda, a partir de la cual podemos reexpresar $M_{H\varphi}$, el parámetro responsable del *mixing*, en función de θ . Realizando lo indicado se obtienen las siguientes expresiones para las masas de \mathbf{h}_+ y \mathbf{h}_- :

$$\tan 2\theta = \frac{M_{H\varphi}^2}{M_H^2 - M_\varphi^2} \equiv x \quad \rightarrow \quad m_{\mathbf{h}_\pm}^2 = \left(\frac{M_H^2 + M_\varphi^2}{2} \right) \pm \left(\frac{|M_H^2 - M_\varphi^2|}{2} \right) \sqrt{1 + x^2}. \quad (34)$$

Ha de notarse que aunque M_H^2 y M_φ^2 son positivos, no tenemos ninguna información sobre cual de los dos es mayor. El signo de α , y por tanto el de $M_{H\varphi}^2$, tampoco están fijados por ninguna condición. Por tanto, el parámetro x podrá ser positivo o negativo debido a que $\tan 2\theta$ puede ser tanto positivo como negativo en la región de definición del ángulo. Por tanto, si $M_H^2 > M_\varphi^2$ tendremos que α será positivo para $\theta \in \{ [0, \pi/4[, [\pi/2, 3\pi/4[\}$ y negativo en el resto; mientras que si $M_H^2 < M_\varphi^2$ tendremos que será negativo en $\theta \in \{ [0, \pi/4[, [\pi/2, 3\pi/4[\}$ y positivo en el resto.

Los términos de la derivada covariante, en la que se incluyen las interacciones con los bosones débiles ilustrados en la Figura 2, quedan:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{cin}} = & \frac{1}{2} \partial_\mu \mathbf{h}_+ \partial^\mu \mathbf{h}_+ + \frac{1}{2} \partial_\mu \mathbf{h}_- \partial^\mu \mathbf{h}_- \\ & + M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left(1 + \frac{2 \cos \theta}{v} \mathbf{h}_+ + \frac{\cos^2 \theta}{v^2} \mathbf{h}_+^2 - \frac{2 \sin \theta}{v} \mathbf{h}_- + \frac{\sin^2 \theta}{v^2} \mathbf{h}_-^2 - \frac{2 \sin \theta \cos \theta}{v^2} \mathbf{h}_+ \mathbf{h}_- \right) \\ & + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{2 \cos \theta}{v} \mathbf{h}_+ + \frac{\cos^2 \theta}{v^2} \mathbf{h}_+^2 - \frac{2 \sin \theta}{v} \mathbf{h}_- + \frac{\sin^2 \theta}{v^2} \mathbf{h}_-^2 - \frac{2 \sin \theta \cos \theta}{v^2} \mathbf{h}_+ \mathbf{h}_- \right). \end{aligned} \quad (35)$$

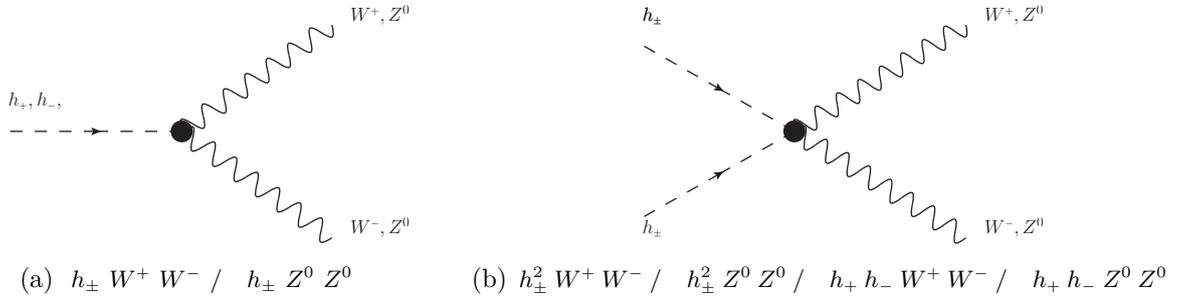


FIGURA 2: Diagramas de los vértices de interacción de los Higgs con los bosones débiles.

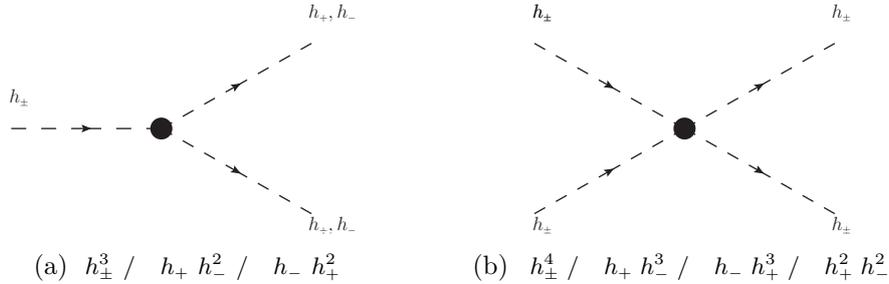


FIGURA 3: Diagramas de los vértices de autointeracción triples y cuárticos de los Higgs.

Llegados a este punto es interesante volver sobre los parámetros que conforman el modelo. Como ya hemos indicado, el sector escalar del xSM viene determinado por 7 acoplamientos independientes, que a nivel del Lagrangiano son μ^2 , λ , b , c , d , α , β . Para lo que respecta a este trabajo, los parámetros independientes elegidos son m_{h_+} , m_{h_-} , θ , v , $\tan^2 \gamma \equiv \frac{2b}{\beta v^2}$, c , d .

Los 5 parámetros que hemos modificado se relacionan con los anteriores de la siguiente manera:

$$\alpha = \frac{(m_{h_+}^2 - m_{h_-}^2)}{2v} \sin 2\theta, \quad (36)$$

$$\lambda = \frac{M_H^2}{2v^2} = \frac{(m_{h_+}^2 \cos^2 \theta + m_{h_-}^2 \sin^2 \theta)}{2v^2}, \quad (37)$$

$$\beta = \frac{\cos^2 \gamma M_\varphi^2}{v^2} = \frac{\cos^2 \gamma (m_{h_+}^2 \sin^2 \theta + m_{h_-}^2 \cos^2 \theta)}{v^2}. \quad (38)$$

Se puede observar cómo el parámetro β puede ser escrito mediante una combinación del ángulo θ , las masas de los Higgs y el nuevo ángulo γ , que es un parámetro adimensional apropiadamente definido. Respecto a los parámetros c y d , los dejamos inalterados al no verse implicados ni en la mezcla de escalares ni en las masas.

Habiendo fijado ya los parámetros con los que trabajar, el potencial de interacción puramente escalar resulta considerablemente más extenso que el del Modelo Estándar. En el *gauge unitario*, se puede expresar de la siguiente forma donde, por motivos puramente estéticos, aparecen todavía parámetros del Lagrangiano que, dadas las relaciones anteriores, podemos eliminar cuando sea necesario.

$$\begin{aligned}
V_{\text{int}} = & \left(\lambda v \cos^3 \theta + c \sin^3 \theta + \beta v \sin^2 \theta \cos \theta + \frac{1}{2} \alpha \sin \theta \cos^2 \theta \right) h_+^3 \\
& + \left(-\lambda v \sin^3 \theta + c \cos^3 \theta - \beta v \sin \theta \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \alpha \sin^2 \theta \cos \theta \right) h_-^3 \\
& + \left(\frac{\lambda}{4} \cos^4 \theta + d \sin^4 \theta + \frac{1}{2} \beta \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right) h_+^4 \\
& + \left(\frac{\lambda}{4} \sin^4 \theta + d \cos^4 \theta + \frac{1}{2} \beta \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right) h_-^4 \\
& + \left(3\lambda v \cos \theta \sin^2 \theta + 3c \sin \theta \cos^2 \theta + \beta v \cos \theta (-2 + 3 \cos^2 \theta) + \frac{1}{2} \alpha \sin \theta (-2 + 3 \sin^2 \theta) \right) h_+ h_-^2 \\
& + \left(-3\lambda v \cos^2 \theta \sin \theta + 3c \sin^2 \theta \cos \theta + \beta v \sin \theta (2 - 3 \sin^2 \theta) + \frac{1}{2} \alpha \cos \theta (-2 + 3 \cos^2 \theta) \right) h_+^2 h_- \\
& + \left(\left(\frac{3}{2} \lambda + 6d - 3\beta \right) \cos^2 \theta \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \beta \right) h_+^2 h_-^2 \\
& + \left(-\lambda \cos^3 \theta \sin \theta + 4d \sin^3 \theta \cos \theta + \frac{1}{2} \beta \sin 2\theta \cos 2\theta \right) h_+^3 h_- \\
& + \left(-\lambda \cos \theta \sin^3 \theta + 4d \sin \theta \cos^3 \theta - \frac{1}{2} \beta \sin 2\theta \cos 2\theta \right) h_+ h_-^3 .
\end{aligned} \tag{39}$$

En cuanto a los términos de tipo Yukawa, dado que lo añadido es un singlete, no podemos construir ningún nuevo término; no obstante sí se produce una ligera modificación respecto al vértice del SM, que está ahora suprimido por el ángulo de mezcla:

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{\cos \theta h_+ - \sin \theta h_-}{v} \right) \left[\bar{\mathbf{d}} \mathcal{M}_d \mathbf{d} + \bar{\mathbf{u}} \mathcal{M}_u \mathbf{u} + \bar{\mathbf{l}} \mathcal{M}_l \mathbf{l} \right], \tag{40}$$

siendo

$$\mathcal{M}_d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b), \quad \mathcal{M}_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t), \quad \mathcal{M}_l = \text{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau). \tag{41}$$

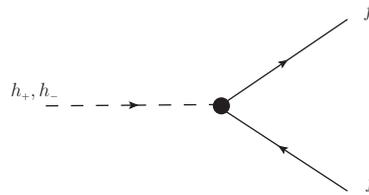


FIGURA 4: Diagrama del vértice de interacción de los Higgs con un par fermión antifermión.

3.3.- Comparativa con el Modelo Estándar

Concentrando las principales ideas que acabamos de exponer, tenemos que el xSM es la extensión más simple del sector escalar del SM al que se le añade un nuevo campo real bosónico. Dicho campo, en el *gauge unitario*, se mezcla, en el caso más general, con el Higgs procedente del doblete del SM, lo cual supone la existencia de una partícula adicional eléctricamente neutra de espín cero y de masa distinta del anterior.

El sector escalar pasa de tener 2 parámetros a tener 7, de los cuales el ángulo de mezcla θ entre ambas partículas es particularmente interesante dado que puede ser experimentalmente testado con datos actuales. El parámetro α es el responsable de la mezcla a nivel del Lagrangiano; b y β parametrizan la masa del bosón perteneciente a φ ; y μ^2 (que es menor que cero) hace lo mismo para la masa del Higgs del doblete del SM.

Se puede observar que los acoplamientos del Higgs ligero con las partículas del SM son ahora proporcionales a $-\sin\theta$ (cambiando la masa del Higgs del SM por la asociada al Higgs ligero) respecto de lo que se tenía para el Higgs del SM, mientras que para el Higgs pesado la situación es análoga con los acoplamientos proporcionales a $\cos\theta$.

Por ello, para el escalar ligero las fracciones de desintegración serán idénticas a las del Higgs del SM (con la masa del Higgs ligero), mientras que las tasas de producción son reducidas en un factor $\sin^2\theta$ independientemente de cual sea el mecanismo de producción. Si la masa del Higgs pesado es menor que dos veces la masa del ligero, $m_{h_+} < 2m_{h_-}$, tendremos exactamente lo mismo que lo descrito para el ligero pero cambiando $-\sin\theta$ por $\cos\theta$. Si la masa del Higgs pesado es al menos el doble de la del ligero entonces el canal de desintegración $h_+ \rightarrow 2h_-$ está cinemáticamente permitido, por tanto sus fracciones de desintegración estarán reducidas en un factor f que introduciremos en la siguiente sección. Las tasas de producción del Higgs pesado se corresponden con las del SM multiplicadas por un factor $\cos^2\theta$ (cambiando la masa por la del Higgs pesado). Este nuevo canal a 2 Higgs ligeros puede conducir a estados finales exóticos del estilo $\bar{b}b\bar{b}b$ y $\bar{b}b\tau^+\tau^-$.

Se plantean aquí 2 escenarios posibles: que el Higgs descubierto sea el pesado o que sea el ligero. De tratarse del ligero, esto sería una clara señal de extensiones de singletes que proporcionarían una fuerte evidencia de transiciones electrodébiles de primer orden (EWPT) necesarias para explicar la asimetría de bariones del Universo. Se debe notar que dado que el singlete es inestable no es un candidato a partícula de *materia oscura*.

Un caso particular de nuestro modelo resulta considerando la llamada simetría \mathbb{Z}_2 , que consiste en invariancia del Lagrangiano al cambiar ($\varphi \rightarrow -\varphi$). La mezcla entre los escalares desaparece y se traduce en hacer $a = \alpha = c = 0$.

El caso más general de este subescenario es tratado en [19] y con más detalle en [20], y también se le refiere como la extensión minimal del SM. En él, el escalar procedente del singlete sí adquiere un valor esperado en el vacío, lo que rompe espontáneamente la simetría \mathbb{Z}_2 . Esta rotura conduce a un modelo con los mismos términos del Lagrangiano que el nuestro pero con 2 parámetros menos. En él sigue habiendo un ángulo de mezcla entre ambos escalares que es equivalente al nuestro, con la salvedad que en [19, 20] es definido tal que $\alpha \in [-\frac{\pi}{2}, +\frac{\pi}{2}]$. Por tanto, los análisis realizados en dichas referencias sobre dicho ángulo son también válidos en nuestro modelo.²

Como caso particular de dicho modelo, y por tanto del nuestro, tenemos un escenario con simetría \mathbb{Z}_2 en el que además el singlete no adopta valor esperado en el vacío. Respecto a la expresión (39), hemos de considerar $\theta = 0, \pi/2$; valores que anulan $\tan 2\theta$ al considerar $\alpha = 0$. Los términos de interacción de tres Higgs de un tipo con uno del otro desaparecen en ambos casos.

²Para no volver loco al lector con la notación, sólo decir que la relación entre ambos ángulos de mezcla es $\alpha = \theta + \frac{\pi}{2}$.

Respecto a los vértices de tres Higgs del mismo tipo, tenemos que el de ligeros desaparece para $\theta = 0$ y el de pesados para $\theta = \pi/2$. En cuanto a los vértices de dos Higgs de un tipo y uno del otro, para $\theta = 0$ vemos desaparecer el de dos pesados y uno ligero, teniendo para $\theta = \pi/2$ la desaparición del otro término.

Por último, en lo referente a las interacciones con fermiones y con los bosones débiles, cuando tenemos $\theta = 0$ desaparecen todos los vértices de interacción de h_- , quedando para h_+ los mismos acoplamientos del SM. Para $\theta = \pi/2$ son los vértices pesados los que desaparecen, en cualquier caso, la partícula que resta sigue siendo la análoga del SM. Ambos escenarios contienen un bosón de Higgs como el del SM con una interacción adicional con el nuevo escalar. Sin embargo, en el primer caso dicho escalar es más ligero que el Higgs, y en el segundo caso es más pesado. El nuevo escalar sólo interacciona consigo mismo y con el Higgs, es estable en ambos casos y, por tanto, podría ser partícula candidata a *materia oscura*.

4.- Escenarios posibles en el caso general

Tal y como ya hemos indicado, el caso más general que podemos encontrar es aquel en que ambas partículas se mezclan (lo que en la literatura se conoce como *mixing*).

Si la masa del Higgs pesado es igual o superior a dos veces la masa del ligero, el canal $h_+ \rightarrow 2 h_-$ pasa a estar cinemáticamente permitido. La tasa de desintegración a dicho canal viene dada por

$$\Gamma(h_+ \rightarrow 2 h_-) = \frac{A^2}{8\pi m_{h_+}} \sqrt{1 - \frac{4 m_{h_-}^2}{m_{h_+}^2}}, \quad (42)$$

siendo A el factor proveniente de la regla de Feynman del vértice $h_+ h_- h_-$, dado por

$$A = 3\lambda v \cos \theta \sin^2 \theta + 3c \sin \theta \cos^2 \theta + \beta v \cos \theta (-2 + 3 \cos^2 \theta) + \frac{1}{2} \alpha \sin \theta (-2 + 3 \sin^2 \theta). \quad (43)$$

La fracción de desintegración (que denotaremos por Br) de dicho proceso puede expresarse como

$$\text{Br}(h_+ \rightarrow 2 h_-) = \frac{\Gamma(h_+ \rightarrow 2 h_-)}{\cos^2 \theta \Gamma_{\text{SM}}(h_+) + \Gamma(h_+ \rightarrow 2 h_-)}, \quad (44)$$

donde $\Gamma_{\text{SM}}(h_+)$ representa la tasa total de desintegración del Higgs del SM cambiando la masa de éste por la correspondiente al Higgs pesado del xSM.

En el SM se normalizan las fracciones de desintegración del Higgs en base a las desintegraciones predichas para él. En el xSM, para obtener las correspondientes fracciones del h_+ a los canales habituales del SM basta con multiplicar las correspondientes fracciones de desintegración del SM (poniendo las nuevas masas) por el factor

$$f = \frac{1}{1 + \Gamma(h_+ \rightarrow 2 h_-) / \cos^2 \theta \Gamma_{\text{SM}}(h_+)} = 1 - \text{Br}(h_+ \rightarrow 2 h_-). \quad (45)$$

Asumiendo que el Higgs descubierto en el LHC [21, 22] es uno de los dos bosones escalares predichos por esta teoría, de inmediato aparecen 2 posibles escenarios a considerar: que el Higgs hallado sea el ligero o que sea el pesado. Algunos análisis se han hecho previos al descubrimiento del Higgs [17, 18]. En este caso tomaremos al escalar ya descubierto como punto de partida para buscar a la nueva partícula.

Comenzaremos analizando el escenario ligero (aquel con un nuevo escalar más ligero que el descubierto) tratando en primer lugar las restricciones que sólo son aplicables para dicho caso. Después expondremos las restricciones de LEP y LHC para dicho escenario. Después, procederemos a tratar las cotas procedentes de la masa del bosón W , y concluiremos de nuevo con las cotas de LEP y LHC para el escenario pesado.

4.1.- El escenario ligero

En esta sección, vamos a tratar el caso de que el Higgs descubierto se trate del más masivo. Vamos tras la búsqueda de un Higgs más ligero, que dada la teoría que estamos considerando tendrá un distinto comportamiento según el rango de masa en que pueda encontrarse. Existen diversas referencias en la literatura [17, 23], en las que se ha tratado este escenario en diferente profundidad. En base al análisis realizado en [23] recopilamos el comportamiento teórico de un Higgs ligero en sus diferentes rangos de masa así como las primeras cotas experimentales sobre sus parámetros.

4.1.1.- Rangos de masa para el Higgs ligero

$$m_{h_-} < 2 m_\mu \approx 210 \text{ MeV}$$

Esta región es la más simple, en la cual el Higgs ligero se desintegra casi completamente a e^+e^- .

$$2 m_\mu \leq m_{h_-} \leq 2 m_{\pi^+} \approx 280 \text{ MeV}$$

En este rango, el canal de desintegración a $\mu^+\mu^-$ es el absoluto predominante, y tan sólo a partir del límite superior considerado comienzan a ser varios los canales principales.

$$2 m_{\pi^+} < m_{h_-} < 4 \text{ GeV}$$

Comencemos considerando el siguiente rango de masa para h_- : $2 m_{\pi^+} \leq m_{h_-} \leq 1 \text{ GeV}$. Sus canales de desintegración principales son a los pares $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ y $\mu^+\mu^-$, cuyas tasas de desintegración vienen dadas por [17]:

$$\Gamma(h_- \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2 \Gamma(h_- \rightarrow \pi^0\pi^0) = \frac{\sin^2 \theta m_{h_-}^3}{324 v^2 \pi} \left[1 + \frac{11}{2} \left(\frac{m_\pi^2}{m_{h_-}^2} \right) \right]^2 \sqrt{1 - \frac{4 m_\pi^2}{m_{h_-}^2}}, \quad (46)$$

$$\Gamma(h_- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{\sin^2 \theta m_{h_-} m_\mu^2}{8 v^2 \pi} \left[1 - \frac{4 m_\pi^2}{m_{h_-}^2} \right]^{3/2}. \quad (47)$$

Tal y como se indica en [23], el cociente $R_{\pi\mu} = \Gamma(h_- \rightarrow \pi\pi)/\Gamma(h_- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ ha sido históricamente un tema muy discutido. Esto se debe a que estamos en un rango de energías donde los efectos de QCD tienen carácter no perturbativo, lo cual complica tratar con las distintas resonancias de piones que existen. La expresión (46) es el resultado obtenido en [24].

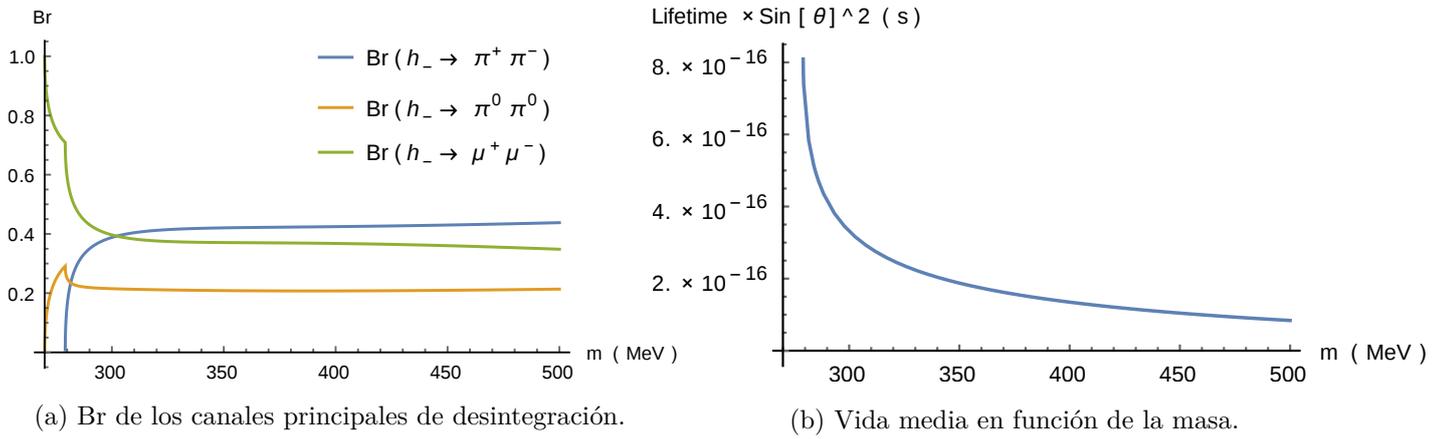
Haciendo uso de esto la tasa total de desintegración en este rango será la suma de los 3 procesos anteriores. La vida media de un Higgs ligero de 500 MeV valdrá $\tau_{h_-} \approx (8.39/\sin^2 \theta) \times 10^{-17} \text{ s}$. Gráficamente, podemos ver la fracción de desintegración y la vida media en función de la masa en la Figura 5. Nótese que la vida media ha sido multiplicada por el factor $\sin^2 \theta$.

Por encima del umbral correspondiente a $2 m_K \approx 1 \text{ GeV}$ se abre cinemáticamente el canal a dos kaones. Por encima de $2 m_\eta \approx 1.1 \text{ GeV}$ no se tienen predicciones fiables. A partir de 2 GeV, donde la energía de la desintegración es mayor que la energía típica de confinamiento de los quarks, se puede volver a la teoría de perturbaciones para obtener los siguientes resultados [23]:

$$\Gamma_{\mu\mu} : \Gamma_{\bar{s}s} : \Gamma_{\bar{c}c} : \Gamma_{\tau\tau} : \Gamma_{gg} \approx m_\mu^2 \beta_\mu^3 : 3m_s^2 \beta_K^3 : 3m_c^2 \beta_D^3 : m_\tau^2 \beta_\tau^3 : \frac{\alpha_s(m_{h_-})^2 m_{h_-}^2}{9\pi^2} \left| \sum_q I \left(\frac{m_q^2}{m_{h_-}^2} \right) \right|^2, \quad (48)$$

donde

$$\beta_l = \sqrt{1 - 4m_l^2/m_{h_-}^2}, \quad I(z) = 3 \left[2z + 2z(1 - 4z) \left(\arcsin \frac{1}{\sqrt{4z}} \right)^2 \right]. \quad (49)$$


 FIGURA 5: Higgs ligero en el rango de masas: $2 m_{\pi^+} \leq m_{h_-} \leq 500$ MeV.

En la figura 6, se puede apreciar la incertezta existente, todavía, en el rango que acabamos de tratar. Nuevos resultados son necesarios dado que en esta región la longitud media de desintegración juega un papel importante en la fenomenología del LHC.

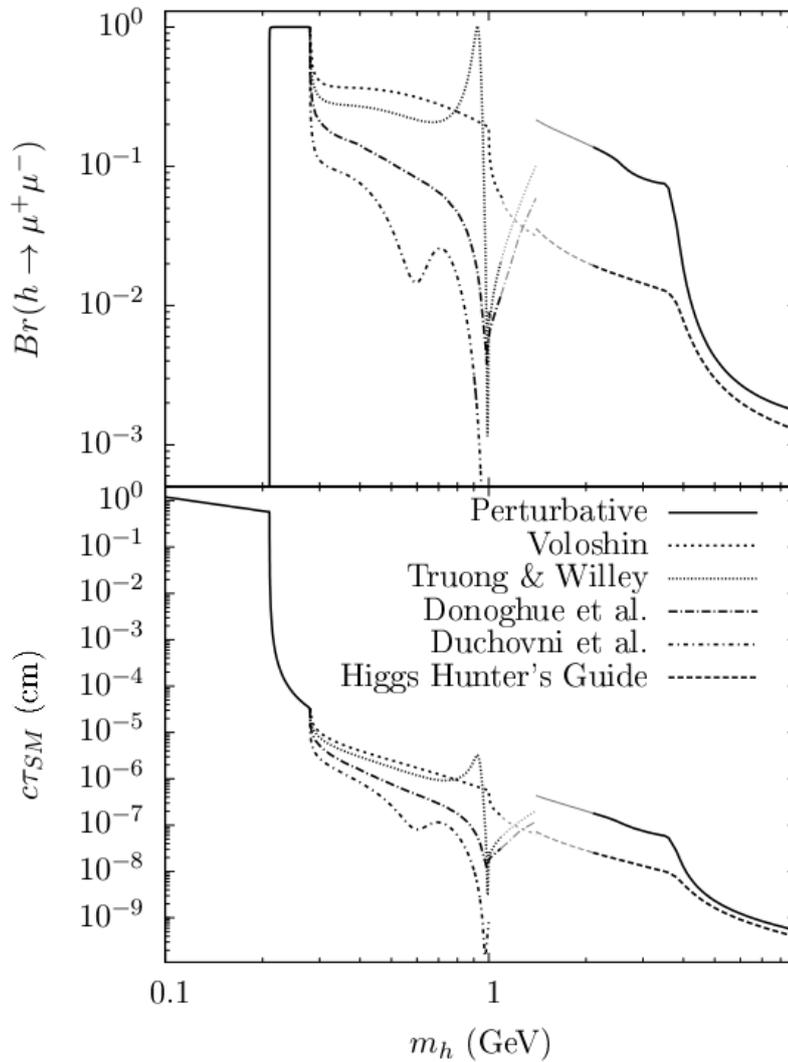


FIGURA 6: Fracción de desintegración de un Higgs ligero yendo a muones y su recorrido medio de desintegración, en el rango de masas incierto, según una serie de modelos referidos en [23].

$$5 \text{ GeV} \leq m_{h_-} \leq 1/2 m_{\text{Higgs}} \approx 62.5 \text{ GeV}$$

Este rango de masas es interesante dado que las predicciones para los canales de desintegración del Higgs pesado son considerablemente distintas de las del SM. Además, el Higgs ligero es suficientemente ligero como para ser producido a través de $h_+ \rightarrow 2 h_-$.

Las diferencias respecto del SM residen más en las fracciones de desintegración que en las tasas de desintegración individuales. Para el Higgs pesado, las tasas de desintegración a los canales habituales del SM van multiplicados por un $\cos^2 \theta$. Como veremos en las secciones siguientes, en el escenario ligero el $\sin \theta$ está muy suprimido por los resultados experimentales, por lo que vamos a realizar aproximaciones sobre tales funciones, considerando $\cos \theta = 1$ y $\sin \theta = 0$. Además, en esta región el canal a dos Higgs ligeros entra en juego y hemos de sumar esta contribución a la tasa total. Tal y como ya dijimos, si multiplicamos las fracciones de desintegración del Higgs del SM por el factor de supresión f podemos obtener las fracciones del Higgs pesado en este escenario. Dicho factor f dependerá de la masa del Higgs ligero en la medida en que el canal a dos Higgs ligeros cobre importancia.

Considerar las aproximaciones anteriores, nos permite expresar el parámetro β en función de M_φ^2 , que será la masa del escalar ligero, y de b de la forma $\beta = (M_\varphi^2 - 2b)/v^2$. Podemos ver la dependencia de f para cuatro valores distintos del parámetro b en la Figura 7b. Para masas en torno a 5 GeV, el canal a dos Higgs ligeros no es ni de lejos el dominante, no obstante la tasa es comparable a la de desintegración a dos fotones. Conforme nos acercamos a 50 GeV el canal empieza a adquirir mucha importancia llegando incluso a ser el dominante para ciertos valores de b .

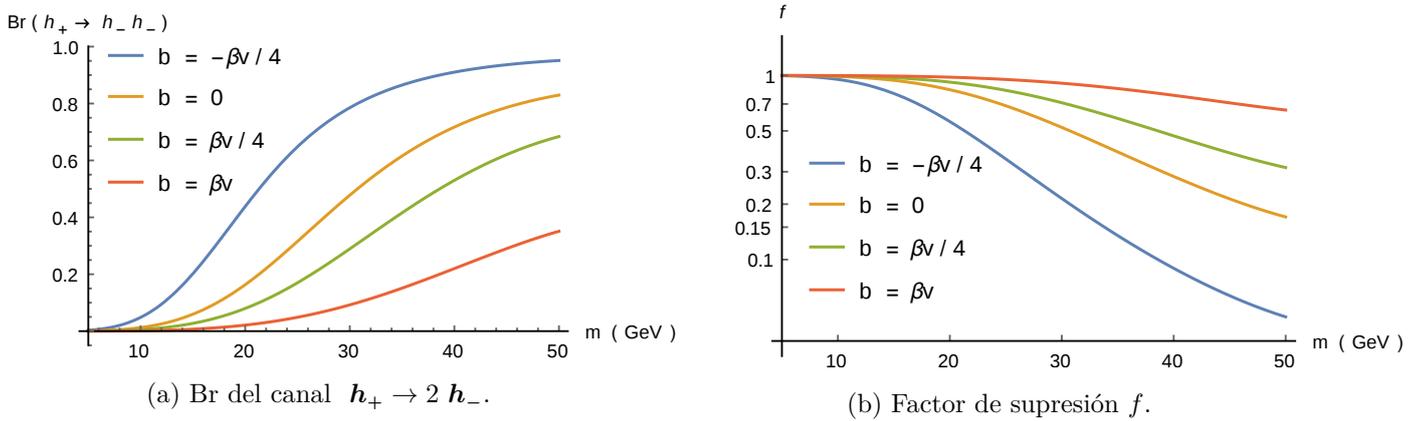


FIGURA 7: $\text{Br}(h_+ \rightarrow 2 h_-)$ y f en función de la masa del Higgs ligero para diversos valores del parámetro b .

Si nos encontramos en este escenario, las fracciones de desintegración del Higgs pesado a partículas del SM van a verse reducidas en detrimento del canal a dos Higgs ligeros. Multiplicando las fracciones de desintegración del SM por el factor de supresión, tendremos las nuevas fracciones, que pueden llegar a reducirse considerablemente respecto a lo que se tiene en el SM. Además, es importante conocer las desintegraciones posibles para el Higgs ligero en el rango que estamos considerando. Dichas fracciones de desintegración se muestran en la Figura 8.

Se puede apreciar como en la región inferior, por debajo de dos veces la masa del quark bottom, los modos principales son a un par charm anticharm y tau antitau. El canal a dos fotones está muy suprimido, por debajo de la diezmilésima parte del total de desintegraciones. En contrapartida, por encima del doble de la masa del quark bottom el modo principal es al par bottom antibottom, seguidos por los dos modos anteriormente citados. El canal a dos fotones aumenta con la masa, alcanzando casi la milésima parte del total de desintegraciones, situándose al nivel de los canales $\bar{s}s$ y $\mu^+\mu^-$.

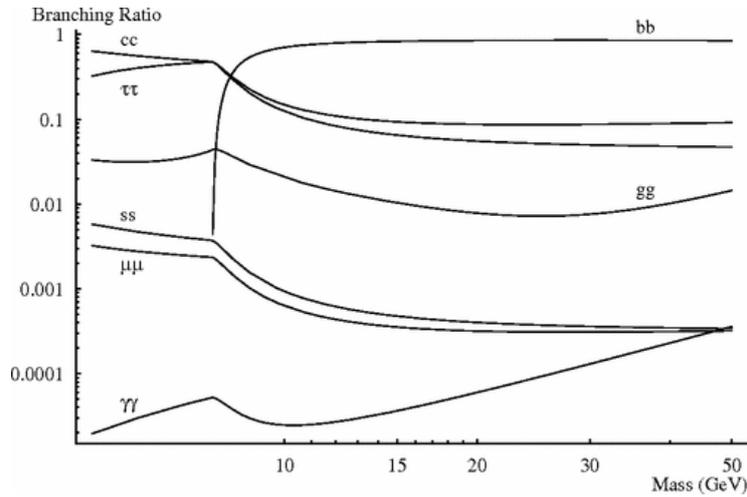


FIGURA 8: Fracciones de desintegración del Higgs ligero en función de su masa [17].

$$1/2 m_{\text{Higgs}} \approx 62.5 \text{ GeV} \leq m_{h_-} < m_{\text{Higgs}} \simeq 125.14 \text{ GeV}$$

En este rango de masas ya no será cinemáticamente posible la desintegración del Higgs pesado en dos ligeros. Tendríamos por una parte al Higgs pesado y por otra al Higgs ligero, con unas fracciones de desintegración a partículas del SM idénticas, correspondientes a las ilustradas en la Figura 9. No obstante, la tasa total de desintegración sería mayor para el Higgs pesado, principalmente porque el Higgs ligero estará suprimido por el $\sin^2 \theta$ que, como veremos, tendrá un valor pequeño, por tanto tendríamos un mayor número de desintegraciones provenientes del pesado que del ligero.

Como ya esbozamos en la Figura 5b, el tiempo de vida de la partícula disminuye a medida que aumenta la masa, por lo que el Higgs pesado se desintegraría antes que el ligero.

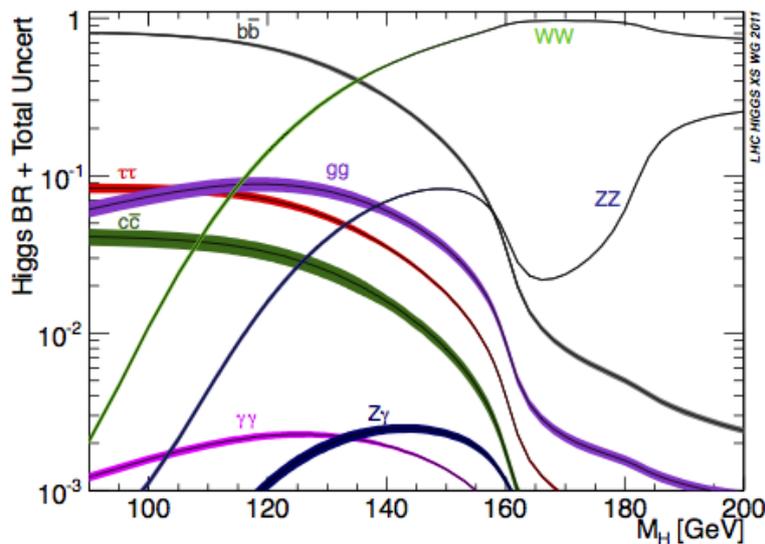


FIGURA 9: Fracciones de desintegración de un bosón de Higgs del SM en función de su masa (valido para un Higgs ligero en la región por debajo de la masa del Higgs descubierto $m_{\text{Higgs}} \simeq 125.14 \text{ GeV}$), extraído de la web de ATLAS.

4.1.2.- Cotas estrictamente aplicables al escenario ligero

4.1.2.1.- Procedentes de desintegraciones de mesones

Las desintegraciones de mesones han resultado ser también de gran utilidad para poner cotas sobre los parámetros de este y otros modelos; especialmente en la región de masas del Higgs ligero entre 100 y 400 MeV. Las principales desintegraciones que pueden producir Higgs de estas características provienen de kaones, mesones B y mesones Υ mediante los procesos:

$$K \rightarrow \pi h_- \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-, \quad B \rightarrow K h_- \rightarrow K \mu^+ \mu^- \quad \text{y} \quad \Upsilon \rightarrow \gamma h_- . \quad (50)$$

Los procesos están representado en las Figuras 12, 13 y 14; cuyas fracciones de desintegración valen:

$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ h_-) \approx \sin^2 \theta \times 0.002 \times \frac{2|\vec{p}_{h_-}|}{m_K}, \quad (51)$$

$$\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+ h_-) \approx \sin^2 \theta \times 0.5 \times \frac{2|\vec{p}_{h_-}|}{m_B} \times \mathcal{F}_K^2(m_{h_-}), \quad (52)$$

donde $|\vec{p}_{h_-}|$ se calcula de la cinemática de dos cuerpos, mientras que para el factor de forma se tiene $\mathcal{F}_K^2(m_{h_-}) = (1 - m_{h_-}^2/38\text{GeV}^2)^{-1}$ [23].

Es importante a la hora de seleccionar las restricciones experimentales tener en cuenta la vida media para h_- ; ya que puede ser que decaiga suficientemente rápido como para que los muones puedan ser reconstruidos con el pión o el kaón resultante, o que tengamos que considerar desintegraciones invisibles. De la misma manera, en la zona de resonancias de piones la incertidumbre existente para dicha vida media es pequeña en el rango considerado y despreciable para $m_{h_-} > 400$ MeV [23].

En el caso de los kaones, la medida más precisa hasta ahora proviene de la colaboración NA48/2 que obtuvo $\text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-) = (9.62 \pm 0.25) \times 10^{-8}$ [25], que concuerda con las predicciones teóricas $\text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-) = (8.7 \pm 2.8) \times 10^{-8}$ de [26] y con $\text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-) = (12 \pm 3) \times 10^{-8}$ obtenida en [27]. Analizando los datos experimentales se fijan los límites de la siguiente forma:

$$\text{Br}(K \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-)_{\text{teó}} \gtrsim 6 \times 10^{-8}, \quad \text{Br}(K \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-)_{\text{exp}} \lesssim 4 \times 10^{-8}.$$

A partir del resultado experimental, cuya obtención viene explicada en [23], se representan las cotas sobre $\sin^2 \theta$ en la línea azul continua de la Figura 10.

La colaboración E949 publicó un límite superior con un 90% de C.L. en la desintegración $\text{Br}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm X) \times \text{Br}(X \rightarrow \text{invisible})$ por debajo de 10^{-9} entre 170 MeV y 240 MeV [28]. Los datos experimentales ponen la cota para $\sin^2 \theta$ representada en azul discontinuo en la Figura 10.

En lo que respecta a desintegraciones de mesones B , tenemos por un lado el resultado obtenido por el grupo de LHCb $\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-) = (4.36 \pm 0.15 \pm 0.18) \times 10^{-7}$ [29], la medida más precisa hasta la fecha, en acuerdo con la predicción teórica $\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-) = (3.5 \pm 1.2) \times 10^{-7}$ [30]. No obstante, en [23] consideran más oportuno tomar los datos de Belle y BaBar [31, 32, 33, 34] por su procedencia de un colisionador e^+e^- , con el propósito de restringir rangos en función del tiempo de vida del Higgs ligero:

$$\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-) \approx (5.0 \pm 0.8) \times 10^{-7} \text{ (dat. comb.)}, \quad \text{Br}(B^+ \rightarrow K^+ \nu \bar{\nu}) < \begin{cases} 1.4 \times 10^{-5} \text{ (Belle)} \\ 1.3 \times 10^{-5} \text{ (BaBar)} \end{cases}.$$

Los límites que se pueden extraer en este caso, tras un tratamiento de los datos experimentales, se muestran en rojo tanto en la Figura 10 como en la Figura 11. Se puede apreciar como para las desintegraciones a modos invisibles la restricción no es tan fuerte como la dada por los kaones en el rango de masas entre 100 MeV y 230 MeV. Para el rango hasta 400 MeV la cota dada por las desintegraciones de mesones B es mejor que la dada por los kaones.

La cota en color magenta proviene de datos de Belle correspondientes al proceso $B^0 \rightarrow K^{*0} X$, ($K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$, $X \rightarrow \mu^+ \mu^-$) estudiados en el rango $212 \text{ MeV} < m_X < 300 \text{ MeV}$ [35]. La colaboración Belle estableció una cota superior para la fracción de desintegración de dicho proceso tal que $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^{*0} X, (K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-, X \rightarrow \mu^+ \mu^-)) < 2.26 \times 10^{-8}$. Tratando dicho resultado se obtiene el límite mostrado, que es algo mejor que el de los mesones B en su rango de energía.

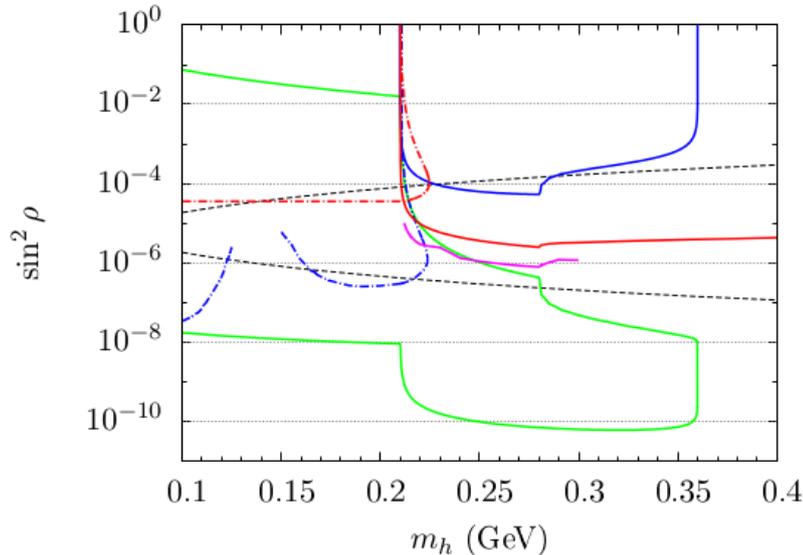


FIGURA 10: Límites en el espacio de parámetros $(m_{h_-}, \sin^2 \theta)$ para desintegraciones de mesones en el rango de masa $m_{h_-} < 400 \text{ MeV}$: $K \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-$ (azul continuo), $K \rightarrow \pi + \text{invisible}$ (azul discontinuo), $B \rightarrow K \mu^+ \mu^-$ (rojo continuo), $B \rightarrow K + \text{invisible}$ (rojo discontinuo), $B \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ (magenta), y experimento CHARM (región encerrada en verde excluida) [23].

Desintegraciones de mesones Upsilon (Υ) también fueron estudiadas en BaBar. Allí se buscaron desintegraciones de bosones ligeros yendo a $\mu^+ \mu^-$, $\tau^+ \tau^-$, hadrones o a modos invisibles [36, 37, 38, 39]. En la Figura 11 se muestra en azul continuo y naranja continuo, los límites para $\sin^2 \theta$ multiplicados por la fracción de desintegración $\text{Br}(h_- \rightarrow l^+ l^-)$ correspondientes a muones y tauones, respectivamente.

Como podemos ver, a partir de $m_{h_-} \lesssim (m_B - m_K) \approx 4.8 \text{ GeV}$, las desintegraciones de mesones B dejan de servir para acotar el modelo. A partir de ahí, la desintegración del Upsilon al canal de dos muones supone la mejor restricción procedente de mesones. En cualquier caso, las medidas obtenidas en LEP por L3 (representadas en azul y naranja discontinuo) que limitan $\sin^2 \theta \lesssim 10^{-2}$ siguen siendo la mejor cota en esa región, como se muestra en la Figura 16.

4.1.2.2.- Experimentos de blanco fijo

Sabemos que es posible buscar señales de Higgs ligeros ya sean producidos directa o indirectamente (aceleradores y desintegraciones de mesones). La colaboración CHARM [40] llevó a cabo un experimento en el que un haz de protones de 400 GeV era lanzado contra un grueso blanco de cobre, con el fin de detectar fotones, electrones y muones en un detector de 35 metros de largo ubicado a 480 metros del blanco. No obtuvieron ningún resultado procedente de partículas con una alta vida media.

El número total de escalares intersectando el ángulo sólido cubierto por el detector está relacionado con el número de desintegraciones en la región de desintegración accesible. La tasa de producción de Higgs ligeros puede expresarse como la combinación de tres procesos: $K^+ \rightarrow \pi^+ h_-$, $K_L \rightarrow \pi^0 h_-$ y $B \rightarrow h_- X$. No se observó ninguna desintegración, y un correcto análisis permite excluir el rango del espacio de parámetros de la Figura 10 encerrado en la región verde. El éxito de este experimento se debe a la enorme producción de mesones que se logra en aceleradores de hadrones así como la gran vida media esperada para un Higgs ligero en el rango de masas analizado que permite eliminar el ruido de fondo.

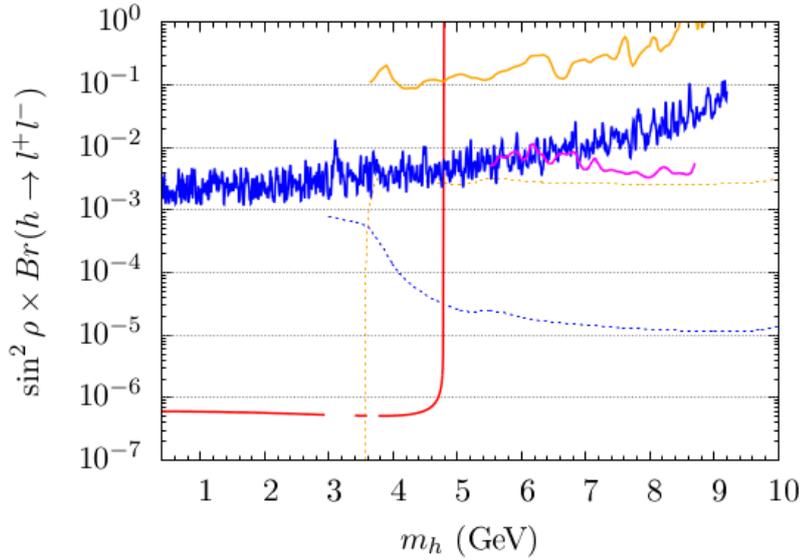


FIGURA 11: Límites superiores sobre $\sin^2 \theta \times \text{Br}(h \rightarrow l^+ l^-)$ para valores $m_{h_-} > 400$ MeV, donde l corresponde a μ ó τ dependiendo del canal: $B \rightarrow K \mu^+ \mu^-$ (rojo), $\Upsilon \rightarrow \gamma h_- \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ (azul), $\Upsilon \rightarrow \gamma h_- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (naranja), y $pp \rightarrow h_- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ vía fusión gluónica en CMS (magenta). También se muestran en azul discontinuo y en naranja discontinuo las cotas obtenidas en L3, suponiendo la expresión dada por la aproximación perturbativa para las fracciones de desintegración a leptones [23].

Como hemos dicho, el proceso $B \rightarrow h_- X \rightarrow l^+ l^- X$ debe ser tenido en cuenta para los efectos del experimento. Teóricamente, se puede efectuar el cálculo de $B \rightarrow h_- X$ al orden más bajo al que contribuye. La referencia más antigua en la literatura es [41]. En el gauge unitario, las contribuciones principales proceden de los diagramas a 1-loop mostrados en la Figura 12:

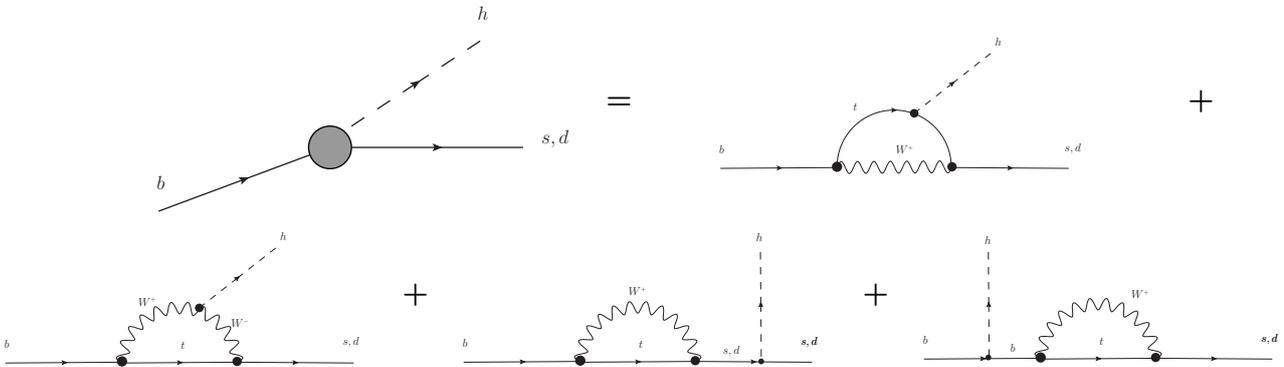


FIGURA 12: Diagramas de Feynman principales del proceso $B \rightarrow h_- X$ a nivel quark.

Todos ellos contribuyen como g^3 , y a pesar de que los diagramas, individualmente, contienen divergencias ultravioletas éstas cancelan entre ellas al sumar las amplitudes. El resultado que se obtiene de sumarlas es considerablemente simple:

$$M(b \rightarrow s h_-) = \frac{3g^3 \sin \theta}{256\pi^2} V_{tb} V_{ts}^* \frac{m_b m_t^2}{M_W^3} \times \bar{s}(\vec{p}') (1 + \gamma_5) b(\vec{p}) \quad (53)$$

donde se ha considerado al quark top como fermión intermediario en los loops y se han hecho las aproximaciones $M_W^2, m_t^2 \gg m_b^2 \gg m_s^2$.

Además del conjunto de diagramas tipo “vértice” de la Figura 12, existen 5 diagramas más tipo “bremsstrahlung” (en el gauge unitario) que también van a orden g^3 . A diferencia de los primeros, en este caso los procesos tienen 4 partículas en el estado final, por lo que es conveniente calcularlos por separado y comparar el resultado con el anterior. Los diagramas son los mostrados en la Figura 13. No es necesario realizar el cálculo, que por otra parte es bastante arduo, sino que es posible hacer una estimación mucho más simple del cociente de las tasas de desintegración entre ambos casos. Para ello se sustituye la dependencia con los momentos por sus valores máximos (los máximos permitidos cinemáticamente por el espacio de fases) y se hace uso de la expresión simple para la integral en el espacio de fases considerando las partículas finales no masivas, deducida en [42]. Todas esas aproximaciones son cotas superiores, cuyo resultado da

$$\frac{\Gamma_{\text{brem}}}{\Gamma_{\text{vertex}}} \leq \frac{|V_{bc}|^2}{|V_{tb}V_{ts}^*|^2} \left[\frac{m_b}{m_t} \right]^4 \approx 10^{-7}, \quad (54)$$

que muestra que podemos despreciar completamente los diagramas tipo “bremsstrahlung”.

La expresión para la fracción de desintegración es [41]:

$$\text{Br}(B \rightarrow h_- X) \approx 1.5 \times 10^{-6} \sin^2 \theta \left(\frac{m_t}{m_b} \right)^4 \left(1 - \frac{m_{h_-}^2}{m_b^2} \right). \quad (55)$$

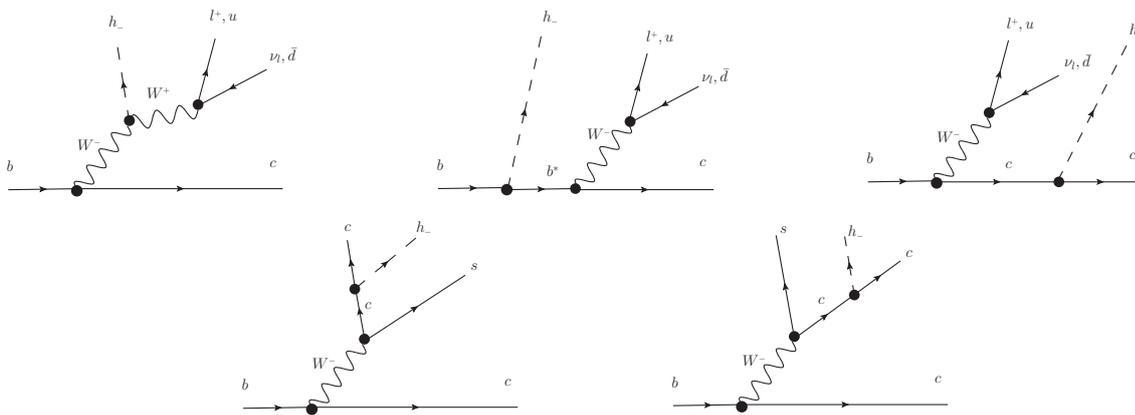


FIGURA 13: Diagramas de Feynman secundarios del proceso $B \rightarrow h_- X$ a nivel quark.

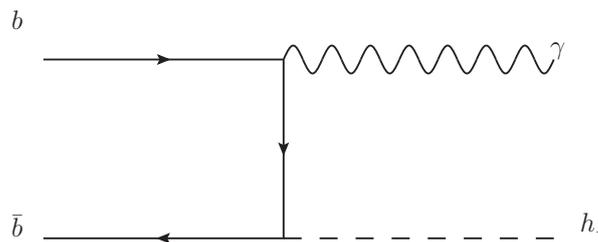


FIGURA 14: Diagrama de Feynman de desintegración del mesón Υ en Higgs ligero y fotón.

4.1.2.3.- Producción indirecta de Higgs ligeros en desintegraciones del bosón Z

A partir de desintegraciones del bosón Z^0 también es posible producir Higgs ligeros. El proceso $Z^0 \rightarrow h_- \bar{f} f$, mostrado en la Figura 15b, viene suprimido por el $\sin^2 \theta$. El proceso es análogo en muchos aspectos a la desintegración del muón, salvo que en este caso no podemos realizar ninguna aproximación en lo referente al denominador del propagador del Z^0 . A efectos del resultado, se puede aproximar la masa de los fermiones finales a cero.

En función de como se proceda al cálculo, si consideramos el límite $m_{h_-} \rightarrow 0$, veremos aparecer un polo procedente del propagador si despreciamos el término $i\Gamma_Z$. La explicación física de ello es que si elegimos el sistema en el que el Higgs se produce en reposo entonces el Z^0 del propagador seguirá siendo real, luego su transferencia de momento al cuadrado es su masa al cuadrado y se anulará el denominador. Si consideramos masa distinta de cero para el Higgs se puede despreciar dicho término sin introducir demasiado error en el resultado. En el límite $m_{h_-} \rightarrow 0$ se tiene:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow h_- \bar{f} f) = \frac{N_f G_F^2 M_Z^3 \sin^2 \theta (|a_f|^2 + |v_f|^2)}{576 \pi^3} \times \left\{ M_Z^2 \left(12 \log \left[\left(\frac{M_Z}{\Gamma_Z} \right)^2 + 1 \right] - 23 \right) - \Gamma_Z^2 \log \left[\left(\frac{M_Z}{\Gamma_Z} \right)^2 + 1 \right] + 24 M_Z \Gamma_Z \cot^{-1} \left(\frac{\Gamma_Z}{M_Z} \right) \right\}, \quad (56)$$

donde G_F es la constante de Fermi, N_f vale 1 para leptones y 3 para quarks y $\Gamma_Z = 2.4952$ GeV es la tasa total de desintegración del bosón Z^0 . Evaluando se obtiene:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow h_- \bar{f} f) = 0.00376795 N_f \sin^2 \theta (|a_f|^2 + |v_f|^2) \text{ GeV}. \quad (57)$$

El canal a 2 fermiones, mostrado en la figura 15a, en el límite de masas finales cero contribuye como:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \bar{f} f) = \frac{G_F N_f M_Z^3 (|a_f|^2 + |v_f|^2)}{6\sqrt{2} \pi}. \quad (58)$$

Comparando ambos procesos obtenemos:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow h_- \bar{f} f)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \bar{f} f)} \approx 10^{-2} \sin^2 \theta \lesssim 10^{-4}. \quad (59)$$

donde dicho cociente llegará a ser del orden de 10^{-12} en la región de masa excluida por CHARM.

También es posible producir Higgs ligeros a pares mediante el proceso de la Figura 15c, en el cual tendríamos dos diagramas: uno con un Higgs pesado virtual como propagador y otro con uno ligero. En este caso, el cuadrado de la amplitud es proporcional a A^2 de la ecuación (43). Viendo la pequeñez de $\sin \theta$ en los valores experimentales, despreciamos los términos proporcionales a $\sin \theta$ y nos quedamos tan sólo con el término $(\beta v)^2$, donde β es un parámetro adimensional. Basándonos además en la expresión (38) y asumiendo que $\tan^2 \gamma \leq 1$ tendremos que $|\beta| \approx m_{h_-}^2 / v^2$. De ser así, la tasa es aún menor que la obtenida en el proceso a 3 partículas con un único Higgs ligero. El cálculo del proceso implica un espacio de fases de 4 partículas en el estado final que requiere integración numérica. Para $m_{h_-} = 5$ GeV el resultado obtenido es:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow h_- h_- \bar{f} f)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \bar{f} f)} = 5.4 \times 10^{-13}, \quad (60)$$

en acuerdo con el resultado de [17] siendo menor para masas más pequeñas. Destacar que aunque este proceso no va como $\sin \theta$, la supresión procede del espacio de fases y podemos despreciarlo.

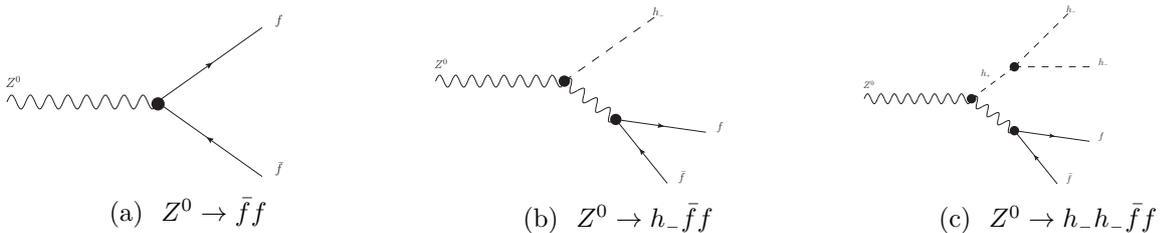


FIGURA 15: Diagramas de los canales de desintegración del bosón Z^0 considerados.

4.1.3.- Restricciones de LEP y LHC para el escenario ligero

Del acelerador LEP, se tienen restricciones provenientes del proceso $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Z^*h_-$. Por debajo de $m_{h_-} = 2m_\mu$, el recorrido medio de un Higgs ligero es de aproximadamente $1 \text{ cm}/\sin^2 \theta$. Con un momento típico de unos 8 GeV, el Higgs ligero escaparía del detector de LEP y la cota correcta a considerar es la proveniente de una desintegración invisible de un Higgs. La cota más precisa en este rango estima que $\sin^2 \theta \leq 2 \times 10^{-3}$ con un 95% de C.L. Algo por encima de $m_{h_-} = 2m_\mu$, las restricciones más fuertes proceden de la búsqueda en LEP1 de ALEPH y L3, mostradas en la Fig. 16.

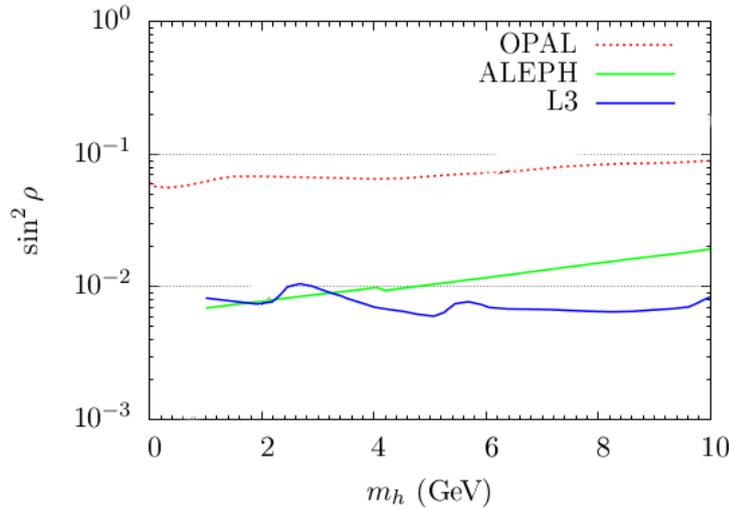


FIGURA 16: Límites superiores procedentes de OPAL, ALEPH y L3 obtenidos en LEP1 (95% de C.L.) [23].

En lo respectivo a la región de masa que cubre hasta casi los 125.14 GeV, LEP fija las mejores cotas sobre $\cos \theta$ hasta unos 90 GeV a partir de datos de búsquedas de un Higgs del SM. En la región a partir de 110 GeV, los datos de LHC sobre búsquedas del Higgs constriñen mejor que las de LEP. La implementación de los datos experimentales tanto de búsquedas de LEP como de LHC se ha realizado en un código llamado *HiggsBounds* y es el usado en [20] para obtener las cotas de las Figuras 17 y 20. Por último, a partir de 90 GeV las cotas más fuertes sobre $|\cos \theta|$ las ponen las llamadas intensidades de señal medidas en el LHC (*Signal Strength* en la literatura). Permítanme exponer dicha restricción en la sección 4.2.2. donde se explica en detalle. Sí anticipar que la cota fijada es de $|\cos \theta| \gtrsim 0.91$.

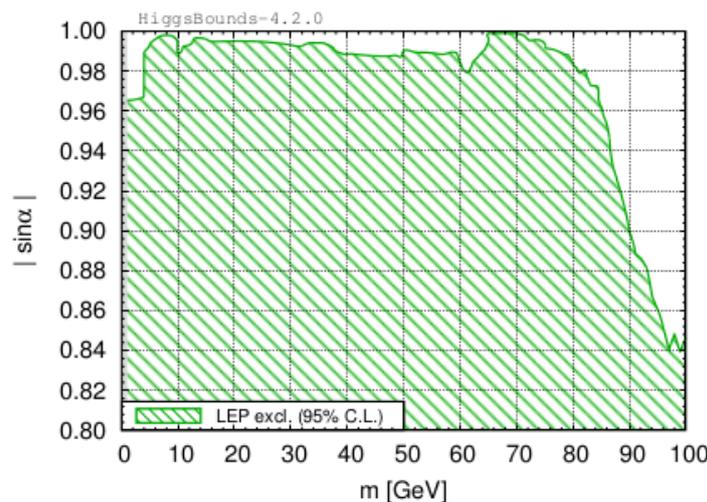


FIGURA 17: Cotas del colisionador LEP sobre el parámetro $|\cos \theta|$ en el rango de masas $m \in [1, 100]$ GeV procedentes de búsquedas de un Higgs del SM. Figura extraída de [20], donde usan notación distinta para el ángulo de mezcla tal que $\alpha = \theta + \pi/2$.

4.2.- El escenario pesado

En esta sección vamos a considerar el segundo escenario posible, correspondiente a que el Higgs descubierto se corresponda con el bosón escalar más ligero, h_- . En realidad esto no va ser estrictamente así, como enseguida entenderán, y es que vamos a considerar las restricciones que ponen las mejores cotas sobre las características del Higgs pesado que estaría aún por descubrir, h_+ . No obstante, los mecanismos que vamos a ver también sirven para poner cotas sobre el escenario ligero, con la diferencia de que dichas cotas no son más restrictivas que las ya mencionadas. A pesar de ello, verán como también hacemos referencia a ellas, por lo que lo notifico para evitar posibles confusiones.

En este escenario es importante considerar restricciones provenientes de EWPO (ElectroWeak Precision Observables). Anteriormente al descubrimiento del Higgs, estas medidas de precisión establecieron una cota superior para su masa de 150 GeV [18]. En primer lugar vamos a estudiar la restricción más importante a fecha de hoy, que viene dada por el valor teórico de la masa del bosón W .

4.2.1.- Δr y M_W como medidas de precisión

Los parámetros del sector electrodébil mejor medidos experimentalmente permiten testar de forma óptima dicho sector del Modelo Estándar. Tales valores son usados para realizar predicciones teóricas del resto de los parámetros, que a su vez podemos comparar con los valores medidos.

En el llamado esquema G_F los cálculos de precisión utilizan como valores de entrada la masa del bosón Z , M_Z , la constante de estructura fina a momento cero, $\alpha_{\text{em}}(0)$, y la constante de Fermi, G_F . Este último, está relacionado con el tiempo de vida del muón de la siguiente forma:

$$\tau_\mu^{-1} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} F\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left(1 + \frac{3}{5} \frac{m_\mu^2}{M_W^2}\right) (1 + \Delta_{\text{QED}}), \quad (61)$$

donde $F(x) = 1 - 8x - 12x^2 \ln x + 8x^3 - x^4$. En la definición anterior hemos adoptado la convención estándar en la que G_F incluye las contribuciones finitas de QED, Δ_{QED} , obtenidas con el modelo de Fermi; correcciones calculadas hasta 2 loops [43, 44, 45, 46, 47]. Relacionando la vida media del muón del modelo de Fermi con el cálculo equivalente en el Modelo Estándar [19, 48] se obtiene:

$$M_W^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right) = \frac{\pi\alpha_{\text{em}}}{\sqrt{2} G_F} (1 + \Delta r), \quad \text{donde} \quad \Delta r \equiv \frac{\hat{\Sigma}_W(0)}{M_W^2} + \Delta r^{[\text{vert,box}]}, \quad (62)$$

correspondiéndose con la definición convencional de Δr , y siendo $M_{W,Z}$ las masas renormalizadas de los bosones gauge en el esquema *on-shell*. En dicho esquema, la definición para el ángulo de mezcla débil viene dada por $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$, que podemos acortar como $s_W^2 \equiv \sin^2 \theta_W$, $c_W^2 \equiv 1 - s_W^2$. Cabe notar que denotaremos con un gorro a cualquier parámetro renormalizado en el esquema *on-shell*, siendo $\hat{\Sigma}_W(p^2)$ la autoenergía del bosón W . Este último, contribuye a la parte oblicua de las correcciones radiativas electrodébiles de la desintegración del muón. En lo que respecta al término $\Delta r^{[\text{vert,box}]}$, incluye correcciones propias de este proceso relacionadas con vértices y diagramas de orden superior tipo caja.

La expresión explícita para Δr tras la renormalización *on-shell* puede ser escrita como:

$$\Delta r = \Pi_\gamma(0) - \frac{c_W^2}{s_W^2} \left(\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} \right) + \frac{\Sigma_W(0) - \delta M_W^2}{M_W^2} + 2 \frac{c_W}{s_W} \frac{\Sigma_{\gamma Z}(0)}{M_Z^2} + \Delta r^{[\text{vert,box}]}, \quad (63)$$

donde $\Pi_\gamma(k^2) \equiv \partial \Sigma_\gamma(k^2)/\partial k^2$ es la denominada polarización del vacío del fotón; por otra parte $\delta M_{W,Z}^2 \equiv \text{Re} \left[\Sigma_{W,Z}(M_{W,Z}^2) \right]$ son los contratérminos de masa de los bosones de gauge, donde se está considerando $\Sigma_{W,Z}(q^2) \equiv \Sigma_{W,Z}^T(q^2)$, es decir, la parte transversal de la autoenergía sin renormalizar de los bosones de gauge, extraída de $\Pi_{W,Z}^{\mu\nu}(q^2) = g^{\mu\nu} \Pi_{W,Z}^T(q^2) + q^\mu q^\nu \Sigma_{W,Z}^L(q^2)$. Por último, $\Sigma_{\gamma Z}(k^2)$ es el *mixing* entre el fotón y el bosón Z .

En la ecuación (63), el término entre paréntesis se relaciona con el llamado parámetro $\delta\rho$, pudiendo hacerse la identificación:

$$\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} \longrightarrow \frac{\Sigma_Z(0)}{M_Z^2} - \frac{\Sigma_W(0)}{M_W^2} \equiv \delta\rho. \quad (64)$$

La parte transversal de las autoenergías, tanto del Z como del W , presentan correcciones procedentes de diagramas fermiónicos, de diagramas con bosones de gauge y, según el *gauge* que consideremos, de más diagramas. La parte fermiónica contribuye de manera finita (para cada doblete por separado) y supone una contribución importante cuando uno de los quarks es mucho más pesado que el otro del doblete. Es por ello que el término principal es debido al doblete top-bottom. Tal contribución viene dada por [19]:

$$\delta\rho^{[t]} = \frac{3G_F m_t^2}{8\sqrt{2}\pi^2}. \quad (65)$$

Otras contribuciones son también de importancia, pero no aparecen dentro del término anterior, sino que se incluyen en término Δr_{rem} . La contribución más significativa viene dada por el término [48]:

$$\Delta r^{\text{top}} = -\frac{\sqrt{2} G_F M_W^3}{16\pi^2} \left[3 \frac{c_W^2}{s_W^2} \frac{m_t^2}{M_W^2} + 2 \left(\frac{c_W^2}{s_W^2} - \frac{1}{3} \right) \ln \frac{m_t^2}{M_W^2} + \frac{4}{3} \ln c_W^2 + \frac{c_W^2}{s_W^2} - \frac{7}{9} \right]. \quad (66)$$

En términos de $\delta\rho$, la expresión general para Δr puede expresarse como [49, 50, 51]:

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{c_W^2}{s_W^2} \delta\rho + \Delta r_{\text{rem}} = \Delta\alpha + \Delta r^{[\delta\rho]} + \Delta r_{\text{rem}}, \quad (67)$$

donde $\Delta\alpha = -\text{Re} \left[\hat{\Pi}_\gamma^{\text{ferm}}(M_Z^2) \right]$, siendo $\hat{\Pi}_\gamma(k^2) = \Pi_\gamma(k^2) - \Pi_\gamma(0)$. Notar que en $\Delta\alpha$ la contribución de los fermiones, evaluada para M_Z^2 , incluye a los leptones y quarks ligeros pero excluye al quark top.

La expresión de Δr es finita, dado que en la definición (62) sólo depende de la autoenergía renormalizada *on-shell* del W , y del término $\Delta r^{[\text{vert,box}]}$ que incluye las correcciones de vértices que son finitas por la identidad de Ward-Takahashi electrodébil, y los diagramas caja que también son finitos. En los diagramas de orden mayor al nivel árbol entrarán parámetros adicionales tales como las masas de las partículas internas de los loops. En función del modelo que se esté considerando, nuevos vértices y nuevos parámetros pueden tener cabida en dichos loops, haciendo de Δr y de la masa del W cantidades dependientes del modelo considerado. Actualmente, el cálculo de Δr en el SM está completo a dos loops, incluyendo también las principales correcciones a tres y cuatro loops [19]. El último término, Δr_{rem} , recoge correcciones a más de primer orden, que por otra parte no son despreciables.

La contribución principal se debe al término $\Delta\alpha \simeq 0.06$, seguido de $\Delta r^{[\delta\rho]} \simeq -0.03$, mientras que $\Delta r_{\text{rem}} \simeq 0.01$, contribución comparable a las dos primeras.

En el Modelo Estándar, la contribución al parámetro $\delta\rho$ debida al Higgs viene dada por [19]:

$$\delta\rho_{\text{SM}}^{[\text{H}]} \simeq -\frac{3\sqrt{2} G_F M_W^2 s_W^2}{16\pi^2 c_W^2} \left\{ \ln \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right\} + \dots \quad (68)$$

cuya dependencia logarítmica en la masa del Higgs apantalla su contribución. Numéricamente, no es muy importante comparada con la contribución fermiónica. Ha de especificarse que la expresión obtenida omite los términos con divergencias ultravioletas (UV) que cancelan al sumar el resto de términos bosónicos. La importancia de dicho término radica en que mide el valor de rotura de la *Simetría Custodial* debida a los Higgs, simetría que está rota por el término cinético del sector escalar debido a la interacción *gauge* $U(1)_Y$.

Tal y como dijimos al principio de esta sección, tomando M_Z, G_F y α_{em} como parámetros de entrada, la predicción teórica de la masa del bosón W viene dada por:

$$M_W^2 = \frac{1}{2}M_Z^2 \left[1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}G_F M_Z^2} [1 + \Delta r(M_W^2)]} \right], \quad (69)$$

donde, como ya hemos dicho, Δr depende del modelo considerado.

Para $\Delta r = 0$, es decir, a nivel árbol, se obtiene el valor $M_W^{\text{tree}} = 80.94$ GeV. En el Modelo Estándar se tiene $\Delta r_{\text{SM}} = 37.939 \times 10^{-3}$ resultado con el que se obtiene el valor teórico $M_W^{\text{SM}} = 80.360$ GeV, con una incerteza teórica $\Delta M_W^{\text{teo}} = 4$ MeV debida principalmente a la incertidumbre en la medida de la masa del quark top [19]. Comparando dicho valor con el promedio experimental de dicha masa, combinación de datos de LEP, CDF y D0, se tiene

$$M_W^{\text{exp}} = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}. \quad (70)$$

Como se puede ver, existe una diferencia $|M_W^{\text{exp}} - M_W^{\text{SM}}| \simeq 25 \pm 15 \pm 4$ MeV entre la medida experimental y la predicción teórica. En el LHC, se espera reducir el error experimental hasta $\Delta M_W^{\text{exp}} \simeq 10$ MeV [52, 53]. Por el momento, son necesarias medidas y cálculos más precisos de Δr y M_W para restringir o desvelar nueva física en el sector electrodébil del Modelo Estándar.

4.2.2.- Δr y M_W en el xSM

En el modelo que estamos considerando vamos a encontrar diferencias respecto al parámetro Δr y, por ende, respecto a M_W . Teniendo en cuenta el esfuerzo computacional realizado para calcular Δr en el Modelo Estándar y dado que el xSM únicamente modifica el sector escalar resulta conveniente calcular por separado la contribución neta introducida en el nuevo modelo. Esta separación es posible y tenemos [19]:

$$\Delta r_{\text{xSM}} = \Delta r_{\text{SM}} + \delta(\Delta r_{\text{xSM}}), \quad (71)$$

donde $\delta(\Delta r_{\text{xSM}})$ incluye los efectos propios del nuevo modelo, no contenidos en el Modelo Estándar.

Tal y como se indica en [19], los valores experimentales considerados son los siguientes:

$$m_t = 173.07 \text{ GeV}, \quad M_Z = 91.1875 \text{ GeV}, \quad M_{\text{Higgs}} = 125.7 \text{ GeV}. \quad (72)$$

Las contribuciones atribuibles al nuevo modelo, $\delta(\Delta r_{\text{xSM}})$, se originan a consecuencia de los loops mediados por el nuevo Higgs y por la modificación en los acoplamientos de ellos a las autoenergías del W y del Z . Estas nuevas contribuciones dependen de las masas de los Higgs ($m_{h_{\pm}}$, $m_{h_{\pm}}$) y del ángulo de mezcla θ , y han sido calculadas a un loop de manera analítica en [19]. A dicho orden ningún otro parámetro del modelo entra en juego.

Para introducir de manera correcta la contribución propia del modelo se debe sustraer primeramente todo lo relacionado con el Higgs del SM, para ello se define:

$$\delta(\Delta r_{\text{xSM}}) \equiv \Delta r_{\text{xSM}}^{[\text{H}]} - \Delta r_{\text{SM}}^{[\text{H}]} \quad \text{siendo} \quad \Delta r_{\text{SM}}^{[\text{H}]} = \Delta r_{\text{xSM}}^{[\text{H}]} \Big|_{\sin\theta=0/\cos\theta=0}, \quad (73)$$

es decir, evaluaremos para $\sin\theta = 0$ cuando estipulemos que el Higgs pesado de nuestro modelo sea el del Modelo Estándar; mientras que consideraremos $\cos\theta = 0$ si queremos considerar el caso de que el Higgs ligero sea el descubierto. Recordemos que en la expresión (35) el Higgs pesado se acoplaba a los W y al Z con un coseno; en tanto que el ligero lo hacía con un menos seno.

Las contribuciones puras del nuevo modelo a las autoenergías de los bosones débiles, en concreto a sus componentes trasversales, vienen dadas por:

$$\overline{\Sigma}_Z^T(p^2) = \frac{\alpha_{\text{em}} \cos^2 \theta}{4\pi s_W^2 c_W^2} \left\{ \frac{[A_0(m_{h_+}^2) - A_0(m_{h_-}^2)]}{4} + M_Z^2 [B_0(p^2, m_{h_+}^2, M_Z^2) - B_0(p^2, m_{h_-}^2, M_Z^2)] \right. \\ \left. - [B_{00}(p^2, m_{h_+}^2, M_Z^2) - B_{00}(p^2, m_{h_-}^2, M_Z^2)] \right\}. \quad (74)$$

$$\overline{\Sigma}_W^T(p^2) = \frac{\alpha_{\text{em}} \cos^2 \theta}{4\pi s_W^2} \left\{ \frac{[A_0(m_{h_+}^2) - A_0(m_{h_-}^2)]}{4} + M_W^2 [B_0(p^2, m_{h_+}^2, M_W^2) - B_0(p^2, m_{h_-}^2, M_W^2)] \right. \\ \left. - [B_{00}(p^2, m_{h_+}^2, M_W^2) - B_{00}(p^2, m_{h_-}^2, M_W^2)] \right\}. \quad (75)$$

Las integrales de los loops están expresadas en términos de las integrales estándar de Passarino-Veltman. La barra sobre las autoenergías indica que las contribuciones del SM ya han sido sustraídas. Dichas fórmulas serán válidas en el caso en que el Higgs ligero sea el del SM; para el caso complementario bastará con hacer $[m_{h_+} \leftrightarrow m_{h_-}]$ y $[\sin \theta \leftrightarrow \cos \theta]$.

Aplicando las condiciones habituales del esquema *on-shell* de renormalización se obtienen las contribuciones estáticas ($p^2 \rightarrow 0$) al parámetro $\delta\rho$ procedentes de los nuevos escalares. Estas vienen dadas por [19]:

$$\Delta(\delta\rho_{\text{xSM}}) \equiv \delta\rho_{\text{xSM}}^{[\text{H}]} - \delta\rho_{\text{SM}}^{[\text{H}]} \\ = \frac{G_F \cos^2 \theta}{2\sqrt{2}\pi^2} \left\{ M_Z^2 \left[\ln \left(\frac{m_{h_-}^2}{m_{h_+}^2} \right) + \frac{M_Z^2}{m_{h_-}^2 - M_Z^2} \ln \left(\frac{m_{h_-}^2}{M_Z^2} \right) - \frac{M_Z^2}{m_{h_+}^2} - M_Z^2 \ln \left(\frac{m_{h_+}^2}{M_Z^2} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{m_{h_+}^2}{4(m_{h_+}^2 - M_Z^2)} \ln \left(\frac{m_{h_+}^2}{M_Z^2} \right) - \frac{m_{h_-}^2}{4(m_{h_-}^2 - M_Z^2)} \ln \left(\frac{m_{h_-}^2}{M_Z^2} \right) \right] \right. \\ \left. - M_W^2 \left[\ln \left(\frac{m_{h_-}^2}{m_{h_+}^2} \right) + \frac{M_W^2}{m_{h_-}^2 - M_W^2} \ln \left(\frac{m_{h_-}^2}{M_W^2} \right) - \frac{M_W^2}{m_{h_+}^2} - M_W^2 \ln \left(\frac{m_{h_+}^2}{M_W^2} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{m_{h_+}^2}{4(m_{h_+}^2 - M_W^2)} \ln \left(\frac{m_{h_+}^2}{M_W^2} \right) - \frac{m_{h_-}^2}{4(m_{h_-}^2 - M_W^2)} \ln \left(\frac{m_{h_-}^2}{M_W^2} \right) \right] \right\}. \quad (76)$$

Se puede ver que en el xSM la dependencia logarítmica en la masa de ambos Higgs persiste. El Higgs adicional y el ángulo de mezcla harán que este término pueda ganar en importancia. El signo de $\Delta(\delta\rho_{\text{xSM}})$ es siempre negativo y podemos ver que está globalmente afectado por el parámetro $\cos^2 \theta$ (en el caso de que el Higgs descubierto sea el ligero). Además, esta última ecuación predice una disminución respecto del SM de $\delta\rho$, es decir, $\delta\rho_{\text{xSM}} < \delta\rho_{\text{SM}}$, que se traduce en $\Delta r_{\text{xSM}} \equiv \Delta r_{\text{SM}} + \delta(\Delta r_{\text{xSM}}) > \Delta r_{\text{SM}}$ y, por ende, en que $M_W^{\text{xSM}} < M_W^{\text{SM}}$.

Para el caso de haber encontrado el Higgs pesado, el cambio $[m_{h_+} \leftrightarrow m_{h_-}]$ y $[\sin \theta \leftrightarrow \cos \theta]$, conduce a un incremento respecto al SM de $\delta\rho$, siendo $\delta\rho_{\text{xSM}} > \delta\rho_{\text{SM}}$, lo que en este caso conlleva que $\Delta r_{\text{xSM}} < \Delta r_{\text{SM}}$ y a que $M_W^{\text{xSM}} > M_W^{\text{SM}}$.

Esta modificación en la masa teórica del bosón W ofrece una solución a la aparente tensión respecto a la masa medida experimentalmente $|M_W^{\text{exp}} - M_W^{\text{SM}}| \simeq 20$ MeV, a la vez que restricciones en los parámetros del modelo.

El análisis numérico realizado en [19] ofrece los siguientes resultados³:

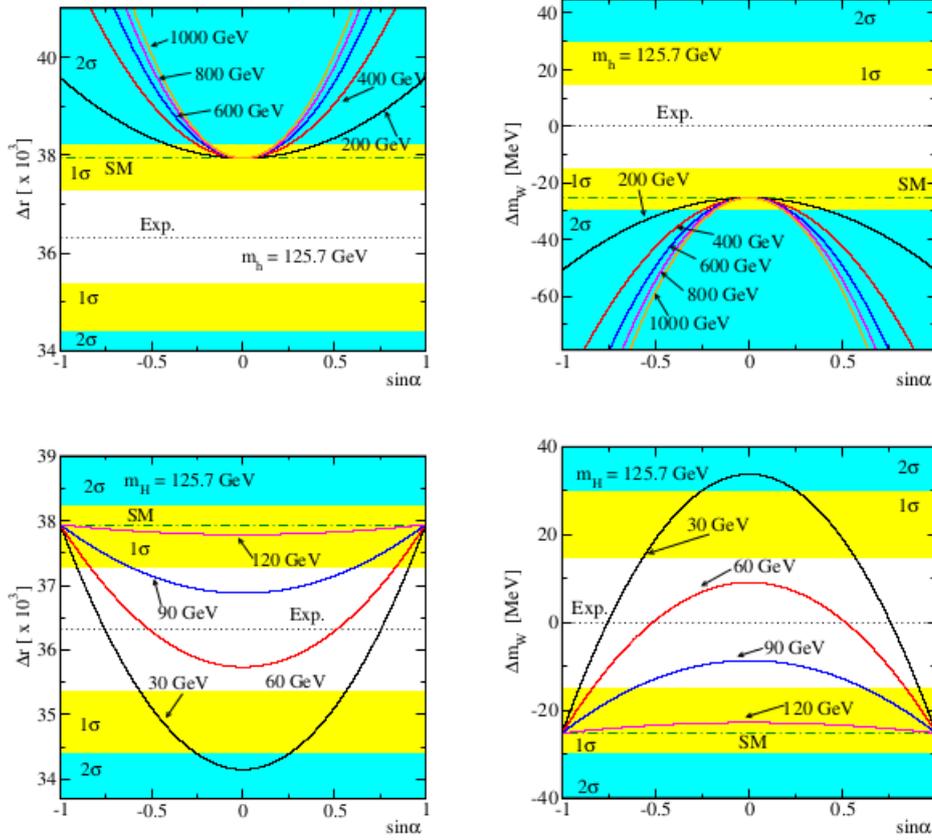


FIGURA 18: Gráficas superiores: Parámetro Δr_{xSM} (izquierda) y $\Delta M_W \equiv M_W^{\text{xSM}} - M_W^{\text{exp}}$ (derecha) para $m_{h_-} = 125.7 \text{ GeV}$ para diferentes valores de m_{h_+} , en función del $\cos \theta$. Gráficas inferiores: Idéntico análisis, esta vez fijando el valor de la masa del Higgs pesado $m_{h_+} = 125.7 \text{ GeV}$ y considerando diferentes masas para la partícula ligera. También se muestran el valor teórico del Modelo Estándar y el valor experimental, siendo las franjas de colores las regiones a 1σ y 2σ de C.L.

Para realizarlos se han tomado los valores:

$$\begin{aligned} M_W^{\text{exp}} &= 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}, & M_Z^{\text{exp}} &= 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}, \\ \alpha_{\text{em}}(0) &= 1/137.035999074(44), & G_F &= 1.1663787(6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}, \end{aligned} \quad (77)$$

a partir de los cuales se obtiene:

$$\Delta r_{\text{exp}} = \frac{\sqrt{2}G_F}{\pi\alpha_{\text{em}}} M_W^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \right) - 1 = (36.320 \pm 0.976) \times 10^{-3}. \quad (78)$$

De modo complementario, fijando los valores del ángulo de mezcla y dejando la masa del Higgs como variable se obtiene las gráficas de la Figura 19. Las Figuras 18 y 19 ilustran las dependencias de Δr y de M_W con el ángulo de mezcla y la masa de los Higgs, así como el límite en el que recuperamos la predicción del Modelo Estándar. En términos de $\cos \theta$, la forma de las gráficas es idéntica dado que el eje horizontal recorre los mismos puntos. La simetría de las gráficas respecto al cero ($\theta = \pi/2$) es puramente debida al cuadrado de la función trigonométrica escogida. Desde dicho punto hacia la derecha tenemos valores positivos para $\cos \theta$ [$\theta \in [\pi/2, 0]$], mientras que hacia la izquierda [$\theta \in [\pi, \pi/2]$].

³Recordar que en [19] el ángulo de mezcla α es definido diferente, relacionándose con el nuestro mediante $\alpha = \theta + \frac{\pi}{2}$, es decir, basta con cambiar $\sin \alpha \rightarrow \cos \theta$ sin alterar el eje de abscisas.

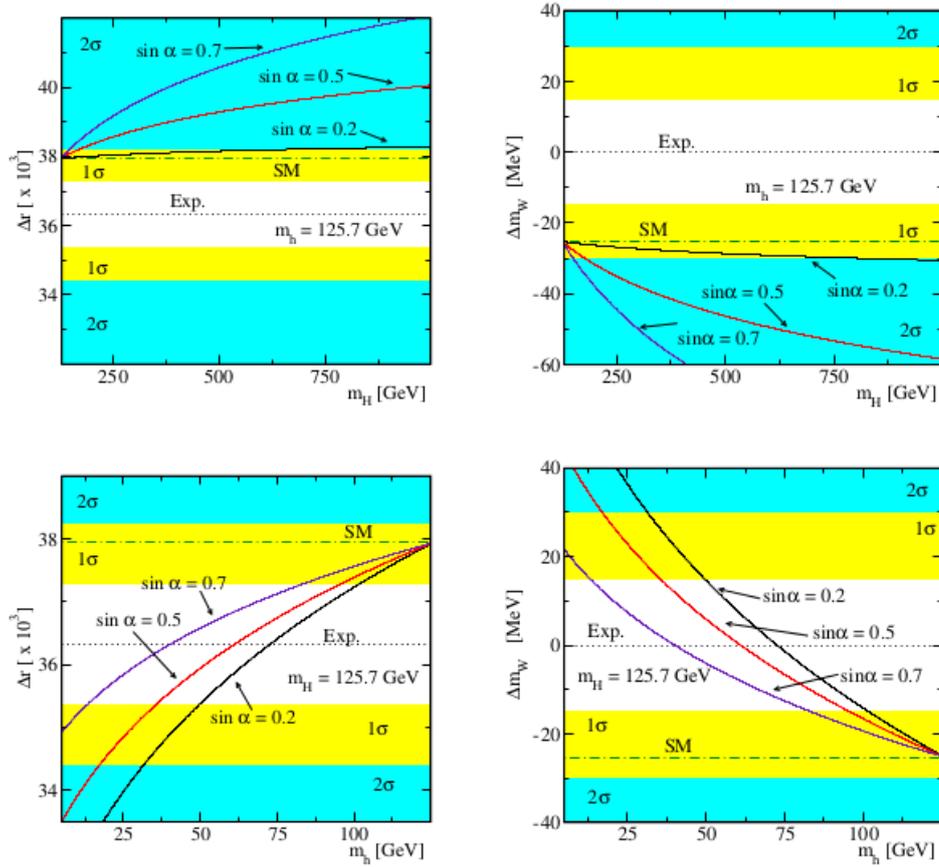


FIGURA 19: Cálculo completo de Δr_{xSM} a un bucle (izquierda) y $\Delta M_W \equiv M_W^{\text{xSM}} - M_W^{\text{exp}}$ (derecha) para diferentes valores del $\cos \theta$, en función de la masa del Higgs pesado m_{h_+} (gráficas superiores) y del Higgs ligero m_{h_-} (gráficas inferiores). Las predicciones teóricas del Modelo Estándar así como los valores experimentales también son mostrados. Las bandas de colores muestran las regiones a 1σ y 2σ de C.L.

De las Figuras 18 y 19 (arriba a la izquierda) es importante destacar el incremento de la curvatura de Δr para valores de m_{h_+} mayores, conforme alejamos el $\cos \theta$ del límite del Modelo Estándar. De la misma forma, (abajo a la izquierda) se observa una disminución de Δr que se agudiza para valores menores de m_{h_-} , siguiendo la dependencia logarítmica de la ecuación (76).

En lo que respecta a la masa del bosón W , observamos una disminución respecto al valor predicho en el SM si queda un Higgs pesado por descubrir. Por el contrario, tenemos un aumento en dicha masa si resta un Higgs más ligero por ser encontrado. El valor teórico calculado en el SM está en torno a 1.5σ del valor promedio experimental actual.

El creciente distanciamiento respecto a M_W^{exp} por la existencia de un escalar más pesado hace que se alcance la región de exclusión a 2σ de C.L. rápidamente ($M_W^{\text{xSM}} - M_W^{\text{SM}} < 0$). Para valores pequeños del parámetro de mezcla, tales como $|\cos \theta| \lesssim 0.2$, y masas de pocos centenares de GeV para h_+ suponen desviaciones en Δr_{xSM} de un 0.1% respecto al Modelo Estándar. Estas desviaciones crecen hasta el 10% para ángulos de mezcla tales que $|\cos \theta| \gtrsim 0.5$ para masas del orden de 1 TeV. Observando la Figura 19 vemos que permanecer en la región a 1σ de C.L. de M_W^{xSM} con un nuevo Higgs de hasta 1 TeV es posible con $|\cos \theta| \lesssim 0.2$. A dicha masa, un valor de $|\cos \theta| \gtrsim 0.4$ incrementaría la diferencia con el valor experimental hasta 2σ de C.L. con los datos actuales. Es por ello que, en el escenario pesado que atañe a esta sección, las restricciones sobre el ángulo de mezcla que se deducen de M_W^{xSM} deben ser tenidas muy en cuenta. En la tabla 1 se tiene una muestra de masas para el Higgs pesado y el valor máximo permitido para $|\cos \theta|$.

m_{h_+} [GeV]	$ \cos \theta _{\text{máx}}$
1000	0.19
900	0.20
800	0.20
700	0.21
600	0.22
500	0.24
400	0.26
300	0.31
200	0.43
150	0.70
130	1.00

TABLA 1: Límites superiores en el ángulo de mezcla compatibles con M_W^{exp} a 2σ para algunas masas de Higgs pesado, tomando $m_{h_-} = 125.7$ GeV.

La estimación realizada en [19] sobre las correcciones a dos bucles en M_W^{xSM} indican

$$\left[\Delta M_W^{[2]} \right]_{\text{xSM}} \lesssim \mathcal{O}(1) \text{ MeV}, \quad (79)$$

resultado entendido como la incertidumbre teórica de las correcciones más allá de un bucle.

Las restricciones sobre el escenario ligero a 2σ de C.L. aparecen para $m_{h_-} \lesssim 30$ GeV, dejando *a priori* un gran rango en el espacio de parámetros que podrían tener cabida. Como ya hemos visto en la sección anterior, en esa región tenemos restricciones más fuertes provenientes de LEP.

4.2.2.- Restricciones provenientes de LHC

En el momento de redacción de este trabajo, el acelerador de partículas LHC está a punto de reanudar sus operaciones tras una primera etapa en la que, entre otras cosas, se ha conseguido estudiar los acoplamientos del Higgs descubierto y su validez respecto de las predicciones del Modelo Estándar.

El procedimiento para llevar a cabo tal análisis consiste en medir lo que en la literatura se conoce como intensidad de la señal o *signal strengths*, definido como

$$\mu_i \equiv \frac{(\sigma \times \text{Br})_i^{\text{exp}}}{(\sigma \times \text{Br})_i^{\text{SM}}}, \quad (80)$$

es decir, al cociente entre el producto de la sección eficaz y la fracción de desintegración medidas experimentalmente, y el producto de dichas cantidades predicho por el Modelo Estándar para un canal determinado.

Tenemos así, una serie de valores para cada canal de desintegración accesible del bosón de Higgs que, en función de su valor, puede dar pistas sobre la validez del propio SM así como de modelos de nueva física como el que estamos considerando. En modelos en los que la sección de producción de nuevos Higgs se vea modificada de una forma distinta para cada modo (respecto del Modelo Estándar) sería posible distinguir tal modificación entre los diversos modos, siempre y cuando dicho análisis fuera accesible experimentalmente. **En el xSM, la reducción es la misma en todos los procesos de producción y desintegración, por lo que nos interesaremos únicamente en el promedio de los diferentes valores experimentales disponibles.** Para un nuevo Higgs con una masa en la región $]0.5 m_{\text{Higgs}}, 2 m_{\text{Higgs}}[$ (siendo m_{Higgs} el Higgs ya descubierto) el canal de desintegración $h_+ \rightarrow 2 h_-$ es cinemáticamente inaccesible. Para un correcto análisis de los distintos μ_i fuera de dicho rango, dicho canal debe ser tenido en cuenta en la fracción de desintegración.

La tabla 2 está extraída de [20] e incluye los valores más recientes de las intensidades de las señales medidas en las colaboraciones ATLAS y CMS de LHC:

Experimento	Canal	<i>Signal Strength</i> obs.	Masa Higgs obs. [GeV]
ATLAS	$h \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ [54]	$1.08^{+0.22}_{-0.20}$	-
ATLAS	$h \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ [55]	$1.44^{+0.40}_{-0.33}$	124.51 ± 0.52
ATLAS	$h \rightarrow \gamma\gamma$ [56]	$1.17^{+0.27}_{-0.27}$	125.98 ± 0.50
ATLAS	$h \rightarrow \tau\tau$ [57]	$1.42^{+0.43}_{-0.37}$	-
ATLAS	$Vh \rightarrow V(b\bar{b})$ [58]	$0.51^{+0.40}_{-0.37}$	-
CMS	$h \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ [59]	$0.72^{+0.20}_{-0.18}$	-
CMS	$h \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ [60]	$0.93^{+0.29}_{-0.25}$	125.63 ± 0.45
CMS	$h \rightarrow \gamma\gamma$ [61]	$1.14^{+0.26}_{-0.23}$	124.70 ± 0.34
CMS	$h \rightarrow \tau\tau$ [62]	$0.78^{+0.27}_{-0.27}$	-
CMS	$Vh \rightarrow V(b\bar{b})$ [62]	$1.00^{+0.50}_{-0.50}$	-

TABLA 2: Intensidades de señal y masas observadas por las colaboraciones ATLAS y CMS en el LHC.

Haciendo el promedio con estos valores tenemos:

$$\mu_{\text{ATLAS}} = 1.12 \pm 0.15, \quad \mu_{\text{CMS}} = 0.91 \pm 0.14, \quad \text{otorgando} \quad \bar{\mu} = 1.02 \pm 0.10. \quad (81)$$

En base el error del promedio, tomamos el límite a 2σ de C.L. para fijar las siguientes cotas:

$$\begin{aligned} \text{Escenario } m_{h_-} \sim 125 \text{ GeV} &\longrightarrow \text{Cota superior: } |\cos \theta| \lesssim 0.42. \\ \text{Escenario } m_{h_+} \sim 125 \text{ GeV} &\longrightarrow \text{Cota inferior: } |\cos \theta| \gtrsim 0.91. \end{aligned} \quad (82)$$

Por otra parte, también se tienen restricciones de LHC provenientes de las búsquedas del Higgs del Modelo Estándar. La región excluida en dicho análisis se muestra en la Figura 20, que ha sido extraída de [20], donde se explica que ha sido obtenida haciendo uso del código `HiggsBounds-4.2.0` en el que previamente se han implementado los datos experimentales.⁴

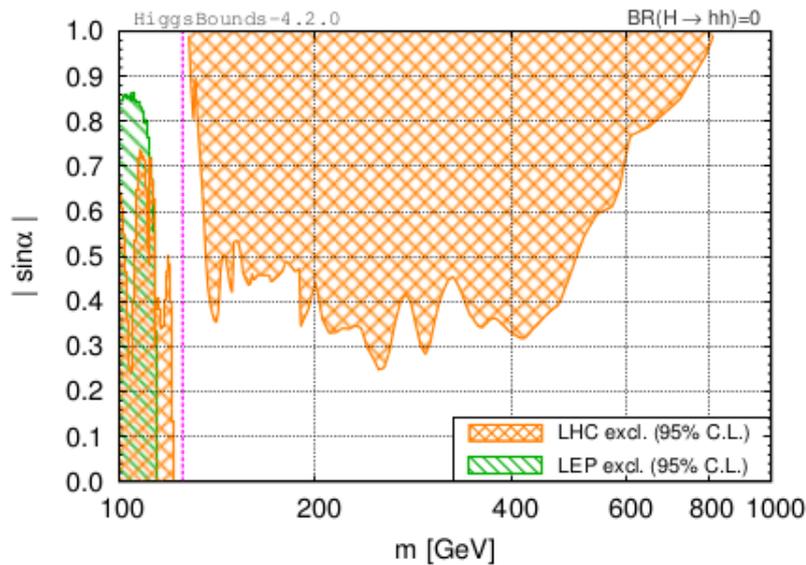


FIGURA 20: Cotas experimentales de los colisionadores LEP y LHC en la región de masa $m \in [100, 1000]$ GeV, despreciando la posible contribución $\Gamma(h_+ \rightarrow 2 h_-)$.

⁴Vuelvo a recordar que $|\sin \alpha|$ equivale en nuestra notación a $|\cos \theta|$.

4.2.3.- Recopilación de cotas sobre el escenario pesado

La comparación de todas las restricciones se muestra en la Figura 21. En ella se puede apreciar que la cota impuesta sobre la masa del bosón W es la que constriñe más severamente la región comprendida entre 300-800 GeV. Del mismo modo, las restricciones procedentes de LHC hacen lo propio en la región [$m_{\text{Higgs}} \sim 125$ GeV, 300 GeV].

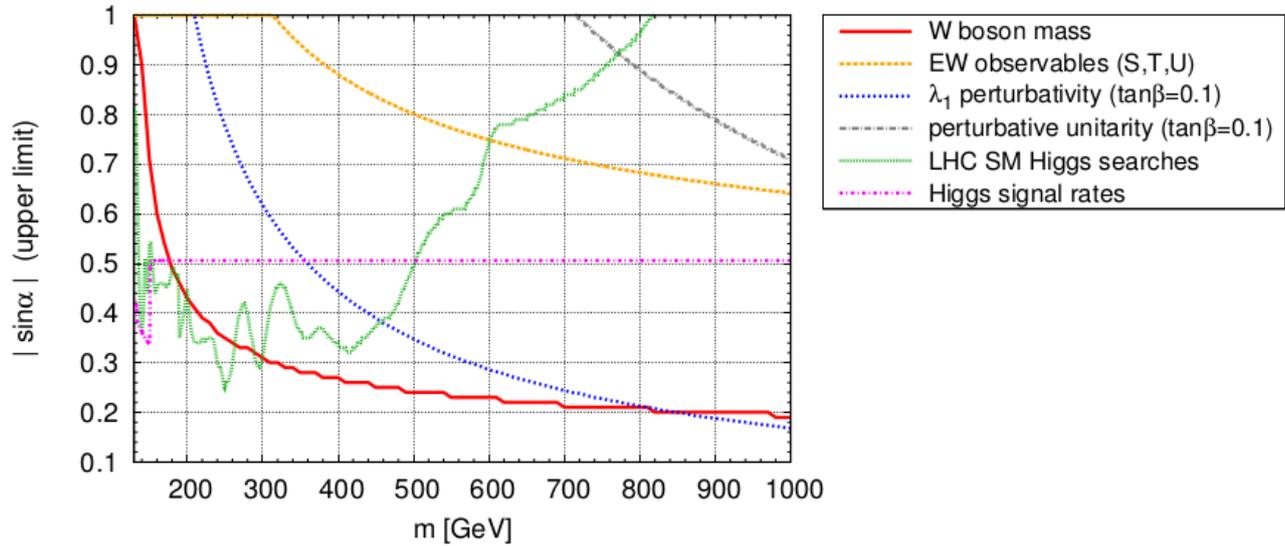


FIGURA 21: Comparación de todas las restricciones sobre $|\cos \theta|$ en función de la masa del Higgs pesado, m_{h^+} , en el escenario pesado.

4.2.4.- Otras restricciones

Hasta aquí hemos expuesto una serie de posibles restricciones que pueden realizarse sobre el xSM. Por otra parte, existen otras cotas, tanto teóricas como experimentales, que también deben ser estudiadas y tenidas en cuenta.

Tal y como se recoge en [20], un análisis completo debe incluir también:

- (1.) **Límites que aseguren la perturbatividad y unitariedad de la teoría.**
- (2.) **Cotas que preserven perturbatividad en los acoplamientos del modelo.**
- (3.) **Restricciones provenientes de medidas de precisión electrodébiles, en términos de los parámetros S, T, U .**
- (4.) **Límites que garanticen la estabilidad del vacío hasta cierta escala de energías.**

Debido a las limitaciones propias de un trabajo como el que aquí se expone no vamos a tratar en detalle estas restricciones.

No obstante, y de nuevo en [20], se recopila y/o analiza todo el abanico de restricciones disponibles actualmente, eso sí, para el escenario con simetría \mathbb{Z}_2 espontáneamente rota, descrito brevemente en la sección 3.3. Como ya se dijo, el parámetro de mezcla es idéntico en ambos escenarios, de ahí que sea posible extender sus restricciones a nuestro modelo.

5.- Conclusiones

Durante los meses destinados a la realización de este trabajo son muchos los aspectos que han pasado de estar en lo desconocido a formar parte de mi paisaje del mundo de la física de altas energías. El texto aquí presentado, enmarcado dentro de la rama de modelos de física más allá del Modelo Estándar, recoge algunos de los aspectos de mayor relevancia teórica y experimental sobre la extensión más simple del sector escalar que puede hacerse al Modelo Estándar.

El modelo tratado, conocido como xSM, presenta un *singlete* escalar no contenido en el Modelo Estándar, que en el caso más general extiende la parte escalar del Lagrangiano, que pasa de tener 2 a tener 7 parámetros independientes. El nuevo campo escalar, φ , se mezcla con el campo de Higgs, H , del SM mediante una rotación que permite distinguir dos partículas físicas, eléctricamente neutras y ambas con masa, h_+ y h_- . Esto ocurre en el caso más general, en el que el valor esperado en el vacío de φ puede ser eliminado por una redefinición de los campos. La componente neutra del doblete sigue adquiriendo el mismo valor esperado del SM, produciéndose la conocida rotura espontánea de simetría al seleccionar, arbitrariamente, uno de los mínimos como el estado fundamental de la teoría.

Tras la exposición teórica, en la Sección 3.3 se recoge el primer análisis teórico del modelo, en el que distinguimos entre los 2 escenarios en los que hemos centrado el resto del trabajo: un escenario ligero con una partícula menos masiva que la ya descubierta, y un escenario pesado con un nuevo bosón más pesado.

La segunda mitad del trabajo está centrada en los mecanismos teóricos y experimentales que permiten poner las mejores restricciones sobre los parámetros del modelo. Como hemos podido ver, de los parámetros accesibles son el ángulo de mezcla θ y la masa del nuevo escalar en cada escenario los que tienen mayor interés y los únicos accesibles experimentalmente a día de hoy.

En el escenario ligero, tratado en primer lugar, tenemos restricciones tanto de los aceleradores LEP y LHC como de desintegraciones de mesones. Para la región que va desde unos 5 GeV hasta unos 120 GeV son los colisionadores quienes mejor fijan las restricciones. No obstante, por debajo de 5 GeV las restricciones más fuertes las imponen desintegraciones de mesones a canales en los que de un modo u otro deberían participar Higgs ligeros. Como se puede observar, concluimos que se tienen cotas realmente fuertes en la región de 0.1 MeV a 5 GeV.

Por otro lado, en el escenario pesado hemos estudiado las restricciones más importantes hasta un rango de casi 1 TeV. Desde unos 130 GeV hasta 300 GeV las cotas más fuertes se deben a la medida de las conocidas como *Signal Strength* y de las búsquedas infructuosas de un Higgs del Modelo Estándar. A partir de 300 GeV es la predicción teórica de la masa del bosón W quien constriñe más fuertemente el espacio de parámetros ($|\cos\theta|$, m_{h_+}). Existen otras restricciones que es importante conocer y estudiar en modelos más allá del SM, no obstante en este trabajo tan sólo las enumeramos sin entrar a tratarlas en detalle.

Nos encontramos a las puertas de que LHC arranque su segunda etapa y produzca colisiones que, en un principio, van a tener una energía en centro de masas de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Nunca antes se ha alcanzado una energía así en un colisionador, por lo que se entra en un terreno hasta ahora inexplorado y que puede deparar alguna sorpresa. En lo que al xSM respecta, un nuevo bosón escalar cuyos parámetros estén dentro de la región de validez del modelo sería sin duda lo más relevante, de lo contrario nuevas medidas de las *Signal Strength* pondrán nuevas cotas sobre el modelo.

La conclusión más importante, en lo personal, es que una extensión simple como ésta del actual Modelo Estándar ofrece un gran abanico teórico de posibilidades de nueva física.

Referencias

Introducción Histórica

- [1] J. Sánchez Ron, *El Mundo después de la Revolución: La Física de la Segunda Mitad del Siglo XX*. Ed. Pasado y Presente, 2014.
 - [2] E. Klein, *En cherchant Majorana*. Ed.Des Equaters, 2014.
-

Publicaciones Científicas

- [3] M. Gell-Mann, “A Schematic Model of Baryons and Mesons,” *Phys.Lett.*, vol. 8, pp. 214–215, 1964.
 - [4] G. Zweig, “An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1,” 1964.
 - [5] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and H. Leutwyler, “Advantages of the Color Octet Gluon Picture,” *Phys.Lett.*, vol. B47, pp. 365–368, 1973.
 - [6] D. J. Gross and F. Wilczek, “Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 30, pp. 1343–1346, 1973.
 - [7] H. D. Politzer, “Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 30, pp. 1346–1349, 1973.
 - [8] G. 't Hooft and M. Veltman, “Regularization and Renormalization of Gauge Fields,” *Nucl.Phys.*, vol. B44, pp. 189–213, 1972.
 - [9] S. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” *Nucl.Phys.*, vol. 22, pp. 579–588, 1961.
 - [10] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 19, pp. 1264–1266, 1967.
 - [11] A. Salam, “Weak and Electromagnetic Interactions,” *Conf.Proc.*, vol. C680519, pp. 367–377, 1968.
 - [12] F. Englert and R. Brout, “Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 321–323, Aug 1964.
 - [13] P. W. Higgs, “Broken symmetries and the masses of gauge bosons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, Oct 1964.
 - [14] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, “Global conservation laws and massless particles,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 585–587, Nov 1964.
 - [15] A. Pich, “The Standard Model of Electroweak Interactions,” 2012, [arXiv:1201.0537].
 - [16] J. Goldstone, “Field Theories with Superconductor Solutions,” *Nuovo Cim.*, vol. 19, pp. 154–164, 1961.
 - [17] D. O’Connell, M. J. Ramsey-Musolf, and M. B. Wise, “Minimal Extension of the Standard Model Scalar Sector,” *Phys.Rev.*, vol. D75, p. 037701, 2007, [hep-ph/0611014].
 - [18] V. Barger, P. Langacker, M. McCaskey, M. J. Ramsey-Musolf, and G. Shaughnessy, “LHC Phenomenology of an Extended Standard Model with a Real Scalar Singlet,” *Phys.Rev.*, vol. D77, p. 035005, 2008, [arXiv:0706.4311].
 - [19] D. López-Val and T. Robens, “ Δr and the W -boson mass in the singlet extension of the standard model,” *Phys.Rev.*, vol. D90, no. 11, p. 114018, 2014, [arXiv:1406.1043].
 - [20] T. Robens and T. Stefaniak, “Status of the Higgs Singlet Extension of the Standard Model after LHC Run 1,” 2015, [arXiv:1501.02234].
 - [21] G. Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 1–29, 2012, [arXiv:1207.7214].
-

- [22] S. Chatrchyan *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 30–61, 2012, [arXiv:1207.7235].
- [23] J. D. Clarke, R. Foot, and R. R. Volkas, “Phenomenology of a very light scalar ($100 \text{ MeV} \leq m_h \leq 10 \text{ GeV}$) mixing with the SM Higgs,” *JHEP*, vol. 1402, p. 123, 2014, [arXiv:1310.8042].
- [24] R. Chivukula, A. G. Cohen, H. Georgi, B. Grinstein, and A. Manohar, “Higgs Decay into Goldstone Bosons,” *Annals Phys.*, vol. 192, pp. 93–103, 1989.
- [25] J. Batley *et al.*, “New measurement of the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-$ decay,” *Phys.Lett.*, vol. B697, pp. 107–115, 2011, [arXiv:1011.4817].
- [26] S. Friot, D. Greynat, and E. De Rafael, “Rare kaon decays revisited,” *Phys.Lett.*, vol. B595, pp. 301–308, 2004, [hep-ph/0404136].
- [27] A. Dubnickova, S. Dubnicka, E. Goudzovski, V. Pervushin, and M. Secansky, “Kaon decay probe of the weak static interaction,” *Phys.Part.Nucl.Lett.*, vol. 5, pp. 76–84, 2008, [hep-ph/0611175].
- [28] A. Artamonov *et al.*, “Study of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ in the momentum region $140 < P_\pi < 199 \text{ MeV}/c$,” *Phys.Rev.*, vol. D79, p. 092004, 2009, [arXiv:0903.0030].
- [29] R. Aaij *et al.*, “Differential branching fraction and angular analysis of the $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ decay,” *JHEP*, vol. 1302, p. 105, 2013, [arXiv:1209.4284].
- [30] A. Ali, E. Lunghi, C. Greub, and G. Hiller, “Improved model independent analysis of semileptonic and radiative rare B decays,” *Phys.Rev.*, vol. D66, p. 034002, 2002, [hep-ph/0112300].
- [31] J.-T. Wei *et al.*, “Measurement of the Differential Branching Fraction and Forward-Backward Asymmetry for $B \rightarrow K(*) l^+ l^-$,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 103, p. 171801, 2009, [arXiv:0904.0770].
- [32] B. Aubert *et al.*, “Direct CP, Lepton Flavor and Isospin Asymmetries in the Decays $B \rightarrow K(*) \ell^+ \ell^-$,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 102, p. 091803, 2009, [arXiv:0807.4119].
- [33] K.-F. Chen *et al.*, “Search for $B \rightarrow h(*) \nu \bar{\nu}$ decays at Belle,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 99, p. 221802, 2007, [arXiv:0707.0138].
- [34] P. del Amo Sanchez *et al.*, “Search for the Rare Decay $B \rightarrow K \nu \bar{\nu}$,” *Phys.Rev.*, vol. D82, p. 112002, 2010, [arXiv:1009.1529].
- [35] H. Hyun *et al.*, “Search for a Low Mass Particle Decaying into $\mu^+ \mu^-$ in $B^0 \rightarrow K^{*0} X$ and $B^0 \rightarrow \rho^0 X$ at Belle,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 105, p. 091801, 2010, [arXiv:1005.1450].
- [36] J. Lees *et al.*, “Search for di-muon decays of a low-mass Higgs boson in radiative decays of the $\Upsilon(1S)$,” *Phys.Rev.*, vol. D87, no. 3, p. 031102, 2013, [arXiv:1210.0287].
- [37] J. Lees *et al.*, “Search for a low-mass scalar Higgs boson decaying to a tau pair in single-photon decays of $\Upsilon(1S)$,” *Phys.Rev.*, vol. D88, no. 7, p. 071102, 2013, [arXiv:1210.5669].
- [38] J. Lees *et al.*, “Search for a light Higgs boson decaying to two gluons or $s\bar{s}$ in the radiative decays of $\Upsilon(1S)$,” *Phys.Rev.*, vol. D88, no. 3, p. 031701, 2013, [arXiv:1307.5306].
- [39] P. del Amo Sanchez *et al.*, “Search for Production of Invisible Final States in Single-Photon Decays of $\Upsilon(1S)$,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 107, p. 021804, 2011, [arXiv:1007.4646].
- [40] F. Bergsma *et al.*, “Search for Axion Like Particle Production in 400 GeV Proton - Copper Interactions,” *Phys.Lett.*, vol. B157, p. 458, 1985.
- [41] R. Willey and H. Yu, “Neutral Higgs Boson From Decays of Heavy Flavored Mesons,” *Phys.Rev.*, vol. D26, p. 3086, 1982.
- [42] E. Byckling and K. Kajantie, *Particle kinematics*. A Wiley-Interscience publication, Wiley, 1973.
- [43] R. Behrends, R. Finkelstein, and A. Sirlin, “Radiative corrections to decay processes,” *Phys.Rev.*, vol. 101, pp. 866–873, 1956.
- [44] T. Kinoshita and A. Sirlin, “Radiative corrections to Fermi interactions,” *Phys.Rev.*, vol. 113, pp. 1652–1660, 1959.

- [45] T. van Ritbergen and R. G. Stuart, “On the precise determination of the Fermi coupling constant from the muon lifetime,” *Nucl.Phys.*, vol. B564, pp. 343–390, 2000, [hep-ph/9904240].
- [46] M. Steinhauser and T. Seidensticker, “Second order corrections to the muon lifetime and the semileptonic B decay,” *Phys.Lett.*, vol. B467, pp. 271–278, 1999, [hep-ph/9909436].
- [47] A. Pak and A. Czarnecki, “Mass effects in muon and semileptonic $b \rightarrow c$ decays,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 100, p. 241807, 2008, [arXiv:0803.0960].
- [48] D. Lopez-Val and J. Sola, “ Δr in the Two-Higgs-Doublet Model at full one loop level – and beyond,” *Eur.Phys.J.*, vol. C73, no. 4, p. 2393, 2013, [arXiv:1211.0311].
- [49] W. Hollik, “Radiative Corrections in the Standard Model and their Role for Precision Tests of the Electroweak Theory,” *Fortsch.Phys.*, vol. 38, pp. 165–260, 1990.
- [50] W. Hollik, “Twenty years of Δr : The $W - Z$ mass correlation,” *J.Phys.*, vol. G29, pp. 131–140, 2003.
- [51] W. Hollik, “Electroweak theory,” *J.Phys.Conf.Ser.*, vol. 53, pp. 7–43, 2006.
- [52] G. Bozzi, J. Rojo, and A. Vicini, “The Impact of PDF uncertainties on the measurement of the W boson mass at the Tevatron and the LHC,” *Phys.Rev.*, vol. D83, p. 113008, 2011, [arXiv:1104.2056].
- [53] C. Bernaciak and D. Wackerth, “Combining NLO QCD and Electroweak Radiative Corrections to W boson Production at Hadron Colliders in the POWHEG Framework,” *Phys.Rev.*, vol. D85, p. 093003, 2012, [arXiv:1201.4804].
- [54] T. A. collaboration, “Observation and measurement of Higgs boson decays to WW^* with ATLAS at the LHC,” 2014.
- [55] G. Aad *et al.*, “Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector,” *Phys.Rev.*, vol. D91, no. 1, p. 012006, 2015, [arXiv:1408.5191].
- [56] G. Aad *et al.*, “Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector,” *Phys.Rev.*, vol. D90, no. 11, p. 112015, 2014, [arXiv:1408.7084].
- [57] T. A. collaboration, “Evidence for Higgs boson Yukawa couplings in the $H \rightarrow \tau\tau$ decay mode with the ATLAS detector,” 2014.
- [58] G. Aad *et al.*, “Search for the $b\bar{b}$ decay of the Standard Model Higgs boson in associated $(W/Z)H$ production with the ATLAS detector,” *JHEP*, vol. 1501, p. 069, 2015, [arXiv:1409.6212].
- [59] S. Chatrchyan *et al.*, “Measurement of Higgs boson production and properties in the WW decay channel with leptonic final states,” *JHEP*, vol. 1401, p. 096, 2014, [arXiv:1312.1129].
- [60] S. Chatrchyan *et al.*, “Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state,” *Phys.Rev.*, vol. D89, no. 9, p. 092007, 2014, [arXiv:1312.5353].
- [61] V. Khachatryan *et al.*, “Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties,” *Eur.Phys.J.*, vol. C74, no. 10, p. 3076, 2014, [arXiv:1407.0558].
- [62] S. Chatrchyan *et al.*, “Evidence for the direct decay of the 125 GeV Higgs boson to fermions,” *Nature Phys.*, vol. 10, pp. 557–560, 2014, [arXiv:1401.6527].