

El bosón de Higgs: Ruptura espontánea de simetría

Luis Torrejón Machado

Grado en física. Universidad de Zaragoza.

Curso 2014-2015

Índice.

1. Introducción.
2. Toy Model.
3. Ruptura espontánea de simetría y mecanismo de Higgs.
4. Desintegraciones del bosón de Higgs.
5. Producción y detección del bosón de Higgs.
6. Conclusión.
7. Bibliografía.

1.Introducción.

El concepto de simetría es de gran relevancia en la física, de manera que las interacciones fundamentales en el universo pueden dictarse según estas. La importancia de las simetrías radica en que conducen a leyes de conservación, consecuencia del teorema de Noether, que dice que a cada simetría de la naturaleza se le asocia una ley de conservación y viceversa [1,2].

Matemáticamente, una simetría está asociada a una transformación que deja invariante la función de ondas de un sistema físico. Desde el punto de vista físico, la existencia de una simetría implica que una cantidad física no puede medirse de forma absoluta.

Concretamente, todas las interacciones entre partículas pueden explicarse a través de las llamadas simetrías locales de gauge. Este hecho está íntimamente ligado con la idea de que ciertas cantidades físicas se conservan en regiones locales del espacio, es decir, no lo hacen globalmente (en todo el espacio). Trabajaremos la conexión entre simetrías y leyes de conservación en el marco de la teoría de campos para estudiar después la relación existente entre el lagrangiano de un sistema y las reglas de Feynman que nos explican las interacciones existentes en él.

Una transformación gauge es una transformación de fase:

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \psi(x) \quad (1)$$

Este caso corresponde a una transformación de gauge global ya que la transformación es la misma para todos los puntos del espacio. En cambio, si α depende de la coordenada espacio-temporal estaremos hablando de una transformación de gauge local, esto es:

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \psi(x) \quad (2)$$

Como se ha explicado, la invariancia bajo transformaciones gauge implica que la fase no puede determinarse de forma absoluta, pudiendo elegirse su valor en el espacio-tiempo de forma arbitraria. Es importante el hecho de que la elección de este parámetro no cambiará los resultados físicos obtenidos. La familia de transformaciones $U(\alpha) = e^{i\alpha}$ donde el parámetro α pertenece a los números reales forma el grupo abeliano conocido como grupo $U(1)$. Si se reemplaza dicho parámetro por una matriz unitaria $N \times N$ se habla del grupo $SU(N)$. Cuando los elementos del grupo no conmutan se habla de grupo no abeliano.

La teoría de electrodinámica cuántica (QED) es una teoría invariante gauge local bajo el grupo $U(1)$, es decir, se requiere la invariancia del lagrangiano al realizar transformaciones $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \psi(x)$. Como veremos, este hecho nos hace incluir de forma natural un nuevo campo: el bosón mediador de la fuerza electromagnética, el fotón. En el caso de la teoría electrodébil del modelo estándar (simetría $SU(2) \times U(1)$), además del fotón, se incluyen los bosones W^\pm y Z . Bajo esta imposición de simetría no se permite que los bosones de gauge adquieran masa ya que los términos de masa (términos cuadráticos del campo) no son invariantes bajo este tipo de transformación. Aunque este hecho parece no ser un problema en QED debido a que el bosón de gauge asociado a esta teoría no tiene masa, el mismo

problema aparece en el modelo electrodébil para los bosones W y Z, partículas que sabemos que son masivas. De la misma forma, no se permiten términos de masa en el lagrangiano para los fermiones, debido a que no son invariantes gauge [3].

Tenemos que buscar ahora una solución que mantenga la teoría invariante local gauge y que nos permita obtener bosones de gauge y fermiones masivos. Esta consiste en introducir un término de potencial en el lagrangiano que provoque que el sistema no sea invariante en torno al estado de mínima energía (vacío) pero de forma que se siga manteniendo la invariancia inicial requerida. Esta solución es lo que se conoce como ruptura espontánea de simetría de una teoría invariante local gauge, o mecanismo de Higgs.

2. Toy Model.

Antes de aplicar el mecanismo de Higgs en el modelo electrodébil con el cual obtendremos la masa de los bosones de gauge, vamos a ver las consecuencias de aplicarlo al caso más sencillo posible, la teoría invariante gauge bajo el grupo $U(1)$, conocida como QED, en la cual se conserva la carga eléctrica debido a la existencia de dicha simetría.

La imposición de que el lagrangiano de QED, \mathcal{L}_{QED} , sea invariante bajo transformaciones $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \psi(x)$ requiere la introducción de la derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (3)$$

Donde hemos introducido el campo de gauge A_μ o campo del fotón, que transforma de la siguiente manera:

$$A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \quad (4)$$

El lagrangiano invariante para un campo complejo escalar $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$ queda de la siguiente forma:

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi^*)(D_\mu \phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - V(\phi), \quad (5)$$

donde se ha incluido un potencial que preserve la invariancia del lagrangiano de la forma:

$$V(\phi) = \mu^2(\phi^* \phi) + \lambda(\phi^* \phi)^2 \quad (6)$$

Impondremos que el parámetro λ sea positivo para garantizar un mínimo de energía y estudiaremos las consecuencias de que μ^2 sea positivo o negativo.

En primer lugar, si $\mu^2 > 0$ se observa en el término del potencial que existe un mínimo de energía en el origen y que el lagrangiano es invariante en torno a ese punto.

Desarrollando:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= (\partial^\mu + ieA^\mu)\phi^*(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \mu^2|\phi|^2 - \lambda|\phi|^4 = \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi_1^2 - \frac{1}{2}\mu^2\phi_2^2 + \\ &\quad + \frac{e^2}{2}A_\mu^2\phi_1^2 + \frac{e^2}{2}A_\mu^2\phi_2^2 - \frac{\lambda}{4}\phi_1^4 - \frac{\lambda}{4}\phi_2^4 - \frac{\lambda}{2}\phi_1^2\phi_2^2 \end{aligned} \quad (7)$$

Centrándonos en los cuatro primeros términos del lagrangiano vemos que este describe a dos partículas masivas ϕ_1 y ϕ_2 cada una con masa μ . El resto de términos en (7) nos describen las posibles interacciones de ambas partículas, entre las partículas y el fotón, y las autointeracciones de estas partículas.

Si se considera ahora el caso en el cual $\mu^2 < 0$ puede verse que no existe un mínimo en el origen como en el caso anterior, sino que hay un punto crítico no estable:

$$\frac{dV(\phi)}{d\phi} = 2\mu^2|\phi| + 4\lambda|\phi|^3 = |\phi|(2\mu^2 + 4\lambda|\phi|^2) \quad (8)$$

$$\frac{d^2V(\phi)}{d\phi^2} = 2\mu^2 + 12\lambda|\phi|^2 < 0 \text{ en } \phi = 0 \quad (9)$$

Al anular la primera derivada del potencial se comprueba que existe otro extremo relativo en:

$$|\phi| = \pm v' \quad \text{siendo} \quad v' = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \quad (10)$$

Efectivamente, en este caso la segunda derivada confirma que tenemos un mínimo de energía cuando el módulo del campo complejo cumple la anterior igualdad.

Recordando que $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$, podemos expresar la condición de mínimo como:

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2 \quad (11)$$

Siendo ahora:

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (12)$$

Para analizar el espectro de partículas se estudia el lagrangiano mediante pequeñas perturbaciones en torno al vacío. De los infinitos mínimos de energía posibles elegimos arbitrariamente $\phi_1 = v$ y $\phi_2 = 0$ sin perder generalidad en el cálculo debido a la simetría del sistema. A partir de esta elección definimos dos nuevos campos de forma que el vacío se sitúe en nuestro nuevo origen: $\eta = \phi_1 - v$ y $\xi = \phi_2$.

A partir de η y ξ el vacío queda expresado de la siguiente manera:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left((v + \eta(x)) + i\xi(x) \right), \quad (13)$$

donde $\eta(x)$ y $\xi(x)$ representan fluctuaciones en torno al mínimo.

Se desarrolla el lagrangiano en torno al vacío en función de los nuevos campos haciendo uso de las siguientes relaciones:

$$|\phi|^2 = \frac{1}{2}((v + \eta)^2 + \xi^2) \quad ; \quad v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad ; \quad \partial_\mu v = 0 \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= (\partial^\mu + ieA^\mu)\phi^*(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \mu^2|\phi|^2 - \lambda|\phi|^4 = \\ &= \frac{1}{2}(\partial^\mu\partial_\mu)(\phi_1^2 + \phi_2^2) + \frac{1}{2}e^2A_\mu A^\mu(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{\mu^2}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (15)$$

Despreciando términos de alto orden e interacciones entre campos:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \lambda v^2 \eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 - evA_\mu(\partial^\mu \xi) + \text{otros} \quad (16)$$

Identificamos en el lagrangiano las siguientes partículas: una partícula escalar masiva η , una partícula sin masa ξ y lo más importante, un fotón de masa ev (para un campo V cualquiera, el término de masa correspondiente es de la forma $\frac{1}{2}masa^2 V^2$, por lo que en nuestro lagrangiano el término perteneciente al fotón es $\frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2$). Esto se debe a que aunque el lagrangiano mantiene su simetría original en ϕ_1 y en ϕ_2 , no lo hace para los campos η y ξ (en torno al vacío): se ha provocado la ruptura espontánea de simetría. Sin embargo existe el inconveniente de que para dotar a nuestro bosón de gauge de masa hemos provocado la existencia de otro bosón no masivo (bosón de Goldstone), además de un término cruzado entre A_μ y ξ de difícil interpretación: $evA_\mu(\partial^\mu \xi)$. Este bosón no masivo es consecuencia directa del teorema de Goldstone el cual explica que al romper “espontáneamente” una simetría global aparece un bosón no masivo.

Para solucionar estos problemas buscamos una transformación de gauge que elimine uno de los campos en el lagrangiano, concretamente el campo ξ . Esto es, buscamos un valor del parámetro de fase α tal que ϕ y A_μ se transformen de manera que eliminemos el campo no deseado.

Mirando a los términos que involucran este campo además del término de masa del fotón, se observa que podemos reescribirlos de la siguiente forma:

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 - evA_\mu(\partial^\mu \xi) + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 = \frac{1}{2}e^2 v^2 \left[A_\mu - \frac{1}{ev}(\partial_\mu \xi) \right]^2 = \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu'^2 \quad (17)$$

Recordamos que al imponer la condición de invariancia en el lagrangiano original, habíamos exigido que el campo A_μ transformara de la siguiente manera:

$$A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha \quad (18)$$

Comparando las dos últimas expresiones, podemos ver que al realizar la elección $\alpha = -\xi/v$ eliminamos el campo ξ sin influir en el resultado físico ya que como sabemos la elección de α es completamente arbitraria. Esta elección de gauge se conoce como gauge unitario e implica aplicar el mecanismo de ruptura espontánea de simetría sobre una simetría local de gauge ya que $\alpha = \alpha(\xi)$.

Volviendo a la definición de nuestro nuevo campo definido al desplazar el origen al mínimo de energía se observa lo siguiente:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}((v + \eta) + i\xi) \cong \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta)e^{i\frac{\xi}{v}} \quad (19)$$

Elegido ahora el parámetro de gauge, el campo ϕ se transformará según:

$$\phi' \rightarrow e^{\frac{-i\xi}{v}} \phi = e^{\frac{-i\xi}{v}} \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta) e^{\frac{i\xi}{v}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) \quad (20)$$

Hemos introducido en la última igualdad un campo real h . Al aplicar el mecanismo de Higgs sobre una teoría local de gauge observaremos que los términos con ξ desaparecen manteniendo el bosón de gauge masivo y apareciendo a su vez una partícula escalar masiva: el bosón de Higgs.

Se desarrollan los términos del lagrangiano en el gauge unitario:

Término $(D^\mu \phi^*)(D_\mu \phi)$:

$$\begin{aligned} & (\partial^\mu + ieA^\mu) \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) (\partial_\mu - ieA_\mu) \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h) = \\ & = \frac{1}{2} (\partial^\mu v + \partial^\mu h + ieA^\mu(v + h)) \cdot (\partial_\mu v + \partial_\mu h - ieA_\mu(v + h)) = \\ & = \frac{1}{2} (\partial^\mu h) (\partial_\mu h) - \frac{1}{2} e^2 A_\mu^2 v^2 + e^2 A_\mu^2 h v + \frac{1}{2} e^2 A_\mu^2 h^2 \end{aligned} \quad (21)$$

Para llegar a la última igualdad se ha utilizado la condición $\partial_\mu v = 0$

Tomando ahora el término del potencial $V(h)$:

$$V(h) = \mu^2 \frac{1}{2} (v + h)^2 + \lambda \frac{1}{4} (v + h)^4$$

Hacemos uso de la relación $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ para su desarrollo:

$$\begin{aligned} V(h) &= -\frac{v^2 \lambda}{2} (v^2 + h^2 + 2vh) + \frac{\lambda}{4} (v^4 + h^4 + 4v^2 h^2 + 2h^2 v^2 + 4v^3 h + 4vh^3) = \\ &= -\frac{\lambda v^4}{4} + \frac{\lambda h^4}{4} + v h^3 \lambda + v^2 h^2 \lambda \end{aligned} \quad (22)$$

Despreciando el factor constante $-\frac{\lambda v^4}{4}$ en el término del potencial obtenemos finalmente:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu^2 + e^2 A_\mu^2 h v + \frac{1}{2} e^2 h^2 A_\mu^2 - \frac{1}{4} \lambda h^4 - v h^3 \lambda - v^2 h^2 \lambda - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (23)$$

Satisfactoriamente el bosón de Goldstone ya no aparece en nuestro lagrangiano, que describe dos partículas masivas en interacción: un bosón de gauge A_μ (fotón) y una partícula escalar h (Higgs). Además de los términos de masa del fotón y del bosón de Higgs, aparecen en el lagrangiano términos de interacción entre ambos y del campo h consigo mismo. Todo esto es consecuencia del mecanismo de Higgs. Así pues, el lagrangiano del sistema nos proporciona información sobre las partículas existentes en la teoría que describe y las interacciones existentes entre ellas.

A partir de los términos de masa en el lagrangiano obtenemos una expresión para la masa del fotón (distinta de cero en este modelo) y del bosón de Higgs:

$$1) \quad \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu^2 \quad m_\gamma = ev \quad (24)$$

$$2) \quad v^2h^2\lambda \quad m_h = \sqrt{2v^2\lambda} \quad (25)$$

Analizamos ahora los términos de interacción entre el fotón y el Higgs. A partir del lagrangiano vemos que el modelo nos dice que existen dos formas posibles de interacción entre estos dos bosones:

- 1) $e^2A_\mu^2hv$ interacción de dos fotones con un bosón de Higgs
- 2) $\frac{1}{2}e^2h^2A_\mu^2$ interacción de dos fotones con dos bosones de Higgs

El factor de proporcionalidad en cada uno de los términos anteriores nos indica el acoplamiento de la interacción existente y es denominado vértice de interacción. Podemos ver que en ambos casos, este factor es proporcional a la masa del fotón siendo em_γ y $m_\gamma^2/2v^2$ respectivamente, lo que nos indica que la masa del fotón está íntimamente relacionada con como interacciona este con el bosón de Higgs.

Enumeramos el resto de términos de interacción, que corresponden a la existente entre 3 y 4 bosones de Higgs:

- 3) $vh^3\lambda$ interacción entre tres bosones de Higgs
- 4) $\frac{1}{4}\lambda h^4$ interacción entre cuatro bosones de Higgs

Los vértices de interacción para estos dos términos son $v\lambda$ y $\lambda/4$ respectivamente.

Finalmente, podemos obtener más información sobre el bosón de Higgs generado a partir del lagrangiano como lo es su espín. Esta propiedad puede obtenerse a partir de los términos que lo describen:

$$\mathcal{L}(h) = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 \quad (26)$$

Al aplicar las ecuaciones de Euler-Lagrange obtenemos la siguiente ecuación del movimiento para el campo h:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + 2v^2\lambda)h = 0 \quad (27)$$

Este resultado indica que el bosón de Higgs cumple la ecuación de Klein-Gordon que describe campos escalares (de espín cero) en teoría cuántica de campos. Podemos intuir, por tanto, que esta partícula tendría espín cero.

En esta sección hemos desarrollado un *toy model* que nos ha ayudado en la comprensión del mecanismo de generación de masas. En este modelo la masa del fotón, a diferencia de cómo veremos posteriormente, no es nula.

3. Ruptura espontánea de simetría y mecanismo de Higgs.

Una vez comprendido cómo funciona el mecanismo de Higgs, vamos a aplicarlo a un caso real: la teoría electrodébil del modelo estándar. Esta teoría está basada en la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, la cual implica la conservación del isospín y la hipercarga débil. El modelo estándar se basa en la conjunción de esta simetría junto con la simetría de color $SU(3)_C$ en la cual se basa la cromodinámica cuántica (QCD). Al producir ruptura espontánea de simetría a la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ conseguiremos generar masa en los bosones W^\pm y Z además de mantener el fotón no masivo.

Para conseguir la generación de masas deseada, podemos centrarnos en la parte escalar del lagrangiano electrodébil, esto es:

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi^*)(D_\mu \phi) - V(\phi) \quad (28)$$

Donde $V(\phi)$ tiene la misma forma que en (6) con $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$.

Al igual que en el *toy model*, tenemos que introducir una derivada covariante y un campo tales que garanticemos la invariancia gauge del lagrangiano respecto de este campo.

La derivada covariante asociada a la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ es:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu \quad (29)$$

En (29) se han introducido 4 campos de gauge: W_1, W_2, W_3 y B_μ .

Debemos buscar ahora la forma de elegir cuatro campos reales escalares, uno por cada bosón incluido en el modelo. Para mantener la simetría del lagrangiano solo podemos incluirlos como multipletes de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La elección tomada es organizar estos cuatro campos en un doblete de isospín (agrupación de los campos en dos estados de tercera componente de isospín débil distintos: $\pm 1/2$) con hipercarga débil $Y = 1$, de la forma:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{siendo} \quad \begin{aligned} \phi^+ &= (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2} \\ \phi^0 &= (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2} \end{aligned} \quad (30)$$

Estas elecciones fueron de hecho las tomadas originalmente por Weinberg en 1967 y de esta forma se especifica completamente el modelo estándar de interacciones electrodébiles.

Como en el apartado anterior, nos encontramos que existe un extremo relativo no estable en el origen para el potencial en función de los campos definidos. Por ello elegimos arbitrariamente un vacío de todas las elecciones posibles a fin de desplazar el origen a este y poder realizar un análisis perturbativo que nos muestre correctamente el espectro de partículas. Elegimos el vacío de forma que $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ y $\phi_3 = v$. Análogamente a como habíamos trabajado antes, trasladamos nuestro origen al mínimo de energía y

realizamos la elección de gauge adecuada (gauge unitario). El vacío queda expresado de la siguiente manera:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (31)$$

Como hemos explicado anteriormente, además de dotar de masa a los bosones W^\pm y Z , mantendremos el fotón no masivo. Este hecho se debe a que si al trabajar sobre el vacío existe un subgrupo de transformaciones para el cual este todavía sigue invariante, el bosón asociado con dicho subgrupo no obtendrá masa a través del mecanismo de Higgs (no se rompe la simetría). Concretamente vamos a ver que el subgrupo de transformaciones para el cual el vacío se mantiene invariante es el grupo $U(1)_{em}$ por el cual la carga eléctrica se conserva. Es precisamente por la búsqueda de este resultado que se ha elegido un doblete de isospín con hipercarga $Y = 1$ y una elección del vacío como está dada en (31).

Vamos a comprobar de una forma rápida si las simetrías asociadas a los bosones de gauge han sido o no rotas. Como ya sabemos, la invariancia gauge implica que $e^{i\alpha Z}\phi_0 = \phi_0$, siendo Z el generador del grupo de simetría correspondiente. Para una transformación infinitesimal se cumple $(1 + i\alpha Z)\phi_0 = \phi_0 \rightarrow Z\phi_0 = 0$. Vemos pues que se cumple esta condición para $U(1)_{em}$ mientras que no lo hace para $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$:

$SU(2)_L$:

$$W_1 \quad \tau_1 \phi_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \rightarrow \text{simetría rota} \quad (32)$$

$$W_2 \quad \tau_2 \phi_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} = \frac{-i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \rightarrow \text{simetría rota} \quad (33)$$

$$W_3 \quad \tau_3 \phi_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} = \frac{-1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \neq 0 \rightarrow \text{simetría rota} \quad (34)$$

$U(1)_Y$:

$$B_\mu \quad Y\phi_0 = Y \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \neq 0 \rightarrow \text{simetría rota} \quad (35)$$

El generador de la simetría $U(1)_{em}$ es:

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \quad (36)$$

Donde identificamos T^3 como la tercera componente del isospín. Debido a la elección del mínimo de energía realizada anteriormente en la cual $T^3 = -\frac{1}{2}$ y $Y = 1$, obtenemos que el vacío es neutro, es decir, $Q = 0$.

En consecuencia:

$$Q\phi_0 = 0 \rightarrow \text{no se rompe la simetría} \quad (37)$$

Lo que hemos visto significa que los cuatro bosones de gauge asociados a los campos W_1, W_2, W_3 y B_μ adquirirán masa a través del mecanismo de Higgs. Por la teoría electrodébil,

sabemos que los campos W_1 y W_2 forman los bosones W^\pm mientras que W_3 y B_μ se mezclan para formar los bosones neutros Z y el fotón de forma que la mezcla entre estos campos mantiene γ no masivo (ver (98)).

Nos centramos en calcular las masas de los bosones de gauge, pudiendo trabajar únicamente con la siguiente parte del lagrangiano para obtener estos resultados:

$$\left(D^\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\right) \left(D^\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\right) \quad (38)$$

Desarrollamos el término anterior:

$$\begin{aligned} D^\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} &= \left[\partial_\mu + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \\ &= \left[\partial_\mu + ig \frac{1}{2} (\tau_1 W_1 + \tau_2 W_2 + \tau_3 W_3) + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \\ &= \left[ig \frac{1}{2} \left(\begin{pmatrix} 0 & W_1 \\ W_1 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -iW_2 \\ iW_2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} W_3 & 0 \\ 0 & -W_3 \end{pmatrix} \right) + ig' \frac{1}{2} \begin{pmatrix} Y & 0 \\ 0 & Y \end{pmatrix} B_\mu \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \\ &= \frac{i}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} gW_3 + g'Y B_\mu & g(W_1 - iW_2) \\ g(W_1 + iW_2) & -gW_3 + g'Y B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \\ &= \frac{i}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} g(W_1 - iW_2) \\ -gW_3 + g'Y B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (39)$$

Análogamente:

$$D^\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \frac{-iv}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} g(W_1 + iW_2) \\ -gW_3 + g'Y B_\mu \end{pmatrix} \quad (40)$$

Finalmente llegamos al siguiente resultado:

$$\left(D^\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\right) \left(D^\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\right) = \frac{1}{8} v^2 \left[g^2 (W_1^2 + W_2^2) + (-gW_3 + g'Y B_\mu)^2 \right] \quad (41)$$

Reescribimos nuestro resultado en función de los campos de gauge reales W^\pm, Z y A_μ . En primer lugar podemos reescribir el término que contiene a W_1 y W_2 en un término que contenga W^\pm utilizando la relación:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1 \mp iW_2) \quad (42)$$

Haciendo uso de esta última igualdad:

$$g^2 (W_1^2 + W_2^2) = g^2 (W^{+2} + W^{-2}) \quad (43)$$

Para reescribir ahora el término que está en función de W_3 y B_μ nos damos cuenta de que se cumple la siguiente expresión:

$$(-gW_3 + g'Y B_\mu)^2 = (W_3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg'Y \\ -gg'Y & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (44)$$

Con esta última relación podemos explicar el por qué de la elección del valor de la hipercarga $Y = +1$. Nos damos cuenta que sólo si $Y \neq 0$ los campos W_3 y B_μ pueden mezclarse. Además si $Y = \pm 1$ el determinante de la matriz de mezcla entre ambos campos es nulo y podemos conseguir que una de las combinaciones genere un bosón sin masa. Se calculan los autovalores de la matriz de mezcla y sus correspondientes autovectores:

$$\lambda = 0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \begin{pmatrix} g' \\ g \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g'W_3 + gB_\mu) \quad (45)$$

$$\lambda = (g^2 + g'^2) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \begin{pmatrix} g \\ -g' \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (gW_3 - g'B_\mu) \quad (46)$$

De esta manera identificamos el primer autovector con el campo del fotón A_μ y el segundo con el bosón Z . Con estas asignaciones, podemos reescribir el término que involucra W_3 y B_μ de la siguiente manera:

$$(-gW_3 + g'Y B_\mu)^2 = (g^2 + g'^2)Z^2 + 0 \cdot A_\mu^2 \quad (47)$$

Finalmente, al sustituir (43) y (47) en (41), obtenemos:

$$\left(D^\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right) \left(D_\mu \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right) = \frac{1}{8} v^2 [g^2 (W^+)^2 + g^2 (W^-)^2 + (g^2 + g'^2)Z^2 + 0 \cdot A_\mu^2] \quad (48)$$

Una vez calculado este término del lagrangiano, podemos identificar los términos de masa de los bosones de gauge y calcular así sus masas:

$$M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{(g^2 + g'^2)} \quad (49)$$

$$M_{W^+} = M_{W^-} = \frac{1}{2} vg \quad (50)$$

$$M_\gamma = 0 \quad (51)$$

Debido a que los parámetros g y g' son parámetros libres, el modelo estándar no realiza predicciones absolutas sobre las masas de los bosones W y Z . Si podemos ver de las expresiones obtenidas que las masas de los bosones cargados W^\pm son iguales, y que siempre se cumplirá $M_Z \geq M_W$.

Es importante destacar que el modelo ha sido construido bajo el requerimiento de que la simetría asociada a $U(1)_{em}$ no sea rota, por lo que $M_\gamma = 0$ es una consistencia de los cálculos y no una predicción teórica.

Podemos relacionar los parámetros g y g' a través del ángulo de Weinberg, el cual se usa para describir la mezcla entre los campos B_μ y W_3 :

$$\frac{g'}{g} = \tan \theta_W \quad (52)$$

Haciendo uso de esta igualdad podemos relacionar la masa de los bosones W y Z :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (53)$$

Por tanto vemos que la mezcla entre campos dada por el ángulo de Weinberg causa que exista una diferencia de masas entre los bosones W y Z de manera que en el límite $\theta_W = 0$ obtenemos $M_Z = M_W$.

De forma análoga a como lo habíamos hecho para el *toy model*, al desarrollar los términos del lagrangiano que involucran al campo real h , a través del potencial de Higgs, nos encontramos una partícula escalar: el bosón de Higgs. Si expandimos el término de potencial $V(\phi)$ podemos obtener su correspondiente valor de masa:

$$m_h = \sqrt{2v^2\lambda} \quad (54)$$

Al igual que para los bosones de gauge, el modelo no predice un valor absoluto para la masa del bosón de Higgs ya que λ es un parámetro libre.

Hemos visto pues que el modelo estándar no nos predice valores absolutos de la masa del Higgs y de los bosones W y Z . Sin embargo, podemos realizar algunas acotaciones sobre estas. Como vemos en los resultados (49), (50) y (54), estos están en función de los parámetros g , g' , λ y v , siendo libres los tres primeros. Podemos conocer el valor de v de las relaciones (49) y (53). Elevando al cuadrado ambas expresiones y sustituyendo la primera en la segunda, llegamos al siguiente resultado (se hace uso de unidades naturales):

$$\frac{1}{2v^2} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (55)$$

Reescribimos la anterior expresión a partir de la siguiente igualdad:

$$\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}, \quad (56)$$

donde G_F es la constante de Fermi. De esta manera:

$$v = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2}G_F}} \quad (57)$$

A partir del valor experimental $G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$:

$$v \cong 246 \text{ GeV} \quad (58)$$

Este valor de energía es conocido como valor esperado del vacío.

Conocido ahora el valor esperado del vacío, y a partir de la relación $e = g \sin \theta_w$ de QED, donde e es la unidad de carga elemental, podemos expresar las masas de los bosones Z y W como se muestra a continuación:

$$M_W = \frac{37.3}{\sin \theta_w} \text{ GeV} \quad (59)$$

$$M_Z = \frac{74.6}{\sin 2\theta_w} \text{ GeV} \quad (60)$$

Asumiendo que no conocemos el ángulo de Weinberg, obtenemos las relaciones:

$$M_W \geq 37.3 \text{ GeV} \quad y \quad M_Z \geq 74.6 \text{ GeV} \quad (61)$$

Se ha obtenido de esta manera un límite inferior a los posibles valores de masa de ambos bosones. Los valores experimentales medidos son $M_W = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}$ y $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ [4], lo que corrobora las predicciones del modelo.

Hasta el momento hemos visto como el mecanismo de Higgs consigue dotar con masa a los bosones de gauge a la vez que mantenemos nuestra teoría invariante gauge local, solucionando así el problema por el cual los bosones eran no masivos. Vamos a comprobar ahora como el mecanismo de Higgs soluciona también el otro problema expuesto inicialmente, la generación de masa de los fermiones.

En el lagrangiano del modelo estándar, los términos $-m\bar{\psi}\psi$ están prohibidos por invariancia gauge: si descomponemos este término en estados quirales, es decir: $-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$, se puede comprobar que los términos de izquierdas y de derechas no transforman de la misma manera ya que los fermiones de izquierdas forman dobletes de isospín mientras que los de derechas forman singletes. Este problema puede ser resuelto introduciendo “a mano” un término que incluye el campo de Higgs: $-\lambda_f(\bar{\psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi\psi_L)$ donde λ_f es el denominado acoplamiento de Yukawa. El campo de Higgs incluido es el mismo doblete que habíamos utilizado al aplicar la ruptura de simetría al modelo electrodébil por lo que al aplicar la ruptura de simetría, el valor elegido del vacío es de la forma expuesta en (31).

Vamos a centrarnos en los leptones, concretamente en el electrón (para el resto de leptones el procedimiento es el mismo). El término incluido en el lagrangiano es:

$$\mathcal{L}_e = -\lambda_e \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(\bar{\nu}, \bar{e})_L \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} e_R + e_R (0, v + h) \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \right] \quad (62)$$

Desarrollando el término anterior:

$$\mathcal{L}_e = -\lambda_e \frac{1}{\sqrt{2}} v \bar{e}e - \lambda_e \frac{1}{\sqrt{2}} h \bar{e}e \quad (63)$$

Vemos que el término introducido en el lagrangiano nos da un término de masa para el electrón y otro que describe la interacción entre este y el bosón de Higgs.

Por inspección del término de masa del electrón:

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \quad (64)$$

De igual manera que para el resto de casos en los cuales hemos aplicado la ruptura de simetría, la masa del electrón no es predicha de forma absoluta en el modelo al ser λ_e un parámetro libre.

En cuanto al acoplamiento entre el Higgs y el electrón podemos ver que es proporcional a la masa del último (m_e/v).

Hemos conseguido a través de la introducción de un nuevo término en el lagrangiano que los leptones sean dotados de masa. Sin embargo, a través de este mecanismo solo los leptones “down” del doblete de isospín la adquieren, de forma que al aplicar este mecanismo para las familias de quarks no todos ellos serán masivos en el modelo. A fin de conseguir dar masa a los quarks u , c y t (la teoría predice masa nula para los neutrinos) necesitamos incluir otro término más en el lagrangiano. Por suerte, es posible incluir un nuevo término haciendo uso del mismo campo de Higgs que en el caso anterior y que mantenga la simetría original:

$$\mathcal{L}_{up} = \lambda_f \bar{\chi}_L \tilde{\phi}^c \phi_R + \text{complejo conjugado} \quad (65)$$

donde:

$$\tilde{\phi}^c = -i\tau_1 \phi^* = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix} \quad (66)$$

La parte del lagrangiano correspondiente a la expresión más general posible que dota de masa a los fermiones se denomina lagrangiano de Yukawa, el cual se muestra a continuación (omitiendo la parte compleja conjugada):

$$-\mathcal{L}_{Yukawa} = Y_{ij}^d \bar{Q}_{Li} \phi d_{Rj} + Y_{ij}^u \bar{Q}_{Li} \tilde{\phi}^c u_{Rj} + Y_{ij}^l \bar{L}_{Li} \phi l_{Rj} \quad (67)$$

El lagrangiano anterior nos da todas las posibles combinaciones entre campos fermiónicos, resumidos en la Tabla 1. En la representación de los campos se incluye el subíndice i que representa las tres familias posibles.

<i>Campo</i>	ψ
Quarks <i>left handed</i>	Q_{Li}
Quarks <i>right handed</i> tipo <i>up</i>	u_{Ri}
Quarks <i>right handed</i> tipo <i>down</i>	d_{Ri}
Leptones <i>left handed</i>	L_{Li}
Leptones <i>right handed</i>	l_{Ri}

Tabla 1. Representaciones de los distintos campos fermiónicos.

En (67) el primer término es el añadido para obtener las masas de los quarks down mientras que el segundo nos daría las de los quarks up y el tercero las de los leptones.

Como vimos para el caso de los leptones, el acoplamiento de Yukawa utilizado era un escalar, sin embargo, en (67), que representa el caso más general posible, los acoplamientos

entre los campos de los quarks vienen dados por las matrices Y_{ij} de forma que introducimos términos de mezcla entre dos familias i y j distintas. La inclusión de estos términos cruzados dificulta la interpretación de los distintos campos al no tener una masa bien definida. A fin de solucionar este problema se realiza un cambio de base en la cual las matrices de acoplamiento entre distintas familias sean diagonales. Este cambio de base provocará también un cambio en los términos de interacción de forma que aparecerán términos entre campos de distintas familias (*quark mixing*).

De esta forma hemos presentado de forma ampliada el mecanismo de ruptura espontánea de simetría o mecanismo de Higgs, y la generación de masas de bosones de gauge y fermiones en el Modelo Estándar de la física de partículas. Así mismo, hemos obtenido masas y vértices de interacción a partir del lagrangiano correspondiente. Estos vértices se utilizarán en los cálculos que presentamos en la siguiente sección.

4. Desintegraciones del bosón de Higgs.

Hasta ahora se ha visto en qué consiste la ruptura espontánea de simetría de una teoría gauge local y cuáles son sus consecuencias. La inclusión del mecanismo de Higgs en nuestra teoría provoca que aparezcan una serie de términos en el lagrangiano que describen una nueva partícula escalar, el bosón de Higgs, la cual interacciona con el resto de partículas del sistema estudiado. La interacción del Higgs con otras partículas puede ser descrita en base a su acoplamiento, el cual sabemos que podemos obtener a partir del término del lagrangiano que describe dicha interacción.

Si analizamos todos los acoplamientos que hemos obtenido en casos anteriores, podemos ver que estos son función de la masa de la partícula que interacciona con el Higgs. Concretamente, el acoplamiento entre el Higgs y dos fermiones es directamente proporcional a la masa del fermión como pudimos ver en el caso de la interacción Higgs-electrón-electrón.

Se estudia a continuación posibles casos de desintegración del bosón de Higgs: a dos fermiones (quarks *bottom* b , *charm* c y el leptón *tau* τ) y dos bosones gauge (Z y W^\pm). Primero, calculamos la anchura de desintegración en estos procesos. Luego estimamos la razón de desintegración y, finalmente, resumimos los canales posibles de producción de la partícula de Higgs.

- *Desintegración del Higgs a dos fermiones* $H \rightarrow f\bar{f}$

Para analizar este proceso se hace uso de las reglas de Feynman sobre el diagrama correspondiente al proceso estudiado, el cual se muestra a continuación:

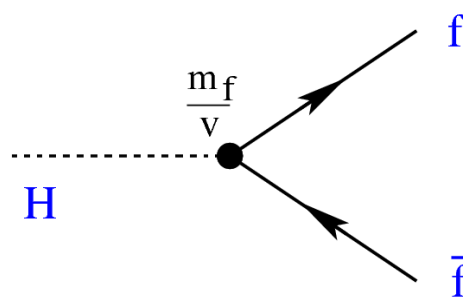


Ilustración 1. Diagrama de Feynman de un proceso $H \rightarrow f\bar{f}$

En el vértice de interacción se muestra el acoplamiento de Higgs a fermiones generalizado del acoplamiento al electrón discutido anteriormente. En este caso la regla de Feynman del vértice es: m_f/v .

La probabilidad de que ocurra un proceso de desintegración de una partícula en un sistema de referencia en el cual la partícula está en reposo y va a parar a otras dos partículas de igual masa viene dada por la siguiente fórmula **[2,3]**:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{|M|^2}{32\pi^2 S} |p_f| S \quad (68)$$

En (68) se hace uso del elemento de matriz de dispersión (*Scattering*) M que calcularemos a partir de las reglas de Feynman, del momento de las partículas producidas en la desintegración p_f , de la variable de Mandelstam s y de la cantidad $S = 1/n!$, siendo n el número de partículas idénticas en el proceso.

A partir del diagrama expuesto anteriormente obtenemos:

$$-iM = \bar{u}(p_1) \frac{im_f}{v} v(-p_2) \quad (69)$$

$$iM = \bar{v}(-p_2) \frac{-im_f}{v} u(p_1) \quad (70)$$

donde $u(p)$ es el espinor asociado al fermión y $v(p)$ es el del antifermión, cada uno en función de su correspondiente momento.

Haciendo el producto de (69) y (70) y teniendo en cuenta el espín de las partículas:

$$\begin{aligned} M^2 &= \left(\frac{mf}{v}\right)^2 \sum_{s_1, s_2} \bar{v}_{s_2}(-p_2) u_{s_1}(p_1) \bar{u}_{s_1}(p_1) v_{s_2}(-p_2) = \\ &= \left(\frac{mf}{v}\right)^2 \sum_{s_1} u_{s_1}(p_1) \bar{u}_{s_1}(p_1) \sum_{s_2} \bar{v}_{s_2}(-p_2) v_{s_2}(-p_2) \end{aligned} \quad (71)$$

Para desarrollar la expresión anterior, hacemos uso de las siguientes relaciones de diracología:

$$\sum_{s_1} u_{s_1}(p_1) \bar{u}_{s_1}(p_1) = Tr(\not{p}_1 + m_f) \quad (72)$$

$$\sum_{s_2} \bar{v}_{s_2}(-p_2) v_{s_2}(-p_2) = Tr(-\not{p}_2 - m_f) \quad (73)$$

De esta manera obtenemos:

$$\begin{aligned} M^2 &= \left(\frac{mf}{v}\right)^2 Tr(\not{p}_1 + m_f) Tr(-\not{p}_2 - m_f) = \\ &= \left(\frac{mf}{v}\right)^2 (-Tr(\not{p}_1 \cdot \not{p}_2) - m_f^2) = \\ &= \left(\frac{mf}{v}\right)^2 (-4p_1 p_2 - 4m_f^2) \end{aligned} \quad (74)$$

Para llegar a (74) se ha hecho uso de la siguiente propiedad:

$$Tr(n^{\circ} \text{ impar } \gamma) = 0 \quad (75)$$

Para reescribir (74) hacemos uso de la masa invariante del sistema, la variable de Mandelstam s , que en nuestro caso cumple las siguientes relaciones:

$$s = m_h^2 \quad (76)$$

$$s = (p_1 - p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \quad (77)$$

Además:

$$p_1^2 = p_2^2 = m_f^2 \quad (78)$$

Las relaciones anteriores nos llevan a la siguiente igualdad:

$$M^2 = \left(\frac{mf}{v}\right)^2 = \left(\frac{mf}{v}\right)^2 2m_h^2 \beta^2 \quad (79)$$

donde:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{m_h^2}} \quad (80)$$

Llevando nuestro resultado a la ecuación (68), incluyendo el número de color N_c (para quarks) y sabiendo que $p_f = \frac{1}{2}\beta\sqrt{s}$ y $S = 1$:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{N_c m_h}{32\pi^2} \left(\frac{mf}{v}\right)^2 \beta^3 \quad (81)$$

Integrando sobre el ángulo sólido $\int d\Omega = 4\pi$ obtenemos finalmente:

$$\Gamma(h \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c}{8\pi v^2} m_f^2 m_h \beta^3 \quad (82)$$

siendo m_f la masa del fermión, m_h la masa del bosón de Higgs y β viene dada por (80).

Vemos en este resultado que la desintegración del Higgs a dos fermiones es proporcional al cuadrado de la masa del fermión a considerar, lo que indica que serán más probables los procesos que involucran fermiones pesados. Hay que tener en cuenta también que el proceso producido debe ser energéticamente posible, de forma que el bosón de Higgs no podrá nunca desintegrarse en fermiones cuya suma de masas exceda la del propio Higgs. Este es el caso del quark top en el Modelo Estándar cuya masa es $m_t = 175 \text{ GeV}$.

- Desintegración del Higgs a dos bosones de gauge $H \rightarrow VV$

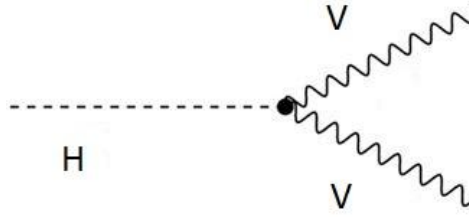


Ilustración 2. Diagrama de Feynman de un proceso $H \rightarrow VV$; $V = Z, W$

Leyendo el vértice del diagrama anterior:

$$M^2 = \left(\frac{gM_V^2}{M_W} \right)^2 \sum_{\lambda, \delta} g_{\mu\nu} \varepsilon_\lambda^{\mu*}(p) \varepsilon_\delta^{\nu*}(q) g_{\alpha\beta} \varepsilon_\lambda^\alpha(p) \varepsilon_\delta^\beta(q) \quad (83)$$

En este caso, los bosones de gauge se representan a partir de vectores de polarización que describen los estados de helicidad de los mismos (λ y μ respectivamente). Se les ha asignado a los bosones momentos p y q respectivamente.

Desarrollamos la expresión anterior sabiendo que se cumple la siguiente relación:

$$\sum_\lambda \varepsilon_\mu^{\lambda*} \varepsilon_\nu^\lambda = -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{M^2} \quad (84)$$

De esta manera:

$$M^2 = \left(\frac{gM_V^2}{M_W} \right)^2 \left(2 + \frac{(p \cdot q)^2}{M_V^4} \right) \quad (85)$$

Como en el caso anterior, hacemos uso de la variable s para reescribir la ecuación anterior:

$$M^2 = \frac{g^2}{4M_W^2} m_h^4 \left(1 - x + \frac{3}{4}x^2 \right) \quad \text{con } x = \frac{4M_V^2}{m_h^2} \text{ y } V = Z, W \quad (86)$$

Una vez calculado el elemento de matriz correspondiente, sustituimos este en (68), obteniendo la siguiente expresión para la desintegración del Higgs a dos bosones de gauge:

$$\Gamma(h \rightarrow VV) = \frac{g^2 S_{VV}}{64\pi M_W^2} m_h^3 \left(1 - x + \frac{3}{4}x^2 \right) \sqrt{1-x} \quad \text{con } S_{WW,ZZ} = 1, \frac{1}{2} \quad (87)$$

y donde $x = \frac{4M_V^2}{m_h^2}$, ($V = Z, W$), M_W es la masa del bosón W , y m_h es la masa del bosón de Higgs.

Una vez calculadas las amplitudes de desintegración del bosón de Higgs, se realiza un estudio de las razones de desintegración, o *branching ratios*, definidas como la fracción de la amplitud de desintegración del proceso deseado entre todos los demás. En nuestro trabajo estudiamos la variación de las razones de desintegración en función de la masa del Higgs. Nótese que las amplitudes de desintegración a dos bosones y a dos fermiones, calculadas previamente, son función de la masa del bosón de Higgs. Para los casos estudiados, la expresión a calcular en cada desintegración es:

$$BR(m_h) = \frac{\Gamma(h \rightarrow ii)}{\sum_j \Gamma(h \rightarrow jj)} = \frac{\Gamma(h \rightarrow ii)}{\Gamma(b\bar{b}) + \Gamma(c\bar{c}) + \Gamma(\tau^+\tau^-) + \Gamma(ZZ) + \Gamma(W^+W^-)} \quad (88)$$

En el denominador de esta expresión debería aparecer un sumatorio de todos los procesos de desintegración del bosón de Higgs. Sólo se incluye en (88) los casos calculados anteriormente, en concreto $\Gamma(h \rightarrow f\bar{f})$ con $f = b, c$ y τ , y $\Gamma(h \rightarrow VV)$ con $V = Z, W$.

Para realizar la representación gráfica se consideran valores de la masa del Higgs entre 60 y 250 *GeV*, además de los siguientes valores para el resto de partículas:

Partícula	Masa (GeV)
Bosón W	80.385
Bosón Z	91.188
Tau	1.777
Botton	4.180
Charm	1.275

Tabla 2. Masa de las partículas utilizadas en el plot BR vs. Masa Higgs.

A continuación presentamos el resultado obtenido:

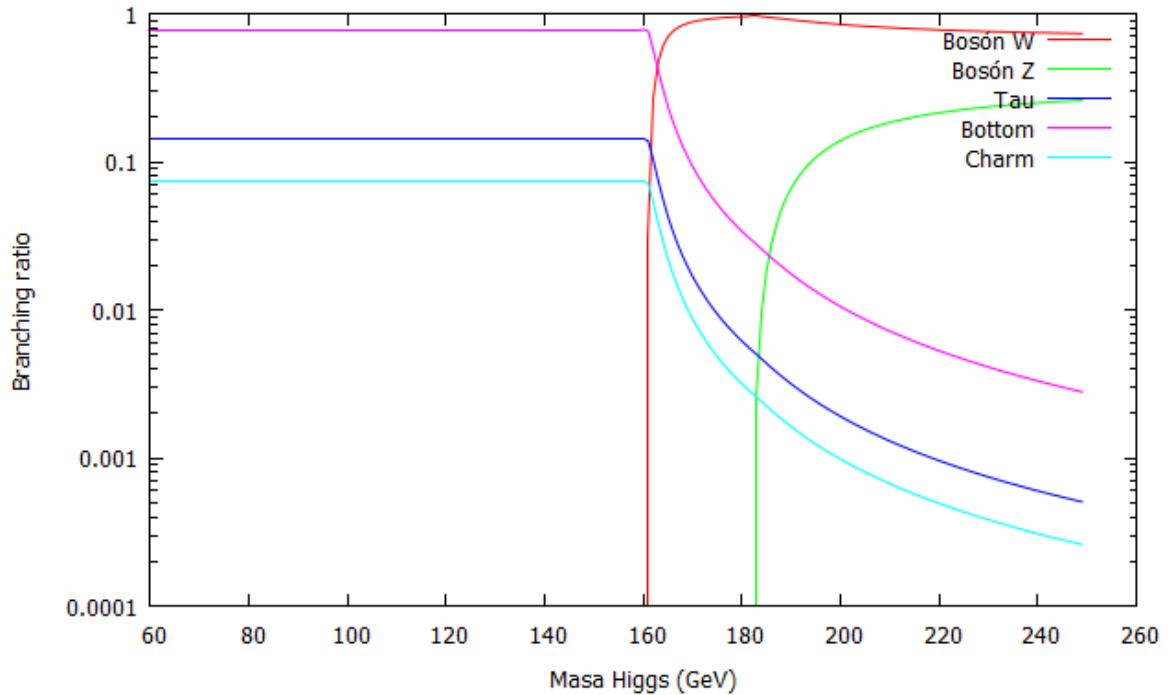


Figura 1. Resultado gráfico obtenido para las razones de desintegración estudiadas del bosón de Higgs.

Este resultado nos muestra de forma clara cómo la desintegración del bosón de Higgs a cualquiera de los canales estudiados depende de su masa. Para valores de la masa del Higgs menores de 160 GeV , los únicos canales existentes son los correspondientes a los quarks *bottom* y *charm* y al leptón *tau* siendo $b\bar{b}$ el canal dominante con una razón de desintegración de aproximadamente 0.8. En torno a los 160 GeV los canales $b\bar{b}, c\bar{c}$ y $\tau\tau$ decaen rápidamente mientras que los canales referidos a los bosones W y el Z aumentan hasta ser los únicos con razones de desintegración apreciables. Aunque el bosón Z tiene mayor masa que el bosón W vemos en la gráfica como este es un proceso menos favorecido, hecho que podíamos haber deducido también de la expresión (87).

Estos resultados para las razones de desintegración han sido ampliamente discutidos en la literatura [4, 5]. A continuación presentamos un resultado más completo, que muestra varios canales de desintegración posibles que no se han analizado en este trabajo:

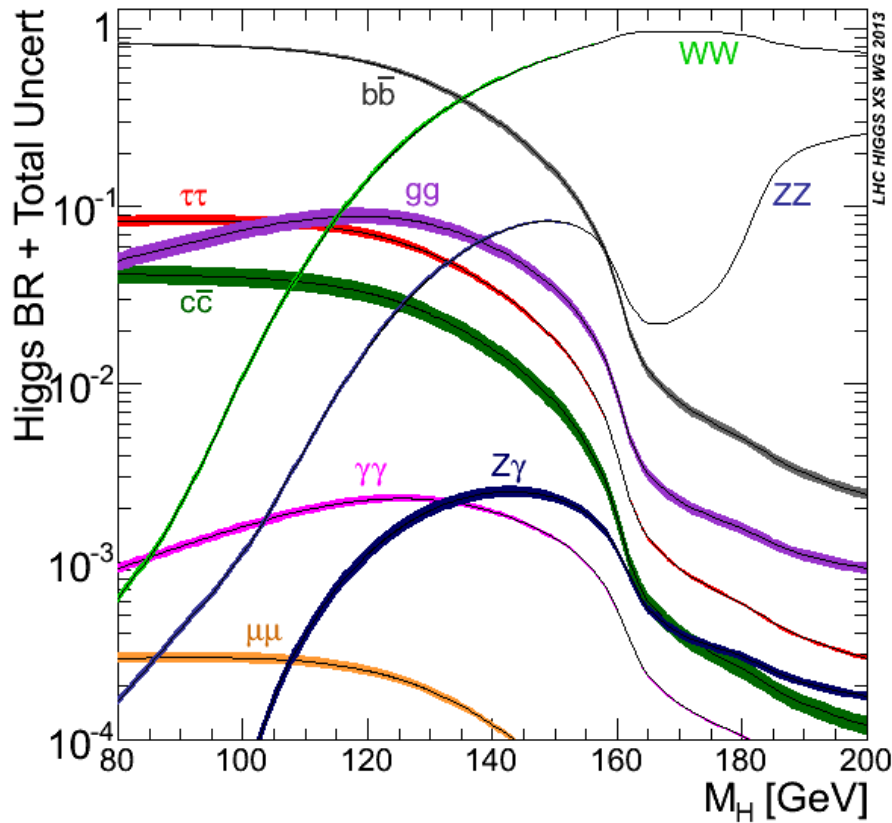


Figura 2. Representación de las razones de desintegración del Higgs.

Comparando ambas figuras se observan algunas diferencias apreciables. En primer lugar, el resultado obtenido en este trabajo muestra que las razones de desintegración de los quarks *bottom* y *charm* y del leptón *tau* son prácticamente constantes en el rango de 60 a 160 GeV , mientras que en la representación de la bibliografía se ve claramente que esto no es así, de forma que existe una dependencia notable con la masa del bosón de Higgs, que no tenemos en nuestros cálculos. Otra diferencia notable es el comportamiento de la razón de desintegración a dos bosones Z , resultado que peor hemos conseguido reproducir, de forma

que existe una gran diferencia tanto en la forma de la curva como en el valor numérico de esta a lo largo de su dominio.

En la figura 2 se muestran además canales no calculados en este trabajo como son la desintegración del Higgs a dos muones, a dos fotones, a un bosón Z y un fotón y a dos gluones. Claramente el hecho de no incluir estos canales es un factor que provoca que el resultado obtenido y el encontrado en la bibliografía difieran.

Existe otro hecho relevante por el cual el resultado obtenido no presenta el comportamiento deseado y que explicamos brevemente a continuación. Al considerar un proceso de desintegración, este puede producirse generalmente de distintas maneras siendo la amplitud de desintegración la suma de las amplitudes individuales. Por tanto, aunque hemos considerado que las amplitudes de desintegración de los procesos venían dadas únicamente por las expresiones calculadas, en realidad estos resultados son solo una contribución de todas las posibles. Los procesos estudiados anteriormente se denominan procesos a nivel árbol y son la principal contribución a la amplitud total en los procesos que se han estudiado en este trabajo. El resto de contribuciones son mucho menores, en comparación, y pueden tratarse a través de cálculos perturbativos. El incluir estas nuevas contribuciones denominadas también contribuciones a un *loop*, puede provocar un problema: la inclusión de infinitos en los cálculos. La solución a este inconveniente se conoce como renormalización, proceso por el cual conseguimos desaparecer estas divergencias. En este trabajo no trataremos la renormalización. Sin embargo, a fin de reproducir mejor el resultado de la figura 2, vamos a tener en cuenta la inclusión de algunas contribuciones a un *loop*.

Primero consideramos lo que se denomina “masa *running*” de los fermiones. En concreto, consideramos que la masa de los fermiones en los cuales se desintegra el Higgs corre con la escala. Sin entrar en detalles de su obtención, la expresión considerada es:

$$m(Q) = m(Q_0) \left(1 - \frac{4}{\beta_0} \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi\beta_0} \log \frac{Q}{Q_0} \right) \quad \text{con} \quad \alpha_s(Q) = \frac{2\pi}{\beta_0 \log \left(\frac{Q}{0.2 \text{ GeV}} \right)} \quad (90)$$

donde Q es la escala considerada (en nuestro caso, la masa del bosón de Higgs, que variamos entre 60 GeV y 260 GeV), $m(Q_0)$ es la denominada masa polo, y β_0 se evalúa a través de la siguiente fórmula:

$$\beta_0 = \frac{11N_c - 2N_f}{3} \quad (91)$$

siendo N_c el número de color y N_f el número total de fermiones.

A la hora de recalcular las razones de desintegración vamos a tener en cuenta únicamente la *masa running* para el quark *bottom*. Nótese que su contribución es mucho mayor que la del quark *charm* y el leptón *tau* (ver figura 1). Los valores de los parámetros utilizados son $m(Q_0) = Q_0 = 4.18 \text{ GeV}$ y $\beta_0 = 23/3$ ($N_c = 3$, $N_f = 5$).

Además de incluir la contribución a un *loop* para la razón de desintegración del quark *bottom* mediante la *masa running*, vamos también a tener en cuenta los canales de desintegración del bosón de Higgs a dos fotones y a dos gluones, aunque no vamos a deducir

las expresiones de sus razones de desintegración en este trabajo. Se muestran a continuación estos resultados obtenidos directamente de la bibliografía:

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2}{256\pi^2 v^2} m_h^3 \left| \frac{4}{3} N_c e_t^2 - 7 \right|^2 \quad (92)$$

$$\Gamma(h \rightarrow gg) = \frac{\alpha_s^2}{72\pi^2 v^2} m_h^3 \left(1 + \left(\frac{95}{4} - \frac{7N_f}{6} \right) \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \quad (93)$$

donde α es la constante de estructura fina, α_s la constante de acoplamiento fuerte y e_t la carga del quark top.

Estas ecuaciones tienen en cuenta contribuciones a un orden igual a nivel perturbativo que el considerado en la razón de desintegración del quark *bottom* al introducir el concepto de masa *running*, que como hemos dicho antes, corresponden a contribuciones a un *loop*.

Incluyendo estas nuevas contribuciones a nuestros cálculos se obtiene un nuevo resultado, el cual se muestra a continuación:

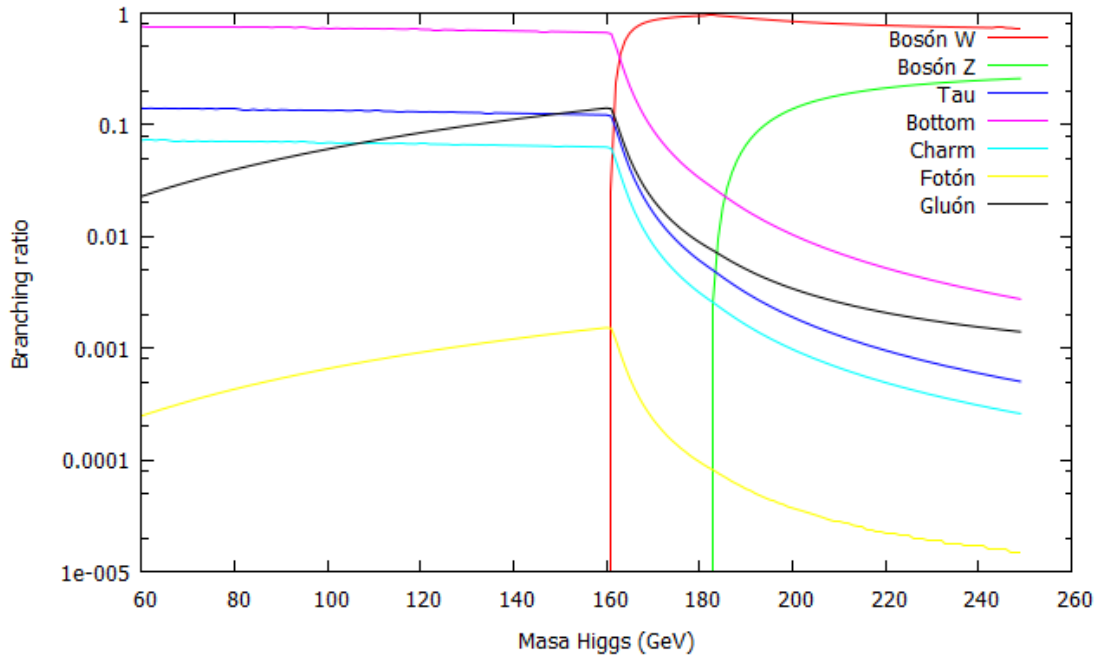


Figura 3. Resultado obtenido para las razones de desintegración al introducir la masa *running* del bottom y las contribuciones de las desintegraciones a fotones y gluones.

Vamos a ver ahora que mejoras se han producido respecto de nuestro primer resultado (figura 1) comparando ambas representaciones con la figura 2. En primer lugar se observa que, contrariamente a lo que ocurría en la figura 1, en el rango de energías entre 60 y 160 *GeV* existe una dependencia de las razones de desintegración de los fermiones *tau*, *charm* y *bottom* con la masa del Higgs. Además, comprobamos que los canales del Higgs a dos fotones y a dos gluones presentan el comportamiento deseado. Es importante notar que

la contribución de la desintegración del Higgs a dos gluones llega a superar a la del τ de forma que su inclusión ha sido un factor importante a la hora de mejorar el resultado obtenido inicialmente. De forma contraria, la amplitud de desintegración a dos fotones es mucho menor que el resto de canales estudiados y no influye prácticamente en las del resto de canales, pero como veremos en la siguiente sección del trabajo, es un canal de importancia a la hora de detectar el bosón de Higgs en los aceleradores de partículas.

5. Producción y detección del bosón de Higgs.

A lo largo del apartado anterior hemos calculado la amplitud de desintegración del bosón de Higgs en varios procesos posibles a través de los acoplamientos de este a fermiones y bosones de gauge obtenidos al aplicar la ruptura espontánea de simetría al modelo electrodébil. Estas expresiones nos han permitido estudiar el comportamiento de desintegración del Higgs en función del valor de su masa. En esta sección se describen brevemente algunos de los procesos por los cuales se produce el Higgs en los colisionadores de hadrones, además se comentarán algunos aspectos sobre su detección. Recordemos que el Higgs es una partícula inestable y se desintegra a otras partículas según los canales de desintegración antes mencionados.

Hay esencialmente cuatro mecanismos dominantes de producción del bosón de Higgs en los colisionadores de partículas. Se muestran a continuación los diagramas de Feynman correspondientes a estos procesos:

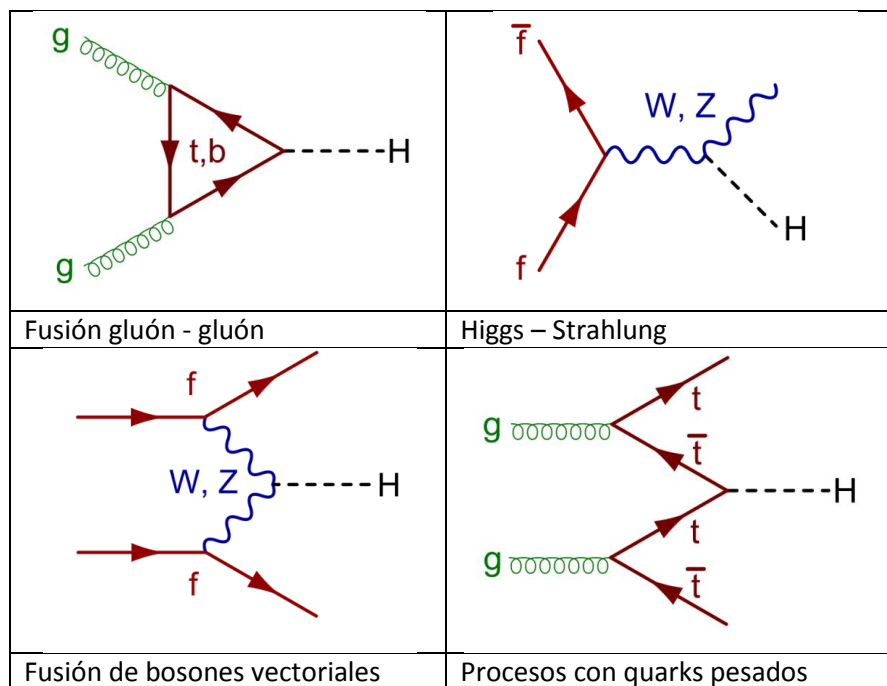


Figura 4. Diagramas de Feynman de los procesos dominantes en los colisionadores de hadrones.

El proceso de fusión gluón – gluón es el canal de producción dominante del bosón de Higgs en los colisionadores de partículas. Para llevarlo a cabo se provoca la colisión entre dos haces de protones, en la cual los gluones producen el Higgs a través de *loops* de quarks, siendo dominante la contribución del quark *top*. Recordamos que el acoplamiento del Higgs a fermiones es proporcional a la masa del fermión involucrado en proceso. Es por esto que la contribución del *top* es la más relevante.

El canal de fusión de bosones vectoriales *W* o *Z* es el segundo proceso más importante en la producción del bosón de Higgs. Este proceso se vuelve más importante al aumentar la masa del Higgs, pero sin alcanzar la relevancia del canal de fusión gluón – gluón.

En los procesos de producción conocidos como Higgs – strahlung el Higgs es producido en asociación con un bosón de gauge V , con $V = W, Z$. Este proceso es dominante a bajas energías y es teóricamente el canal más limpio de todos en la producción del Higgs.

Por último, vemos que el proceso de producción asociado con quarks pesados (quarks top) tiene el mismo estado inicial que la fusión de gluones pero en el estado final no solamente se produce el Higgs, sino que este va acompañado de una pareja de quarks pesados, $gg \rightarrow Htt$.

En cuanto a la detección del Higgs, esta se realiza en base al estudio de sus productos de desintegración. Los canales posibles se han estudiado en el apartado anterior (ver figura 2) de forma que en función del posible valor de la masa del Higgs se observa que existen canales con mayor tendencia que otros. Es importante que en todos los cálculos realizados a lo largo de las secciones anteriores no se ha obtenido un valor absoluto de la masa del bosón de Higgs, ya que como se mencionó anteriormente, se encuentra en función de parámetros libres. Para encontrar su valor es necesario acudir a los colisionadores de hadrones y realizar experimentos que se basen en las predicciones teóricas obtenidas del modelo estudiado. La teoría nos muestra en que canales podremos encontrar con mayor facilidad la partícula y además en que rango de energías debemos buscarla.

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN en Ginebra, Suiza, fue construido con el objetivo principal de encontrar el bosón de Higgs y estudiar sus propiedades. El 4 de julio de 2012 fue anunciado en el CERN el descubrimiento del bosón de Higgs, presentando los resultados de los dos principales experimentos del acelerador (ATLAS y CMS) que revelaban una masa del bosón cercana a los 125 GeV [6, 7]. Para este valor de masa, vemos que la razón de desintegración dominante es la correspondiente al proceso $H \rightarrow b\bar{b}$. Sin embargo, este canal tiene la dificultad de que no es experimentalmente muy claro debido a que aparecen un enorme número de eventos de fondo (*background*) conjuntamente a las señales del Higgs. La detección del bosón de Higgs se llevó a cabo por primera vez en el LHC en la desintegración del Higgs a dos fotones, $H \rightarrow \gamma\gamma$, para la región de masa pequeñas para el bosón de Higgs, y el canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4 \text{ leptones}$ en todo el rango de masas. Con el análisis de estos dos canales se encontró un exceso de datos alrededor de $125 - 127 \text{ GeV}$, valor que ha sido refinado en los años posteriores. En las figuras 5 y 6 se muestran los diagramas de Feynman de los procesos completos por los cuales se produjo y detectó por primera vez el bosón de Higgs en el LHC:

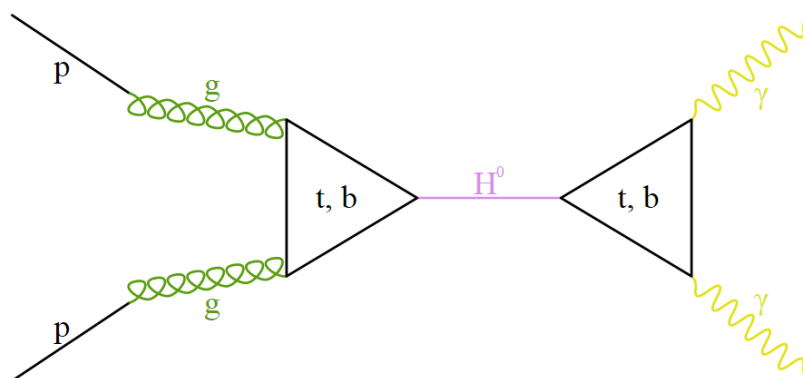


Figura 5. Producción del Higgs por fusión gluón – gluón y desintegración a dos fotones.

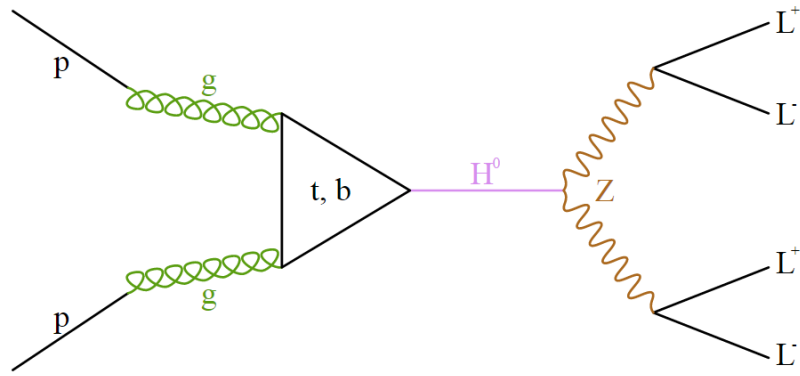


Figura 6. Producción del Higgs por fusión gluón – gluón y desintegración a cuatro leptones.

Actualmente, se ha completado la búsqueda del bosón de Higgs en otros canales y se ha aumentado la precisión en la medida de su masa. El valor de su masa es actualmente **[8]**:

$$m_H = 125.36 \pm 0.37(stat) \pm 0.18 (syst) GeV \quad (92)$$

6. Conclusión.

Un mecanismo para describir la ruptura de simetría electrodébil está incorporado en el Modelo Estándar de la física de partículas. Se introduce un campo escalar complejo que adquiere un valor esperado del vacío no nulo a través de sus autointeracciones, rompiendo espontáneamente la simetría electrodébil $SU(2) \times U(1)_Y$ a la simetría electromagnética $U(1)_{EM}$. Las interacciones de los bosones y los fermiones con el denominado campo de Higgs generan las masas de estas partículas. El descubrimiento de la partícula de Higgs y la medida de su masa es uno de los mayores éxitos de la física de la era actual.

En lo que respecta a los vértices de interacción del bosón de Higgs con otras partículas, hemos visto en este trabajo que dicha interacción es función de la masa de estas últimas. El estudio de la interacción del Higgs con las demás partículas nos ha permitido calcular la naturaleza de sus desintegraciones en varios procesos de forma aproximada obteniendo un resultado que reproduce las características principales buscadas. En este estudio hemos observado como el Higgs tiene una mayor interacción con las partículas más masivas, y hemos encontrado la dependencia de la amplitud de desintegración (*decay width*) y la razón de desintegración (*branching ratio*) con la masa del bosón de Higgs.

Finalmente hemos visto de forma cualitativa los canales de producción del bosón de Higgs en los colisionadores de hadrones, y su posterior desintegración en alguno de los procesos posibles. Los experimentos en los colisionadores de partículas de altas energías nos sirven para corroborar las predicciones teóricas realizadas por el modelo estudiado. Hoy en día el bosón de Higgs ha sido descubierto, pero aún se están estudiando sus propiedades e interacciones.

7. Bibliografía.

1. Antonio Ferrer Soria, Universitat de Valencia.
Física Nuclear y de partículas.
SERVEI DE PUBLICACIONS, 2006
ISBN 9788437065687
2. Quarks And Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics,
F. Halzen and A. D. Martin,
New York, Usa: Wiley (1984) 396p
ISBN-13: 978-0471887416, ISBN-10: 0471887412
3. The Standard Model Higgs Boson
Lecture on Particle Physics II, Particle Physics Master 2013-2014.
<http://www.nikhef.nl/~ivov/HiggsLectureNote.pdf>
4. The Review of Particle Physics
K.A. Olive et al. (Particle Data Group),
Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
<http://pdg.lbl.gov/>
5.
https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections#Higgs_cross_sections_and_decay_b
6. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC.
G. Aad et al. [ATLAS Collaboration],
Phys. Lett. B 716, 1 (2012), [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
7. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC.
S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration],
Phys. Lett. B 716 (2012) 30, [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
8. Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $ZZ^* \rightarrow 4l$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data.
G. Aad et al. [ATLAS Collaboration],
Phys. Rev. D 90 (2014) 052004, [arXiv:1406.3827 [hep-ex]].