

En memoria de Peter Higgs (1929 – 2024)

Peter Higgs fue un físico teórico británico, famoso por su trabajo de 1964 donde propuso un mecanismo que puede generar masas para partículas elementales, conforme a la simetría de norma. Medio siglo después, dos experimentos del CERN confirmaron que este mecanismo está realizado en la naturaleza. El 8 de abril nos llegó la triste noticia del fallecimiento del gran pionero de la física de partículas elementales. Este artículo es dedicado a su memoria, al mecanismo y la partícula que llevan su nombre.

1 Datos biográficos y contexto histórico

Peter Higgs nació en 1929 en Newcastle, Inglaterra, por lo que pasó su juventud parcialmente durante la Segunda Guerra Mundial, circunstancias que complicaron un poco su formación escolar. Después de la guerra, estudió en Londres, primero matemáticas, luego física. En 1954, con sólo 25 años terminó su doctorado en el *King's College*.

Luego trabajó temporalmente en la Universidad de Edimburgo, en el *University College* y en el *Imperial College*, ambos en Londres. En 1960 regresó a Edimburgo – ciudad que le encantó y donde había llegado por primera vez en 1949, como estudiante viajando con *auto-stop* – para ocupar un puesto de catedrático y quedarse ahí toda su vida.

En 1964, a los 35 años, escribió sus dos artículos famosos (y otro sobre el mismo tema en 1966) [1] que llamaron la atención y condujeron a invitaciones para presentar seminarios en Princeton y Harvard en 1966. Tenía que tratar con audiencias críticas, Sidney Coleman comentó más tarde que en Harvard “querían romper en pedazos al idiota que pensaba que podía evadir el Teorema de Goldstone” [2]. Resultó que su concepto siguió de pie, pero aún sin aplicación fenomenológica (sus artículos trataron con un modelo de juguete). Además se enteró por Yoichiro Nambu (el árbitro de uno de sus artículos) de un trabajo parecido [3], publicado 15 días antes del primer artículo de Higgs sobre el tema. Los autores eran François Englert y Robert Brout quienes trabajaron en Bruselas, Bélgica. Dos meses después apareció otro artículo relacionado, escrito en Londres por Gerald Guralnik, Carl Hagen y Tom Kibble [4], pero ellos conocieron y citaron los trabajos anteriores de Englert, Brout y Higgs.

El mecanismo que estos tres artículos propusieron no era totalmente nuevo: había sido establecido en 1962/3 en el contexto de la materia condensada por Philip Anderson [5]. Él aplicó conceptos de Julian Schwinger [6] para la explicación teórica de la masa de una partícula de norma a la teoría de superconductores. Englert, Brout y Higgs presentaron una extensión a modelos relativistas.

Totalmente independientemente, en Moscú en 1965, dos chicos de 19 años, ambos de nombre Alexander (o Sasha), con apellidos Migdal y Polyakov, discutieron en gran detalle qué significa el rompimiento de una simetría [7]. Ellos escribieron otro artículo parecido que fue publicado en 1966 [8]. Hace unos años que Migdal visitó México y relató sobre las dificultades que tenían para publicar este artículo, ya que la comunidad de físicos establecidos en la Unión Soviética – bajo el liderazgo de Lev Landau – rechazó la teoría cuántica de campos, que todavía era muy controversial también en el mundo occidental.¹ Finalmente, este artículo fue publicado algo tarde, pero después ambos Sashas se hicieron famosos por otros trabajos — en especial, Polyakov es conocido por descubrir excitaciones topológicas que llamamos ahora instantones.

¹En Alemania Werner Heisenberg era oponente influyente contra la teoría cuántica de campos; su preferencia era el formalismo de la matriz S.



(a)



(b)

Figure 1: Peter Higgs, quien publicó dos artículos breves sobre el ahora llamado mecanismo de Higgs en 1964, y otro más extenso en 1966. Robert Brout (izquierda) y Francois Englert (derecha). Brout invitó a Englert a trabajar en la Universidad de Cornell en 1959 por dos años como investigador asociado. Después de estos dos años Brout y Englert dejaron Cornell para trabajar en la Universidad de Bruselas, Bélgica. Solo a Englert y Higgs les fue otorgado el premio Nobel en 2013, ya que Brout había muerto en 2011.

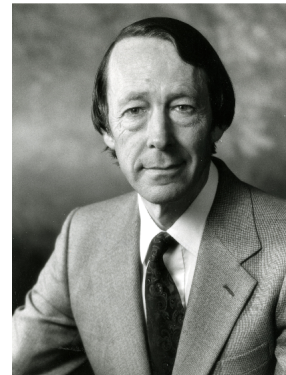


Figure 2: Los otros descubridores del mecanismo de Higgs. De izquierda a derecha, Carl Hagen, Gerald Guralnik y Tom Kibble.



Figure 3: Cuando aún eran *teenagers* Alexander Migdal (izquierda) y Alexander Polyakov (derecha) descubrieron independiente del occidente los conceptos del mecanismo de Higgs.

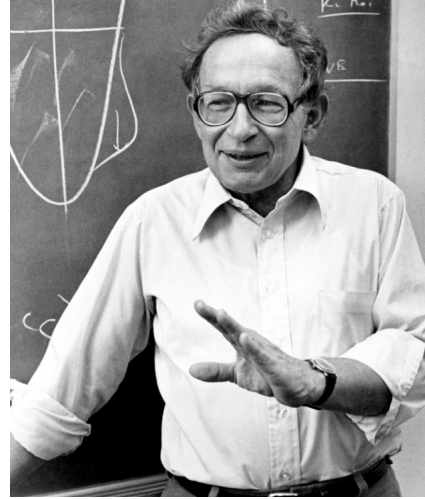


Figure 4: Izquierda: Julian Schwinger, podemos trazar el descubrimiento del mecanismo de Higgs a su trabajo pionero sobre como un bosón de norma puede adquirir masa a través de un acoplamiento a una corriente conservada. Derecha: Philip Anderson descubrió el mecanismo que da masa a los bosones de norma en el contexto de materia condensada.

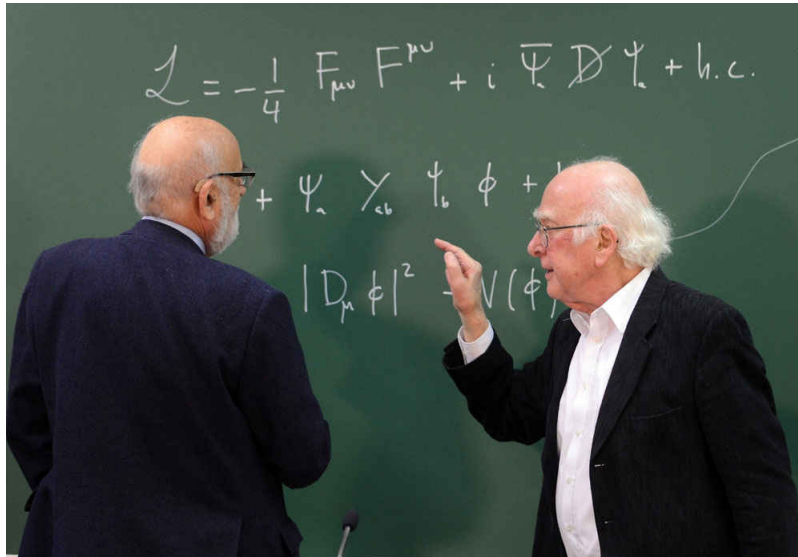


Figure 5: Peter Higgs y Francois Englert discutiendo el lagrangiano que involucra al ahora llamado campo de Higgs, ϕ . ¿Qué creen que Higgs le dice a Englert? Tal vez le indique que en la segunda línea falta una barra en el campo $\bar{\Psi}_a$.

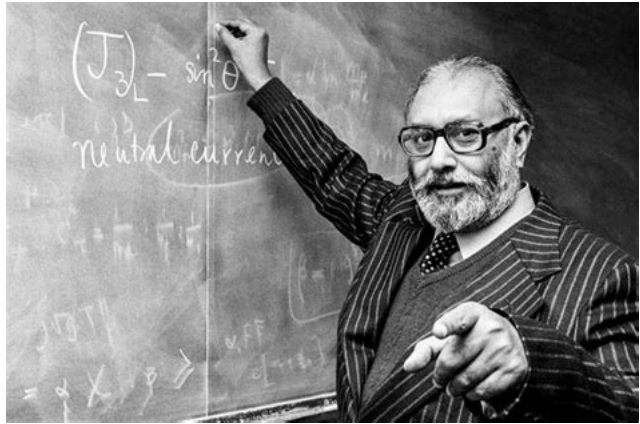
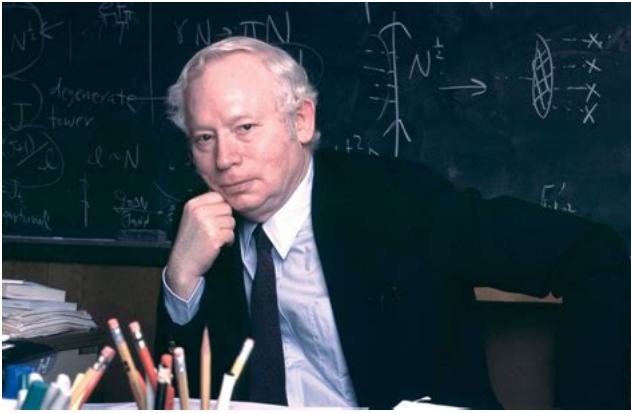


Figure 6: Steven Weinberg (izquierda) y Abdus Salam (derecha) independientemente integraron el mecanismo de Higgs al sector electrodébil del Modelo Estándar. Ambos compartieron el Premio Nobel de física en 1979 junto a Sheldon Glashow.

La explicación de cómo las partículas de norma – y ciertas partículas acopladas – pueden tener masa fue pronto conocida como el *mecanismo de Higgs*,² el tema de la Sección 2 de este artículo. Su aplicación a la fenomenología de partículas elementales emergió en 1967/8 por parte de Steven Weinberg [9] y Abdus Salam [10]. Ellos integraron este mecanismo al modelo de la interacción electrodébil que Sheldon Glashow había propuesto en 1961 [11] durante su estancia en Copenhague. De hecho, Glashow estuvo presente en el seminario de Higgs en Harvard, y reconoció que era “*a nice model*” [2], pero no se le ocurrió la idea de que este mecanismo podría ser el remedio para salvar a su modelo, que él ya había abandonado.

Sin embargo, esta teoría – ahora conocida como el sector electrodébil de Modelo Estándar – aún no era generalmente aceptada por la comunidad ya que era considerada “no renormalizable”. En las teorías cuánticas de campos casi siempre aparecen divergencias a altas energías, así que requieren una “regularización”, una manipulación matemática que convierte las divergencias en un valores finitos. Se dice que una teoría es *renormalizable* si, al final del cálculo, se puede remover la regularización totalmente y llegar a predicciones finitas para las observables (esta definición es ligeramente simplista).

La comunidad física cambió su punto de vista en 1971/2, gracias al trabajo de Gerard 't Hooft, un brillante estudiante de doctorado en Utrecht, Holanda, quien presentó evidencia a favor de la renormalizabilidad de dicho modelo (parcialmente junto a su asesor, Martinus Veltman). Estos trabajos [12] fueron una sensación que causaron un cambio de paradigma en aquella época.

La clave para este hito fue un nuevo método, la *regularización dimensional* que está entre los logros principales de la física en América Latina: fue propuesta primero por dos argentinos, Carlos Bollini y Juan José Giambiagi en 1971, aunque la publicación [13] se demoró hasta 1972. Ellos trabajaron en La Plata, en circunstancias difíciles durante la dictadura militar [14].

Agregamos que hoy en día se da menos importancia a la pregunta si el Modelo Estándar es renormalizable o no: la tendencia es que se considera como teoría efectiva, y su validez en un gran rango energético – que no tiene que extenderse hacia infinito – es suficiente.

Poco después, en 1973, el Modelo Estándar de las partículas elementales fue completamente establecido, con un sector electrodébil [9, 10] y otro de la interacción fuerte [15]. El mecanismo de

²Consultar la literatura original no conduce a una explicación muy clara cuál es realmente la razón por la que la terminología excluye a Brout y Englert.

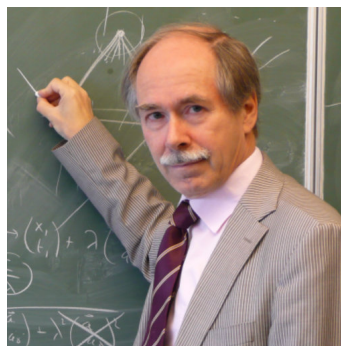


Figure 7: Izquierda: Sheldon Glashow conocido po su trabajo de la teoría electrodébil. Derecha: Gerardus 't Hooft fue galardonado con el Premio Nobel de física en 1999 debido a su trabajo sobre la renormalización del sector electrodébil del Modelo Estándar.

Higgs es indispensable para proporcionar masas a gran parte de las partículas elementales. Esto fue una revolución en la física de altas energías como no la hemos visto más en el medio siglo que siguió, ya que después el progreso fue relativamente lento.

En el siglo XXI es popular especular sobre física más allá del Modelo Estándar. Sin embargo, por ahora ninguna de estas propuestas tiene apoyo sólido de datos experimentales. Por otro lado, los experimentos han confirmado las predicciones del Modelo Estándar una y otra vez: muchas veces salen al aire en las noticias que el Modelo Estándar ha sido “refutado” por nuevos resultados, pero al final del análisis, y la repetición de los experimentos, siempre sus predicciones han triunfado.³

El Modelo Estándar es algo incompleto para describir al universo (faltan por ejemplo la gravitación, materia oscura y energía oscura), pero aún así: se trata de nada menos que la teoría más precisa y – en este sentido – más exitosa en la historia de la ciencia.

Higgs ya no participó en este desarrollo rápido. Él ya era tan famoso que podía permitirse casi no publicar más resultados de investigación a partir de la edad de 40 años. (En México esto sería un problema serio con el SNII etc.)

Fue conocido como una persona tranquila y modesta, casi tímida, que no buscó la atención mediática o ponerse en el centro de atención en eventos. Con su mentalidad de abstenerse del *show*, se puede caracterizar como el contrario a Feynman. Esta caracterización corresponde a la impresión de uno de los autores (WB) quién participó en un congreso en Edimburgo 1997. Higgs – quien era emérito desde 1996 – apareció en el banquete, pero muy discreto, simplemente para sentarse en una mesa sin ningún espectáculo.

Esto no significa que Higgs no tenía convicciones: fue temporalmente activista por el desarmamento nuclear y por el movimiento ambiental como miembro de *Greenpeace*.

³Como ejemplo reciente, en la segunda parte de la década pasada, se difundieron noticias de una tensión entre el Modelo Estándar y experimentos con el decaimiento de mesones pesados conocidos como “mesones B”. Al final, esta discrepancia no se substanció. La última moda es el momento magnético del muón, donde el valor experimental parece un poquito diferente del cálculo basado en el Modelo Estándar. Si esto es verdad – cosa que no es nada segura – la predicción se equivoca al nivel relativo de 10^{-10} : si lo comparamos con la distancia entre México y Europa central (Suiza por ejemplo), unos 10,000 km, esto corresponde a un posible error de la magnitud de milímetros. Pero cálculos con simulaciones numéricas en la retícula conducen a resultados más cercanos al valor experimental, tendencia que indica que incluso esta discrepancia mínima podría desaparecer con un análisis más preciso, igual que todas las supuestas discrepancias anteriores.

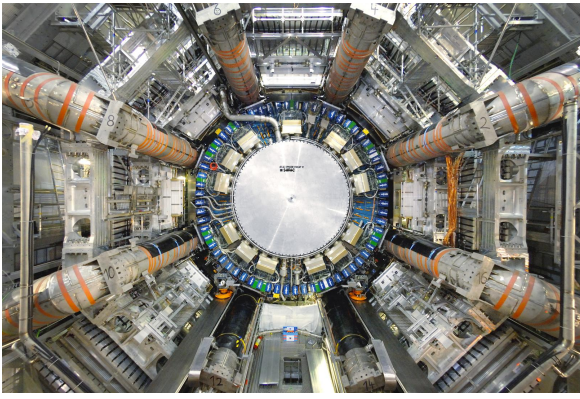


Figure 8: Detector ATLAS (izquierda) y el detector CMS (derecha) en el CERN fueron los que confirmaron las existencia del bosón de Higgs del Modelo Estándar. Tanto ATLAS y CMS son detectores multipropósito usados para analizar colisiones entre partículas de muy alta energía.

Una vez que el Modelo Estándar había sido establecido, su exploración progresó con trabajo intenso en múltiples países. En el año 2000, todas sus partículas ya eran experimentalmente encontradas, menos una: la famosa “partícula de Higgs”, involucrada en este mecanismo, como vamos a describir en la Sección 2.

Otra vez, la nomenclatura es tal vez un poco injusta con Englert y Brout, pero así es la convención de la comunidad. Higgs no inventó este término (esto lo hizo primero Ben Lee [2]), pero también le era incómodo el apodo absurdo “partícula de dios” que no tiene ni el menor sentido. Este término fue propuesto por la editorial de un libro de divulgación [16], obviamente con un objetivo comercial, pero plenamente irresponsable. Este término se hizo popular y condujo a confusión sin fin, por ejemplo, la iglesia católica de España creyó que el trabajo al CERN tuviera algo que ver con teología [17]. ¡Tenemos que tener cuidado con los términos que se usamos!

En el siglo XXI fuimos testigos de una carrera emocionante en la búsqueda de la partícula de Higgs. En su fase final, era una competencia entre el Fermilab (cerca de Chicago) y el CERN (cerca de Ginebra, sobre la frontera entre Suiza y Francia). Después de primeras indicaciones en 2011, en 2012 las colaboraciones ATLAS y CMS, ambos trabajando de manera independiente en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en el CERN, presentaron evidencia indirecta pero clara de la observación de la partícula de Higgs, que era tanto buscada [18].

Con esto todo el conjunto de partículas del Modelo Estándar fue observado. Así se confirmó que el mecanismo de Higgs está realizado en la naturaleza, 48 años después de su propuesta teórica. Esto se demoró casi el doble del tiempo que la observación del neutrino (predicho por Wolfgang Pauli en 1930, y detectado por Clyde Cowan, Frederick Reines y colaboradores en 1956),⁴ vemos que a veces vale la pena tener paciencia.

En particular, valió la pena para Englert y Higgs, quienes recibieron el Premio Nobel en 2013 por su predicción correcta [7]; tristemente, Brout había muerto poco antes, en 2011. En abril del 2024 nos llegó la noticia del fallecimiento de Higgs, a los 94 años, después de una breve enfermedad.

⁴Ref. [19] revisa la historia y las propiedades de los neutrinos, de una perspectiva semi-divulgativa.



Figure 9: El 4 de julio de 2012 el CERN hizo público el descubrimiento del bosón de Higgs. Peter Higgs conmovido hasta las lágrimas en la ceremonia dijo: “Felicitaciones a todos los involucrados en este descubrimiento. Para mí es algo verdaderamente increíble que haya vivido para verlo”. La Real Academia Sueca de las Ciencias otorgó el premio Nobel de Física en 2013 a Francois Englert (izquierda) y a Peter Higgs (derecha) por “el descubrimiento teórico de un mecanismo que contribuye a nuestra comprensión del origen de la masa de las partículas subatómicas ...”

2 Mecanismo de Higgs

Hasta donde sabemos, el mundo consiste de partículas elementales, que son indivisibles, y ocurren en pocos tipos (decimos 25, pero depende un poco de como se cuenta). Ejemplos famosos son el electrón y el fotón (la partícula de la luz).

Su descripción relativista funciona con “campos”, objetos abstractos, presentes en todo el universo, en cualquier momento. En un punto, un campo puede tomar diferentes estados, que dependen del tiempo. Si los campos en una región están en su estado base, percibimos el vacío. Las excitaciones son cuantizadas y se manifiestan como partículas elementales – esto es la idea de la *teoría cuántica de campos*.

Existe un campo para cada tipo de partícula elemental, y sus excitaciones pueden moverse (como ondas), interactuar, generar y destruir partículas (esto es un requisito para la compatibilidad con la Relatividad Especial, pero que falta en la mecánica cuántica).⁵

Un concepto central son las simetrías: una simetría significa la invarianza de las propiedades físicas bajo un grupo de transformaciones de uno o varios campos. Distinguimos simetrías *globales* y *locales*:

- En una simetría *global*, se transforma un campo de la misma manera en todas partes. Se puede imaginar un grupo de personas que hacen gimnasia colectiva, todas hacen el mismo movimiento, puede ser sincronizado con música. (La imagen es un poco simplista porque los campos se transforman de la misma manera incluso en todo el espacio-tiempo.)
- El caso de una simetría *local* se puede imaginar como gimnasia caótica: cada persona se mueve como quiere, de manera independiente. Esto significa que los campos pueden ser transformados independientemente en cada punto del espacio-tiempo.

⁵Ref. [21] presenta otra explicación divulgativa pero más extensa.

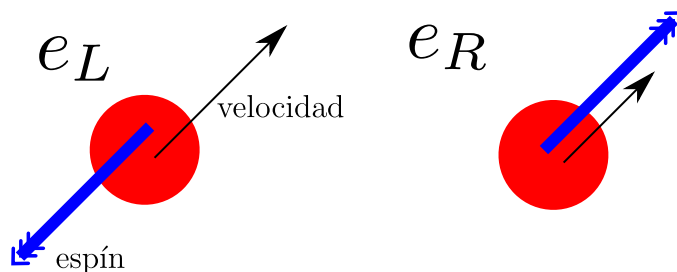


Figure 10: Representación de una partícula no masiva con quiralidad izquierda e_L (izquierda) y quiralidad derecha e_R (derecha). La dirección del movimiento de la partícula es representado por la flecha delgada y la proyección del espín en esta dirección por la flecha gruesa. Para quiralidad izquierda las flechas apuntan en direcciones contrarias y para la quiralidad derecha las flechas apuntan en la misma dirección.

Es claro que este tipo de simetría permite muchas más transformaciones. Lograr una simetría local es más difícil, pero conduce a restricciones más fuertes, y por lo tanto a una poderosa capacidad de hacer predicciones.

Técnicamente, se introduce un campo adicional, conocido como “campo de norma”, que transforma tal que compensa el cambio relativo entre puntos cercanos en una transformación simultánea. Este concepto exitoso describe la transmisión de interacciones, pero solamente funciona si la simetría local es exacta.

Una categoría importante de partículas es conocida como “fermiones”: los fermiones elementales (conocidos) tienen “espín 1/2” en unidades naturales.⁶ El espín es un grado de libertad interno que se manifiesta como momento angular. Ejemplos para fermiones son el electrón, sus dos “primos” más pesados (el muón y el tauón), los neutrinos (mucho más ligeros y sin carga eléctrica)⁷ y los cuarks (constituyentes de partículas compuestas, como el protón y el neutrón).

Un fermión puede existir en dos variantes, con “quiralidad” izquierda o derecha; se puede imaginar como manos,⁸ o guantes, izquierdo o derecho, pero en un sentido abstracto.

Suponemos por ejemplo un electrón sin masa: en este caso, el electrón izquierdo (e_L) y derecho (e_R) son independientes, y su espín apunta contra (para e_L) o en (para e_R) la dirección de su movimiento (una partícula sin masa no puede estar en reposo).

Incluir un término de masa requiere de un producto de los campos del electrón izquierdo y derecho (se puede imaginar que las dos manos se agarran). Entonces ya no son independientes, y bajo una simetría tienen que transformarse de la misma manera.

Sin embargo, esto no es el caso en la teoría electrodébil de Glashow [11]: esta teoría permite, por ejemplo, transformaciones locales (“de norma”) que solamente afectan al e_L , pero no al e_R . Aquí era el problema: dicha teoría pareció ser incompatible con el término de masa del electrón (y de otros fermiones), pero sabemos que el electrón sí tiene una masa de $M_e \simeq 0.511$ MeV (todavía en unidades naturales).

De hecho, la situación era aún peor. Las partículas de norma que transmiten la fuerza débil se llaman W^\pm , Z^0 (con carga eléctrica $\pm 1, 0$), por ejemplo los W son responsables del decaimiento radioactivo. Esta fuerza tiene un alcance muy corto (como 10^{-17} m) que solamente se puede

⁶Para usar unidades naturales, se coloca la constante cuántica de Planck y la velocidad de la luz en el vacío a 1, $\hbar = c = 1$.

⁷El conjunto del electrón, muón, tauón y los tres neutrinos es conocido como los *leptones*.

⁸Efectivamente, el término viene de “kheir”, que significa “mano” en griego.

explicar si W^\pm , Z^0 tienen masas grandes (están entre las partículas elementales más pesadas que conocemos, con masas de $M_W = 80.4 \text{ GeV}$ y $M_Z = 91.2 \text{ GeV}$). Pero igual que la masa del electrón, parece que la simetría de norma – que tiene que ser exacta – requiere $m_W = m_Z = 0$.

El acertijo de dónde pueden venir estas masas de partículas de norma era una “pregunta matadora” con la cual Wolfgang Pauli destruyó un seminario de Chen-Ning Yang en Princeton en 1953 sobre teorías de norma con un grupo de simetría no abeliano (ahora conocidas como teorías de Yang-Mills). Sin conocer el mecanismo de Higgs, Yang no logró contestar, pero Pauli insistió tanto hasta que Yang se sentó frustrado. Finalmente Robert Oppenheimer tuvo que animarlo para continuar su charla [22].

Entonces, ¿cómo funciona la salvación de esta teoría, el mecanismo de Higgs? Primero, se agrega otro campo más, el “campo de Higgs”, usamos la notación $\phi(x)$. La variable x es un punto del espacio-tiempo, y ϕ es un campo escalar, sus fluctuaciones representan partículas con espín 0. Para establecer un término de masa del electrón, ahora se forma un producto de *tres* campos, e_L , ϕ y e_R .⁹ El campo de Higgs también transforma bajo la simetría local, de tal manera que el término en su totalidad sí es invariante de norma.

Entonces de esta manera se puede agregar un término permitido (invariante de norma), pero ¿esto proporciona una masa al electrón? Posiblemente sí, puede funcionar con el escenario siguiente.

A bajas energías, el campo de Higgs “se congela” en su estado base, se manifiesta casi como una constante. Esta constante no tiene que ser cero: realmente ϕ tiene 4 componentes reales, pero nos podemos imaginar que sean 2 solamente, $\phi_1, \phi_2 \in \mathbb{R}$, que parametrizan un plano. Este campo viene con un potencial $V(\phi_1, \phi_2)$ de la forma de un sombrero, con el valor cero al centro, pero hay un anillo de mínimos que corresponden a un valor $|\phi|^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2 > 0$, como está ilustrado en la Figura 11. Este “valor esperado en el vacío” toma el papel de la masa del electrón que el modelo necesita (hasta un coeficiente), $M_e \propto |\phi|$, y de manera análoga también se obtienen las masas M_W y M_Z , todos conforme a la simetría de norma (regresaremos a este tema).

Parece todo bien, pero hay otro problema todavía, y a esto Coleman se refirió en su comentario sobre el seminario de Higgs en Harvard, que hemos mencionado en Sección 1.

El potencial sombrero tiene una simetría bajo rotaciones por el centro. Suponemos que el campo ϕ elige uno de los mínimos: el proceso de esta elección se denota como “rompimiento espontáneo de la simetría”: desde la perspectiva de un mínimo específico, ya no se ve la simetría de rotación. En Ref. [20] hemos descrito este proceso con la analogía del Asno de Buridan, que está sediento y rodeado por un abrevadero de agua, pero tiene que decidirse en que dirección camina para beber agua.

Pequeñas fluctuaciones del campo más allá de su estado mínimo corresponden a partículas. Si una fluctuación es *radial*, cuesta energía porque el potencial sube – esto es una partícula masiva (la curvatura del potencial en la dirección radial corresponde a la masa en cuadrado.) Por otro lado, una fluctuación *tangencial* no necesita energía, pues el campo se queda con energía mínima. Esto es un ejemplo de una partícula sin masa, conocido como un “bosón de Nambu-Goldstone” [23, 24]. Según el Teorema de Goldstone [25], estos bosones aparecen cuando una simetría continua (como la rotación en este ejemplo) se rompe espontáneamente.

Si el mecanismo funciona como descrito antes, se queda la pregunta: ¿dónde está este bosón de Nambu-Goldstone? Por ser sin masa, tendrá que tomar un papel importante y dominar la física a bajas energías (donde partículas muy pesadas no se manifiestan). Pero ninguna partícula de

⁹Realmente necesitamos parcialmente anti-campos, transformados tal que representan anti-partículas, pero ignoramos este aspecto en el contexto de este artículo de divulgación.

este estilo fue observada. Entonces para justificar el mecanismo, se tiene que “evadir el Teorema de Goldstone”, como dijo Coleman, y sus colegas en Harvard dudaron si esto es posible. No eran los únicos, por ejemplo Klaus Hepp, prominente físico matemático, advirtió a Higgs que esto no podría funcionar porque el Teorema estaba demostrado con álgebra C^* , un formalismo que Higgs no conocía, pero él expresó sus dudas de las suposiciones en esta demostración [2].

Ahora sabemos que el teorema sí es correcto, pero solamente se refiere al rompimiento de una simetría continua *global* – esta suposición estaba escondida. La observación crucial era que la situación es diferente en el caso de una simetría *local*: en este caso, los mínimos están conectados por transformaciones locales, o transformaciones de norma, por lo tanto físicamente idénticas. Así no hay fluctuaciones físicas entre los mínimos, y no hay bosones de Nambu-Goldstone. Lo que pasa, y completa el mecanismo de Higgs, es que el bosón de norma adquiere masa, lo que significa que el grado de libertad que tenía el boson de Nambu-Goldstone se convierte en un grado de libertad longitudinal del bosón de norma (sin masa solamente tiene grados de libertad transversales). En lenguaje popular, se dice que el bosón de norma “se come” el bosón de Nambu-Goldstone: este último ya no está, pero el primero se hace “gordo”.

Esto había observado Anderson antes en un típico superconductor: en su interior, a muy baja temperatura, el fotón adquiere masa, por esto casi no puede penetrar el superconductor – un fenómeno conocido como *efecto de Meissner-Ochsenfeld*. Brout, Englert y Higgs extendieron este efecto a modelos relativistas [3, 1], y Weinberg y Salam a la fenomenología de la interacción electrodébil [9, 10]. Hemos mencionado que el campo de Higgs tiene 4 componentes reales: siempre hay una fluctuación masiva radial, y entonces 3 bosones de Nambu-Goldstone si tratamos con una simetría global. Cuando la promovemos a una simetría local, los bosones W^+ , W^- y Z^0 “se comen” estos bosones de Nambu-Goldstone y adquieren masas, mientras que el fotón se queda sin masa (en circunstancias normales) y describe el electromagnetismo que tiene alcance largo.

Ya hemos visto que el mecanismo también proporciona una masa al electrón, y de la misma manera aplica al muón, tauón y a todos los cuarks. ¿Y qué pasa con el campo de Higgs? Sabemos que 3 de sus 4 componentes serían bosones de Nambu-Goldstone que desaparecen, pero está la cuarta componente todavía, que corresponde a la fluctuación radial, es decir, a una partícula masiva. Su existencia es una predicción del mecanismo de Higgs, y en este aspecto el segundo artículo de Higgs de 1964 era algo más explícito que los otros trabajos. Esto era en el contexto de modelos juguete todavía, pero una vez se aplicó a un modelo fenomenológico, se concluyó que dicha *partícula de Higgs* tendría que ser observable.

La teoría no predice la masa de la partícula de Higgs, M_H (se pueden derivar cuotas solamente que eran tema de discusión durante muchos años), por lo que la búsqueda experimental era difícil. Al inicio del siglo XXI, los experimentos del Gran Colisionador de Leptones y Protones (LEP) del CERN demostraron que tiene que tener una masa de $M_H > 114 \text{ GeV}$. Entonces se sabía que tiene que ser muy pesado (si existe), tal que su creación requiere colisiones de altas energías. Esto también implica que su tiempo de vida es muy corto, decae en promedio en 10^{-22} segundos, y no puede dejar trazas en ningún detector.

Un experimento tiene que capturar los productos de su decaimiento que permiten la reconstrucción de la partícula de Higgs como estado intermediario, o “resonancia” – por muy poco tiempo – en una colisión a altas energías. El análisis de las partículas que resultan al final del proceso permiten reconstruir las propiedades de la partícula de Higgs, en particular su masa de $M_H = 125 \text{ GeV}$ y su espín 0, que confirma que se trata de una partícula escalar.

En el canal más limpio que fue observado, el decaimiento del la partícula de Higgs termina con dos fotones, un estado final que no sería posible si, por ejemplo, la partícula original tenía espín 1, como Landau había demostrado [26]. Pero los experimentos ATLAS y CMS estudiaron

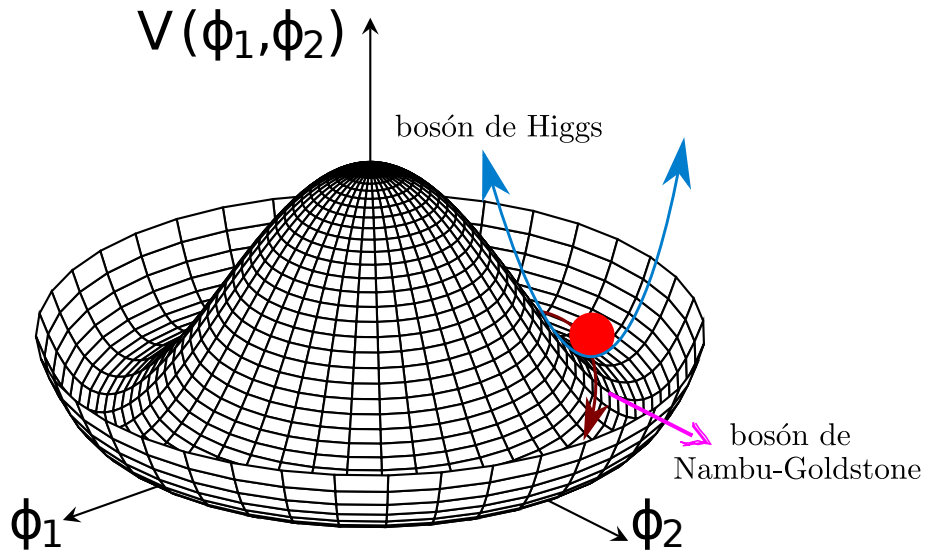


Figure 11: Potencial de Higgs: desde la perspectiva de la cima el potencial es simétrico de rotación. Sin embargo, desde la perspectiva de la bola el potencial parece no presentar dicha simetría, esto es el rompimiento espontáneo de simetría. Las fluctuaciones *tangenciales* del campo a lo largo del círculo de mínimos se manifiestan como un bosón de Nambu-Goldstone si la simetría es global. Si la simetría es local, este bosón de Nambu-Goldstone está “comido” por un campo de norma que adquiere masa. Las fluctuaciones *radiales*, perpendiculares al círculo de mínimos, se manifiestan como una partícula masiva. Si tratamos con el potencial de Higgs como ocurre en el Modelo Estándar, esta partícula masiva es el famoso bosón de Higgs.

(independientemente) muchos más decaimientos en gran detalle – como, por ejemplo, con un estado final de cuatro leptones – y no dejan ninguna duda de la existencia de la partícula de Higgs, y del mecanismo correspondiente.

Esto representa un éxito espectacular de la física de partículas elementales. Aún así, no todo está resuelto todavía. Desde la perspectiva conceptual, se queda el *problema de la jerarquía* y respecto a la fenomenología, el mecanismo de Higgs no explica el origen de todas las masas que observamos. Terminamos con comentarios breves sobre estos asuntos:

- *Problema de la jerarquía:* Si empezamos con un sistema clásico (sin efectos cuánticos) y suponemos una masa $m_H^{(0)}$ en un rango de las masas de otra partículas, es natural que las correcciones cuánticas suben dicha masa drásticamente, a un valor m_H del orden de la “escala de Planck” (determinada por la constante de la gravitación). Pero esto conduce a un valor de m_H muy alto, típicamente como 10^{17} veces su valor observado.

Lo que se podría hacer es suponer un valor de $m_H^{(0)}$ extremadamente negativo, así que el efecto cuántico se cancela casi totalmente, y se queda un resto diminuto de 125 GeV. Pero esta aproximación – con una cancelación entre dos contribuciones tremendas que deja un resto diminuto – no parece natural. Esto es conocido como el “problema de la jerarquía”. Sin embargo, no es una paradoja, se puede llegar de manera consistente a 125 GeV, y la pregunta de qué tan grave es este problema es un poco filosófica.

- Los *neutrinos* (descritos con el símbolo ν) tienen un papel especial: en la forma tradicional del Modelo Estándar se supuso que tenían masa 0, $M_\nu = 0$, y que solamente existía el

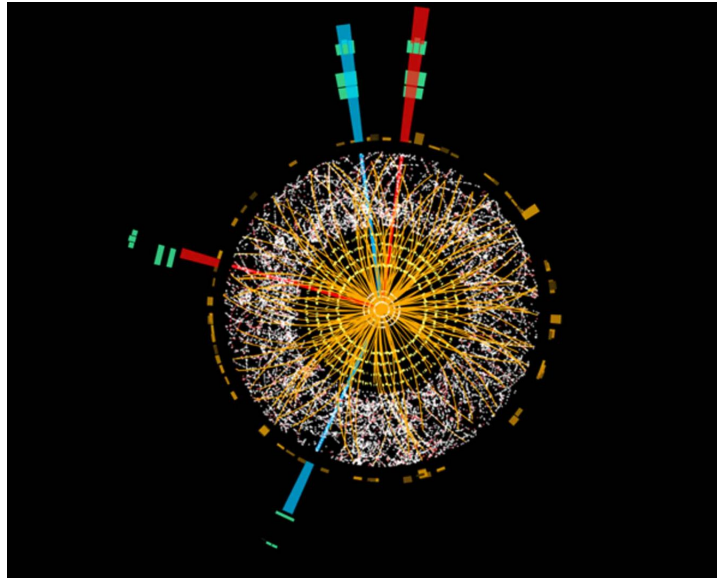


Figure 12: Otro de los canales de decaimiento del Bosón de Higgs es cuando decae a dos bosones Z que a su vez decaen cada uno en un par lepton-antilepton. En la imagen observamos 4 leptones (líneas rojas y azules) que posiblemente hayan sido producidas por el decaimiento del Bosón de Higgs.



Figure 13: El Gran Colisionador de Hadrones (LHC por sus siglas en inglés) se encuentra ubicado en la frontera entre Francia y Suiza. En este acelerador de partículas se encuentran varios detectores, entre ellos los detectores ATLAS y CMS que de manera independiente fueron los que encontraron evidencia de la existencia del Bosón de Higgs.

neutrino con quiralidad izquierda, ν_L .

Esto es consistente en teoría, pero a finales del siglo XX se observó que los neutrinos sí tienen una pequeña masa, $m_\nu > 0$ – repetimos que Ref. [19] presenta una revisión semi-divulgativa del tema.

De primera vista, conforme con nuestra descripción anterior, parece inevitable que exista el neutrino derecho, ν_R . Esto permite la aplicación del mecanismo de Higgs para los neutrinos, y además otro tipo de masa, solamente para el ν_R , conocido como “masa de Majorana”.

Sin embargo, el ν_R no es observado, y su existencia no es realmente inevitable: podemos construir un término de masa que involucra únicamente el campo ν_L . Este término no es renormalizable, pero hemos mencionado en la Sección 1 que ya no se da tanta importancia a esta propiedad. Entonces este escenario sería la alternativa, en el marco del Modelo Estándar interpretado como teoría efectiva que funciona en cierto rango energético.

- Hasta este punto, el mecanismo de Higgs explica las masas de las partículas elementales (con la posible excepción de los neutrinos), y hay otras partículas como el fotón que se quedan sin masa. Parece una imagen muy completa del origen de la masa.

Sin embargo, el mundo real es diferente: en realidad, la masa de un objeto macroscópico de nuestra vida cotidiana viene solamente $\sim 1 \dots 2\%$ del mecanismo de Higgs, que conduce a las masas de los cuarks.

Estas masas cotidianas consisten principalmente de masas de nucleones (protones y neutrones) que de su parte consisten esencialmente de energía de *gluones* (otras partículas de norma, que transmiten la interacción fuerte): tienen masa 0, pero son confinados al interior de un nucleón (u otra partícula compuesta por la interacción fuerte). Su energía se manifiesta como casi toda la masa del nucleón, mientras que las masas de los cuarks solamente proporcionan una contribución al nivel de $\sim 1 \dots 2\%$.

El interior de un nucleón es un sistema muy, pero muy complejo, por mucho tiempo pareció imposible calcular algo conclusivo al respecto. Sin embargo, hace un poco más de una década se logró calcular por ejemplo la masa del nucleón, $M_N \simeq 939 \text{ MeV}$, de primeros principios, hasta una incertidumbre del orden de 1% . Este cálculo captura el despelote hiper complicado de gluones (y “cuarks de mar”, parejas inestables de un cuark y su anti-cuark), y el resultado es compatible con los experimentos. La pregunta de cómo estos cálculos eran posibles sería tema para otro artículo ...

References

- [1] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132-133; *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508-509. *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156-1163.
- [2] P. Higgs, *Int. J. Phys.* **A17** (2002) 86-88.
- [3] F. Englert y R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321-323.
- [4] G.S. Guralnik, C.R. Hagen y T.W.B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585-587.
- [5] P.W. Anderson, *Phys. Rev.* **130** (1963) 439-442.

- [6] J.S. Schwinger, *Phys. Rev.* **125** (1962) 397-398; *Phys. Rev.* **128** (1962) 2425-2429.
- [7] Royal Swedish Academy of Sciences, “Scientific Background: The BEH-Mechanism, Interactions with Short Range Forces and Scalar Particles”,
www.nobelprize.org/prizes/physics/2013/advanced-information/
- [8] A.A. Migdal y A.M. Polyakov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **51** (1966) 135-146 [*Sov. Phys. JETP* **24** (1967) 91-98].
- [9] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264-1266.
- [10] A. Salam, en *Proc. of the 8th Nobel Symposium on “Elementary particle theory, relativistic groups and analyticity”*, editor N. Svartholm (1968) p. 367-377.
- [11] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579-588.
- [12] G. ’t Hooft, *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 173-199; *Nucl. Phys.* **B35** (1971) 167-188. G. ’t Hooft y M.J.G. Veltman, *Nucl. Phys.* **B44** (1972) 189-213.
- [13] C.G. Bollini y J.J. Giambiagi, *Nuovo Cim.* **B12** (1972) 20-26; *Phys. Lett.* **B40** (1972) 566-568.
- [14] W. Bietenholz y L. Prado, *Bol. Soc. Mex. Fís.* **26-4** (2012) 227-230; *Physics Today* **67** (2014) 38-43.
- [15] H. Fritzsch, M. Gell-Mann y H. Leutwyler, *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365-368.
- [16] L.M. Lederman y D. Teresi, “The God Particle”, Dell Publishing, 1993.
- [17] Entrevista con Peter Higgs, publicado en *The Guardian*, Dec. 6, 2013.
- [18] ATLAS Collaboration, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 1-29. CMS Collaboration, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 30-61.
- [19] A. Aguilar-Arévalo y W. Bietenholz, *Rev. Cub. Fís.* **32** (2015) 127-136 [versión más extensa: arXiv:1601.04747 [physics.pop-ph]].
- [20] D. Ayala García y W. Bietenholz, *Bol. Soc. Mex. Fís.* **26-3** (2012) 161-166. W. Bietenholz, *Rev. Cub. Fís.* **30** (2013) 109-112.
- [21] W. Bietenholz, *Rev. Cub. Fís.* **37** (2020) 146-151.
- [22] M. Shifman (editor), “Standing Together in Troubled Times: Unpublished Letters by Pauli, Einstein, Franck and Others”, World Scientific, 2017.
- [23] Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960) 380-382. Y. Nambu y G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122** (1961) 345-358; *Phys. Rev.* **124** (1961) 246-254.
- [24] J. Goldstone, *Nuovo Cim.* **19** (1961) 154-164.
- [25] J. Goldstone, A. Salam y S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127** (1962) 965-970.
- [26] L.D. Landau, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **60** (1948) 207-209.