

**REAL ACADEMIA DE CIENCIAS
EXACTAS, FÍSICAS Y NATURALES**

LECCIÓN INAUGURAL

DEL AÑO ACADÉMICO 2013-2014

LEÍDA EN LA SESIÓN CELEBRADA EL DÍA 30 DE OCTUBRE DE 2013

POR EL ACADÉMICO NUMERARIO

EXCMO. SR. D. MANUEL AGUILAR BENÍTEZ DE LUGO

SOBRE EL TEMA

DE HESS A HIGGS

**DE LA IONIZACIÓN ESPONTÁNEA DEL AIRE
A LA ROTURA ESPONTÁNEA DE LA SIMETRÍA
EN FÍSICA SUBATÓMICA**



MADRID
DOMICILIO DE LA ACADEMIA
VALVERDE, 22 - TELÉFONO 917 014 230
2013

Depósito legal: M. 29018 - 2013 - I.S.B.N.: 978-84-87125-53-9 - I.S.S.N.: 1138-4093

Impreso en Realigraf, S. A. - Pedro Tezano, 26. 28039 Madrid

*Dedicado a la memoria del Profesor
Carlos Sánchez del Río y Sierra,
Presidente de Honor de la Real Academia de
Ciencias Exactas, Físicas y Naturales*



Carlos Sánchez del Río y Sierra (1924-2013)

ÍNDICE

Introducción	11
El descubrimiento de los rayos cósmicos	12
Los aceleradores de partículas, el descubrimiento del antiprotón, el zoo de partículas y la invención de los quarks.....	21
Rotura espontánea de la simetría.....	29
El modelo estándar de partículas e interacciones.....	32
LHC: Relato de una ambición.....	38
Busca y pacífica captura del bosón de Higgs	47
Perspectivas	55
A modo de epílogo.....	57
Agradecimientos	59
Referencias.....	59

«Todos los hombres, por naturaleza, ansían conocer»

Aristóteles (384 AC-322 AC)

*«La naturaleza es económica en conceptos,
pero extravagante en su realización»*

Abdus Salam (1926-1996)

*«La ciencia es mucho más una forma de pensar
que una masa de conocimiento»*

Carl Sagan (1934-1996)

*«La investigación es el proceso de andar por un callejón
para ver si tiene salida»*

Marston Bates (1906-1974)

INTRODUCCIÓN

No resulta fácil elegir un tema y un título sugerentes, o al menos no excesivamente tediosos, para cumplir con el honroso deber de dictar el discurso inaugural de un año académico. Nuestro querido y añorado compañero Francisco José Ynduráin, prematuramente desaparecido hace ya cinco años, tituló su espléndido discurso leído en esta casa el 31 de octubre de 2007, «Seis pilares de la sabiduría» por la sencilla razón de que le había gustado el título elegido por el militar y escritor británico Thomas E. Lawrence para un libro, *Seven pillars of wisdom*, a medio camino entre la narración histórica y el relato autobiográfico.

En mi caso, a punto de dar por concluida —por razones de edad y tal vez de decreciente motivación y entusiasmo— mi trayectoria de investigador en el CIEMAT, centro en el que inicié mi carrera científica hace justamente 48 años, cuando aún se llamaba Junta de Energía Nuclear (JEN) y el Profesor Carlos Sánchez del Río, fallecido el pasado 13 de mayo, y a quien quiero recordar en este acto, era el Director de la División de Física, y tras no pocas dudas, he preferido optar por un tema estrechamente relacionado con las dos áreas de actividad científica a las que he dedicado en estos últimos quince años buena parte de mis menguantes aptitudes y limitada disponibilidad para las tareas estrictamente investigadoras.

Aunque la elección del tema me habría permitido, tal vez, proponer un título algo más atractivo, inspirado en la filmografía que pude descubrir al llegar a Ginebra en 1967, como por ejemplo «Física de Partículas: dos o tres cosas que yo sé de ella» o «La china», en recuerdo de las enigmáticas películas de Jean-Luc Godard, *Deux ou trois choses que je sais d'elle*, o *La Chinoise*, y en velada referencia al entorno por el que he transitado en los tramos finales de mi carrera, he preferido recurrir a un título académicamente más correcto.

La ionización, aparentemente espontánea del aire, es un fenómeno conocido desde la formulación de las leyes de Coulomb en 1785. Durante más de un siglo interesó a una pléyade de ilustres científicos que no consiguieron formular una convincente explicación de las observaciones. El descubrimiento de los rayos cósmicos por V. F. Hess en 1912 sería decisivo para entender el origen de este fenómeno.

Como no suele ser infrecuente en el devenir de la actividad científica, la explicación de un determinado fenómeno puede convertirse en poderosa herramienta para el estudio de otras cuestiones, no necesariamente de la misma disciplina científica. En este contexto, no es exagerado afirmar que la investigación con rayos cósmicos está en el origen de la Física de Partículas Elementales o Física de Altas Energías, disciplina científica que tiene como objetivo el estudio de las propiedades de los constituyentes últimos de la materia y de las fuerzas fundamentales a través de las cuales se relacionan. Las leyes que describen los procesos entre partículas elementales permiten también conocer los procesos que gobernaron el universo en determinados instantes, próximos al inicio de su creación, y establecer su historia temporal o evolución térmica.

Durante el último tercio del siglo pasado se ha desarrollado una estructura o teoría físico-matemática, el Modelo Estándar de Partículas e Interacciones, que explica la práctica totalidad de los procesos entre partículas elementales en términos de acoplamientos (interacciones) entre partículas de materia o constituyentes últimos de la materia (quarks y leptones) y partículas de fuerza o agentes propagadores de las fuerzas fundamentales (fotones, bosones W^\pm y Z y gluones).

El Modelo Estándar es una elegante teoría cuántica de campos relativista basada en la invariancia de las leyes físicas que gobiernan el microcosmos bajo transformaciones de determinados grupos de simetría. Una característica relevante de esta clase de teorías es que predice que las partículas de fuerza tienen masa nula, predicción manifiestamente en desacuerdo con determinadas medidas experimentales (en concreto las masas de los bosones W^\pm y Z). Como señalaba Thomas Huxley, «la gran tragedia de la ciencia es la muerte de una bella teoría por un hecho feo».

Una posible solución a esta estéticamente incómoda realidad, aunque no la única, es el mecanismo originalmente propuesto por Englert, Brout y Higgs en 1964, que establece que el origen de la diferencia de masas entre los agentes que propagan la fuerza unificada electrodébil es un campo escalar que permea todo el espacio y que, en su versión más sencilla, se manifiesta como una partícula escalar, el bosón de Higgs. Esta, hasta cierto punto, impropia denominación data de 1967 y se debe a un reconocido error de S. Weinberg en la lectura de las fechas de publicación de los tres primeros artículos sobre este tema. Englert y Brout fueron los primeros en publicar, seguidos de Higgs y de Guralnik, Hagen y Kibble, aunque los tres trabajos se hicieron de forma independiente.

Técnicamente, el mecanismo de Brout-Englert-Higgs es el mecanismo responsable de la rotura espontánea de la simetría electrodébil, un concepto que tiene su origen en la física de la materia condensada y más concretamente en el campo de la superconductividad y que fue utilizado en el desarrollo de teorías de procesos entre partículas elementales con anterioridad a la formulación del Modelo Estándar.

El 4 de julio de 2012 se anunció en el CERN (Organización Europea para la Investigación Nuclear, Ginebra, Suiza) el descubrimiento de una partícula en los experimentos ATLAS y CMS del acelerador LHC (*Large Hadron Collider* o Gran Colisionador Hadrónico) cuyas propiedades son compatibles con las esperadas para la partícula predicha por el mecanismo de Brout-Englert-Higgs.

En esta lección inaugural del curso académico 2013-2014 propongo hacer un recorrido necesariamente superficial e incompleto a lo largo de 100 años, desde el descubrimiento de los rayos cósmicos por Hess en 1912 hasta el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012. Esto es, desde el descubrimiento del agente que produce la ionización espontánea del aire hasta el descubrimiento del agente que genera la rotura espontánea de la simetría electrodébil.

EL DESCUBRIMIENTO DE LOS RAYOS CÓSMICOS

¿Qué son los rayos cósmicos? [1]-[9] La respuesta a esta cuestión es, en principio, sencilla. Esta denominación engloba todo tipo de partículas de materia y radiación que llegan a la tierra procedentes del espacio exterior, del sol, de cuerpos celestes de nuestra galaxia o de otras galaxias. Esta definición genérica permite incluir la radiación electromagnética en todas sus longitudes de onda, los neutrinos, las ondas gravitacionales y, finalmente, los rayos cósmicos eléctricamente cargados. Estos son los electrones, positrones, muones y núcleos atómicos, desde el núcleo de hidrógeno, el protón, hasta el de hierro, cobre, níquel, etc.

Es innegable que casi todo lo que conocemos acerca del universo procede del estudio de la radiación electromagnética a diversas frecuencias o longitudes de onda y en particular en el rango visible del espectro. La disciplina científica que se ocupa de desentrañar los misterios del universo utilizando la radiación electromagnética es la astronomía, una ciencia milenaria que se ha desarrollado progresivamente y de manera muy notable desde el siglo XVI. El descubrimiento de la radiación de fondo de microondas y sus anisotropías, de los pulsares y pulsares binarios, de la existencia de fuentes emisoras de rayos X, de la expansión acelerada del universo y de la materia y energía oscura, son algunos hitos destacados de la actividad realizada en este campo de la investigación en las últimas décadas.

El estudio de los neutrinos procedentes del sol, o producidos como resultado de las colisiones de protones procedentes del espacio exterior con la atmósfera, ha tenido importancia crucial para entender los mecanismos de generación de energía en el interior de las estrellas. Por otra parte, estos estudios han sido

decisivos para poner de manifiesto que los neutrinos son partículas de masa no nula, una constatación de gran relevancia para la Física de Partículas Elementales.

El estudio de las ondas gravitacionales progresa con lentitud, dada la dificultad de su experimentación y la complejidad de su fenomenología, pero se espera que en el futuro tenga relevancia extraordinaria en cosmología. La observación directa de las ondas gravitacionales permitirá verificar que el gravitón tiene masa nula y espín igual a 2, demostrar que las fuerzas que ejercen son perpendiculares a la dirección de movimiento, confirmar la existencia de agujeros negros y comprobar la predicción de que la colisión de éstos genera violentas alteraciones en la curvatura del espacio-tiempo.

Como veremos más adelante, el estudio de la componente cargada de la radiación cósmica, los habitualmente denominados rayos cósmicos, ha sido determinante para la Física de Partículas Elementales, aunque desde el punto de vista astrofísico haya propiciado, hasta la fecha, más preguntas que respuestas.

Hacia 1785 el físico e ingeniero francés C. A. Coulomb trataba de medir con balanzas de torsión la magnitud de las atracciones y repulsiones entre cargas eléctricas dispuestas en pequeñas esferas conductoras montadas sobre soportes aislantes. En el curso de estas medidas, Coulomb observó que las esferas se descargaban sin razón aparente. A pesar de la precariedad de las medidas, las leyes de atracción entre cargas eléctricas derivadas por Coulomb fueron aceptadas, aunque quedase pendiente una explicación rigurosa del origen de las descargas. La explicación aventurada por Coulomb, responsabilizando a las colisiones de moléculas de aire con las esferas, resultó poco convincente y fue desechada posteriormente con argumentos de la teoría cinética de gases.

El físico y químico británico M. Faraday (1791-1867), descubridor entre otros fenómenos de la inducción electromagnética, introdujo el concepto de ionización y también especuló sobre las causas posibles de los fenómenos de descarga observados por Coulomb. En cualquier caso, hasta finales del siglo XIX, y como consecuencia del progreso en el desarrollo de instrumentación, no se retomaron las investigaciones sobre la causa de las descargas en las esferas de Coulomb. Este renovado interés estaba, de hecho, motivado por el descubrimiento de la radioactividad en 1896 por el físico francés A. H. Becquerel, Premio Nobel de Física en 1903. Los físicos alemanes J. Elster y H. Geitel y el británico C. T. R. Wilson postularon que un agente, aún no identificado, provocaba la ionización del aire haciéndolo conductor eléctrico.

La noción de ionización, anterior a las investigaciones mencionadas, se refería a un fenómeno de naturaleza desconocida que permitía a la materia neutra disociarse en partes con cargas eléctricas opuestas y que se había observado estudiando el comportamiento de los gases en dispositivos con electrodos cargados eléctricamente. Desde 1897 se sabía que la componente negativa estaba formada por electrones, las partículas que el físico británico J. J. Thomson, Premio Nobel de Física en 1906, acababa de descubrir.

Es tal vez apropiado recordar que, aunque la idea de la estructura atómica de la materia —el hecho de que esté formada por partículas indivisibles y no por un continuo que llenase el espacio que ocupa— se remonta al siglo V a.C. y ha constituido la base de las teorías cuantitativas de la materia, a principios del siglo XX muchos científicos tenían reticencias para admitir que los átomos pudiesen descomponerse en constituyentes más elementales e incluso algunos aún dudaban de su existencia.

Una vez admitida la hipótesis de que la ionización es la causa de la conductividad eléctrica del aire quedaba por identificar su origen. Afortunadamente, en la segunda mitad del siglo XIX se habían descubierto distintos tipos de radiación capaces de atravesar la materia y provocar en gases fenómenos de ionización. Los rayos catódicos, descubiertos en 1859 por el matemático y físico alemán J. Plücker y posteriormente identificados por Thomson como corrientes de electrones, con reducido poder de penetración, no parecían candidatos verosímiles. Los rayos X, descubiertos por W. Röntgen en 1895, Premio Nobel de Física en 1901, parecían una opción posible. La radioactividad, descubierta, como ya se ha mencionado, por Becquerel y estudiada, entre otros, por los Curie y por E. Rutherford, Premio Nobel de Química en 1908, ofrecía nuevas posibilidades. Rutherford sugirió que las distintas variedades de radiación descubiertas (α , β , γ) podían atravesar la materia e ionizar el aire, motivando a investigadores de su entorno, entre ellos a Wilson, a detectar la presencia de materiales radioactivos en las proximidades de sus instrumentos de medida.

Un instrumento pionero desarrollado por Wilson en 1901 para estas exploraciones fue la célebre cámara de ionización, que permitía medir la pérdida de potencial entre dos electrodos con ayuda de un

electrómetro y deducir el número de iones formados en el proceso de ionización. Posteriormente, el físico y jesuita alemán T. Wulf desarrolló electrómetros de precisión y en 1910 trató de probar con medidas realizadas a distintos niveles de la torre Eiffel la dependencia de la ionización con la altura. Los resultados de sus trabajos parecían estar en desacuerdo con la hipótesis de que la ionización fuera debida a radiación γ y de superficie e inicialmente no fueron aceptados. El físico alemán W. Kohlhörster también desarrolló instrumentación avanzada que permitió realizar medidas más precisas con diferentes configuraciones operativas. Inicialmente, estas medidas confirmaron que las descargas se producían espontáneamente en presencia de materiales radiactivos, aunque, posteriormente, resultó evidente que el fenómeno de ionización persistía incluso en ausencia de este tipo de sustancias. La conclusión era que existía una radiación de fondo que presumiblemente tenía su origen en la radioactividad del suelo.

En 1901, el propio Wilson aventuró que la ionización espontánea podría deberse a una radiación penetrante de origen cósmico, pero no llegó a proponer un programa experimental para comprobar esta hipótesis. Otros investigadores emprendieron diversas campañas de medidas para tratar de aclarar el origen de las observaciones, detectando una cierta, aunque ambigua, dependencia con la altitud.

Un primer paso, aunque insuficiente, apuntando en la buena dirección lo realizó el científico suizo A. Gockel quien, en 1910, realizó diversas ascensiones a 1.100, 1.700, 1.900 y 2.800 metros con cámaras de ionización a bordo de globos sonda. Las medidas realizadas en las proximidades del lago de Zürich y, posteriormente, cerca de Berna exhibían fluctuaciones importantes que no permitían extraer conclusiones fiables. En cualquier caso, Gockel aventuró que: «la radiación debía proceder bien de la atmósfera o de un cuerpo celeste otro que la tierra».

Sería finalmente el físico austriaco V. F. Hess (Figura 1), quien, en 1911 y 1912 realizaría los experimentos cruciales que pondrían de manifiesto de forma concluyente la existencia de una radiación procedente del espacio exterior [10]. Hess utilizó simultáneamente varios electros copios y realizó, en una primera fase, hasta siete ascensiones (una coincidente con un eclipse de sol) a bordo de globos sonda que llegaron hasta una altitud de 4.800 metros. Las medidas precisas señalaban sin ambigüedad que la ionización disminuía entre 1.000 y 2.000 metros para, a continuación, aumentar rápidamente con la altitud.

Hess concluía en su célebre artículo publicado en *Physik, Zeitschrift, XIII, 1912*, lo siguiente:

«Los resultados de estas observaciones parecen poder interpretarse admitiendo sencillamente que una radiación con gran poder de penetración procede de la parte superior de la atmósfera y, aunque progresivamente atenuada por ésta, produce, incluso en las zonas más bajas, una parte de la ionización observada en las cámaras cerradas. La intensidad de esta radiación parece estar afectada por pequeñas variaciones aleatorias».

Los resultados obtenidos por Hess fueron confirmados en el año 1914 por Kohlhörster, que consiguió ascender hasta 9.600 metros. A esta altitud el incremento observado en la ionización era un factor 8 en relación con la medida en superficie.

Una vez establecida la existencia de una radiación procedente del espacio exterior, aún quedaban numerosas cuestiones por aclarar en relación con su naturaleza. En particular debía tratarse de una radiación de muy alta energía y gran poder de penetración para poder atravesar una atmósfera de aproximadamente



Figura 1. V. F. Hess (1883-1964), Premio Nobel de Física 1936.

100 km de espesor. ¿Procedía de la parte superior de la atmósfera, del sistema solar, del espacio interestelar, etc.? Las medidas realizadas durante los años 1910-1914 no parecían ser suficientes para establecer un patrón bien definido y eran incapaces de validar las explicaciones propuestas, muchas de ellas bastantes exóticas. Desgraciadamente, la primera guerra mundial interrumpió las investigaciones en marcha que no se reanudarían hasta la década de los años veinte.

En los años veinte el célebre físico norteamericano R. A. Millikan, Premio Nobel de Física en 1923 por su trabajo sobre la carga elemental de electricidad y el efecto fotoeléctrico, entró en la escena de los rayos cósmicos. Con la ayuda de importantes recursos materiales construyó electrómetros muy precisos que le permitieron realizar en California y diversos países andinos espectaculares campañas de medidas continuas de la ionización en función de la altitud, presión y temperatura. Algunos datos se obtuvieron con sondas que llegaron a alcanzar 15.000 metros de altitud. Estas medidas confirmaron las realizadas por Hess y Kolhörster y concluyeron que el origen de la radiación observada no se encontraba en la atmósfera de la tierra.

Como resultado de una campaña de prensa tendenciosa, que bautizó la radiación cósmica procedente del espacio exterior como rayos de Millikan, se generó una agria polémica entre Hess y Millikan. En un artículo publicado en *Physik, Zeitschrift* en 1926, Hess expresaría con rotunda claridad su punto de vista:

«En lo que concierne a la publicación de Millikan, ya mencionada, quería hacer notar que Millikan hace un relato acerca del descubrimiento de los rayos cósmicos que podría fácilmente ser malinterpretado.

La determinación reciente debida a Millikan y colaboradores sobre el alto poder de penetración de los rayos cósmicos ha brindado una oportunidad a distintas revistas científicas americanas como “Science” y “Scientific Monthly” para introducir el término “Rayos de Millikan”. El trabajo de Millikan es solo una confirmación y ampliación de los resultados obtenidos por Gockel, Kohlhorster y yo mismo entre 1910 y 1913 utilizando globos sonda para la medida de estos rayos. Rechazar reconocer nuestro trabajo es un error y no está justificado».

En 1936, la Academia Sueca reconoció el trabajo pionero de V. F. Hess concediéndole el Premio Nobel de Física por el descubrimiento de los rayos cósmicos, nombre que había propuesto años antes Millikan. Hess compartió el galardón con el físico estadounidense C. D. Anderson que en 1932 había descubierto el positrón, la antipartícula del electrón, estudiando precisamente los rayos cósmicos.

Una vez consensuado el origen no atmosférico de la radiación cósmica, quedaban por resolver cuestiones esenciales. ¿Eran los rayos cósmicos partículas neutras o cargadas? ¿Procedían de un fuente única o de un proceso difuso? ¿Cómo obtenían su energía? Millikan sugirió que los rayos cósmicos eran el resultado de la formación de núcleos peculiares a partir de protones y electrones primarios. Este proceso de formación de núcleos complejos se suponía que tenía lugar en todo el universo, liberando la energía de enlace en forma de radiación γ con longitudes de onda del orden de 10^{-4} - 10^{-5} nanómetros.

La propuesta de Millikan fue cuestionada por diversos físicos teóricos, entre ellos A. H. Compton, Premio Nobel de Física en 1927 por el descubrimiento del efecto que lleva su nombre. En la hipótesis de que la radiación cósmica fuese neutra, ésta no debería verse afectada por el campo magnético terrestre. Compton demostró, en un estudio geográfico de los rayos cósmicos, basado en medidas realizadas por diversos grupos, que la intensidad de la radiación cósmica dependía de la latitud magnética y concluyó que los rayos cósmicos eran predominantemente partículas cargadas (protones, electrones o núcleos atómicos). La polémica científica entre Millikan y Compton llegó a su punto álgido en el congreso de la Asociación Americana para el Avance de las Ciencias en 1932 y fue portada del *New York Times* y *Time Magazine*.

El párrafo siguiente, extraído del artículo «Millikan replica vehementemente a Compton en la disputa sobre rayos cósmicos», firmado por W. Lawrence en el *New York Times* del 31 de diciembre de 1932, revela la intensidad y pasión del debate científico:

«En una atmósfera sobrecargada con drama, en la que el elemento humano no estaba en absoluto ausente, los dos protagonistas presentaron sus puntos de vista con la vehemencia y el fervor de aquellos debates teóricos en épocas pasadas cuando hombres instruidos disputaban acerca del número de ángeles que podían bailar sobre el extremo de una aguja. El doctor Millikan particularmente roció su conferencia con observaciones directamente dirigidas al ingenio científico de su antagonista. Obviamente hubo frialdad entre los dos hombres al terminar el debate».

A pesar de la intensa actividad investigadora en rayos cósmicos durante los años veinte, era evidente que su avance estaba limitado por las prestaciones de la instrumentación disponible. Aunque las cámaras de ionización eran cada vez más sensibles y fiables, no permitían decidir si la ionización observada se debía a partículas neutras o cargadas. Dos desarrollos instrumentales novedosos, el contador de Geiger-Müller y la cámara de niebla, serían esenciales para el avance de la disciplina.

El desarrollo de dispositivos experimentales basados en contadores de Geiger-Müller, gracias a los trabajos pioneros de W. Bothe, Premio Nobel de Física en 1954 por la invención del método de coincidencias, Kohlhörster y Rossi, no solo tuvo un impacto enorme en la forma de investigar los rayos cósmicos sino que está en el origen del desarrollo industrial de componentes básicos de ordenadores, con los bien conocidos retornos para otras disciplinas científicas y para la sociedad. Como se ha insistido en numerosas ocasiones, los desarrollos científicos aparentemente más alejados de la realidad cotidiana pueden dar lugar a aplicaciones y desarrollos técnicos imprevistos y formidables.

La invención de la cámara de niebla o cámara de Wilson constituye un hito extraordinario en el desarrollo de la física nuclear y de rayos cósmicos, permitiendo medir las principales propiedades de las partículas (dirección, velocidad, impulsión y signo de la carga eléctrica). Este hito instrumental está, por ejemplo, en el origen del descubrimiento del neutrón en 1932 por J. Chadwick, Premio Nobel de Física en 1935, y, en su momento, Rutherford consideró que se trataba «del más original y maravilloso instrumento de toda la historia de la Ciencia».

Aunque a finales de los años veinte, gracias fundamentalmente al desarrollo de la instrumentación, se había llegado a la conclusión de que los rayos cósmicos eran partículas cargadas muy energéticas, quedaba por desentrañar la naturaleza y el origen de la radiación que penetra en la atmósfera. Los trabajos pioneros de Rossi apuntaban a que la radiación cósmica tiene dos componentes: una que puede ser absorbida por una lámina de plomo de 10 cm de espesor y otra que puede atravesar hasta 1 m de plomo (equivalente a 10 km de aire). Experimentos posteriores, en particular los realizados por C. D. Anderson, S. Neddermeyer y P. M. S. Blackett, llegaron a identificar rayos cósmicos con energías de hasta 20 GeV ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$). El espectro medido de la impulsión o cantidad de movimiento obedecía a una ley de potencia.

Los estudios de los clichés fotográficos obtenidos en cámaras de Wilson a principios de los años treinta pusieron de manifiesto, en numerosos casos, la presencia de varias trazas simultáneas de partículas cargadas. Estos sucesos se denominaron cascadas. Su descubrimiento, así como el desconocimiento de su naturaleza, generó considerable perplejidad y creciente actividad experimental.

Como ya se ha mencionado, es habitual, en el campo de la investigación científica, que la búsqueda de respuestas a cuestiones previamente formuladas esté en el origen del descubrimiento de nuevos fenómenos. El estudio detallado de la radiación cósmica cargada con una cámara de Wilson inmersa en un campo magnético, condujo a C. D. Anderson en 1932 al descubrimiento del positrón, el primer ejemplo de antipartícula y un hito extraordinario en la historia de la física.

El descubrimiento del positrón validaba la teoría cuántica del electrón desarrollada en 1926 por el físico británico P. A. M. Dirac, Premio Nobel de Física en 1933. Esta teoría predice que existe una partícula con igual masa y espín que el electrón pero con carga eléctrica de signo contrario: el positrón. En el discurso de recepción del Premio Nobel, Dirac sugirió que esta duplicación de partículas no solo afecta al electrón sino también al protón y que el hecho de que la materia de nuestro entorno astronómico esté formada por protones con carga eléctrica positiva y electrones con carga eléctrica negativa no debería excluir *a priori* la posible existencia, en otros sistemas solares y galácticos, de materia formada por protones negativos (antiprotones) y electrones positivos (positrones).

En el laboratorio ha sido posible demostrar, desde mediados de los años cincuenta, que, efectivamente, para cada partícula, núcleo o átomo conocidos es posible fabricar artificialmente una copia (antipartícula, antinúcleo o antiátomo) con idénticas propiedades estáticas (masa, vida media, espín...) y algunas con signo cambiado (carga eléctrica, determinados números cuánticos).

En relación con las ideas desarrolladas por Dirac, parece oportuno señalar que, hasta la fecha, no ha podido detectarse, en la parte de nuestra galaxia que se ha estudiado con cierto detalle, la presencia de antimateria cósmica primaria, esto es antimateria cósmica no producida por colisiones de radiación cósmica primaria con el medio interestelar.

En este contexto es también relevante mencionar que, desde los experimentos realizados en 1964 en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL), por un equipo de investigadores dirigido por J. W. Cronin y V. L. Fitch, Premios Nobel de Física en 1980, se conoce que para cierto tipo de partículas elementales (originalmente las denominadas extrañas estudiadas por Cronin y Fitch y posteriormente las que contienen un quark *b*) las propiedades de desintegración de partículas y antipartículas son ligeramente distintas. Este fenómeno, conocido como violación de la simetría CP, tiene una relevancia extraordinaria para explicar la evolución del universo desde el estado simétrico surgido a partir de las fluctuaciones cuánticas del vacío hasta una configuración en donde parece no haber trazas de antimateria cósmica primaria. La explicación de esta evolución basada en las leyes de la microfísica (bariogénesis), propuesta por A. Sakharov en 1967, incluye entre sus ingredientes precisamente la violación de esta simetría.

A pesar del considerable esfuerzo experimental y teórico, no es posible afirmar que exista en la actualidad una explicación definitiva del proceso de aparente desaparición de la antimateria primordial, una constatación en evidente contradicción con la idea de un universo inflacionario surgido del vacío, tal y como establece la, por otra parte muy exitosa, teoría del Big Bang.

La teoría formulada por Dirac se convirtió en una poderosa herramienta para explorar en detalle los mecanismos que intervienen cuando una partícula energética cargada atraviesa una determinada cantidad de materia y profundizar en el conocimiento del fenómeno denominado cascadas, al que ya nos hemos referido, y de la naturaleza de las partículas con gran poder de penetración.

A finales de la década de los treinta existía consenso acerca de la predominancia de partículas cargadas, mayoritariamente con carga positiva, en la radiación cósmica, sin excluir una no desdeñable presencia de fotones y electrones. También se pensaba que la radiación cósmica no tenía su origen en el sistema solar. Las altas energías medidas en algunos rayos cósmicos planteaban el problema de los mecanismos de aceleración y sugerían un posible origen galáctico o, incluso, extra-galáctico.

Aunque desde 1933, gracias a las investigaciones de Rossi, se conocía la existencia de cascadas inducidas por los rayos cósmicos, el estudio sistemático de estos fenómenos lo inició en 1938 el equipo de investigadores dirigido por el físico francés P. Auger. Los experimentos realizados en el Pic du Midi de Bigorre, Pirineos franceses, y en el laboratorio Jean Perrin de la Jungfrauch, Alpes suizos, entre otros sitios, pusieron de manifiesto la existencia de cascadas formadas por una gran densidad de partículas que, simultáneamente, llegaban a una superficie extensa y que eran el resultado de la interacción de una partícula primaria con las moléculas atmosféricas. Auger desarrolló algoritmos para determinar la energía de la radiación primaria y, en 1939, anunció que algunas de las cascadas observadas alcanzaban energías del orden de 10^{15} eV.

Como ya hemos señalado, el estudio de los rayos cósmicos tuvo una importancia crucial en el desarrollo de la Física de Partículas Elementales o Física de Altas Energías. Al descubrimiento del positrón en 1932 por Anderson, utilizando una cámara de niebla, siguió el descubrimiento del muón en 1937 por Anderson y Neddermeyer, utilizando una técnica similar, el descubrimiento del pion en 1947 por Powell, Premio Nobel de Física en 1950, utilizando emulsiones nucleares, y el descubrimiento de las partículas extrañas en 1947 por un equipo dirigido por Rochester, Butler y Blackett, Premio Nobel de Física en 1948, en el que figuraba el físico español Rafael Armenteros, utilizando también una cámara de niebla.

El congreso sobre rayos cósmicos celebrado en 1953 en Bagnères de Bigorre, cerca del Pic du Midi, fue al mismo tiempo un evento memorable para realzar los resultados sobresalientes obtenidos en esta disciplina científica pero, también, una ocasión para señalar inequívocamente el nuevo rumbo que, en el futuro, debía seguir la Física de Altas Energías. L. Leprince-Ringuet, Director de la célebre École Polytechnique

de París, uno de cuyos equipos de investigación se había distinguido trabajando en el Pic du Midi en los años cincuenta, escribía en 1982, a propósito del Congreso de Bagnères, lo siguiente:

«En mi opinión, el congreso de Bagnères de Bigorre en 1953 marcó el final de una etapa de los rayos cósmicos y fue el propio Powell quien, en su discurso de clausura, sentenció: “Señores, de ahora en adelante estamos invadidos, estamos sumergidos, son los aceleradores”».

Aunque es innegable que la llegada de los aceleradores y de las cámaras de burbujas quitó protagonismo a la experimentación en física subatómica (búsqueda de nuevas partículas elementales) con rayos cósmicos, cámaras de niebla y emulsiones nucleares, el estudio de los rayos cósmicos ha mantenido su interés y actualidad. Es muy posible que, en el futuro, los rayos cósmicos continúen siendo una herramienta relevante para progresar en el conocimiento de la estructura última de la materia, la composición en materia-energía del universo y la cuantificación de la aparente asimetría en materia-antimateria del universo, tema al que volveremos más adelante.

En este contexto, es interesante hacer notar que ningún instrumento ha conseguido producir hasta la fecha partículas con energías superiores a las energías extremas de los rayos cósmicos ($\sim 10^{20}$ eV). Cuando el acelerador LHC del CERN funcione a pleno rendimiento en el año 2015, se producirán colisiones entre haces de protones de 7 TeV ($1 \text{ TeV} = 10^{12}$ eV) y la energía total en el sistema centro de masas protón-protón será de 14 TeV. Esto es equivalente a hacer colisionar un haz de protones de 10^{17} eV, esto es unos tres órdenes de magnitud inferiores a los rayos cósmicos más energéticos detectados hasta la fecha, con un blanco fijo.

Los rayos cósmicos de ultra-alta energía, por encima de $\sim 10^{18}$ eV, representan la materia en el estado de máxima desviación de equilibrio térmico encontrado en el universo y pueden poner de manifiesto la existencia de partículas exóticas formadas en la fase inicial del universo o sugerir fenómenos con fundamento físico no estándar, esto es no descrito por el Modelo Estándar de Partículas Elementales e Interacciones. Probablemente también constituyen algunas de las raras muestras de material extra-galáctico que es posible detectar de manera directa.

A pesar de la intensa actividad investigadora realizada desde el descubrimiento de los rayos cósmicos hace cien años, conviene insistir en que aún no hay respuestas convincentes a una serie de importantes cuestiones. Por ejemplo: ¿Cuál es su composición y cómo varía con la energía? ¿De dónde proceden? ¿Cuál es su origen? ¿Cuáles son los mecanismos de aceleración? ¿Existe un valor máximo para la energía? En las últimas décadas se han desarrollado ambiciosos proyectos experimentales para tratar de profundizar en el conocimiento de estos temas. El desafío experimental es, no hay que olvidarlo, mayúsculo: reconstruir las propiedades de una partícula o núcleo cósmico primario (masa, carga eléctrica, energía, dirección) a partir de las señales registradas en distintos tipos de sistemas de detección (en superficie y telescópicos) por miles de partículas producidas en la etapa final del desarrollo en la atmósfera de las denominadas cascadas. Ejemplo paradigmático es el proyecto del Laboratorio Pierre Auger Sur en Malargüe (Mendoza, Argentina), dirigido por J. Cronin y A. Watson, con 3.000 km² instrumentados y que desde el año 2005 acumula datos sobre rayos cósmicos de ultra-alta energía [11]-[12].

Entre los resultados interesantes obtenidos en este proyecto es apropiado destacar la confirmación de la existencia de un límite superior para la energía de los rayos cósmicos cargados, el denominado corte GZK calculado de forma independiente en 1966 por K. Greisen, V. Kuzmin y G. Zatsepin [13]-[14]. El corte GZK tiene su origen en las interacciones entre los rayos cósmicos (básicamente protones) y la radiación cósmica de microondas (CMB). El límite de 5×10^{19} eV, ~ 8 J, corresponde a la existencia de una fuente de procedencia de estos rayos cósmicos de ultra-alta energía situada a menos de ~ 165 millones de años luz.

Desgraciadamente, la existencia del límite GZK va a dificultar en el futuro la identificación de las fuentes de rayos cósmicos, toda vez que para extrapolar las trayectorias recorridas por los rayos cósmicos hasta sus orígenes es necesario utilizar solo los rayos de muy alta energía (que son desviados en mucha menor medida por los campos magnéticos galácticos y extra-galácticos), cuyos flujos vienen acotados por el límite GZK.

Como es bien conocido, uno de los descubrimientos más extraordinarios que ha propiciado el estudio de la radiación cósmica electromagnética es la medida reciente del balance materia-energía del universo y su evolución temporal desde el instante en que se produce el desacople de la radiación cósmica de microondas, cuando el universo tenía aproximadamente 380.000 años.

Los estudios de las anisotropías de la radiación cósmica de microondas —fundamentalmente con los satélites COBE, WMAP y PLANCK—, de las luminosidades de las supernovas lejanas —fundamentalmente con las observaciones de los proyectos Supernova Cosmology Project y High-z Supernova Search Team— y de la morfología de los cúmulos galácticos, realizados en el marco del Modelo Cosmológico de Concordancia, basado en la Teoría General de la Gravitación, permiten cuantificar el contenido en materia y energía del universo con el resultado, hasta cierto punto sorprendente, de que, en la actualidad, la materia ordinaria (los átomos de la tabla de Mendeleiev) solo representa un 5%. Cerca del 27% del total corresponde a un tipo de materia que no emite ni absorbe de forma observable radiación electromagnética y de ahí la denominación de materia oscura. El resto, aproximadamente un 68%, corresponde a un tipo de energía repulsiva de naturaleza desconocida que está en el origen del proceso de expansión acelerada del universo y que podría deberse a la célebre constante cosmológica [15]-[16].

Por su contribución a estos avances científicos, J. C. Mather y G. F. Smoot recibieron el Premio Nobel de Física en 2006 y S. Perlmutter, B. P. Schmidt y A. G. Reiss recibieron el Premio Nobel de Física en 2011.

El estudio de la naturaleza de la materia oscura es un tema de máxima actualidad y distintas estrategias experimentales se han diseñado con este fin. Una de ellas se basa en la hipótesis de que la materia oscura está formada por un nuevo tipo de partículas previstas en algunas extensiones del Modelo Estándar (partículas supersimétricas, bosones de Kaluza-Klein) y en la existencia de procesos de aniquilación que distorsionarían los espectros energéticos de determinados tipos de partículas, en particular positrones, antiprotones y fotones.

Un experimento paradigmático, dirigido por S. C. C. Ting, Premio Nobel de Física en 1976 (Figura 2), de rayos cósmicos para el estudio, entre otras cuestiones, de estos espectros y posible extracción de información sobre estos procesos de aniquilación y acerca de la naturaleza de la materia oscura es el que se realiza desde el 19 de mayo de 2011 en la Estación Espacial Internacional (ISS) con el instrumento AMS (Espectrómetro Magnético ALPHA) (Figuras 3 y 4), y al que he dedicado buena parte de mi tiempo y energía desde 1997 [17]-[18].

La órbita de la ISS, aproximadamente a 350 km de la superficie terrestre, permite estudiar la radiación cósmica libre de los efectos negativos debidos a la producción de cascadas en la atmósfera, uno de los severos inconvenientes del estudio de los rayos cósmicos de alta energía con detectores en superficie.

AMS es un instrumento conceptualmente similar a los utilizados en experimentos en aceleradores, pero de tamaño reducido y adaptado a las exigentes condiciones del entorno espacial. Básicamente consiste en un detector de trayectorias, formado por nueve planos de sensores de silicio; un detector, basado en la emisión de radiación de transición; un imán permanente construido a partir de bloques de neodimio, hierro y boro; cuatro planos de contadores de tiempo de vuelo; una matriz de contadores de anti-coincidencia; un detector basado en el efecto Cerenkov; y un calorímetro electromagnético. Esta configuración permite hacer medidas redundantes de la masa, carga eléctrica, energía y dirección de las partículas y núcleos cósmicos, así como determinar el signo de la carga eléctrica.

En los primeros 18 meses de operación, AMS ha registrado unos veinticinco mil millones de rayos cósmicos, de ellos aproximadamente 6,8 millones de electrones (e^-) y positrones (e^+). Estos datos han permitido determinar la fracción de positrones $e^+/(e^++e^-)$ en el intervalo de energía 0.5-350 GeV y la evolución de su dependencia con la dirección de incidencia (anisotropía) en el intervalo de energía 10-200 GeV [19]. Los resultados obtenidos (Figura 5), no parecen estar de acuerdo con exclusivamente la producción secundaria de positrones en las colisiones de los rayos cósmicos ordinarios y sugieren la posible existencia de fuentes puntuales astrofísicas (púlsares) y/o extensas (materia oscura).



Figura 2. S. C. C. Ting (1936), Premio Nobel de Física 1976.



Figura 3. El instrumento AMS-02.



Figura 4. El instrumento AMS-02 instalado en la Estación Espacial Internacional.

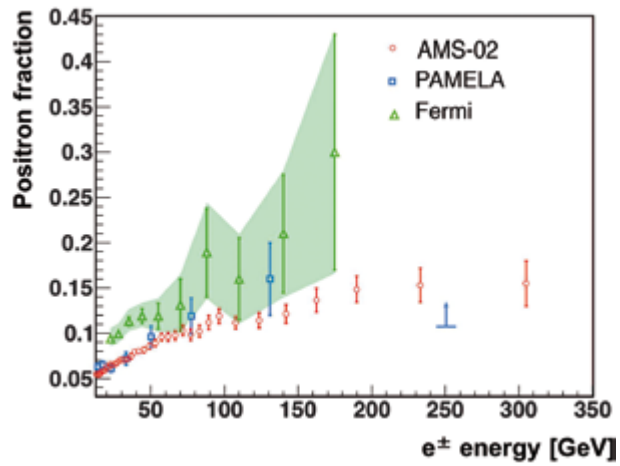


Figura 5. Medida del cociente $e^+/(e^+ + e^-)$ en función de la energía en el experimento AMS-02.

Está previsto que AMS siga operando en la ISS hasta la desorbitación de la plataforma espacial que, en la planificación de la NASA, no tendrá lugar antes del año 2025. Suponiendo que AMS siga funcionando con las actuales prestaciones, los datos registrados podrán aportar información adicional relevante para descifrar, entre otras cosas, la naturaleza de la materia oscura y la posible existencia en el universo de antimateria cósmica primordial.

Recientemente, la investigación con rayos cósmicos cargados ha generado gran interés de cara a la planificación de las misiones tripuladas de larga duración, que requiere una medida precisa de los flujos de los núcleos cósmicos y su dependencia temporal, y la posible influencia que su variabilidad, ocasionada (entre otras razones) por la actividad solar, pueda tener en los procesos de formación de nubes. El experimento AMS en la ISS y el experimento CLOUD (*Cosmics Leaving Outdoor Droplets*) en el CERN son ejemplos de novedosas líneas de investigación en esta disciplina [20].

LOS ACELERADORES DE PARTÍCULAS, EL DESCUBRIMIENTO DEL ANTIPROTÓN, EL ZOO DE PARTÍCULAS Y LA INVENCION DE LOS QUARKS

Como ya se ha mencionado, los primeros ejemplares de las denominadas partículas elementales, con la excepción del electrón (descubierto en 1897 por J. J. Thomson), el protón (descubierto por E. Rutherford en 1919) y el neutrón (descubierto por J. Chadwick en 1932), fueron descubiertos en la primera mitad del siglo XX, estudiando la radiación cósmica en cámaras de Wilson o en emulsiones nucleares. Es el caso del positrón, el muón, el pión y las partículas extrañas.

A pesar de los logros conseguidos en el estudio de la radiación cósmica, era evidente que el estudio sistemático de las propiedades de las partículas descubiertas requería nuevas técnicas sometidas a un mejor control experimental. El problema de los rayos cósmicos estriba en que los experimentos no están totalmente controlados por los experimentadores. En general, con los rayos cósmicos, no puede asegurarse ni su identidad (masa y carga eléctrica) ni su energía. Tampoco puede asegurarse su procedencia, ya que puede tratarse de radiación primaria o ser el resultado de procesos de colisión con el medio interestelar o con la propia atmósfera. Esto explica parcialmente, por ejemplo, las reticencias para aceptar las primeras medidas que ponían de manifiesto un déficit en el flujo de neutrinos (una variedad de la radiación cósmica) procedentes del sol.

La idea de acelerar partículas cargadas aplicando campos eléctricos se remonta a los años veinte del pasado siglo. Los primeros dispositivos utilizaban campos eléctricos estáticos. Ejemplos notorios de esta clase de instrumentos son el generador construido por R. Van de Graaf en el Instituto Tecnológico de Massachusetts (MIT) hacia 1929 y con el que se consiguieron diferencias de potencial del orden de 1 MeV ($1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$) y el generador (o multiplicador de voltaje) desarrollado en Cambridge hacia 1928 por J. D. Cockcroft y E. T. S. Walton, Premios Nobel de Física en 1951, y con el que en 1932 obtuvieron la primera desintegración nuclear artificial bombardeando átomos de litio con protones de 700 keV ($1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$). Son bien conocidas las múltiples aplicaciones del generador de Cockcroft-Walton en dispositivos de uso generalizado (televisores, aparatos de rayos X, fotocopiadoras, etc.) y en las etapas iniciales de aceleración de los grandes aceleradores de partículas.

En los aceleradores electrostáticos lineales, del tipo Van de Graaf o Cockcroft-Walton, se llegaron a alcanzar energías de 30 MeV, lo que restringió su uso a la física nuclear de baja energía y no contribuyeron de forma directa al descubrimiento de nuevas partículas. El verdadero impulso a la física de partículas elementales vino del desarrollo de aceleradores basados en campos electromagnéticos oscilantes operando en frecuencias de radio y que, en buena medida, minimizan incidencias originadas por descargas eléctricas.

R. Wideroe, E. Ising, L. Szilard, D. W. Kerst y E. O. Lawrence están considerados los principales pioneros del desarrollo de aceleradores lineales y circulares de alta energía. La gran ventaja de los aceleradores circulares sobre los lineales es que su topología permite que las partículas circulen, en principio, indefinidamente, haciendo posible que el proceso de aceleración se haga en ciclos sucesivos. Esto resulta

en una longitud del acelerador circular inferior a la de las máquinas lineales. El principal inconveniente es que, en la configuración circular, las partículas aceleradas al hacerse relativistas pierden parte de su energía por emisión de radiación sincrotrón. Esto hace, por argumentos de coste, inviables los colisionadores electrón-positrón para energías en el sistema centro de masas superiores a los ~ 250 GeV y radios de curvatura inferiores a ~ 5 km.

En 1929, Lawrence, Premio Nobel de Física en 1939 (Figura 6), consiguió operar en la Universidad de California en Berkeley el primer acelerador circular de tipo ciclotrón. En estos dispositivos las partículas cargadas circulan en órbitas espirales en un volumen magnetizado generado por un campo magnético dipolar constante, con un periodo constante y una determinada frecuencia, la frecuencia ciclotrónica. Las partículas se inyectan en el centro del imán y se extraen en la frontera exterior, cuando han alcanzado su máxima energía. Los ciclotrones no pueden acelerar partículas por encima de unos 15 MeV (en el caso de los protones esta energía permite alcanzar velocidades del orden del 10% de la velocidad de la luz), salvo que se implementen sistemas que incrementen el campo magnético en sincronía con la variación de la radiofrecuencia de aceleración. Diversas soluciones a esta severa limitación dieron origen a los ciclotrones isócronos y a los sincrociclotrones.



Figura 6. E. O. Lawrence (1901-1958), Premio Nobel de Física 1939.

A principios de la década de los cincuenta, entraron en funcionamiento el Cosmotrón del Laboratorio Nacional de Brookhaven, que en 1953 permitió acelerar protones hasta una energía de 3,3 GeV, y el Bevatrón (Figura 7), del Laboratorio Lawrence Berkeley, que a partir de 1954 permitió acelerar protones hasta una



Figura 7. El acelerador Bevatrón de Berkeley.

energía de 6,2 GeV. El Bevatrón era una instalación basada en un concepto novedoso propuesto en 1940 por Videroe para aceleradores de electrones. La idea era utilizar un campo magnético que se incrementase cíclicamente, permitiendo, por inducción, acelerar partículas. Este concepto evolucionó con el tiempo para terminar materializándose, gracias a Lawrence, McMillan y Lofgren, en un sincrotrón de protones de focalización débil que permitió, a partir de 1954, acelerar protones hasta una energía de 6,2 GeV. Esta energía era la requerida para crear antiprotones en colisiones protón-blanco estacionario (cobre).

En 1955 un equipo de investigadores, dirigido por O. Chamberlain y E. Segrè (ambos discípulos de Fermi, que habían trabajado en el proyecto Manhattan en Los Álamos) (Figura 8), obtuvo en experimentos realizados en el Bevatrón de Berkeley convincente evidencia acerca de la existencia de una partícula de carga eléctrica negativa y masa compatible con la masa del protón [21].

La idea básica de estos experimentos era medir simultáneamente, para cada partícula eléctricamente cargada producida en las colisiones protón-cobre, dos cantidades independientes a partir de las cuales fuese posible reconstruir la masa de la partícula. La elección de Chamberlain y Segrè fue medir la impulsión y la velocidad. La impulsión se determinaba con dos espectrógrafos magnéticos, que seleccionaban partículas negativas con una impulsión de 1,09 GeV, y la velocidad con contadores de tiempo de vuelo separados 12 m (un antiprotón tarda 51 nanosegundos en recorrer la distancia, mientras que los más abundantemente producidos piones lo hacen en 40 nanosegundos), complementados por contadores de tipo Cerenkov (uno con un radiador de cuarzo, y otro más convencional con fluoruro de carbono).

En un experimento posterior, el dispositivo experimental incluyó emulsiones fotográficas para visualizar el proceso de aniquilación del antiprotón con un protón o neutrón del material de las emulsiones.

En 1959, Chamberlain y Segrè fueron galardonados con el Premio Nobel de Física por «el descubrimiento del antiprotón».

Es tal vez apropiado señalar que, aunque el Bevatrón de Berkeley fue diseñado con el objetivo de descubrir la antipartícula del protón, el legado más relevante de esta instalación fue la puesta de manifiesto de una pléyade de nuevas partículas inestables que serían determinantes para el desarrollo del modelo de quarks.

Aunque la metodología seguida por Chamberlain y Segrè era diferente a la utilizada por Anderson en 1932 para descubrir el positrón estudiando la radiación cósmica en una cámara de niebla inmersa en un campo magnético, es, en mi opinión, hasta cierto punto sorprendente que el antiprotón no se hubiese descubierto previamente en los experimentos de rayos cósmicos. Es muy probable que algunos eventos registrados en estos experimentos correspondiesen de hecho a la presencia de antiprotones, pero el estudio de éstos no se reveló concluyente, un ejemplo adicional de la dificultad que para los físicos experimentales supone el control de experimentos con rayos cósmicos.

Durante mi estancia en el Collège de France en París, a principios de los años 80, escuché una curiosa y probablemente distorsionada anécdota a este respecto. Al parecer, I. Joliot-Curie reprochó a su esposo, J.F. Joliot, ambos galardonados con el Premio Nobel de Química en 1935, su insuficiente interés en el estudio de los rayos cósmicos en los siguientes términos: «Jean François, si hubieses trabajado con más ahínco en este tema, seguramente hubiésemos descubierto el antiprotón y conseguido un segundo Premio Nobel, esta vez el de Física».



Figura 8. O. Chamberlain (1920-2006), segundo por la derecha, E. Segrè (1905-1989), primero por la izquierda. Premios Nobel de Física 1959.

Al Cosmotrón y Bevatrón ya mencionados seguirían, entre otros, el Sincrotrón de Protones (PS) del CERN, que entró en funcionamiento en 1959, permitiendo acelerar protones hasta una energía de 28 GeV, el Sincrotrón de Gradiente Alterno (AGS) del Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL), que entró en funcionamiento en 1960, permitiendo acelerar protones hasta una energía de 33 GeV, el Acelerador Lineal del Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC), que entró en funcionamiento en 1966, permitiendo acelerar electrones y positrones hasta una energía de 50 GeV, el Sincrotrón de Protones (PS) del Laboratorio Nacional Fermilab (FNAL), que entró en funcionamiento en 1972, permitiendo acelerar protones hasta una energía de 200 GeV, para llegar a 500 GeV en 1976, y el Super Sincrotrón de Protones (SPS) del CERN, que entraría en funcionamiento en 1976, permitiendo acelerar protones hasta una energía de 400 GeV.

Los nuevos aceleradores y la construcción de cámaras de burbujas, inventadas en 1952 por D. O. Glaser, Premio Nobel de Física en 1960 (Figuras 9 y 10), y detectores electrónicos propiciaron, desde mediados de los cincuenta hasta principios de los setenta, el descubrimiento y el estudio detallado de numerosas partículas denominadas elementales y bautizadas de manera bastante arbitraria por sus descubridores (η , η' , ρ , ω , ϕ , δ , h , K^* , a_1 , b , a_2 , f_0 ,... Δ , N^* , Σ , Ξ). Los grupos legendarios de Berkeley y Brookhaven, dirigidos por L. Álvarez (Figura 11), Premio Nobel de Física en 1968, y N. P. Samios (Figura 12), respectivamente, fueron los principales protagonistas en desvelar una nueva y rica espectroscopia.

La proliferación de partículas inestables (resonancias) hizo exclamar a Fermi en una ocasión «Si pudiese recordar los nombres de todas estas partículas sería botánico».

Conviene en cualquier caso recalcar que, como escribía hace unos años S. Weinberg [22] (Figura 13), el objetivo de los físicos de partículas no es, en absoluto, hacer un inventario de partículas limitándose a estudiar sus propiedades. El objetivo final es entender los principios fundamentales subyacentes que hacen que la naturaleza sea como es; esto es, entender su complejidad en términos simples.

En términos más elocuentes, Albert Einstein había sentenciado muchos años antes que «el desafío supremo del físico es llegar a aquellas leyes elementales universales a partir de las cuales el cosmos puede construirse por pura deducción».

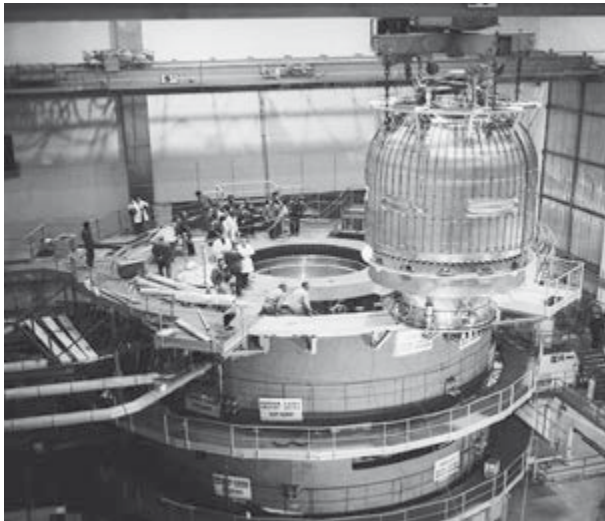


Figura 10. La cámara de burbujas BEBC del CERN.

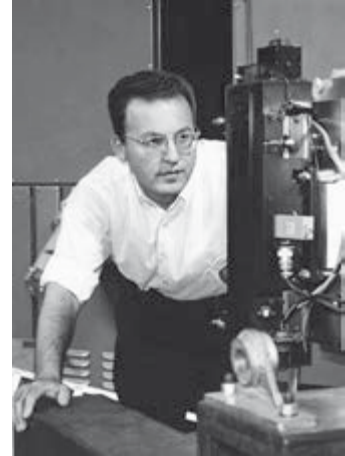


Figura 9. D. A. Glaser (1926-2013), Premio Nobel de Física 1960.

El descubrimiento de estas nuevas partículas, bautizadas genéricamente como hadrones (al igual que el protón, el neutrón y el pión), está en el origen de una revolución del propio concepto de partícula elemental. Las propiedades de los nuevos hadrones descubiertos eran realmente misteriosas. La mayoría se desintegraban inmediatamente ($<10^{-24}$ s) después de producirse en los procesos de colisión creados en los nuevos aceleradores, mientras que algunas se desintegraban mucho más lentamente (10^{-8} - 10^{-10} s). Esto condujo en 1955 a M. Gell-Mann y K. Nishijima proponer que se asignasen a estas partículas una nueva propiedad (o número cuántico) denominado extrañeza.



Figura 11. L. W. Álvarez (1911-1988), Premio Nobel de Física 1968

La introducción de la extrañeza permitió clasificar las nuevas partículas en función de su espín isotópico o isospín (un número cuántico introducido por Heisenberg en 1932) y de su hipercarga (número cuántico relacionado con la extrañeza, a la que se le asignaban valores, en principio, arbitrarios). En 1961, M. Gell-Mann [23] (Figura 14), y Y. Ne'eman [24] identificaron de forma independiente las propiedades de simetría de las estructuras hadrónicas recientemente descubiertas. A propuesta de Gell-Mann, el nuevo esquema se denominó *Eightfold Way* («Camino óctuplo»), en referencia a un aforismo budista que explicita ocho condiciones para el cese del dolor. Las figuras geométricas que clasifican a los nuevos hadrones son las representaciones (singlete, octete, decuplete) del grupo especial unitario de grado 3 $SU(3)$ (grupo de matrices unitarias 3×3 con determinante 1).

El descubrimiento en 1964 del barión Ω^- , predicho por el *Eightfold Way*, en Brookhaven por el grupo de Samios, del que yo formaría parte años después, supuso un hito extremadamente relevante en la validación del esquema propuesto por Gell-Mann y Ne'eman.

En cierto modo, el *Eightfold Way* era para los hadrones lo que la tabla periódica de Mendeleiev había sido para los átomos. La distribución de los átomos en esta tabla se hace en base a su composición en términos de protones, neutrones y electrones. De manera similar, en 1964, M. Gell-Mann [25] y G. Zweig [26]-[27] argumentaron de forma independiente que la estructura del *Eightfold Way* se reproducía mágicamente suponiendo que los hadrones estaban compuestos de entidades más elementales denominadas quarks, con cargas eléctricas fraccionarias ($\pm 2/3$ e, $\pm 1/3$ e, siendo e la carga del electrón).

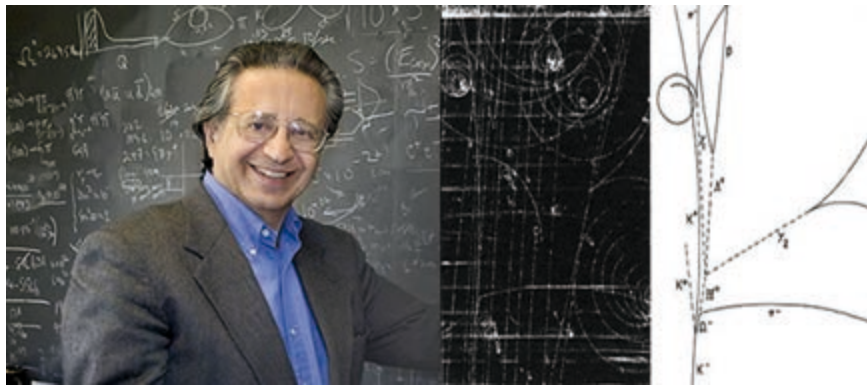


Figura 12. N. P. Samios (1932)

Es bien sabido que esta denominación, propuesta por Gell-Mann, tiene su origen en la frase *Three quarks for Muster Mark*, que aparece en la célebre y difícil obra *Finnegans Wake*, de James Joyce, singular novela publicada por entregas bajo el título *Fragments from Work in Progress*, a partir de 1924. Es tal vez oportuno anticipar que la invención de los quarks no es otra cosa que un fragmento de la ingente obra en marcha que ha supuesto la construcción del Modelo Estándar de Partículas e Interacciones y que, a pesar de la extraordinaria relevancia del descubrimiento reciente del bosón de Higgs, no ha concluido. Como suele ser habitual en Ciencia, los hallazgos importantes conducen a nuevas preguntas y abren nuevos senderos de investigación.

En 1969, M. Gell-Mann fue galardonado con el Premio Nobel de Física por «sus contribuciones y descubrimientos relacionados con la clasificación de las partículas elementales y sus interacciones».



Figura 13. S. Weinberg (1933), Premio Nobel de Física 1978.

A pesar de que la hipótesis de que los hadrones estaban contruidos a partir de quarks (3 quarks en el caso de los bariones, como el protón y el neutrón, un par quark-antiquark en el caso de los mesones, como los piones y kaones) proporcionaba una exitosa clasificación de las nuevas partículas (hadrones) descubiertas, la búsqueda de evidencias directas acerca de la existencia de partículas con cargas eléctricas fraccionarias no dio resultados positivos. Los experimentos en curso no observaron partículas con cargas eléctricas fraccionarias ($\pm 2/3 e$, $\pm 1/3 e$) y más livianas que el protón. Esto explica que una mayoría de los físicos, incluidos algunos muy relevantes, considerase en aquellos años que la idea de quarks era solo una conveniente herramienta nemotécnica para recordar y sistematizar las propiedades de los hadrones.

Esta atmósfera de escepticismo sufrió un vuelco radical en 1968, cuando los experimentos realizados en el Centro del Acelerador Lineal de Stanford, bajo la dirección de J. Friedman, H. Kendall y R. Taylor, diseñados para estudiar la estructura del protón con ayuda de un haz de electrones, pusieron de manifiesto que la carga eléctrica del protón no se distribuía uniformemente sino que aparecía concentrada en partículas aparentemente puntuales en su interior.

En 1990, Friedman, Kendall y Taylor recibieron el Premio Nobel de Física por «sus investigaciones pioneras relativas a la dispersión profundamente inelástica de electrones en protones y neutrones, que resultaron esenciales en el desarrollo del modelo de quarks en física de partículas elementales».

De la misma manera que las técnicas de búsqueda de partículas con carga eléctrica fraccionaria recuerdan las técnicas desarrollada por Millikan entre 1911 y 1913, la lógica de los experimentos dirigidos por Friedman, Kendall y Taylor es, sin duda, reminisciente de la ya utilizada en aquella misma época por



Figura 14. M. Gell-Mann (1929), Premio Nobel de Física 1969.

Rutherford, Mardsen, Geiger y colaboradores para escudriñar la estructura atómica de la materia y revelar la existencia del núcleo atómico.

La interpretación teórica de los resultados, debida fundamentalmente a R. P. Feynman y J. D. Bjorken, puso de manifiesto un hecho en apariencia sorprendente: en el interior del protón los quarks se comportan como partículas libres pero que, misteriosamente, no pueden escapar atravesando la frontera definida por el protón y ser observados experimentalmente.

La comprensión profunda de este mecanismo, denominado libertad asintótica, tendría que esperar a la formulación en 1973 de una teoría *gauge* no-abeliana con la simetría subyacente $SU(3)$ de las interacciones fuertes, la Cromodinámica Cuántica. En 2004, D. Gross, D. Politzer y F. Wilczek fueron galardonados con el Premio Nobel de Física por «el descubrimiento de la libertad asintótica en la teoría de las interacciones fuertes».

Aunque en la sección dedicada al Modelo Estándar retomaremos este tema, es apropiado señalar que la detección de los quarks en procesos en los que intervienen partículas elementales es siempre indirecta. Esto también se aplica a los agentes que intermedian la interacción fuerte, los gluones. Por razones bien entendidas en Cromodinámica Cuántica, los quarks y gluones, una vez creados, se materializan (fragmentan) en sistemas colimados de hadrones denominados *jets* (chorros). A partir de las propiedades topológicas y de las distribuciones de energía de los constituyentes hadrónicos y leptónicos de estos *jets* se determinan las propiedades de los quarks y gluones primarios.

Los experimentos de dispersión profundamente inelástica de electrones realizados en SLAC a finales de los años sesenta establecieron una nueva tendencia en la instrumentación, con mayor y más decisiva presencia de los detectores electrónicos. La invención en 1968 de las cámaras de hilos por G. Charpak (Figura 15), Premio Nobel de Física en 1992, marcó el inicio de una nueva etapa en el devenir de la Física de Partículas, convirtiéndose en protagonista instrumental de casi todos los grandes descubrimientos ocurridos en el último tercio del siglo XX y principios del XXI.

A pesar de que la formidable capacidad de visualización de interacciones en cámaras de burbujas aún sería herramienta esencial para el descubrimiento de las corrientes neutras en 1973, con la cámara de burbujas Gargamelle (Figura 16), operando en el Sincrotrón de Protones del CERN, su edad de oro llegaba al final y a partir de los años ochenta las cámaras de burbujas tendrían utilización reducida en experimentos de neutrinos (por ejemplo, en BEBC, Gran Cámara de Burbujas Europea) o en experimentos híbridos diseñados para el estudio de la espectroscopia del quark c (por ejemplo, EHS, Espectrómetro Híbrido Europeo).

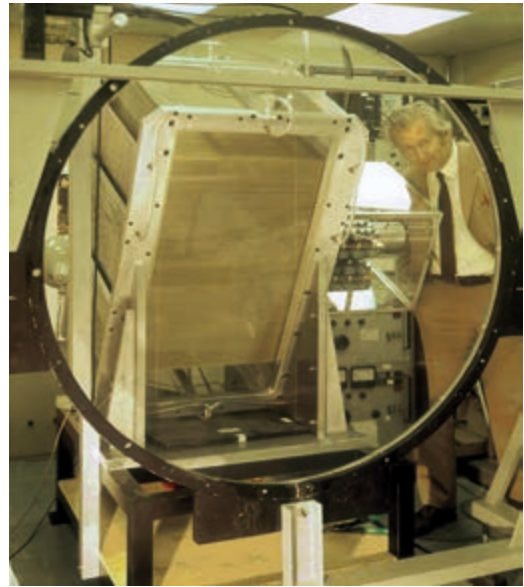


Figura 15. G. Charpak (1924-2011), Premio Nobel de Física 1992.

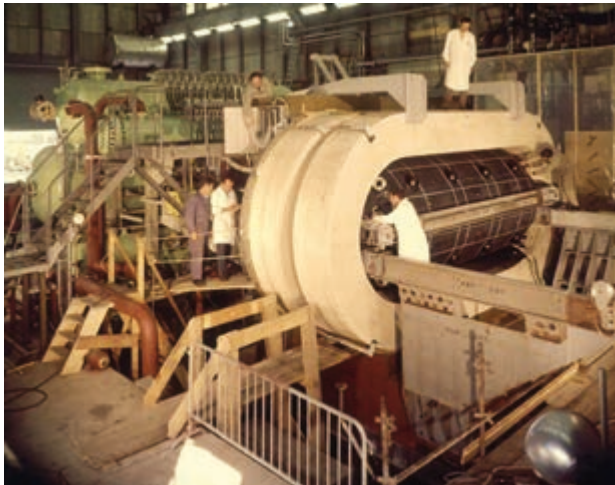


Figura 16. La cámara de burbujas Gargamelle en el CERN.

En el campo de los aceleradores, el gran salto cualitativo tuvo lugar durante la década de los sesenta y principios de los setenta, cuando se construyeron los primeros colisionadores electrón-positrón en Frascati, Orsay, Stanford y Novosibirsk. La máquina SPEAR (*Stanford Positron Electron Asymmetric Rings*), que entró en funcionamiento en 1972, hizo posible el descubrimiento del quark c (hubo otro equipo investigador que lo descubrió de forma independiente en el AGS de BNL), desveló la espectroscopia asociada a ese nuevo quark y la existencia de un tercer leptón cargado, el τ (*tau*).

En Stanford también se construyó el primer colisionador lineal electrón-positrón (SLC), que entró en funcionamiento en 1988, a destiempo para una efectiva competencia con el colisionador circular LEP (*Large Elec-*

tron Positron Machine) del CERN que, aunque entraría en funcionamiento un año después, ofrecería unas prestaciones, en términos de luminosidad y experimentos, muy superiores.

En el laboratorio DESY (*Deutsches Elektronen-Synchrotron*) en Hamburgo, creado en 1960, han funcionado importantes instalaciones entre las que es obligado destacar el colisionador de electrones y positrones PETRA (*Positron-Electron Tandem Ring Accelerator*) que en 1978 obtuvo la primera evidencia experimental de la existencia de gluones y el colisionador electrón-protón HERA (*Hadron-Electron Ring Accelerator*) que ha obtenido resultados de enorme relevancia en la validación de la Cromodinámica Cuántica.

En el campo de los colisionadores hadrónicos, los ISR (*Intersecting Storage Rings*) del CERN tendrían una relevancia singular, a pesar de que su programa experimental no dio lugar a resultados espectaculares. En esta instalación, que inició su funcionamiento en 1971 permitiendo producir colisiones protón-protón a una energía de 62 GeV en el sistema de centro de masas, S. van der Meer inventó el enfriamiento estocástico de protones, cuya aplicación sería esencial para la transformación en 1981 del Super Sincrotrón de Protones del CERN, un acelerador para experimentos de blanco fijo, en el colisionador protón-antiprotón que en 1983 haría posible el descubrimiento de los bosones vectoriales W^\pm y Z en los experimentos UA(1) y UA(2). En 1984, S. van der Meer y C. Rubbia (Figuras 17-19), fueron galardonados con el Premio Nobel de Física por su «decisiva contribución a un gran proyecto, que condujo al descubrimiento de las partículas comunicadoras de la interacción débil».

La reconversión en 1992 del Sincrotrón de Protones de Fermilab en un colisionador protón-antiprotón, el Tevatrón, permitió descubrir en 1995 el sexto y último quark, el quark t (*top*), en la región de masas que habían acotado previamente las medidas electrodébiles de precisión realizadas por los experimentos ALEPH, DELPHI, L3, OPAL en LEP. Desde 2001 hasta 2011 esta instalación ha ostentado el record mundial de energía, 1,96 TeV, y ha contribuido de forma importante a acotar el posible intervalo de masas para la materialización de una hipotética partícula de Higgs.



Figura 17. C. Rubbia (1934), S. Van der Meer (1925-2011), Premios Nobel de Física 1984.

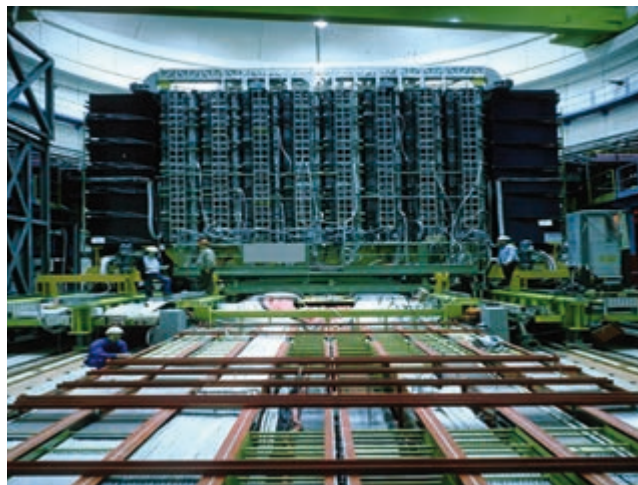


Figura 18. El experimento UA(1) en el CERN.

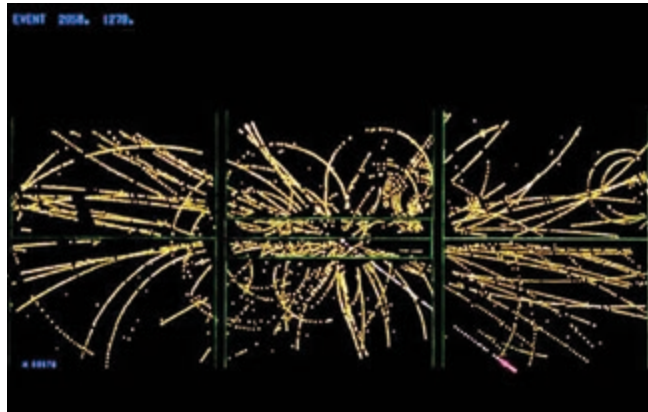


Figura 19. Colisión protón-antiprotón a 630 GeV observada en el experimento UA(1).

ROTURA ESPONTÁNEA DE LA SIMETRÍA

Como argumentaba acertadamente J. Iliopoulos en su espléndida conferencia *Spontaneous Symmetry Breaking*, impartida en el Simposio *Higgs Hunting 2012*, celebrado en Orsay en julio de 2012, no es tarea fácil reconstruir la historia de un desarrollo científico complejo, en el que han participado numerosos investigadores prestigiosos, y hay que ser cauteloso con la lectura de los artículos pioneros desde el actual conocimiento del tema, así como ser consciente de los peligros que emanan de los cambios de notación y de terminología.

Según Iliopoulos, el origen de la idea de la rotura espontánea de la simetría se remonta a la mecánica clásica del siglo XIX y se basa en la constatación de que en determinados casos las soluciones simétricas a las ecuaciones de movimiento son inestables y dan lugar a estados fundamentales degenerados, esto es con excitaciones con valores nulos de la masa. El tema alcanzó una nueva dimensión al considerar teorías que tratan con interacciones de tipo *gauge*, esto es, teorías en donde el Lagrangiano de un sistema dinámico (función que resume la dinámica del sistema) se deriva exigiendo simplemente su invariancia bajo las transformaciones locales de un grupo de simetría continuo (transformaciones *gauge*).

El desarrollo de la idea de rotura espontánea de la simetría ha seguido dos caminos paralelos, en cierto modo independientes, y con frecuencia ignorados por los proponentes de una y otra vía. Un primer camino se sitúa en el marco de la teoría de la superconductividad y un segundo en el de las teorías *gauge* de partículas elementales.

La rotura espontánea de una simetría exacta sencillamente quiere expresar que, en determinados casos, los estados físicos no exhiben las propiedades de simetría (invariancia bajo un grupo de transformaciones) de las leyes que regulan su comportamiento. En física de materia condensada o en física de partículas elementales, y para el caso de grupos de transformaciones continuas, esto significa que, aunque las corrientes se conserven, el estado fundamental (el vacío) no es invariante bajo la acción de las correspondientes cargas.

En el caso de la superconductividad, una primera y obligada referencia es un trabajo de L. D. Landau y V. Ginzburg [28], Premios Nobel de Física en 1962 y 2003, respectivamente, que data de 1950, años antes de la formulación en 1957 de la teoría microscópica por J. Bardeen, L. Cooper y R. Schrieffer (BCS), Premios Nobel de Física en 1972. En este trabajo, Landau y Ginzburg desarrollan una teoría fenomenológica que cualitativamente describe correctamente el comportamiento de los superconductores en un campo magnético en las proximidades de la temperatura crítica. En 1958, en la derivación de la aproximación de fase aleatoria en la teoría BCS, P. W. Anderson, Premio Nobel de Física en 1977, concluía que esta teoría era hasta cierto punto invariante *gauge* [29]-[30]. Conviene tener presente que la teoría BCS es una teoría no relativista, mientras que las teorías que describen los procesos entre partículas elementales deben respetar las ligaduras impuestas por la invariancia Lorentz.

En el caso de las partículas elementales, la introducción en 1954 de las teorías de Yang-Mills (teorías *gauge* basadas en grupos de Lie no-abelianos del tipo $SU(N)$), obligó a reexaminar la conexión entre invariancia *gauge* y masa. En estas teorías, los bosones *gauge* son cuantos de un campo *gauge* y hay tantos bosones *gauge* como generadores del grupo de Lie en cuestión. Desgraciadamente, en las teorías de Yang-Mills los bosones *gauge* tienen masa nula.

Anticipemos que, en el caso bien conocido de la Electrodinámica Cuántica, el grupo *gauge* es $U(1)$ y solo hay un generador que corresponde a un único bosón *gauge*, el fotón; en el caso de la teoría electrodébil, el grupo *gauge* es $SU(2)$ y los tres bosones asociados a los tres generadores son las partículas W^\pm y Z , y en el caso de la interacción fuerte, el grupo *gauge* es $SU(3)$ y los ocho generadores corresponden a los ocho gluones. Todos estos bosones *gauge* son partículas vectoriales ($J^{PC}=1^{--}$).



Figura 20. Y. Nambu (1921), Premio Nobel de Física 2008.

En 1959, Y. Nambu (Figura 20), aplicó ideas y técnicas de la Electrodinámica Cuántica a la teoría BCS y posteriormente formuló modelos dinámicos de partículas elementales en analogía con las aplicaciones desarrolladas para superconductividad [31]-[33]. En 2008, Nambu recibió el Premio Nobel de Física por «el descubrimiento del mecanismo de rotura espontánea de simetría en física subatómica».

Conviene en cualquier caso señalar que una buena parte de estos desarrollos teóricos se hicieron en el contexto de las interacciones fuertes. Posteriormente, desde 1967, ha resultado evidente que la importancia primordial de estas ideas aparece en la descripción de las interacciones electrodébiles. Por otra parte, algunas de las teorías desarrolladas por Nambu se basan en simetrías no exactas y espontáneamente rotas.

En el caso de determinadas teorías para interacciones fuertes con simetría *quiral* espontáneamente rota, estudiadas por Nambu, aparecen partículas adicionales con masa nula. En el caso de que esta simetría no sea exacta, la rotura espontánea de la simetría da lugar a una partícula de espín 0 de masa no nula (es el caso del pión en esta clase de teorías).

Es oportuno recordar que ya, a final de la década de los cincuenta, J. Schwinger había constatado que la idea de que la invariancia *gauge* implica necesariamente que la masa de los bosones *gauge* sea nula, como es el caso del fotón en Electrodinámica Cuántica, exige suposiciones adicionales. De hecho, en 1963, M. Lévy había desarrollado una teoría cuántica del electromagnetismo con un fotón masivo.

El teorema derivado por J. Goldstone en 1961 [34] establece que, para teorías *gauge* con rotura espontánea de la simetría, necesariamente aparecen en el espectro de las posibles excitaciones nuevas partículas escalares de masa nula. Para cada generador de la simetría rota hay una partícula escalar de masa nula (los bosones de Goldstone). Posteriormente, Goldstone, Weinberg y Salam generalizaron de forma rigurosa el teorema de Goldstone en un teorema aparentemente más general [35]. La inevitable consecuencia de este teorema es que la rotura espontánea de una simetría exacta se manifiesta por la aparición de bosones escalares de masa nula.

En el caso no relativista de la materia condensada, Anderson demostró que en determinados casos estos bosones podían tener masa no nula [36]. La búsqueda de un posible análogo relativista pareció quedar zanjada en 1964 cuando W. Gilbert, que sería galardonado en 1980 con el Premio Nobel de Química, derivó un teorema que demostraba que, por argumentos de invariancia Lorentz, en el caso no relativista no se cumplían las restricciones que imponían masa nula a las partículas generadas por la rotura de la simetría [37].

Una solución a la objeción formulada por Gilbert, basada en la existencia de un campo escalar que permea todo el espacio, fue desarrollada por F. Englert y R. Brout en 1964 [38]. La excepción al teorema de Goldstone-Weinberg-Salam se aplica a teorías que son invariantes bajo simetrías locales, esto es simetrías cuyas transformaciones pueden variar en cada punto del espacio-tiempo.



Figura 21. P. Higgs (1929) en el CERN (2008), Premio Nobel de Física 2013.

La motivación del trabajo de Englert y Brout venía del campo de las interacciones fuertes, aunque su verdadera aplicación tendría lugar años más tarde con la formulación del modelo unificado electrodébil, en el que los agentes que propagan la fuerza unificada (el fotón y los bosones vectoriales W^\pm y Z) tienen masas muy diferentes.

Casi simultáneamente, P. Higgs (Figura 21), derivó un ejemplo explícito de modelo abeliano en el *gauge* de Coulomb en el que aparecía una clara conexión entre los potenciales bosones de Goldstone y las polarizaciones longitudinales de los bosones vectoriales masivos (W^\pm y Z) [39]-[40].

En el mecanismo propuesto por Higgs, en teorías con simetría *gauge* local, los bosones vectoriales *gauge*, originalmente tienen masa nula y dos estados de

polarización. Al romperse espontáneamente la simetría, los dos estados de polarización se combinan con el bosón de Goldstone para formar los tres estados de polarización de una partícula masiva de espín 1.

En dicho trabajo se menciona por primera vez la existencia de una partícula escalar asociada al campo escalar, el bosón de Higgs, que es el agente generador de la rotura de la simetría y se establece una relación con los trabajos en curso en teorías de superconductividad. Casi al mismo tiempo, Guralnik, Hagen y Kibble presentaron una detallada discusión de un modelo abeliano [41].

En resumidas cuentas, los trabajos de Englert y Brout, Higgs, Guralnik, Hagen y Kibble, muestran que cuando una simetría local se rompe espontáneamente, ni las partículas vectoriales asociadas con la simetría ni los bosones de Goldstone producidos por la rotura de la simetría tienen masa igual a 0.

En cierto sentido, los trabajos de Englert y Brout, Higgs, Guralnik, Hagen y Kibble, motivados por el estudio de las interacciones fuertes, no tenían en este contexto una aplicación obvia. La síntesis llegó en 1967 cuando Weinberg encontró su aplicación natural: el modelo no-abeliano de las interacciones electrodébiles basado en el grupo de simetría $SU(2) \times U(1)$ (el célebre Modelo Estándar) [42]. En este modelo, el mecanismo de Brout-Englert-Higgs permite explicar las diferentes masas de los bosones vectoriales (γ , W^\pm , Z) así como de los fermiones. Weinberg anticipó que el modelo podría renormalizarse y hacer posible el cálculo preciso de multitud de procesos.

La rotura de la simetría local electrodébil tiene lugar gracias a la introducción de campos escalares en la teoría, cuyos valores esperados en el vacío rompen la simetría. Los únicos escalares elementales de la teoría que son eliminados por la rotura espontánea de la simetría son aquellos que se transforman en los estados de polarización de los bosones vectoriales masivos W^\pm y Z . Los otros escalares elementales aparecen como partículas físicas, genéricamente conocidas como bosones de Higgs.

En un Simposio celebrado en 2008 en la Universidad de Illinois en Urbana para celebrar el 50 Aniversario de la teoría BCS, Weinberg reflexionaba acerca del fenómeno de rotura espontánea de la simetría y la conexión entre la física de la materia condensada y la física de partículas elementales [43]. Es interesante reseñar que, para Weinberg, el mayor logro de la teoría BCS fue mostrar que la superconductividad no es parte de la frontera reduccionista, esto es que las propiedades de la materia ordinaria tienen su origen en las leyes de la física atómica y nuclear, que a su vez son consecuencia de las reglas del Modelo Estándar de partículas elementales (leptones, quarks, bosones vectoriales, simetría *gauge* $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$). En definitiva, recalca Weinberg, no parece necesario introducir nuevas partículas o nuevas fuerzas para explicar la superconductividad.

Aunque, como insistía P. W. Anderson a finales de los ochenta, no es verosímil que el acopio de conocimiento realizado en física de partículas sirva para una mejor comprensión de fenómenos emergentes en física de materia condensada, como pueda ser la superconductividad, sí que puede ocurrir que alguna idea desarrollada en una de estas disciplinas pueda ser útil y fructifique en la otra. El ejemplo elegido por Weinberg para ilustrar esta afirmación es la rotura espontánea de la simetría, una idea concebida originalmente por Nambu para su aplicación en la teoría de superconductividad que ha alcanzado su máxima relevancia en la física de partículas elementales.

EL MODELO ESTÁNDAR DE PARTÍCULAS E INTERACCIONES

Uno de los más ansiados logros en Física es descubrir que fenómenos en apariencia muy diferentes tienen una misma explicación básica. Ejemplos notorios son el reconocimiento por Newton, a mediados del siglo XVII, de que la masa inercial y la masa gravitatoria son en realidad la misma cosa y la deducción por Maxwell, a mediados del siglo XIX, de que los fenómenos eléctricos y magnéticos tienen un origen común.

El Modelo Estándar de Partículas e Interacciones, una de las creaciones científicas más extraordinarias construidas en la segunda mitad del siglo XX, es un ejemplo paradigmático del proceso de síntesis científica. Esta teoría explica todos los fenómenos conocidos en términos de un único principio subyacente: los procesos entre partículas elementales se describen por un determinado tipo de teorías cuánticas de campos construidas a partir de requisitos de invariancia bajo transformaciones de determinados grupos de simetría. Son estos principios de simetría los que determinan la forma de las leyes que gobiernan las interacciones entre partículas elementales.

Antes de describir someramente los ingredientes del Modelo Estándar es apropiado recordar cuál es el lenguaje utilizado para la descripción del mundo de las partículas elementales: la teoría cuántica de campos relativista. En este sentido, un primer y fundamental paso para la construcción del Modelo Estándar, *The Standard Model* o *The Sublime Marvel* en palabras de G. F. Giudice [44], ha sido la comprensión de los procesos electromagnéticos a la escala microscópica y la relevancia que tienen las simetrías subyacentes.

El descubrimiento de los quarks, la descripción unificada del electromagnetismo y la fuerza débil, y la comprensión de la fuerza fuerte, son los tres episodios que, de una forma entrelazada y en un proceso zigzagueante, han desembocado en una maravillosa síntesis de las leyes que gobiernan los procesos en los que intervienen partículas elementales (quarks, leptones y bosones vectoriales).

A diferencia de lo ocurrido en otras grandes construcciones científicas, con uno o muy pocos protagonistas de excepción, la construcción del Modelo Estándar ha sido un largo proceso en el que se han combinado formulaciones teóricas brillantes, formidables desarrollos tecnológicos que han permitido construir experimentos de enorme sofisticación y complejidad, sistemas de adquisición, almacenamiento y procesamiento de ingentes cantidades de datos, y extraordinarios recursos humanos y materiales a un nivel global jamás alcanzado en física fundamental.

El Modelo Estándar establece una distinción entre partículas de materia y partículas de fuerza. Las partículas de materia son los quarks y los leptones. Las partículas de fuerza son los agentes mediadores de las fuerzas fundamentales.

Hay seis variedades o sabores de quarks: u , c , t (con carga eléctrica fraccionaria $+2/3$ e) y d , s , b (con carga eléctrica fraccionaria $-1/3$ e). Cada quark tiene tres posibles estados de carga de color. La idea de carga de color para los quarks, propuesta por Greenberg, Han y Nambu en 1964-1965, está motivada por la necesidad de preservar, en la construcción de hadrones a partir de quarks, el principio de exclusión de Pauli formulado en 1925. La combinación de quarks resulta en hadrones sin carga neta de color. Los quarks tienen espín $1/2$ y obedecen a la estadística de Fermi-Dirac, son fermiones. Las masas de los quarks varían entre los denominados quarks ligeros (u , d , s) y los denominados quarks pesados (c , b , t).

El concepto de masa de los quarks ligeros (u , d , s) y su medida es un tema teórico muy complejo y controvertido, y las determinaciones más fiables se basan en cálculos de teorías *gauge* en el retículo. El valor

promediado para los quarks u y d es $(3,40 \pm 0,25)$ MeV y para el quark s es $(93,5 \pm 2,5)$ MeV. En la edición 2012 del *Review of Particle Physics* [45] aparecen los siguientes valores compilados: $m_u = (2,3^{+0,7}_{-0,5})$ MeV, $m_d = (4,8^{+0,7}_{-0,3})$ MeV y $m_s = (95 \pm 5)$ MeV. Es particularmente relevante que $m_u \neq 0$, ya que en caso contrario no existiría el conocido como problema CP que aparece en la teoría de las interacciones fuertes. En principio, esta teoría no impone la conservación de la simetría CP en los procesos mediados por la interacción fuerte, pero las medidas experimentales ponen de manifiesto la no violación de esta simetría.

La determinación de las masas de los quarks pesados c , b y t también está sujeta a delicadas consideraciones teóricas. En la edición 2012 del *Review of Particle Physics* [45] aparecen los siguientes valores compilados: $m_c = (1,275 \pm 0,025)$ GeV, $m_b = (4,18 \pm 0,03)$ GeV y $m_t = (173,5 \pm 1,0)$ GeV.

Los *quarks* exhiben una peculiaridad cuántica: los autoestados de masa, $d'_1 = d'_1$, d'_2 , $d'_3 = d'$, s' , b' , no coinciden con los auto-estados de sabor, $d_1 = d_1$, d_2 , $d_3 = d$, s , b . Estos son mezcla de los anteriores. La relación entre unos y otros ($|d'_i\rangle = \sum_j V_{ij} |d_j\rangle$) viene dada por una matriz unitaria 3×3 , V_{ij} , denominada matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), cuyas magnitudes y fases han sido medidas experimentalmente con distintos niveles de precisión.

Hay también seis variedades o sabores de leptones, tres con carga eléctrica $\pm e$ (el electrón e , el muon μ y el *tau* τ) y tres eléctricamente neutros, denominados neutrinos (el neutrino del electrón ν_e , el neutrino del muon ν_μ y el neutrino del *tau* ν_τ). Los leptones tienen espín $\frac{1}{2}$ y son fermiones, esto es obedecen a la estadística de Fermi-Dirac.

Las masas de los leptones eléctricamente cargados (e^\pm , μ^\pm , τ^\pm) son muy diferentes. En la edición 2012 del *Review of Particle Physics* [45] aparecen los siguientes valores experimentales compilados para los eléctricamente cargados: $m_e = (0,510998928 \pm 0,000000011)$ MeV, $m_\mu = (105,6583715 \pm 0,0000035)$ MeV, $m_\tau = (1776,82 \pm 0,16)$ MeV.

Al igual que en el caso de los quarks, los neutrinos también exhiben el fenómeno cuántico de mezcla y los autoestados de masa $\nu_1 = \nu_1$, ν_2 , ν_3 , son combinaciones de los autoestados de sabor leptónico $\nu_\alpha = \nu_e$, ν_μ , ν_τ . La relación entre ambos conjuntos de autoestados ($|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle$) también viene dada por una matriz unitaria 3×3 , $U_{i\alpha}$, la matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS). Los elementos de la matriz se parametrizan en función de las diferencias entre los cuadrados de las masas $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, y de los ángulos de mezcla entre las diferentes familias $\sin^2(2\theta_{ij})$, y de una fase δ que cuantifica la posible violación de la simetría CP en el sector leptónico.

Desde 1998, se ha acumulado evidencia experimental significativa que establece sin lugar a dudas que los neutrinos tienen masa no nula. El estudio de los neutrinos solares y de los neutrinos atmosféricos reveló que los neutrinos cambian de identidad leptónica al moverse en el espacio. Este fenómeno, denominado oscilación de neutrinos por su estructura temporal, requiere que los neutrinos tengan masa, resuelve el problema del déficit del flujo de neutrinos solares, explica las asimetrías observadas en el flujo de neutrinos atmosféricos, y valida el Modelo Estándar del Sol.

R. Davis (1914-2006) y M. Koshiba (1926), que lideraron los equipos de investigación en las minas de Homestake (EEUU) y Kamioka (Japón) que hicieron las aportaciones decisivas para establecer el fenómeno de las oscilaciones, recibieron en 2002 el Premio Nobel de Física por «sus contribuciones pioneras a la detección de neutrinos cósmicos».

En los últimos quince años, un ambicioso programa experimental con neutrinos solares, neutrinos atmosféricos, neutrinos producidos en reactores nucleares y en aceleradores de partículas ha permitido determinar con precisión casi todos los elementos de la matriz PMNS. Es interesante señalar la diferente estructura de las matrices CKM y PMNS. En el caso de los quarks, las diferencias de masa son grandes y los efectos de mezcla pequeños, mientras que en el caso de los neutrinos ocurre lo contrario. Estas observaciones apuntan a una muy diferente física subyacente en el sector de los quarks y en el de los neutrinos.

El fenómeno de las oscilaciones de neutrinos solo permite determinar experimentalmente un límite superior para la masa efectiva del antineutrino producido en la desintegración del tritio. En la edición 2012 del *Review of Particle Physics* [45] se da como evaluación de la raíz cuadrada de $m_{\nu_e}^{2(\text{eff})} \equiv \sum_i |U_{ei}|^2$

$m_{\nu_i}^2$ un valor inferior a 2 eV. En esa referencia también se dan límites superiores para la masa del neutrino asociado al muón (0,19 MeV) y del neutrino asociado al *tau* (18,2 MeV).

Es relevante señalar que, de todas las partículas de materia identificadas experimentalmente, solo los quarks *u* y *d*, el electrón y el neutrino del electrón participan en la construcción de la materia ordinaria (los elementos de la tabla periódica de Mendeleiev). En 1973, con anterioridad al descubrimiento de los quarks *c*, *b* y *t* (en 1974, 1977 y 1995 respectivamente), del leptón *tau* (en 1975) y del neutrino del *tau* (en 2000), Kobayashi y Maskawa [46] llegaron a la conclusión de que eran necesarios al menos seis quarks para explicar, en el contexto del Modelo Estándar, la ya mencionada violación de la simetría CP descubierta por Fitch y Cronin en el estudio de las desintegraciones de los mesones extraños K^0 . En 2008, Kobayashi y Maskawa recibieron el Premio Nobel de Física por «el descubrimiento de los orígenes de la ruptura de la simetría que predice al menos la existencia de tres familias de quarks en la naturaleza».

Es también oportuno recordar que, en 1970, con anterioridad a la propuesta de Kobayashi y Maskawa, Glashow, Iliopoulos y Maiani [47] propusieron un modelo de interacciones débiles con una notable simetría entre quarks y leptones (mecanismo GIM), en el que se anticipaba la posible existencia de un masivo cuarto quark, el quark *c* (*charm* o encanto, en la denominación elegida por Glashow) y de mesones formados por un par quark *c*-antiquark \bar{c} .

En noviembre de 1974, los equipos liderados por S. S. C. Ting en BNL y B. Richter en SLAC descubrieron una resonancia muy masiva ($\sim 3,1$ GeV), pero con una anchura de desintegración —inversamente proporcional a la vida media— extraordinariamente pequeña (~ 93 keV), el J/ψ , que se interpretó como un nuevo mesón construido a partir de un quark *c* y un antiquark \bar{c} . El J/ψ tiene *charm* o encanto neto 0 (*hidden charm* —o encanto escondido— en el lenguaje de la época). Las consecuencias de este descubrimiento fueron verdaderamente extraordinarias, haciéndose acreedor a la tal vez exagerada denominación de «verdadera revolución de noviembre». En 1976, Ting y Richter recibieron el Premio Nobel de Física «por su trabajo pionero en el descubrimiento de una partícula elemental de un nuevo tipo».

Las medidas de las propiedades del bosón vectorial *Z* realizadas en el acelerador LEP del CERN en la década de los noventa, interpretadas en el contexto del Modelo Estándar, concluían que solo era posible la existencia de tres variedades de neutrinos ligeros, esto es, con masas inferiores a la mitad de la masa del *Z*, los neutrinos asociados al electrón, muón y *tau*. La búsqueda de neutrinos que no tengan las interacciones débiles del Modelo Estándar (neutrinos estériles) y de neutrinos muy masivos, que pudieran estar en el origen de la aparente asimetría materia-antimateria en el universo (leptogénesis), son temas de gran actualidad. También lo es el esclarecer la propia naturaleza de los neutrinos, esto es concluir si los neutrinos son partículas de Dirac, en cuyo caso el antineutrino es diferente del neutrino, o de Majorana, en cuyo caso el antineutrino es idéntico al neutrino.

La evidencia de que los neutrinos tienen masa no nula fue la primera manifestación de fenómenos físicos que no satisfacen las hipótesis de partida del Modelo Estándar. En su formulación en la década de los sesenta, el Modelo Estándar asumía que los neutrinos eran partículas de masa nula (hipótesis en buen acuerdo con las medidas, entonces disponibles, de sus helicidad) y, por consiguiente, de *quiralidad* bien definida: neutrinos levógiros y antineutrinos dextrógiros.

En relación con las partículas de fuerza hay que señalar que, a la escala microscópica, solo intervienen la fuerza electromagnética, la fuerza débil y la fuerza fuerte. La fuerza electromagnética es responsable de la mayoría de los fenómenos ordinarios (la estructura atómica, la electricidad y el magnetismo, la electrónica, la química, etc.), la fuerza débil es responsable de los fenómenos radioactivos (radioactividad natural y artificial), de los fenómenos en los que intervienen neutrinos (entre ellos los que aparecen en el proceso de generación de energía en el interior de las estrellas) y la fuerza fuerte es responsable de la cohesión nuclear. A la escala microscópica, la gravedad o gravitación, que gobierna los fenómenos a gran escala, es extremadamente débil y, de momento, puede excluirse de la presente y simplificada discusión. Conviene señalar, no obstante, que el tratamiento de la gravitación a la escala cuántica es un tema de prioritario interés teórico.

En el caso del electromagnetismo, el agente propagador es el fotón. Como ya se ha indicado, la descripción mecano-cuántica del electromagnetismo constituye una primera y decisiva etapa en la construc-

ción del Modelo Estándar. Dyson, Feynman, Schwinger y Tomonaga fueron, a finales de los años cuarenta, los artífices principales de la formulación de una teoría *gauge*, la Electrodinámica Cuántica —*Quantum Electrodynamics* (QED)—, que extiende las leyes formuladas por Maxwell a mediados del siglo XIX e incorpora la relatividad especial y la mecánica cuántica, ingredientes esenciales en la descripción del mundo de las partículas elementales.

En 1965, Feynman, Schwinger y Tomonaga recibieron el Premio Nobel de Física por «su trabajo fundamental en Electrodinámica Cuántica de profundas consecuencias para la física de partículas elementales».

La construcción de esta teoría representó la irrupción de una nueva visión del mundo de las partículas elementales basada en las teorías de campos. También, puso de manifiesto el progresivo deslizamiento desde Europa a Estados Unidos del centro de gravedad de la investigación en física fundamental.

Uno de los aspectos fascinantes en el desarrollo de QED fue la solución encontrada a lo que se ha llamado el «rompecabezas infinito» [48]. Para determinados procesos, la nueva teoría hacía predicciones en perfecto acuerdo con las medidas experimentales, mientras que para otros (por ejemplo, la separación entre las dos líneas espectrales del hidrógeno (*Lamb shift*) o la medida del momento magnético anómalo del muón (*Rabi g-2*)), la misma teoría predecía valores infinitos. Técnicamente, la solución propuesta por Feynman, Schwinger y Tomonaga se denomina «renormalización». En el primer caso, la teoría predice correcciones infinitas a la masa y carga del electrón y al propio *Lamb shift*. Sin embargo, al expresar el *Lamb shift* en términos de la masa y carga del electrón, y utilizar los valores experimentalmente medidos de estas propiedades, se obtiene un valor finito en perfecto acuerdo con la medida experimental.

Solventado el problema de los infinitos, los cálculos extraordinariamente precisos de QED están en perfecto acuerdo con cantidades físicas medidas con precisiones comparables. Tal es el caso de las medidas de los momentos magnéticos anómalos del muón y del electrón para los que se han obtenido precisiones relativas de 6×10^{-10} y 3×10^{-13} , respectivamente.

El éxito de QED catapultó las teorías cuánticas de campos *gauge* a la categoría de máximas aspirantes para describir la fuerza débil y la fuerza fuerte. El hecho de que, a diferencia de lo que ocurre con la fuerza electromagnética, que es de alcance infinito y se hace sentir por intercambio de partículas de masa nula —fotones—, los agentes propagadores de la fuerza débil, de corto alcance, sean probablemente partículas masivas, complicaría el camino hacia la formulación de una teoría satisfactoria de las interacciones débiles. Como ya hemos indicado en la sección anterior, el descubrimiento de la rotura espontánea de la simetría subyacente soluciona las dificultades encontradas en relación con los valores no nulos de las masas de los agentes propagadores de la interacción.

Aunque a principios de la década de los sesenta, la teoría formulada por Fermi en 1934 y revisada por Feynman y Gell-Mann en 1958, tras el descubrimiento de la violación de la paridad por Chew en 1957, anticipada por Lee y Yang en 1956, seguía describiendo los procesos mediados por la fuerza débil, era evidente que se trataba de una teoría efectiva válida exclusivamente en un determinado rango de energías. Parecía lógico, siguiendo el caso de la Electrodinámica Cuántica, suponer que la fuerza débil también se haría sentir gracias al intercambio de algún tipo de partícula, que fue bautizada como W (del inglés *weak*, débil). En 1967, S. Weinberg [42] y A. Salam [49] identificaron la teoría correcta de la fuerza débil, aplicando ideas de simetría *gauge* a un modelo propuesto en 1961 por S. Glashow, en el que por primera vez se predice la existencia de corrientes neutras [50].

La nueva teoría posibilitaba la existencia de nuevos procesos mediados por una partícula neutra, bautizada como Z por Weinberg, y concluía que los fenómenos electromagnéticos y débiles, en apariencia tan distintos (en alcance e intensidad) eran, en realidad, manifestaciones de una misma fuerza subyacente.

El descubrimiento en el CERN, en 1973, de las corrientes neutras en interacciones neutrino-materia proporcionó decisiva consistencia experimental a la teoría unificada desarrollada por Glashow, Weinberg y Salam. En 1978 estos tres investigadores recibieron el Premio Nobel de Física por «sus contribuciones a la teoría unificada de las interacciones débiles y electromagnéticas entre partículas elementales, incluyendo, entre otras, la predicción de la corriente débil neutra».

Desgraciadamente, la prematura desaparición de A. Lagarrigue (1924-1975) y P. Musset (1933-1985), que lideraron la construcción de la cámara de burbujas Gargamelle, su operación en el Sincrotrón de Protones del CERN, y el trabajo experimental que culminó con el descubrimiento de esta nueva forma de interacción débil mediada por una partícula neutra, el bosón vectorial Z, es en buena medida la causa de que este importantísimo hito científico no haya sido reconocido con el Premio Nobel de Física.

La demostración, realizada por G. 't Hooft y M. Veltman en 1972 [51]-[52], de que la teoría unificada era renormalizable, permitía hacer cálculos muy precisos y someter a la teoría a pruebas experimentales exhaustivas, fundamentalmente en procesos generados en laboratorios con grandes aceleradores de partículas. En 1999 't Hooft y Veltman recibieron el Premio Nobel de Física por «elucidar la estructura cuántica de las interacciones electrodébiles en física».

La teoría de las interacciones fuertes, la Cromodinámica Cuántica es también una teoría cuántica de campos no-abeliana con simetría *gauge* de carga de color $SU(3)$, que describe las interacciones fuertes de los quarks con color y gluones, partículas vectoriales de ocho tipos diferentes y masa nula. La absorción o emisión de gluones por parte de los quarks modifica la carga de color de estos. A diferencia de lo que ocurre con los fotones, los gluones interaccionan consigo mismo lo que finalmente condiciona el acoplamiento fuerte y hace que el vacío, originalmente diamagnético en color, se haga finalmente paramagnético en color.

Esta diferencia con el caso electromagnético explica el comportamiento de los quarks a través del mecanismo denominado libertad asintótica, que ya se ha mencionado. La libertad asintótica establece que los quarks tienen interacciones que se hacen progresivamente más débiles a distancias más pequeñas (o, lo que es equivalente, a escalas de energía más grandes). En 1973, Gross, Politzer y Wilczek [53]-[55] demostraron que la función β , que describe en Cromodinámica Cuántica la variación de la constante de acoplamiento de la teoría bajo el grupo de renormalización, tiene un valor negativo si el número de quarks es inferior a 16. El valor negativo de la función β implica que la constante de acoplamiento de la teoría tiende a 0 a pequeñas distancias (libertad asintótica) y crece con la separación entre quarks (confinamiento).

Como ya se ha mencionado, en 1978, diversos experimentos realizados en el acelerador PETRA del laboratorio alemán DESY, obtuvieron evidencia experimental acerca de la producción de gluones en procesos de aniquilación electrón-positrón.

Las partículas de fuerza o agentes intermediarios de las interacciones electromagnética, débil y fuerte, tienen espín entero igual a 1 y son bosones, esto es, obedecen a la estadística de Bose-Einstein.

En los párrafos anteriores se ha hecho una descripción cualitativa de algunos ingredientes del Modelo Estándar (partículas de materia —quarks y leptones— y partículas de fuerza —bosones vectoriales W^\pm y Z y gluones—). En los párrafos siguientes se presenta una descripción cuantitativa de la dinámica que gobierna los procesos microscópicos en los que intervienen partículas elementales. Esto equivale a explicitar la forma del correspondiente Lagrangiano.

Conviene recordar que el Modelo Estándar de Partículas e Interacciones, basado en la simetría subyacente $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$, tiene dos sectores:

- El Modelo unificado electrodébil formulado por Glashow, Weinberg, Salam, Veltman y 't Hooft.
- La Cromodinámica Cuántica desarrollada por Gross, Politzer y Wilczek.

El Modelo unificado electrodébil se basa en el grupo *gauge* $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (L se refiere a la *quiralidad* levógira de los campos fermiónicos e Y es la hipercarga débil, $Y=2 \times (Q-I_3)$), con los bosones *gauge* W_μ^i , $i=1, 2, 3$, y B_μ asociados a $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente, y constantes de acoplamiento *gauge* g y g' . Los campos fermiónicos levógirs de la familia de fermiones i se transforman como dobletes $\Psi_i=(\nu_i, l_i)$ y (u_i, d_i) bajo $SU(2)_L$, siendo $d_i = \sum_j V_{ij} d_j$ y V la matriz CKM ya mencionada.

Como ya se ha indicado, un doblete escalar complejo, el campo de Higgs, $\phi = (\phi^+, \phi^0)$ se añade para la generación de masa a través de la rotura espontánea de la simetría, con un potencial dado por: $V(\phi)=\mu^2\phi^\dagger\phi + \frac{1}{2}\lambda^2(\phi^\dagger\phi)^2$. Para valores negativos de μ^2 , ϕ desarrolla un valor esperado en el vacío, $v/\sqrt{2}$, siendo $v \approx 246$ GeV, que rompe el sector electrodébil de la simetría *gauge*, tras lo cual solo un Higgs escalar neutro, H , permanece en el espectro físico de partículas.

El Lagrangiano, \mathcal{L}_F , para los campos fermiónicos con la rotura de la simetría tiene la forma siguiente [56]:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_F = & \sum_i \Psi_i (i\partial - m_i - g m_i H / (2M_W)) \Psi_i \\ & - g/2\sqrt{2} \sum_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \Psi_i \\ & - e \sum_i q_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu \Psi_i A_\mu \\ & - g/(2\cos\theta_W) \sum_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \Psi_i Z_\mu\end{aligned}$$

donde $\theta_W \equiv \tan^{-1}(g'/g)$ es el ángulo débil; $e = g \sin\theta_W$ es la carga eléctrica del positrón; y $A \equiv B \cos\theta_W + W^3 \sin\theta_W$ es el campo del fotón (γ). $W^\pm \equiv (W^1 \pm i W^2)/\sqrt{2}$ y $Z \equiv B \sin\theta_W + W^3 \cos\theta_W$ son los campos cargados y neutro de los bosones débiles, respectivamente. El acoplamiento Yukawa del campo de Higgs, H , al campo Ψ_i en el primer término de \mathcal{L}_F es $g m_i / (2M_W)$. Las masas de los bosones en el sector electrodébil vienen dadas (a nivel árbol) por:

$$\begin{aligned}M_H &= \lambda v \\ M_W &= \frac{1}{2} g v = e v / (2 \sin\theta_W) \\ M_Z &= \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} = e v / (2 \sin\theta_W \cos\theta_W) = M_W / \cos\theta_W \\ M_\gamma &= 0\end{aligned}$$

El segundo término de \mathcal{L}_F es la interacción débil mediada por la corriente cargada siendo T^+ y T^- operadores que modifican el isospín débil. Para el acoplamiento del W a un electrón y un neutrino este término se escribe así:

$$-e/(2\sqrt{2} \sin\theta_W) [W_\mu^- \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu + W_\mu^+ \bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e]$$

Para momentos pequeños comparados con M_W , este término da lugar a la interacción efectiva de cuatro fermiones con la constante de Fermi dada por

$$G_F / \sqrt{2} = 1/(2v^2) = g^2 / (8M_W^2)$$

La violación de la simetría CP se incorpora en el modelo gracias a una única fase observable en V_{ij} .

El tercer término de \mathcal{L}_F describe la interacción electromagnética (QED) y el último es la interacción débil mediada por una corriente neutra. Los acoplamientos vectoriales y axiales vienen dados por:

$$\begin{aligned}g_i^V &\equiv t_{3L}(i) - 2q_i \sin^2\theta_W \\ g_i^A &\equiv t_{3L}(i)\end{aligned}$$

siendo $t_{3L}(i)$ el isospín débil del fermión i (+1/2 para u_i y ν_i ; -1/2 para d_i y e_i) y q_i la carga de Ψ_i en unidades de e .

El primer término de \mathcal{L}_F también da lugar a las masas de los fermiones y, en presencia de neutrinos dextrógiros, a las masas de los neutrinos de Dirac.

En el Modelo unificado electrodébil, aparte de la masa del bosón de Higgs, las masas y ángulos de mezcla y la constante de acoplamiento fuerte, α_s , hay otros tres parámetros fundamentales que, por conveniencia, son la masa del bosón Z ($M_Z = 91,1876 \pm 0,0021$ GeV), la constante de Fermi ($G_F = 1,1663787(6) \times 10^{-5}$ GeV⁻²) y la constante de estructura fina ($\alpha_{em} = 1/137,035999074(44)$).

La Cromodinámica Cuántica (QCD) es una teoría cuántica de campos *gauge* que describe las interacciones fuertes de los quarks con color y los gluones basada en el grupo de simetría $SU(3)_C$.

El Lagrangiano de QCD, \mathcal{L}_{QCD} , tiene la forma siguiente [57]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{q,a} \bar{\Psi}_{q,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu - g_s \gamma^\mu t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C - m_q \delta_{ab}) \Psi_{q,b} - 1/4 F_{\mu\nu}^A F_{\mu\nu}^A$$

Donde $\psi_{q,b}$ son los espinores para un campo de quark con sabor q , masa m_q e índice de color a que varía entre $a=1$ y $N_C=3$. \mathcal{A}_μ^C corresponden a los campos gluónicos, con C variando desde 1 a $N_C^2-1=8$. t_{ab}^C corresponden a las ocho matrices 3×3 , que son generadores del grupo de color $SU(3)_C$. Estas matrices codifican el hecho de que la interacción de un gluon con un quark produce una rotación del color del quark en el espacio $SU(3)$. La cantidad g_s es la constante de acoplamiento de QCD. El tensor de campo $F_{\mu\nu}^A$ viene dado por la expresión:

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^A - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^A - g_s f_{ABC} \mathcal{A}_\mu^B \mathcal{A}_\nu^C$$

Donde f_{ABC} son las constantes de estructura del grupo $SU(3)$. Los parámetros fundamentales de QCD son el acoplamiento g_s ($\alpha_s = g_s^2/4\pi$) y las masas de los quarks m_q .

Como ya se ha mencionado, ni los quarks ni los gluones se han observado como partículas libres. Los hadrones son singletes de color o combinaciones neutras en color de los quarks, antiquarks y gluones. Los quarks u , d , s , c y b hadronizan, esto es, llegan a ser parte de un mesón o barión en una escala de tiempo $\sim 1/\Lambda$, donde Λ es la escala no-perturbativa de QCD. El quark t , sin embargo, se desintegra antes de poder hadronizarse. Estas peculiaridades de los quarks enturbian el significado de la noción de masas de quarks, como ya se ha indicado anteriormente.

En los últimos 30 años, el Modelo Estándar de Partículas e Interacciones ha sido sometido a exhaustivas comprobaciones experimentales. El descubrimiento de los bosones vectoriales W^\pm y Z en 1983 en los experimentos UA(1) y UA(2) en el colisionador protón-antiprotón del CERN y el posterior descubrimiento, en la década de los 90, en los experimentos en el acelerador LEP del CERN [58], de las correcciones radiativas electrodébiles y de la dependencia de las constantes de acoplo con la energía (en particular en el sector fuerte, α_s) [59], en excelente acuerdo con las predicciones teóricas, añadieron profunda credibilidad al Modelo Estándar. Hasta la fecha, las muy numerosas medidas experimentales no han puesto de manifiesto desviaciones significativas entre experimentos y teoría.

Es hasta cierto punto asombroso en Ciencia que una teoría conceptualmente simple, construida esencialmente a partir de principios de simetría, tenga un poder predictivo tan poderoso. Dicho esto, es relevante y legítimo preguntarse si el Modelo Estándar es la respuesta definitiva a la naturaleza microscópica de la materia (sus constituyentes últimos y las fuerzas a través de las que interaccionan). En particular si los quarks y leptones son realmente las entidades fundamentales de la naturaleza, si hay una subestructura subyacente y si el número de variedades o generaciones de quarks y leptones es el que hemos identificado hasta la fecha.

LHC: RELATO DE UNA AMBICIÓN

El complicado y largo proceso de gestación y construcción del LHC (*Large Hadron Collider*) y su exitosa conclusión es un ejemplo paradigmático de la ambición, el talento, la perseverancia y la determinación de una comunidad científica, la comunidad europea de Física de Partículas Elementales, que a lo largo de casi un cuarto de siglo puso de manifiesto una férrea voluntad e inmensos recursos científicos, técnicos y de gestión para solventar las dificultades y los escollos de todo tipo que planteaba la realización de un proyecto de una magnitud y complejidad sin precedentes comparables [60]-[63].

Según Sir Christopher Llewellyn Smith, Director General del CERN durante los años 1994-1998, la primera referencia escrita a lo que más adelante sería el LHC data de 1977 y aparece en uno de los cuadernos de notas de Sir John Adams, Director General del CERN durante los años 1960-1961 y 1971-1975, poco tiempo después de las discusiones iniciales que tuvieron lugar en 1975-1976 sobre la posible construcción en el CERN de un colisionador de electrones y positrones (LEP) que sería aprobado en 1981. Adams sugirió que, en caso de aprobarse LEP, el túnel debería ser suficientemente amplio como para poder instalar imanes superconductores que pudiesen confinar protones acelerados a energías superiores a 3 TeV. Algo más tarde, el propio Llewellyn Smith insistiría en la conveniencia de que la circunferencia del túnel

fuese lo mayor posible y permitiese la realización de experimentos que explorasen la región de energías (en el sistema de centro de masas) 10-20 TeV.

En marzo de 1984 se celebró en Lausana un simposio para discutir la oportunidad de construir un gran colisionador hadrónico en el túnel de LEP. Este Simposio estaba en parte motivado para dar respuesta a la decisión tomada en 1983 por el Departamento de Energía (DOE) de los Estados Unidos de iniciar el diseño de un gran acelerador de 87 km de circunferencia, el SSC (*Superconducting Super Collider*), en el que podrían producirse colisiones protón-protón a una energía de 40 TeV. En las conclusiones teóricas de este simposio el propio Llewellyn Smith resumió las deficiencias del Modelo Estándar (origen de la masa, origen del sabor, origen de la violación de CP, conexión entre las fuerzas electrodébil, fuerte y gravitacional) y el potencial científico de un colisionador hadrónico de alta energía para dar respuesta a estas importantes cuestiones. Casi 30 años después, estas cuestiones siguen siendo de máxima actualidad y de ahí la relevancia científica del LHC.

En 1987, el «Comité de planificación estratégica», presidido por Carlo Rubbia, Director General del CERN en el periodo 1989-1993, recomendó la construcción del LHC como la opción óptima para el futuro del CERN y en 1990 el comité ECFA (Comité Europeo para Futuros Aceleradores) organizó en Aquisgrán un simposio sobre el LHC en el que se evaluaron los aspectos científicos, los desarrollos tecnológicos necesarios y diseños preliminares de posibles experimentos.

En opinión de muchos investigadores, la recomendación de este Comité entrañaba un considerable riesgo, toda vez que ese mismo año el Departamento de Energía (DOE) de los Estados Unidos había aprobado la construcción del SSC e iniciado el proceso de selección del lugar en el que debería instalarse.

Rubbia estaba convencido de que era posible construir en el túnel de LEP una instalación competitiva, aunque de menor energía (inicialmente un factor 2), gracias a una potencial mayor luminosidad (un factor 10), al desarrollo de imanes superconductores de mejores prestaciones y menor coste, basados en el concepto «dos-en-uno» (dos imanes en un único criostato) propuesto por Palmer años antes, y a la existencia de un laboratorio con extraordinarias infraestructuras y con un túnel ya construido.

Rubbia estimó que estos factores reducirían el coste en aproximadamente tres mil millones de francos suizos y la instalación podría estar operativa en 1998-2000. Aunque la primera fase del proyecto ha tardado en terminarse casi diez años más de lo previsto por Rubbia, es de justicia reconocer, veinticinco años después, su coraje y visión, y el formidable empeño que desplegó en el complicadísimo proceso de aprobación e inicio de la construcción del LHC.

Una primera presentación al Consejo del CERN tuvo lugar en diciembre de 1991. En esta ocasión se ampliaba el posible programa científico, incluyendo el tema de la materia oscura y una primera mención a la producción de haces de iones de alta energía para estudiar el plasma de quarks y gluones, al tiempo que se insistía en la necesidad de una muy alta luminosidad ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) y se mantenía el esquema, ya avanzado en Lausana, de la configuración magnética «dos-en-uno».

En marzo de 1992, en el simposio celebrado en Evian-les-Bains, se presentaron cuatro diseños de experimentos de propósito general (CMS, L3+1, ASCOT, EAGLE) y algunas ideas para experimentos especializados en la física del quark b y de iones pesados. En 1993, el recientemente creado «Comité de experimentos LHC» del CERN, seleccionó dos propuestas experimentales, ATLAS (resultado de la fusión ASCOT-EAGLE) y CMS (básicamente CMS con algunos ingredientes de L3+1), para que elaborasen los preceptivos detallados informes técnicos y de costes.

Durante 1993, el CERN procedió a una optimización del diseño y costes del acelerador, tarea especialmente difícil en lo relativo a la red magnética, habida cuenta de la insuficiente experiencia industrial en la construcción de imanes superconductores de alto campo magnético.

En octubre de 1993, incluso antes de aprobarse el LHC por el Consejo del CERN, el presidente Clinton aprobó la cancelación del proyecto SSC cuando ya se habían perforado 23,5 km de túnel y gastado cerca de tres mil millones de dólares.

Para algunos ilustres científicos, la cancelación del SSC marca un punto de inflexión en el desarrollo de la física fundamental en Estados Unidos y representa el inicio del declive de lo que ha venido en llamarse «Gran Ciencia». En los últimos años, laboratorios tan prestigiosos como los ya mencionados LBL, SLAC, BNL y Fermilab han clausurado paradigmáticas instalaciones y reducido drásticamente las actividades en física de altas energías. En ausencia de futuros y ambiciosos nuevos proyectos, parece aventurado confiar a corto plazo en un significativo cambio de tendencia y prioridades.

La cancelación en 1993 del proyecto americano, SSC, fortaleció el caso científico del LHC. No es ilógico pensar que, en caso de que el SSC hubiese seguido el plan y calendario de construcción previstos, y dada la difícil situación económica en los estados miembros del CERN y en particular en Alemania, el mayor contribuyente a su presupuesto, el proceso de aprobación del LHC en el Consejo del CERN hubiese tenido un desenlace negativo. En cualquier caso, la reticente posición de Alemania entorpecería notablemente las negociaciones durante 1993-1994.

En junio de 1994, el Consejo del CERN aprobó la construcción del LHC en dos etapas. En la primera de ellas solo se instalarían dos tercios de los dipolos magnéticos, lo que permitiría operar la instalación a una energía reducida durante varios años.

Las negociaciones progresaron en la buena dirección en los meses siguientes, gracias en parte a la buena disposición de Japón, en 1995, y de India, Rusia y Canadá, en 1996, para apoyar financieramente el proyecto. Desgraciadamente, en junio de 1996, Alemania anunció su decisión unilateral de reducir su contribución al CERN en un 8-9%, iniciativa que sería apoyada de inmediato por el Reino Unido.

Finalmente, en diciembre de 1996, se aprobó el proyecto de construcción del LHC en una sola fase, con el presupuesto de la Organización reducido. Para solventar temporalmente el déficit presupuestario, el CERN fue autorizado a solicitar préstamos bancarios, que serían devueltos una vez la construcción de la instalación estuviese concluida. Con estos drásticos condicionantes, desaparecido de la estimación de costes el capítulo para contingencias, no es de extrañar que, tarde o temprano, se produjese una crisis financiera. Eso ocurrió en 2001, cuando fue necesario actualizar el coste del proyecto con un incremento del 18%.

Habida cuenta de la complejidad del proyecto, y de la escasa experiencia industrial previa en la construcción de imanes superconductores de alto campo, la desviación presupuestaria debería considerarse un éxito. En cualquier caso, las condiciones de contorno obligaron a alargar el periodo de construcción de la instalación en varias ocasiones. La previsión inicial de inauguración en 2005 se convirtió en 2008.

La negociación con Estados Unidos fue también muy laboriosa, alcanzándose en diciembre de 1997 un acuerdo de participación. En la actualidad más de 1300 físicos estadounidenses son usuarios del CERN, prácticamente todos ellos trabajando en los experimentos del LHC.

A pesar de las dificultades iniciales y un serio incidente técnico ocurrido en 2008, el proyecto LHC ha evolucionado de forma razonablemente suave hacia su finalización y constituye un excelente ejemplo de colaboración europea y de liderazgo científico.

El diseño y optimización de costes del LHC hizo uso ventajoso de las infraestructuras ya existentes en el CERN (Figura 22), al tiempo que imponía restricciones severas. Varias de ellas debidas a las dimensiones del propio túnel, 27 km de longitud y 3,8 m de diámetro.

Al tratarse de una máquina circular con radio de curvatura predeterminado, la energía máxima que las partículas pueden alcanzar en el proceso de aceleración depende del valor máximo del campo magnético dipolar que las confina en trayectorias cerradas. Para obtener una energía de 7 TeV, el campo magnético necesario es 8,3 T (1 T=10 kgauss), esto es un 60% superior a lo conseguido en instalaciones previas.

Por otra parte, el LHC, al tratarse de un colisionador protón-protón, es en realidad no uno sino dos aceleradores. Los imanes superconductores, ya de por si voluminosos, operan a temperaturas próximas a 2K y necesitan cámaras de vacío que aíslan las bobinas de las fuentes externas de calor. El tamaño transversal reducido del túnel no permitía ensamblar dos anillos magnéticos independientes. En su lugar se optó por un diseño novedoso en el que los dos anillos magnéticos están separados por solo 19 cm y están integrados en un criostato común (la solución «dos-en-uno»).



Figura 22. *Vista aérea del CERN.*

Finalmente, el uso de la cadena de aceleradores del CERN condicionó el valor máximo de la energía a la que pueden inyectarse haces de partículas en el túnel de 27 km.

El elemento fundamental del LHC es, sin duda, el sistema de imanes superconductores y la criogenia asociada. El LHC tiene 1.232 imanes dipolares de 14,3 m de longitud magnética (algo más de 15 m de longitud física) que producen campos magnéticos de hasta 8,3 T (Figura 23). Cada uno de los 1.232 dipolos curva el haz de 7 TeV en 0,29 grados, lo que supone una sagita de 9 mm a lo largo de la longitud magnética y hace necesario que los dipolos estén, por construcción, curvados.



Figura 23. *Dipolos y cuadrúpolos del LHC.*

El campo magnético dipolar cubre 17,6 km de los 20,7 km que suman los ocho arcos de la máquina. El resto, 6,4 km, lo forman las secciones rectas en las que se produce la aceleración de los haces. En los arcos están dispuestos 392 sistemas magnéticos que incluyen 392 cuadrupolos focalizadores de 3,25 m de longitud, que proporcionan un gradiente de campo de 223 T/m en una apertura de 56 mm,

instrumentados en los extremos con imanes correctores (par dipolo-sextupolo o par octupolo-cuadrupolo de ajuste). La longitud de cada uno de estos sistemas es de 5,3 m. En total el LHC tiene unos 8.000 imanes correctores.

El cable superconductor está formado a partir de un compuesto inter-metálico de niobio-titanio que adquiere las propiedades superconductoras requeridas a la temperatura de 1,9 K, por debajo de la temperatura de transición al estado superfluido (2,17 K). Está fabricado a base de hebras de hilos de aproximadamente 1 mm de espesor compuestas de 1/3 de material superconductor y 2/3 de cobre. Los filamentos de niobio-titanio tienen 6-7 μm de diámetro y están posicionados en la matriz de cobre con una separación de 1 μm . El número de filamentos es 8.900 (6.520) para el cable interno (externo).

La construcción de prototipos y la producción en serie de dipolos y cuadrupolos ha sido una tarea monumental. Los cables superconductores y multitud de componentes fueron suministrados por el CERN a las empresas encargadas de ensamblar las masas frías (*Alston-Jeumont* en Francia, *Ansaldo Superconduttori* en Italia y *Babcock Nuclear Noell* en Alemania para los dipolos y el CEA-Saclay en Francia para los cuadrupolos). Las masas frías fueron integradas en sus criostatos en el CERN y todos los imanes se probaron a 1,9 K antes de su instalación en el túnel. Todo el proceso de producción, desde la fabricación del cable superconductor a la finalización de las pruebas de los imanes ha necesitado seis años.

El total de la masa que tiene que enfriarse a 1,9 K es de 37.000 toneladas, requiriendo unas 80 toneladas de helio líquido superfluido que ha de mantenerse a 1,9 K durante toda la operación.

El sistema de radiofrecuencia que acelera las partículas utiliza un campo eléctrico longitudinal oscilante a una frecuencia de 400 MHz en un conjunto de cavidades resonantes superconductoras. El campo eléctrico es superior a los 5 Megavoltios por metro.

A la energía de 7 TeV y a la intensidad nominal, la energía almacenada en cada uno de los haces es de 350 MJ, equivalente a 80 kg de TNT. Para proteger la instalación se ha instalado un sistema que permite extraer con rapidez (en un solo giro) un haz descontrolado y hacerlo incidir en un sistema de bloques absorbentes construido con ese propósito.

En la primera mitad de 2008 se procedió a enfriar el LHC hasta su temperatura de funcionamiento. Desde la temperatura ambiente hasta los 80 K, el helio que circula en los imanes se enfrió vaporizando nitrógeno líquido, un total de 9.600 toneladas. Entre 80 y 4,5 K se utilizaron refrigeradores de helio. Finalmente, se activaron el conjunto de compresores que produce helio a una presión de 15 mbar con objeto de reducir la temperatura al valor operativo de 1,9 K.

El 10 de septiembre de 2008, siete de los ocho sectores del LHC se habían comisionado con éxito para una energía de 5,5 TeV, con la idea de operar la máquina a una energía en el sistema centro de masa igual a 10 TeV. El último sector se había acondicionado solo para 4 TeV. El comisionado del acelerador se inició haciendo circular uno de los dos haces en sentido contrario al de las agujas de reloj. Tras correcciones sucesivas de órbita en las secciones rectas, en menos de una hora de operación y ajuste de la máquina, el haz completó un giro de 27 km. El comisionado del otro haz se hizo con igual rapidez y siguió operando hasta que el 18 de septiembre se detectó un fallo en un transformador que afectó al sistema criogénico en un sector de la máquina, imposibilitando la circulación de haces. El 19 de septiembre, cuando se procedía al comisionado a 5 TeV del último sector, se produjo una rotura catastrófica de un conductor eléctrico (*bunch*) que produjo importantes desperfectos en un sector del acelerador.

Probablemente la causa del incidente fue debida a una resistividad excesivamente elevada en una de las 10.000 conexiones superconductoras por una omisión en el proceso de soldadura. Desgraciadamente, la rotura generó una perforación de la cámara de helio, lo que resultó en una explosión (la densidad del helio líquido es 0,125 g cm⁻³, frente a los 0,166 g l⁻¹ para el helio a 20° C y 1 atm) que afectó a 14 cuadrupolos y a 39 dipolos, así como a los respectivos anclajes mecánicos, y contaminó el tubo de vacío.

El incidente propició la búsqueda exhaustiva de otras deficiencias en la máquina y obligó a extremar el control y prevención de accidentes y la protección de la instalación. De cara al futuro, se acordó operar la máquina a un valor reducido de la energía y esperar a una parada de larga duración del acelerador para implementar consolidaciones adicionales.

Las reparaciones y el nuevo comisionado de la máquina duraron hasta noviembre de 2009 (Figura 24). Antes de que finalizase el año se habían acelerado haces a 0,59 TeV, equivalente a una corriente en los dipolos de 2 kA, y registrado una pequeña cantidad de datos de gran interés para la calibración de los experimentos.

El 30 de marzo de 2010 se obtuvieron las primeras colisiones a la energía en el centro de masas igual a 7 TeV. La luminosidad integrada acumulada al final de la toma de datos fue $44,2 \text{ pb}^{-1}$ ($1 \text{ pb}^{-1}=10^{12} \text{ barn}^{-1}$). En 2011, el LHC siguió operando a 7 TeV obteniéndose una luminosidad integrada de $6,1 \text{ fb}^{-1}$ ($1 \text{ fb}^{-1}=10^3 \text{ pb}^{-1}$). En 2012, el LHC funcionó a la energía de 8 TeV obteniéndose una luminosidad integrada de $23,3 \text{ fb}^{-1}$.



Figura 24. Vista parcial del túnel con el acelerador LHC.

Al finalizar, el 17 de diciembre de 2012, la toma de datos de colisiones protón-protón, la luminosidad máxima instantánea conseguida era de $7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, con 1.380 paquetes de protones por haz, de varios centímetros de longitud, separados 50 ns, cada uno de los cuales conteniendo $1,1 \times 10^{11}$ protones. Esto supone cerca de 700 millones de colisiones por segundo. Las dimensiones transversales de los haces en los puntos de interacción de los experimentos ATLAS y CMS han sido 5 y 7 micrones. En el año 2011 se produjeron en el LHC colisiones Pb-Pb, a una energía de 2,75 TeV/nucleón, acumulándose una luminosidad integrada de $166,7 \text{ } \mu\text{b}^{-1}$ ($1 \text{ } \mu\text{b}^{-1}=10^{-6} \text{ pb}^{-1}$). En 2012 se han producido colisiones protón-Pb, a una energía de 5,02 TeV/nucleón, acumulándose una luminosidad integrada de $31,7 \text{ nb}^{-1}$ ($1 \text{ nb}^{-1}=10^{-3} \text{ pb}^{-1}$).

Con la toma de datos protón-Pb, finalizada el 11 de febrero de 2013, se da por concluida la primera fase del programa LHC, iniciándose inmediatamente una larga fase de mejoras y preparación del acelerador para operar en 2015 a una energía y luminosidad próximas a los valores nominales, energía en el centro de masas igual a 14 TeV y luminosidad instantánea igual a $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En esta segunda fase de la operación del LHC, los haces estarán formados por cerca de 2.700 paquetes de protones separados 25 ns.

Terminada esta primera fase de operación del LHC es tal vez apropiado hacer un balance de los factores que han contribuido al éxito del proyecto. El LHC es el instrumento científico más complejo jamás construido. Ha necesitado para su diseño y construcción más de veinte años y ha tenido que enfrentarse a formidables dificultades, la mayoría de índole técnica, que han sido solventadas gracias al talento, la competencia técnica y la determinación de todos los científicos, ingenieros y técnicos que han participado en el CERN y en los laboratorios colaboradores. Reconocimiento y apreciación especial merece Lyn Evans, director del proyecto, incansable e inasequible al desánimo.

No solo el factor humano ha sido factor esencial para la feliz conclusión del proyecto. La justificación científica, la singularidad del proyecto, una vez cancelado el SSC, y el apoyo unánime de la comunidad investigadora han sido también elementos muy relevantes aunque no siempre fáciles de asegurar. La sostenibilidad del esfuerzo, gracias al apoyo de los Estados Miembros del CERN y países colaboradores, y al empeño de los sucesivos Directores Generales del CERN, han sido también factores esenciales para un desarrollo del proyecto sin más incidencias notables que las estrictamente técnicas y financieras.

En este sentido es reseñable que, incluso en los momentos más difíciles (por ejemplo, el incidente ocurrido en septiembre de 2008), muy pocas voces críticas se han levantado en contra del proyecto. Se trata de los habituales y no muy numerosos grupúsculos opuestos, por acientíficos argumentos, a la mal llamada «Gran Ciencia».

El acelerador es uno de los tres pilares básicos que conforman el programa LHC. Los otros dos son los experimentos y el centro virtual de computación basado en las tecnologías GRID.

En estos momentos, un total de siete experimentos definen el programa del LHC, cuatro son de gran tamaño y complejidad y tres son pequeños. Los cuatro primeros son los dos detectores de propósito general, ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) y CMS (*Compact Muon Solenoid*), un detector especializado en algunos aspectos de la física del quark b , LHCb (*Large Hadron Collider beauty*), y un detector especializado en algunos aspectos de la física nuclear de alta energía, ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*). Los tres restantes son TOTEM (*TOTAL Elastic and diffractive Measurement*), MoEDAL (*Monopole and Exotics Detector at the LHC*) y LHCf (*Large Hadron Collider forward*).

ATLAS, CMS, LHCb y ALICE son instrumentos gigantescos, diseñados y construidos por enormes colaboraciones. 3.000 físicos, ingenieros y técnicos de 176 instituciones en 38 países y un coste de 550 MCHF en el caso de ATLAS; 3.000 físicos, ingenieros y técnicos de 184 instituciones en 38 países y un coste de 550 MCHF en el caso de CMS; 730 físicos, ingenieros y técnicos de 54 instituciones en 15 países y un coste de 75 MCHF en el caso de LHCb; 1.300 físicos, ingenieros y técnicos de 130 instituciones en 35 países y un coste de 160 MCHF en el caso de ALICE.

Por razones de espacio, en este trabajo nos limitaremos a una somera descripción de los experimentos que han contribuido al descubrimiento de una partícula que parece tener las propiedades del bosón de Higgs, ATLAS [64] (Figuras 25 y 26), y CMS [65] (Figuras 27 y 28).

Conceptualmente, el diseño de estos experimentos se basa en las ideas parcialmente desarrolladas a finales de los años setenta para la construcción de los experimentos UA(1) y UA(2) que, en el remodelado Super Sincrotrón de Protones del CERN, descubrieron los bosones vectoriales W^\pm y Z . Posteriormente, muchas de estas ideas y desarro-



Figura 25. Vista frontal de ATLAS.



Figura 26. Escenario para la representación de la ópera de Hector Berlioz, «Las Troyanas» en el Palau de les Arts Reina Sofía de Valencia inspirado en una vista frontal de ATLAS.

llos sirvieron para la construcción de los detectores CDF y D0 en el Tevatrón de Fermilab. Es evidente que la alta energía y luminosidad del LHC ha exigido la puesta a punto de nuevas tecnologías, en particular el desarrollo de nuevos materiales que sean resistentes a las altas dosis de radiación y a las exigencias de precisión en muchas de las medidas previstas.

Los detectores para experimentación en colisionadores hadrónicos integran subdetectores especializados en la reconstrucción y medida, con un cierto nivel de redundancia, de las características de las partículas producidas en estas colisiones. Para la medida de

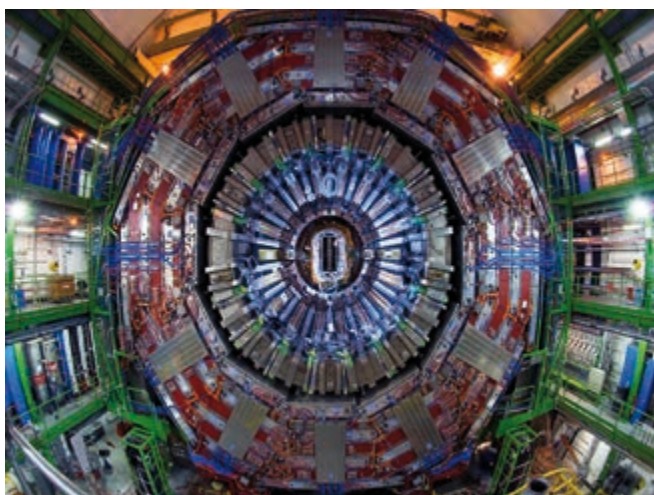


Figura 27. Vista frontal de CMS.

las partículas cargadas se hace midiendo la curvatura de las trayectorias en campos magnéticos.

Precisamente, la topología magnética de un detector es el elemento que configura la forma y dimensiones del mismo. En el caso de ATLAS se ha utilizado un solenoide superconductor para la parte central, dos toroides superconductores para las secciones trasera y delantera y ocho toroides superconductores en aire para la zona central. En el caso de CMS se ha utilizado exclusivamente un gran solenoide superconductor. ATLAS tiene dimensiones $25 \times 25 \times 55$ metros y pesa 7.500 toneladas. CMS tiene dimensiones $16 \times 16 \times 35$ metros y pesa 14.000 toneladas. El número de sensores electrónicos individuales para cada uno de estos experimentos se aproxima a los cien millones.

Un aspecto extraordinariamente relevante en el diseño de estos experimentos son los sistemas de selección y adquisición de datos así como el almacenamiento y procesado de los mismos. Es en este campo en el que se ha producido un cambio significativo, no solo cuantitativo, en relación con los experimentos previos UA(1), UA(2), CDF y D0.

Conviene recordar que cuando en 2015 el LHC opere con los parámetros nominales de energía y luminosidad, 14 TeV y $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ respectivamente, cada segundo se producirán en las regiones de interacción de ATLAS y CMS cerca de 40 millones de cruces, uno cada 25 ns, entre paquetes de protones, de una dimensión longitudinal de unos 7,5 cm, cada uno de ellos conteniendo del orden de 10^{11} protones. La frecuencia nominal de colisiones protón-protón será de mil millones por segundo (10^9 Hz) y generará una enorme cantidad de datos, del orden de 1 petabyte ($1 \text{ PB} = 10^{15} \text{ bytes}$ - equivalente a 200.000 DVDs) por segundo.

La mayoría de las interacciones protón-protón tienen un interés físico secundario, las interacciones verdaderamente interesantes son extraordinariamente raras. Por ejemplo, la frecuencia de producción

las partículas eléctricamente cargadas se utilizan detectores que miden coordenadas de sus trayectorias en campos magnéticos con ayuda de sensores de estado sólido. En el caso de electrones y positrones, estas medidas se complementan con calorimetría electromagnética, basada en muestreo (líquidos nobles como material de lectura) o absorción total (monocristales). La calorimetría se utiliza también en la medida de fotones. Los hadrones neutros se miden en calorímetros hadrónicos, que utilizan como medios activos líquidos nobles o centelleadores. Los muones, partículas con escaso poder de ionización, se reconstruyen en detectores gaseosos (por ejemplo, cámaras de deriva). La determinación del momento de

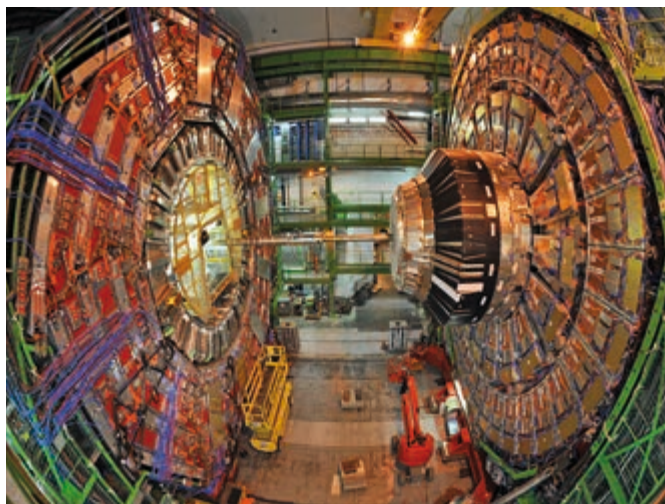


Figura 28. Vista lateral de CMS.

de una partícula de Higgs de 100 GeV es del orden de 0,1 Hz, y de un Higgs de 600 GeV del orden de 0,01 Hz, esto es 10-11 órdenes de magnitud menor que la frecuencia total de interacciones. Esto indica la necesidad de implementar restrictivas selecciones que reduzcan el volumen de datos a tratar y faciliten los análisis físicos.

Los experimentos están equipados con sistemas electrónicos embebidos en los detectores, que realizan un número limitado de funciones específicamente dedicadas a seleccionar distintas categorías de sucesos, así como sistemas de computación en tiempo real para reducir en seis órdenes de magnitud esta inmanejable cantidad de información hasta un máximo de 1 gigabyte (1 GB=10⁹ bytes) por segundo, que puede grabarse en soportes de almacenamiento magnético para su posterior procesamiento. Incluso con esta importante reducción en tiempo real, la ingente cantidad de datos registrados, que crecerá al ritmo de unos 15 PB por año, tiene que ser gestionada cuidadosamente y puesta a disposición de los miles de usuarios científicos que participan en el análisis de la física del LHC.

Los algoritmos requeridos para la simulación y el procesamiento de los datos del LHC son extraordinariamente complejos y han sido desarrollados por multitud de especialistas en los distintos procesos físicos que tienen lugar en las interacciones del LHC, así como por expertos en las tecnologías y materiales utilizados en la construcción de los distintos subdetectores. Lo que magnifica la dificultad del tratamiento de la información en el LHC es: 1) el gran número de físicos e ingenieros que participan en el análisis de los datos y desarrollan algoritmos y códigos de computación, 2) la extensa distribución geográfica del entorno de computación; cerca de 100.000 procesadores instalados en 140 centros de cálculo en 35 países están integrados en la red (GRID) de computación del LHC, y 3) la enorme cantidad de datos que tienen que distribuirse a través de la red y que son compartidos por los miembros de cada experimento.

El diseño de todos los aspectos del sistema de computación del LHC —marco, programas, modelos de datos, servicios— se inició hace cerca de quince años y está en permanente proceso de optimización. La rápida evolución de las tecnologías de la información obliga a adoptar diseños e implementaciones flexibles. La colaboración efectiva entre un contingente tan numeroso y creativo de investigadores supone también un notable desafío.

La selección en tiempo real ya mencionada reduce, en el caso de ATLAS y CMS, el flujo de datos a 320 MB (1 MB=10⁶ bytes) por segundo. Una fase inicial de procesamiento *off-line*, la reconstrucción de sucesos, transforma los datos brutos en una visión física de la interacción, identificando trayectorias de partículas y determinando cantidades físicas (posiciones espaciales, tiempo, momento y energía —visible o ausente—). En etapas ulteriores, la transformación de la información digital procedente de la electrónica, permite identificar la naturaleza de los objetos reconstruidos (fotones, electrones, muones, *jets*, etc.). Al final de esta fase se obtiene una detallada compilación de la información más relevante de cada suceso, que forma la base de las posteriores etapas de análisis. El análisis de los datos procede por iteraciones sucesivas en donde, a un cierto nivel, los datos se han refinado debido, por ejemplo, a actualizaciones de las calibraciones y a modificaciones de los programas de reconstrucción con objeto de obtener un tratamiento más riguroso y un rendimiento más eficiente.

La simulación de las prestaciones de un detector es extremadamente importante para optimizar su diseño y para una mejor comprensión de las ineficiencias y resolución del instrumento y se basa en la utilización de técnicas de Monte Carlo que hacen uso de la generación de números al azar. Con estas técnicas se generan, en base a modelos teóricos, sucesos físicos con los que se simulan las señales básicas en los distintos sensores que componen el detector. A partir de estas señales, utilizando los algoritmos de reconstrucción, se determinan las magnitudes básicas que definen un suceso y se comparan con las que aparecen en los modelos teóricos de partida. Este proceso es también iterativo, hasta alcanzar una descripción adecuada del comportamiento del instrumento.

Este proceso, al igual que el de reconstrucción de las propiedades físicas del suceso a partir de las señales digitales producidas en los sensores electrónicos, es enormemente complicado dado el elevado número de sensores y la complejidad de los distintos subdetectores.

El principal lenguaje de programación utilizado para el desarrollo de los códigos de reconstrucción es C++ y el paradigma «orientado-a-objeto» está presente en los diversos entornos y plataformas. La es-

trategia en el desarrollo de código ha seguido un criterio de arquitectura céntrica, con componentes con funcionalidades bien definidas y apropiadas *interfaces*.

La tecnología básica desarrollada para la gestión de volúmenes masivos de datos con recursos distribuidos geográficamente es el *World LHC Computing GRID (WLCG)*, un centro mundial virtual de computación. El paralelismo inherente en el análisis de los datos (cada suceso o interacción es independiente de los otros), la evolución de las redes de comunicación, con mayores anchos de banda y costes en descenso, han sugerido adoptar una arquitectura de sistema estructurada en distintos niveles o «*Tiers*». Un primer nivel, «*Tier-0*», residente en el CERN, en el que se realiza el procesamiento inicial de los datos y se conserva una copia de los datos brutos y de otros conjuntos esenciales de datos. Desde este primer nivel se envían de forma ininterrumpida subconjuntos de estos datos a 11 centros «*Tier-1*», con alta capacidad de procesamiento y almacenamiento, gracias a la excelente conectividad de la red. Estos centros aseguran la preservación de los datos a largo plazo, realizan tareas de análisis que utilicen grandes muestras de datos y actúan como servidores de datos para centros más pequeños. Finalmente, cerca de 120 centros «*Tier-2*» funcionan en los centros de investigación y universidades participantes en los experimentos del LHC. Es en estos centros donde tiene lugar la fase final de los análisis y el proceso de descubrimiento científico.

La organización virtual GRID creada para el LHC proporciona múltiples servicios (seguridad, información, monitorización, gestión de datos, gestión de tareas y contabilidad responsable). Del orden de 45 PB de datos circulan con total seguridad por la red anualmente. La conectividad «*Tier-0*»-«*Tier-1*» está en torno a 2 GB por segundo, a la que debe agregarse más de 1 GB para los flujos desde los «*Tier-1*». Del orden de 300.000 nuevos trabajos por día, cuya duración requiere al menos un día para ser completados, se realizan en el *WLCG*.

Con la entrada en funcionamiento del LHC en 2015, con mayor energía y luminosidad, el volumen de datos a procesar, almacenar y distribuir aumentará. Será necesario desarrollar e implementar nuevas tecnologías que ofrezcan una utilización más eficaz, a menor coste y más eficiente desde la perspectiva energética.

Dada la complejidad de los experimentos y de la estructura de computación, es hasta cierto punto extraordinario, a tenor de experiencias previas, que todo este entramado haya funcionado, desde el primer instante, con asombrosa fluidez y que haya sido posible en un corto espacio de tiempo analizar los datos registrados y producir resultados científicos.

Los resultados que describiremos brevemente más adelante son justa recompensa al esfuerzo organizado, inteligente y ambicioso de un colectivo numeroso hiper-motivado y decidido a alcanzar los difíciles objetivos impuestos.

Es obligado, al cerrar esta parte del discurso, mencionar el coste de, o mejor dicho, la inversión en, esta instalación singular. No es tarea sencilla toda vez que los criterios para la estimación de costes difieren en las distintas agencias que han financiado la ejecución de este proyecto. Lo que es fácil de cuantificar son los recursos económicos que, con cargo a su presupuesto anual ordinario, el CERN ha dedicado desde 1995 a la construcción del LHC y que incluyen la construcción del acelerador, las áreas experimentales, la contribución a los experimentos, ciertas infraestructuras, los sistemas de inyección, la parte del sistema de computación residente en el CERN, los costes de operación hasta el inicio de la operación en septiembre de 2008, y los costes de personal asociados.

La cifra total, 6.629 millones de francos suizos, no admite una traducción directa en euros o en cualquier otra moneda, debido a la volatilidad de los cambios de divisas. En esta cifra no se contabilizan las contribuciones, esencialmente en especies, de agencias de países que no pertenecen al CERN ni tampoco los costes de construcción de los experimentos, a los que el CERN solo ha contribuido con aproximadamente un 20% del total.

BUSCA Y PACÍFICA CAPTURA DEL BOSÓN DE HIGGS

Como ya se ha insistido previamente en este trabajo, uno de los temas más fundamentales en física de partículas es tratar de entender el mecanismo que rompe la simetría electrodébil y genera las masas de

las partículas elementales. El mecanismo de Brout-Englert-Higgs proporciona un marco general que explica los valores de las masas de los bosones vectoriales *gauge* W^\pm y Z , a partir de los bosones escalares de Goldstone, de masa nula, que se manifiestan como los estados longitudinales de polarización de los bosones *gauge* W^\pm y Z , generados, a su vez, por la dinámica subyacente de la rotura de la simetría electrodébil.

Como ya se ha mencionado, en el Modelo Estándar, las interacciones electrodébiles vienen descritas por un teoría cuántica de campos *gauge* basada en el grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El mecanismo de Brout-Englert-Higgs propone un doblete complejo de campos escalares, y las interacciones renormalizables se organizan de forma que la componente neutra del doblete escalar adquiera un valor esperado en el vacío, $v \approx 246$ GeV, que fija la escala a la que se rompe la simetría. Tres bosones de Goldstone, con masa cero, generados al romperse de forma espontánea la simetría, se absorben para dar masa a los bosones W^\pm y Z . La componente residual del doblete complejo se convierte en el bosón de Higgs, un nuevo escalar fundamental. Las masas de todos los fermiones son también una consecuencia de la rotura de la simetría, puesto que se postula que el doblete de Higgs se acopla a fermiones a través de interacciones de Yukawa.

En el Modelo Estándar, la masa del bosón de Higgs viene dada por la expresión $M_H = v\sqrt{\lambda/2}$, siendo λ el parámetro de auto-acoplamiento del Higgs y v el valor esperado del campo de Higgs en el vacío, $v = (\sqrt{2} G_F)^{-1/2} \approx 246$ GeV, fijado por la constante de Fermi G_F [66]. Dado que actualmente no se conoce el valor de λ , el valor de la masa del Higgs M_H no puede predecirse.

Es relevante hacer notar que si el bosón de Higgs tiene una masa inferior a ~ 180 GeV, los campos interaccionan débilmente hasta la escala de Planck, $M_{Pl} = (G_N)^{-1/2} = 1.2 \times 10^{19}$ GeV, y el Modelo Estándar puede proporcionar una descripción efectiva válida hasta dicha escala.

En el Modelo Estándar los acoplamientos del bosón de Higgs a los fermiones fundamentales son proporcionales a las masas de los fermiones y los acoplamientos a los bosones son proporcionales a los cuadrados de las masas de los bosones [66]. En particular:

$$\begin{aligned} g_{Hff} &= m_f/v, \\ g_{HVV} &= 2m_V^2/v, \\ g_{HHVV} &= 2m_V^2/v^2, \\ g_{HHH} &= 3M_H^2/v, \\ g_{HHHH} &= 3M_H^2/v^2, \text{ con } V = W^\pm \text{ o } Z \end{aligned}$$

En los procesos de producción y desintegración del bosón de Higgs, los mecanismos dominantes suponen el acoplamiento del Higgs al W^\pm , Z y a los leptones y quarks de la tercera generación. El acoplamiento a gluones se debe a un diagrama de Feynman, con un bucle (*loop*), en el que el Higgs se acopla a un par virtual $t\bar{t}$. De forma similar, el acoplamiento a fotones tiene también lugar gracias a diagramas de Feynman con bucles, aunque en este caso la contribución dominante procede del par virtual W^+W^- . La existencia de estos diagramas es una característica esencial de la dinámica subyacente, la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ del Modelo Estándar. El descubrimiento de estas correcciones radiativas electrodébiles en los experimentos en el colisionador LEP confirmó la validez de la estructura mecano-cuántica de la teoría y es uno de los hitos científicos del programa experimental de LEP.

El Modelo Estándar, una vez dado el valor de la masa del bosón de Higgs, M_H , dispone de las herramientas necesarias para calcular las propiedades estáticas (anchura de desintegración, modos y frecuencias de desintegración) y dinámicas (secciones eficaces totales y diferenciales de producción). La precisión de estas predicciones teóricas depende de muchos factores y ha exigido un enorme esfuerzo de los grupos fenomenológicos, en particular para el caso de la producción en procesos hadrónicos.

A pesar de que el mecanismo de Brout-Englert-Higgs data de 1964, el empeño en su validación experimental solo alcanzó verdadera relevancia tras la formulación en 1967 del Modelo Estándar electrodébil por Weinberg y Salam, que a su vez solo accedió al estatus de teoría gracias a los trabajos de 't Hooft y Veltman de 1972, que demostraron que era renormalizable. Es, en mi opinión, hasta cierto punto sorprendente que Englert, Brout y Higgs no hiciesen una aplicación explícita de sus ideas al modelo propuesto por

Glashow en 1961, en el que ya se señalaba la simetría $SU(2) \times U(1)$ como la estructura mecano-cuántica subyacente en la descripción unificada de los procesos electrodébiles.

Es igualmente correcto afirmar que, aunque la formulación del mecanismo de Glashow-Iliopoulos-Maiani en 1971, el descubrimiento de las corrientes neutras en interacciones neutrino-materia en 1973 y el descubrimiento de nuevas partículas entre 1974 y 1977, aportaban notables pruebas de validación del Modelo Estándar, el interés en la búsqueda de la partícula de Higgs no adquirió carácter prioritario hasta la aprobación de la construcción del colisionador LEP en 1981 y, fundamentalmente, el descubrimiento de los bosones vectoriales W^\pm y Z en el CERN en 1984.

Desde la aprobación de LEP, los grupos proponentes de los cuatro experimentos (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) habían iniciado estudios detallados sobre su potencial de descubrimiento en relación con el bosón de Higgs del Modelo Estándar.

En el caso de la producción del bosón de Higgs en colisiones e^+e^- , los mecanismos de producción dominantes son el proceso de «*Higgs-strahlung*», $e^+e^- \rightarrow ZH$, y el proceso de fusión $WW, e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e W^+ W^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H$ [66]. En el caso del «*Higgs-strahlung*», la sección eficaz disminuye al aumentar la energía en el sistema centro de masas, mientras que en el caso del proceso de fusión WW , la sección eficaz crece logarítmicamente con la energía ($\ln(s/M_H^2)$) y es la contribución dominante. El mecanismo de fusión $ZZ, e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e Z^+ Z^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H$, también contribuye aunque es un orden de magnitud inferior al proceso de fusión WW . A energías superiores a aproximadamente 800 GeV y para masas del Higgs en el entorno de 125 GeV, el proceso $e^+e^- \rightarrow t\bar{t} H$ es también relevante.

Desde las primeras discusiones acerca de la posible construcción de un gran colisionador hadrónico, en el CERN y en Estados Unidos, los grupos participantes en los experimentos UA(1) y UA(2), y CDF y D0, intensificaron el esfuerzo en el cálculo de las propiedades de producción del Higgs en colisiones protón-protón y protón-antiprotón y su evolución en función de la energía, así como en la valoración precisa de las respuestas de los detectores para diversos escenarios. Estas actividades fueron esenciales para, en el caso de los experimentos CDF y D0, acotar con precisión el intervalo de masas en el que, caso de existir, se materializaría el bosón de Higgs. En el caso de los experimentos ATLAS y CMS, estas actividades han sido fundamentales para determinar la magnitud de las señales esperadas, y su significado estadístico, para los distintos procesos de producción y modos de desintegración en función de la energía y de la masa del Higgs.

En este contexto, es oportuno señalar la enorme relevancia que todos estos estudios han tenido en la valoración de la magnitud e importancia de los procesos competitivos que mimetizan las señales que caracterizan las interacciones con producción del bosón de Higgs.

La naturaleza partónica de los hadrones hace que, en el caso de los colisionadores Tevatrón y LHC, el cálculo de las secciones eficaces y otras propiedades en los procesos de producción sea mucho más complicado.

En estas instalaciones, el mecanismo dominante en la producción del bosón de Higgs es la aniquilación gluon-gluon, $gg \rightarrow H+X$. Los otros procesos relevantes son la producción asociada con los bosones vectoriales W y Z , $q\bar{q} \rightarrow W^\pm H + X$, $q\bar{q} \rightarrow ZH + X$, la fusión de bosones vectoriales, $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q} H + X$, y la producción asociada $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} H$. Todos estos procesos han sido calculados a diferentes órdenes de perturbación en Cromodinámica Cuántica y con distintas precisiones [66].

El ajuste global a las predicciones del Modelo Estándar de las múltiples medidas de precisión electrodébiles (masa y anchura del Z , masa y anchura del W , secciones eficaces totales y parciales $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow$ hadrones, $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow c\bar{c}$, $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$, polarización de τ^\pm , asimetrías angulares A^{FB} para pares e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, masa del quark t , etc.) realizadas fundamentalmente en los experimentos de LEP, con algunas contribuciones del SLC de SLAC y del Tevatrón de Fermilab, permitieron obtener cotas experimentales para la masa del bosón de Higgs [59].

Esto se debe, esencialmente, a que el bosón de Higgs contribuye a la polarización del vacío de los bosones W^\pm y Z , gracias a los diagramas de Feynman en los que aparecen bucles, produciendo una dependencia logarítmica del cociente de las masas del W^\pm y Z con la masa del bosón de Higgs.

La edición de 2012 del *Review of Particle Physics* [45] da como valor de la masa del bosón de Higgs, obtenida por este procedimiento indirecto, $M_H = 94^{+29}_{-24}$ GeV, o $M_H < 152$ GeV con un nivel de confianza del 95%. El quark *top* contribuye a la polarización del vacío del W^\pm a través de efectos bucle que dependen cuadráticamente de la masa del quark *t*. En esta determinación se han usado los valores $173,2 \pm 0,9$ GeV para la masa del quark *t* y $80,385 \pm 0,015$ GeV para la masa del W^\pm .

La búsqueda directa del bosón de Higgs en el colisionador electrón-positrón LEP se inició inmediatamente después de su entrada en funcionamiento en agosto de 1989. El mecanismo principal de producción es el ya mencionado «*Higgs-strahlung*», $e^+e^- \rightarrow ZH$, en donde el *Z* del estado final puede ser virtual (LEP1) o puede encontrarse en la capa de masas (LEP2). En la primera fase de operación de esta instalación, LEP1, las colisiones e^+e^- tuvieron lugar a una energía en el sistema centro de masas próxima a la masa del *Z* ($M_Z \sim 91,19$ GeV). De hecho, en LEP se determinó esta propiedad con una precisión del 2.3×10^{-5} ($M_Z = 91,1876 \pm 0,0021$ GeV). En esta primera fase, los experimentos acumularon cerca de 17 millones de bosones *Z* obteniéndose un límite inferior de aproximadamente 65 GeV. En la segunda fase, LEP2, iniciada en 1996, se llegó a alcanzar una energía de 209 GeV y se utilizaron cuatro topologías distintas de estados finales: 1) topología de cuatro *jets*, con $H \rightarrow b\bar{b}$ y $Z \rightarrow q\bar{q}$; 2) topología con leptones τ^\pm , producidos en el proceso $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, donde $Z \rightarrow q\bar{q}$, junto con el modo $H \rightarrow b\bar{b}$ con $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$; 3) topología de energía faltante producida en el proceso con $H \rightarrow b\bar{b}$ y $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$; 4) topología con estados leptónicos $H \rightarrow b\bar{b}$ y $Z \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$.

La combinación de los datos obtenidos por los cuatro experimentos condujo al establecimiento de un límite inferior de 114,4 GeV con un nivel de confianza del 95% [67].

La toma de datos de la segunda fase de LEP, LEP2, finalizó el 20 de noviembre de 2000, en medio de una gran polémica. La fecha inicial de finalización del programa, 1999, se había fijado al iniciarse la fase de explotación en 1996. Esta arriesgada, y no muy bien argumentada decisión, se basaba en la necesidad de iniciar el desmantelamiento del acelerador para no interferir en los trabajos de ingeniería civil relacionados con la construcción del LHC. Por otra parte, la energía final obtenida en LEP2, 209 GeV, era bastante inferior al límite magnético de la máquina, unos 240 GeV. El incremento de energía hasta probablemente 230 GeV hubiese necesitado construir cavidades de radiofrecuencia superconductoras adicionales, una posibilidad defendida por un importante colectivo de usuarios de LEP. Es hasta cierto punto aventurado afirmar que esta fase adicional de LEP hubiera producido evidencia significativa acerca de la existencia de un bosón de Higgs en la región de masas establecida por los experimentos del LHC.

Finalizada la explotación de los datos obtenidos en LEP, que restringían el intervalo de masas para la materialización del bosón de Higgs del Modelo Estándar a la región $115 < M_H < 152$ GeV, correspondía a los experimentos en el Tevatrón de Fermilab CDF y D0 mejorar estas cotas y tal vez encontrar primeros indicios acerca de su existencia. Como ya se ha mencionado el Tevatrón es un colisionador de 6,28 km de circunferencia en el que se producen interacciones protón-antiprotón a la energía de 1,96 GeV en el centro de masas y cuya luminosidad, en la fase final de operación, ha alcanzado el valor de $4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La luminosidad total integrada desde octubre de 2001 hasta el 30 de septiembre de 2011, fecha en que se clausuró la instalación, ha sido $10,5 \text{ fb}^{-1}$.

En el Tevatrón, los mecanismos más importantes para la producción del bosón de Higgs son el proceso de fusión de gluones ($gg \rightarrow H$) y la producción del *H* en asociación con los bosones vectoriales ($W^\pm H$, ZH). Para $M_H < 135$ GeV, los análisis potencialmente más sensibles buscan en estos últimos canales con la desintegración $H \rightarrow b\bar{b}$. Las desintegraciones $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ y $H \rightarrow \gamma\gamma$ aportan poca información dada la insuficiente resolución experimental y los considerables fondos competitivos. Por debajo de 150 GeV la búsqueda se ha centrado en los canales $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$, $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$, $ZH \rightarrow l^+l^- \nu\bar{\nu}$. El estudio combinado de los dos experimentos y de todas las topologías de producción y desintegración permite excluir los intervalos de masa 100-106 GeV y 147-179 GeV y muestra un exceso de sucesos en el intervalo 115-135 GeV, con un máximo significado estadístico local de 2.7 desviaciones estándar para $M_H = 120$ GeV.

Estos últimos resultados se obtuvieron con posterioridad a un primer anuncio realizado en el CERN el 13 de diciembre de 2011 en el que se presentaron indicaciones preliminares de un exceso de sucesos en torno a 120-130 GeV en los experimentos ATLAS y CMS del LHC.

En el LHC, los principales procesos de producción del bosón de Higgs son, por este orden, la fusión de gluones ($gg \rightarrow H$), la fusión de bosones vectoriales (qqH o $q\bar{q}H$) y la producción asociada con bosones vectoriales ($W^\pm H$ o ZH) y con pares de quarks *top-antitop*. Para valores de $M_H < 120$ GeV la mayor sensibilidad de la búsqueda corresponde al modo $H \rightarrow \gamma\gamma$, aunque los modos $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ y $H \rightarrow b\bar{b}$ también contribuyen. En el intervalo $120 < M_H < 200$ GeV, las búsquedas en los canales de desintegración $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu \ l^-\bar{\nu}$ son las más sensibles, mientras que las búsquedas en los canales $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ son también relevantes en el intervalo $120 < M_H < 150$ GeV [66].

Como ya se ha indicado previamente, uno de los aspectos positivos de la búsqueda del bosón de Higgs es que, con excepción de su masa, el resto de sus propiedades se conoce con buena precisión. En particular en el intervalo $115 < M_H < 160$ GeV, en el que se ha centrado la búsqueda en el LHC desde principios de 2011, todos los canales de desintegración son relevantes, lo que incrementa la información y las posibilidades de comprobación basadas en la comparación de diversas medidas.

En un ambiente extraordinario (Figuras 29 y 30), el 4 de julio de 2012 las colaboraciones ATLAS y CMS presentaron en el auditorio principal del CERN resultados preliminares de las búsquedas del bosón de Higgs basadas en muestras estadísticas obtenidas en 2011 a 7 TeV (unos 5,1 fb⁻¹) y en 2012 a 8 TeV (unos 5,3 fb⁻¹). Las distribuciones de masa efectiva de pares de fotones (Figuras 31 y 32), y de cuatro leptones (Figuras 33 y 34), mostraban inequívocas señales de la existencia de una nueva partícula en torno a 125 GeV. La determinación del significado estadístico de la señal combinada, utilizando el denominado «valor-p» (probabilidad de que el fondo fluctúe hasta producir la señal observada), alcanzaba 4,3 (4,9) desviaciones estándar en el caso de ATLAS (CMS).



Figura 29. F. Englert y P. Higgs en el Auditorio Principal del CERN el 4 de julio de 2012.



Figura 30. L. Evans en el Auditorio Principal del CERN el 4 de julio de 2012.



Figura 31. Colisión protón-protón a 8 TeV observada en el experimento ATLAS con producción de un candidato de bosón de Higgs desintegrándose en dos fotones.

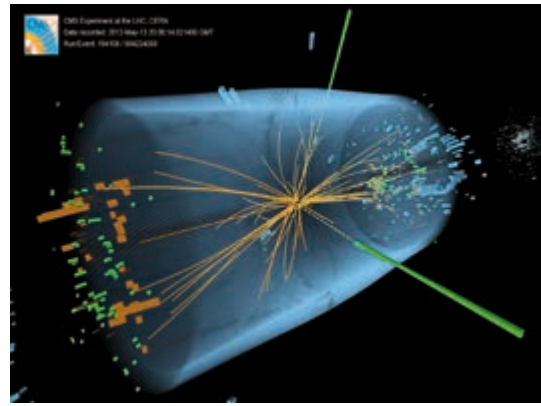


Figura 32. Colisión protón-protón a 8 TeV observada en el experimento CMS con producción de un candidato de bosón de Higgs desintegrándose en dos fotones.

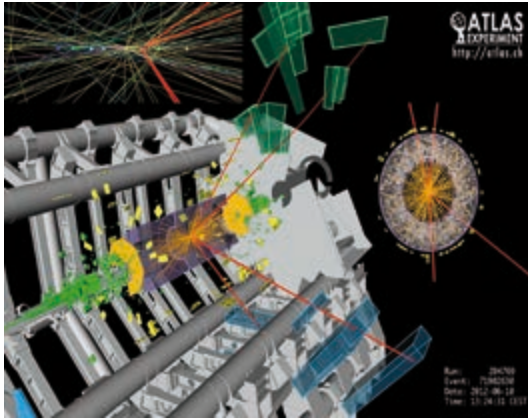


Figura 33. Colisión protón-protón a 8 TeV observada en el experimento ATLAS con producción de un candidato de bosón de Higgs desintegrándose en cuatro leptones.

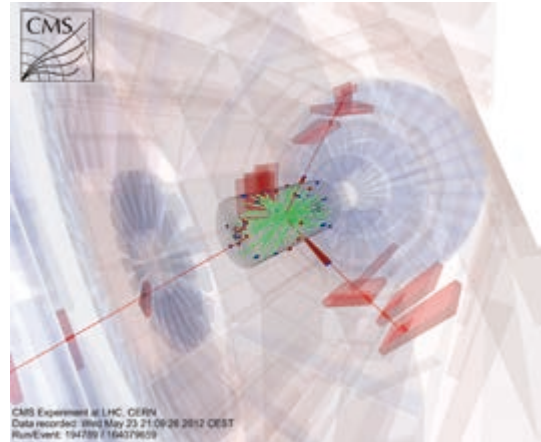


Figura 34. Colisión protón-protón a 8 TeV observada en el experimento CMS con producción de un candidato de bosón de Higgs desintegrándose en cuatro leptones.

Desde el 4 de julio de 2012 se han presentado en diversos simposios resultados basados en muestras estadísticas más importantes que incluyen total o parcialmente todos los datos obtenidos en 2012 [68]-[71]. En las recientes conferencias celebradas en Barcelona (2013 *Large Hadron Collider Physics*, 13-18 de mayo), San Francisco (2013 *Lepton Photon Conference*, 24-29 de junio) y Estocolmo (2013 *EPS High Energy Physics Conference*, 18-24 de julio) se han presentado, entre otras, las distribuciones de masa efectiva de dos fotones y cuatro leptones con las muestras estadísticas finales (Figuras 35-38).

Aunque los resultados presentados son todavía preliminares, es posible anticipar algunas conclusiones:

- La señal observada a aproximadamente 125 GeV, en los canales de desintegración $H \rightarrow \gamma\gamma$ y $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ tiene una sólida significación estadística. En relación con el canal $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$, la medida de la masa efectiva leptón-leptón y de su componente transversa muestra una estructura compatible con lo esperado para una señal a 125 GeV. La significación estadística combinada es de $\approx 10 \sigma$ en el caso de ATLAS y $\approx 9 \sigma$ en el caso de CMS, que confirma el descubrimiento de una nueva partícula y excluye que se trate de una fluctuación estadística.

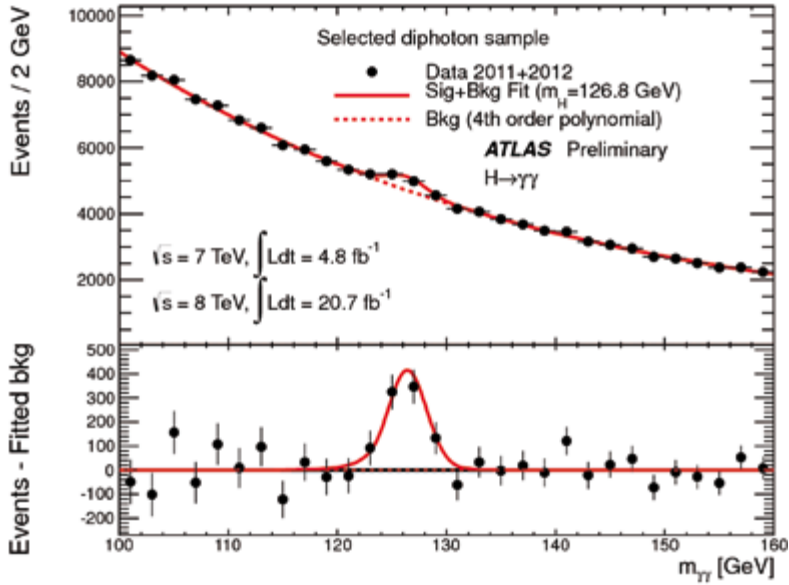


Figura 35. Distribución de masa efectiva de dos fotones medida en el experimento ATLAS.

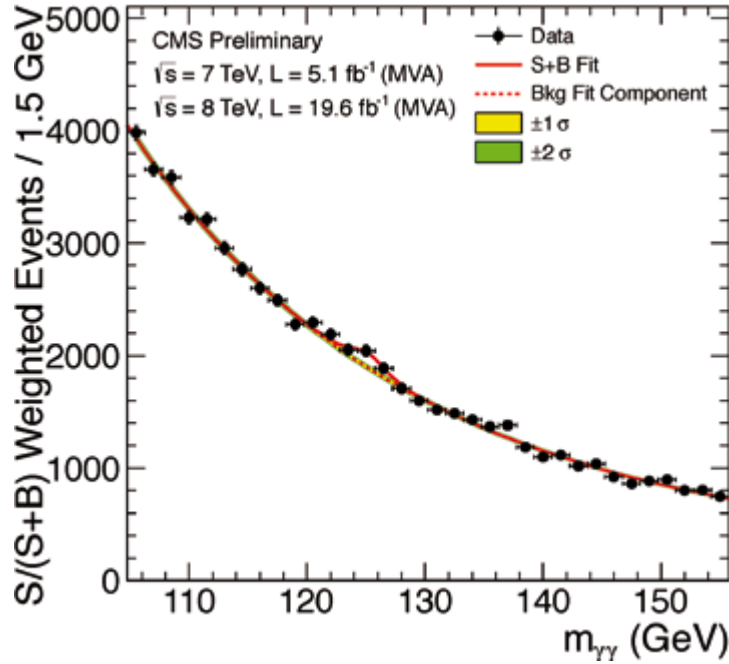


Figura 36. Distribución de masa efectiva de dos fotones medida en el experimento CMS.

- La medida de la masa de esta nueva partícula utilizando los canales de desintegración $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ proporciona valores compatibles entre sí y entre los dos experimentos ($M_H = 125,5 \pm 0,2 \pm 0,6$ GeV en el caso de ATLAS, $M_H = 125,7 \pm 0,3 \pm 0,3$ GeV en el caso de CMS).

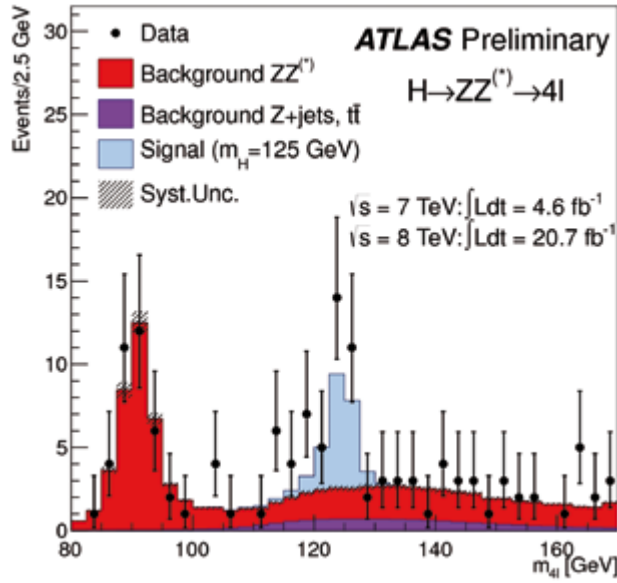


Figura 37. Distribución de masa efectiva de cuatro leptones medida en el experimento ATLAS.

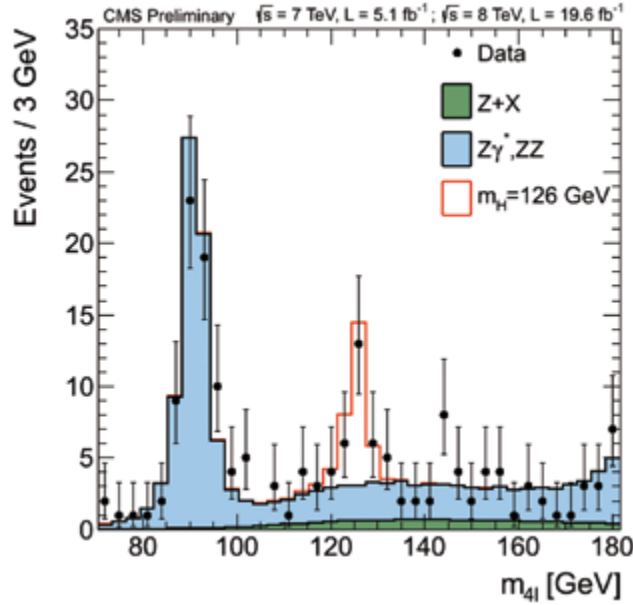


Figura 38. Distribución de masa efectiva de cuatro leptones medida en el experimento CMS.

- Las denominadas «intensidades de señal» —cociente entre el producto sección eficaz x relación de desintegración medida y predicha por el Modelo Estándar ($\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}}$)— para los canales de desintegración $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ son compatibles entre sí y no se aprecian desviaciones significativas en relación con el Modelo Estándar ($\mu = 1,30 \pm 0,20$ en el caso de ATLAS, $\mu = 0,80 \pm 0,14$ en el caso de CMS).

- El mecanismo de producción fusión gluón-gluón (GGF) es dominante, pero el mecanismo de fusión de bosones vectoriales (VBF) es significativo. Los datos no tienen todavía la sensibilidad estadística necesaria para cuantificar el tamaño de las contribuciones de la producción asociada del H con los bosones W^\pm y Z, o con el par *top-antitop*.
- Los acoplamientos a fermiones (κ_f) y bosones vectoriales (κ_v) son distintos de 0 y su cociente ($\lambda_{FV} = \kappa_f / \kappa_v$) es consistente con el Modelo Estándar ($\lambda_{FV} = 0,85^{+0,23}_{-0,13}$ en el caso de ATLAS, $\lambda_{FV} \approx 1,05$ en el caso de CMS).
- El análisis de los canales $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow WW$, $H \rightarrow ZZ$ favorecen la asignación $J^P = 0^+$ para el espín-paridad. Las asignaciones $J^P = 2^+, 0^-, 1^+, 1^-$ se excluyen con niveles de confianza superiores al 95%.
- No hay de momento sensibilidad estadística suficiente para observar los modos de desintegración raros como, por ejemplo, $H \rightarrow Z\gamma$, $H \rightarrow \mu\mu$, $H \rightarrow$ invisible.

Aunque las medidas de las propiedades estáticas y dinámicas de la nueva partícula son consistentes con lo predicho por el mecanismo de Brout-Englert-Higgs, la certificación definitiva de que se trata del bosón de Higgs va a requerir datos adicionales y procesos de análisis más sofisticados y potentes, así como una mejor comprensión de los errores sistemáticos.

Entre las cuestiones cuya respuesta definitiva va a necesitar más tiempo, destacan las siguientes: probar que la nueva partícula es un bosón elemental y no compuesto, probar que los acoplamientos están relacionados con las masas de las partículas, probar que las correcciones cuánticas (*loops*) y los valores de los auto-acoplamientos del Higgs están de acuerdo con los valores esperados.

Aunque, como señalaba N. Bohr («Predecir es algo muy difícil, en particular acerca del futuro») y argumentaba W. Somerset Maugham («Ya es bastante duro conocer el pasado; sería insoportable conocer el futuro»), predecir es una tarea no exenta de riesgos, parece razonable esperar que el análisis final de los datos tomados hasta diciembre de 2012 permita responder, con distintos niveles de confianza, a la mayoría de las cuestiones planteadas, sin descartar que sea preciso recurrir a los datos que se empezarán a coleccionar cuando, a mediados de 2015, se espera que se reanude el funcionamiento del LHC.

Cuando el LHC se ponga nuevamente en marcha, operará a una energía cercana a los 14 TeV y a una luminosidad próxima a $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Está previsto que en los periodos 2015-2017 y 2019-2021 el LHC suministre una luminosidad integrada superior a 300 fb^{-1} . Con estos datos, y con el incremento previsto de las secciones eficaces de los procesos de producción del bosón de Higgs con la energía, se confía en solventar las cuestiones pendientes, en particular acerca de la existencia de otros bosones de Higgs, previstos en las extensiones supersimétricas del Modelo Estándar.

PERSPECTIVAS

El descubrimiento en el CERN en 2012 de una partícula con propiedades similares a las de la partícula prevista por el mecanismo de la rotura espontánea de la simetría electrodébil (o mecanismo de generación de masas) propuesto en 1964 por Brout-Englert-Higgs-Hagen-Guralnik-Kibble constituye, a la espera de las verificaciones pertinentes, un hito extraordinario en Física de Partículas y supone la definitiva validación del Modelo Estándar de Partículas e Interacciones.

Como reconocimiento de la relevancia de este logro científico, basta señalar que la revista Science lo calificó como Hito Científico del Año 2012 y la Sociedad Europea de Física otorgó el galardón de Física de Partículas y Altas Energías 2013 a las colaboraciones ATLAS y CMS y a tres investigadores que lideraron las fases iniciales de estos proyectos. El 29 de mayo, la Fundación Príncipe de Asturias concedió el Premio de Investigación Científica y Técnica 2013 a P. Higgs y F. Englert, y al CERN, el Laboratorio Europeo en el que tuvo lugar este importante descubrimiento, galardones que fueron entregados el 25 de octubre.

Finalmente, el 8 de octubre, la Real Academia de Ciencias Sueca decidió conceder el Premio Nobel de Física 2013 a F. Englert y P. Higgs «por el descubrimiento teórico de un mecanismo que contribuye a nuestra comprensión del origen de la masa de las partículas subatómicas, y que recientemente se ha confir-

mado gracias al descubrimiento de la partícula fundamental predicha en los experimentos ATLAS y CMS del LHC del CERN».

Como ya se ha mencionado, la unificación electrodébil tiene, tal vez, una relevancia similar a la unificación de los conceptos de masa inercial y masa gravitatoria o la descripción unificada de los fenómenos eléctricos y magnéticos. Sin la rotura espontánea de la simetría electrodébil —el mecanismo de generación de masa— el mundo físico sería muy diferente al que conocemos. El protón sería más pesado que el neutrón, no existiría el átomo de hidrógeno, la química sería muy distinta a la que conocemos y en particular no existirían estructuras estables como los líquidos y sólidos que nos son familiares.

Aunque la búsqueda del bosón de Higgs ha sido, seguramente, la primera y más urgente prioridad del programa experimental del LHC, quedan otras cuestiones relevantes por investigar: mecanismos alternativos de rotura de la simetría electrodébil (bosones de Kaluza-Klein, partículas supersimétricas), naturaleza del espacio-tiempo (dimensiones extra), transiciones de fase (plasma de quarks y gluones). De hecho, en ausencia de indicios experimentales sobre la existencia de partículas supersimétricas en el intervalo de masa explorado en la primera etapa del LHC, parece prudente esperar a que la próxima fase de operación proporcione algún tipo de evidencia antes de descartar la ruta supersimétrica.

Por otra parte, es prematuro asegurar que el mecanismo de generación de masas relacionado con el bosón de Higgs explique los valores de las masas de los leptones cargados y de los neutrinos, de los que, además, no conocemos su identidad (Dirac o Majorana). Tampoco se conoce la naturaleza de la materia oscura, salvo que no puede construirse a partir de los quarks y leptones del Modelo Estándar. Es también obligado recordar que seguimos sin disponer de una explicación convincente, basada en las leyes de la microfísica, acerca de la aparente desaparición de la antimateria cósmica primaria.

A estas dificultades observacionales se une el hecho de que el Modelo Estándar, en su formulación original, asume que los neutrinos tienen masas iguales a 0, hipótesis en desacuerdo con las medidas experimentales, y otras fragilidades conceptuales (el problema de la jerarquía y la naturalidad) que sugieren que el Modelo Estándar no es la teoría definitiva, sino una teoría efectiva excepcionalmente exitosa en el rango de procesos y energías que se han podido estudiar con las instalaciones disponibles.

En definitiva, quedan numerosas y fascinantes cuestiones por resolver toda vez que nuestro conocimiento preciso del mundo microscópico solo nos permite explicar (y no todas) las propiedades de menos del 5% del total de la materia-energía del universo.

Desgraciadamente y hasta la fecha, el descubrimiento del bosón de Higgs, aun siendo tan importante, no aclara qué dirección seguir para lograr una futura y más comprensible teoría. En este sentido, hay que confiar que el LHC proporcione a partir de 2015 resultados nuevos que orienten desarrollos futuros y aclaren qué instalaciones serán las más apropiadas para avanzar hacia la teoría final. Es bastante obvio que, en el futuro, no será fácil convencer a los responsables de la política científica en los países que lideran esta disciplina científica incrementar, o incluso consolidar, los recursos necesarios para mantener el nivel de excelencia conseguido y las expectativas de nuevos descubrimientos y de ahí la necesidad de presentar casos científicos extraordinariamente convincentes.

Un tema que, recientemente, ha atraído la atención de numerosos físicos teóricos es la posible relevancia que el bosón escalar de Higgs pueda tener en relación con cuestiones de índole cosmológica: la expansión exponencial del universo durante su fase inflacionaria o el desacoplo de la materia ordinaria y la materia oscura. Aunque la mayoría de los escenarios propuestos requieren severas modificaciones del Modelo Estándar, parece claro que avances significativos en esta dirección van a necesitar de nuevas y más precisas medidas cosmológicas, en particular las relacionadas con el cartografiado de las anisotropías del fondo de microondas.

El descubrimiento del bosón de Higgs ha generado una intensa actividad científico-literaria [72]-[79] y, en algunos ámbitos, ha reactivado la eterna controversia entre ciencia y religión. La desafortunada elección del «apelativo» Partícula Divina [72], para la partícula posiblemente responsable de la rotura de la simetría electrodébil, ha añadido una innecesaria confusión dialéctica entre lo que con frecuencia se conoce como realidad científica y realidad religiosa. En este sentido me ha parecido esclarecedor la lectura del profundo artículo «Sin Dios» incluido en el excelente libro de S. Weinberg, «Visiones desde el lago, este mundo y el universo» [80].

El descubrimiento de la partícula de Higgs también ha puesto de actualidad la controversia entre la actividad científica motivada por la curiosidad y la actividad científica orientada con criterios de supuesta utilidad, con insistentes referencias a los aparentemente elevados costes de lo se ha dado en llamar «Gran Ciencia». A mi modesto entender, lo relevante y necesario es distinguir entre buena y mala ciencia y existen ejemplos paradigmáticos —por ejemplo, la fusión fría— de mala ciencia publicitada como útil. Es por eso aconsejable que la comunidad científica conozca cuales son sus adversarios culturales y, sin estridencias, sepa generar las defensas necesarias [81].

Para cerrar esta sección, y subrayar lo que realmente se esconde detrás de la motivación de la actividad científica, recurro a una cita del gran matemático y físico francés Henri Poincaré (1854-1912):

«El científico no estudia la naturaleza porque lo considere útil. Lo hace porque encuentra placentera esta actividad y este placer se debe a que la naturaleza es bella. Si no lo fuera, no merecería la pena conocerla y tampoco la vida merecería ser vivida.

Puesto que tanto la simplicidad y la inmensidad son bellas los científicos buscan hechos simples y enormes hechos».

A MODO DE EPÍLOGO

El descubrimiento del bosón de Higgs en el CERN reafirma el liderazgo europeo en Física de Partículas, una tendencia vislumbrada en 1973 con el descubrimiento de las corrientes neutras, consolidada en 1983 con el descubrimiento de los bosones vectoriales W^\pm y Z y confirmada por los importantes resultados obtenidos en LEP y en otros programas del CERN en la década de los noventa. En cierta manera, Europa ha recobrado la posición privilegiada que tuvo en el primer tercio del siglo XX y que perdió por efecto de la diáspora de muchos de sus mejores científicos por razones de todos conocidas. No hay que olvidar que los dos grandes pilares de la física fundamental, las teorías de la relatividad especial y general y la mecánica cuántica, son creaciones europeas.

El éxito del CERN demuestra el potencial científico de Europa cuando se aúnan esfuerzos y recursos en pos de objetivos ambiciosos. El éxito del CERN es también un éxito de la comunidad científica y técnica española y es, ineludiblemente, motivo de satisfacción.

En este contexto, me ha parecido apropiado concluir este discurso con unas palabras de reconocimiento y aprecio a este colectivo —lleno de talento, motivación y determinación— que participa en el programa del LHC y que ha contribuido de forma muy relevante a los resultados presentados en la última parte de esta disertación.

La historia de esta disciplina, la Física de Partículas Elementales o Física de Altas Energías, en España es hasta cierto punto paradigmática. Por un lado refleja el interés limitado, desigual y no necesariamente sostenido, de las autoridades con responsabilidad en temas de política científica y, por otro lado, demuestra que el colectivo investigador es capaz de competir y estar a la altura de los países de nuestro entorno cuando dispone de los recursos apropiados.

Aunque en España ha habido actividades, a una escala muy modesta y en condiciones bastante precarias, relacionadas con esta disciplina desde principios de la década de los sesenta (en la Junta de Energía Nuclear —JEN— en Madrid y en el Instituto de Física Corpuscular —IFIC— en Valencia), el proceso de crecimiento y consolidación arranca con el retorno de España al CERN en 1983. Conviene recordar que España se convirtió en junio de 1962 en el 14 estado miembro del CERN, para abandonar la Organización el 31 de diciembre de 1968. Durante este periodo, en el que se realizó un insuficiente esfuerzo doméstico para crear una comunidad científica y las condiciones para aprovechar los retornos de toda índole —científicos, académicos, tecnológicos, industriales— que propiciaba la pertenencia a la Organización, el cumplimiento de los compromisos económicos fue bastante insatisfactorio, con constantes solicitudes de reducción de la cuota previamente acordada.

El retorno de España al CERN y la simultánea puesta en marcha del Plan Movilizador de la Física de Altas Energías hizo posible la creación de nuevos grupos experimentales en las Universidades Autóno-

mas de Barcelona y Madrid y en la Universidad de Santiago de Compostela y la consolidación de los ya establecidos grupos en la JEN y en el IFIC, así como de los más recientes y más pequeños surgidos en las Universidades de Santander y Zaragoza. Gracias a este impulso, los grupos españoles tuvieron una participación relevante en el programa experimental de LEP, en otros programas del CERN y de otros grandes laboratorios internacionales, en particular DESY en Alemania y Fermilab en Estados Unidos.

El crecimiento y maduración de la comunidad, la experiencia adquirida en LEP y el sostenido apoyo institucional, permitió abordar en condiciones favorables los desafíos planteados por la participación ambiciosa en tres (ATLAS, CMS, LHCb) de los cuatro experimentos del LHC, así como facilitó la participación de numerosas empresas españolas que consiguieron un número razonable de los grandes contratos industriales.

Desde hace treinta años, España es un país importante para el CERN. De hecho, es el quinto país que más contribuye al presupuesto de la Organización, con un 8,53% (92.344.900 CHF, aproximadamente 75 millones de €) del total en 2013. Por otra parte, el CERN es también un centro de investigación científica y técnica importante para España.

Durante estas tres décadas, centenares de físicos, técnicos e ingenieros españoles han participado en los proyectos del CERN, adquiriendo o complementando recursos y capacidades científicas y técnicas en áreas avanzadas del conocimiento, y aprendido a trabajar en equipo en un entorno internacional, multidisciplinar y tremendamente competitivo. Estos son, sin lugar a duda, los requisitos de los profesionales del futuro en el globalizado mundo de la ciencia y la tecnología. También, muchas empresas de nuestro país han participado en esta gran aventura del conocimiento, beneficiándose de las transferencias de conocimiento y de procesos innovadores de gestión, desarrollo y fabricación.

A pesar del positivo balance científico y académico de nuestra presencia en el CERN, la singladura de España en la Organización no ha estado exenta de tensiones, fundamentalmente de tipo económico. Tras un periodo de transición inicial de seis años (1983-1988), durante el cual España contribuyó con cuotas reducidas (del 30 al 80% de la contribución normal), en 1994 España volvió a solicitar una reducción de cuota para el periodo 1994-1998, tras acumular una deuda por impagos de las contribuciones durante los años 1992-1994. Tras más de una década de calma, las excepcionales circunstancias económicas de los últimos años originaron, a partir del año 2010, preocupantes retrasos en el pago de la cuota.

Ante esta delicada situación, no puede descartarse una posible solicitud de reducción de nuestra contribución económica a la Organización, medida en consonancia con los importantes recortes sufridos en las partidas presupuestarias dedicadas a Ciencia, Educación y Cultura. No parece que la idoneidad de este posible planteamiento sea compartida por numerosas personalidades del mundo científico, pero tampoco sería razonable que el mantenimiento de nuestros compromisos económicos con el CERN se viese acompañado de una drástica reducción de los recursos necesarios para una visible participación en los programas de la Organización y un correcto aprovechamiento de las oportunidades y retornos derivados de nuestra afiliación.

Como escribía recientemente el Profesor Rolf Heuer, Director General del CERN desde 2009, en un artículo titulado *La respuesta científica a la crisis*: «La recuperación económica de España y de Europa ha de basarse en potenciar las empresas intensivas en conocimiento y tecnología, proporcionando el entorno adecuado para su creación y expansión. La ciencia y la investigación constituyen uno de los elementos fundamentales de ese entorno, gracias a su impacto decisivo en la cualificación de los recursos humanos, la transferencia del conocimiento y la tecnología, así como en el fortalecimiento global del tejido empresarial».

En el futuro, es probablemente inevitable que la ciencia de calidad, la buena ciencia, se haga en un contexto de colaboración internacional. En este marco globalizado, la fiabilidad (científica, técnica y económica) de los países y entidades participantes será un requisito esencial. La activa presencia de España en esa ciencia excelente exige el cumplimiento de los compromisos adquiridos, entre ellos el mantenimiento y mejora de las instalaciones singulares construidas. Entre ellas, las que existen en el CERN, el laboratorio más prestigioso del mundo en física fundamental que, a fin de cuentas, no es otra cosa que un maravilloso centro de investigación español más allá de nuestras fronteras.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo se realizó durante mi estancia en el CERN (octubre 2012-septiembre 2013) invitado por su Director General, Profesor Rolf Heuer. A él y al Director de Administración e Infraestructura General, Doctor Sigurd Lettow, deseo manifestarles mi más sincero agradecimiento.

Quiero también expresar mi reconocimiento al Doctor Luis Álvarez-Gaumé por la lectura de este texto y a la Doctora María Isabel Josa Mutuberria por la minuciosa revisión del documento y las numerosas sugerencias y correcciones.

REFERENCIAS

- [1] Thomas K. GAISSER, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990).
- [2] Michel CROZON, *Quand le ciel nous bombarde, qu'est ce que les rayons cosmiques*, Vuibert (2005).
- [3] Claus GRUPEN, *Astroparticle Physics*, Springer (2005).
- [4] Alessandro DE ANGELIS, *L'enigma dei raggi cosmici. Le più grandi energie dell'universo*, Springer-Verlag, Italiat (2012).
- [5] James W. CRONIN, *Cosmic Rays: A century of history and current research*, Fundación BBVA, Ciclo de Conferencias de Astrofísica y Cosmología: «La Ciencia del Cosmos, La Ciencia en el Cosmos» (11 de abril de 2011).
- [6] J. W. CRONIN, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 71, N.º 2, S165 (1999).
- [7] M. NAGANO and A. A. WATSON, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 72, N.º 3, 689 (2000).
- [8] A. DAR and A. DE RÚJULA, *Phys. Rep.* 466 (2008) 179-241.
- [9] M. AGUILAR, *Rev. R. Aca. Cien. Exact. Fis. Nat.*, Vol. 105, N.º 1-2 (2013).
- [10] *Nobel Lectures, Physics 1922-1941*, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1965.
- [11] J. W. CRONIN, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 138, 465 (2005).
- [12] X. BERTOU, M. BORATAV and A. LETESSIER-SELVON, *Int. J. Mod. Phys.*, A15 (2000) 2181-2224.
- [13] K. GREISEN, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748.
- [14] V. KUZMIN, G. ZATSEPIN, *JETP* 4 (1966) 78.
- [15] C. L. BENNETT *et al.*, WMAP Collaboration, enviado a *ApJS* (2012).
- [16] G. HINSHAW *et al.*, WMAP Collaboration, enviado a *ApJS* (2012).
- [17] M. AGUILAR *et al.*, *Rev. R. Aca. Cien. Exact. Fis. Nat.*, Vol. 104, N.º 1 (2012).
- [18] M. AGUILAR *et al.*, *Phys. Rep.* 366, 331 (2002).
- [19] M. AGUILAR *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 141102.
- [20] J. KIRKBY, *Nature* 476, 429-433 (2011).
- [21] O. CHAMBERLAIN, E. SEGRÈ, C. WIEGAND, T. YPSILANTIS, *Phys. Rev.* 100 (1955) 947.
- [22] Steven WEINBERG, *The Discovery of Subatomic Particles*, Cambridge University Press (2003).
- [23] M. GELL-MANN, *CTSL-20* (1961).
- [24] Y. NE'EMAN, 26 (1961) 222.
- [25] M. GELL-MANN, *Phys. Rev.* 125 (1962) 1067.
- [26] G. ZWEIG, CERN-8182-401 (1964).
- [27] G. ZWEIG, CERN-8419-412 (1964).
- [28] L. D. LANDAU and B. L. GINZBURG, *JETP* 20 (1950) 1062.
- [29] P. W. ANDERSON, *Phys. Rev.* 110 (1958) 827.

- [30] P. W. ANDERSON, *Phys. Rev.* 112 (1958) 1900.
- [31] Y. NAMBU, *Phys. Rev.* 117 (1960) 648.
- [32] Y. NAMBU, G. JONA-LAISINIO, *Phys. Rev.* 122 (1961) 345.
- [33] Y. NAMBU, G. JONA-LAISINIO, *Phys. Rev.* 124 (1961) 246.
- [34] J. GOLDSTONE, *Nuovo Cim.*, 19 (1961) 154.
- [35] J. GOLDSTONE, A. SALAM, S. WEINBERG, *Phys. Rev.* 127 (1962) 965.
- [36] P. W. ANDERSON, *Phys. Rev.* 130 (1963) 439.
- [37] W. GILBERT, *Phys. Rev. Lett.* 12 (1964) 713.
- [38] F. ENGLERT and R. BROUT, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321.
- [39] P. HIGGS, *Phys. Lett.* 12 (1964) 132.
- [40] P. HIGGS, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508.
- [41] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN and T. W. B. KIBBLE, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 585.
- [42] S. WEINBERG, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264.
- [43] Steven WEINBERG, *From BCS to the LHC*, CERN Courier, Vol. 48, N.º 1 (2008).
- [44] Gian Francesco GIUDICE, *A Zeptospace Odyssey. A Journey into the Physics of the LHC*, Oxford University Press (2010).
- [45] *Review of Particle Physics. Particle Data Group*, *Phys. Rev.* D86 (2012).
- [46] M. KOBAYASHI, T. MASKAWA, *Progr. of Theor. Phys.* 49 (1973) 652.
- [47] S. L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS, L. MAIANI, *Phys. Rev.* D2 (1070) 1285.
- [48] Frank CLOSE, *The Infinity Puzzle*, Oxford University Press (2011).
- [49] A. SALAM, *Elementary Particle Theory, Proceedings of the Eight Nobel Symposium*, Ed. N. Svartholm (Almquist and Wiksells) (1969).
- [50] S. L. GLASHOW, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579.
- [51] G. 't HOOFT, M. VELTMAN, *Nucl. Phys.* B44 (1972) 189.
- [52] G. 't HOOFT, M. VELTMAN, *Nucl. J. Erler, P. Langacker*, *Phys. Rev.* D86 (2012). *Phys.* B50 (1972) 318.
- [53] D. J. GROSS, F. WILCZEK, *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973) 1343.
- [54] D. J. GROSS, F. WILCZEK, *Phys. Rev.* D8 (1973) 3633.
- [55] H. D. POLITZER, *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973) 1346.
- [56] J. ERLER, P. LANGACKER, *Phys. Rev.* D86 (2012).
- [57] S. BETHE, G. DISSERTORI, G. P. SALAM, *Phys. Rev.* D86 (2012).
- [58] Herwig SCHOPPER, *LEP. The Lord of the Collider Rings at CERN 1980-2000*, Springer-Verlag (2009).
- [59] ALEPH, CDF, D0, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, CERN PH-EP-2010-095.
- [60] Ch. LLEWELLYN SMITH, *Nature*, Vol. 448 (2007).
- [61] Ch. LLEWELLYN SMITH, *Phil. Trans. R. Soc. A* (2012) 370, 995-1004.
- [62] L. EVANS, *Phil. Trans. R. Soc. A* (2012) 370, 831-858.
- [63] *The Large Hadron Collider: a Marvel of Technology*, Ed. L. Evans, CERN and EPFL Press (2009).
- [64] ATLAS Collaboration, JINST 3 (2008) S08003.
- [65] CMS Collaboration, JINST 3 (2008) S08004.
- [66] G. BERNARDI, M. CARENA, T. JUNK, *Phys. Rev.* D86 (2012).
- [67] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations and LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Phys. Lett. B* 565 (2003) 61.
- [68] *The Breakthroughs of 2002*, Editorial, Science, Vol. 338 (2012).
- [69] M. DELLA NEGRA, P. JENNI, T. S. VIRDEE, *Science*, Vol. 338 (2012).

- [70] ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B 716 (2012) 1-29.
- [71] CMS Collaboration, Phys. Lett. B 716 (2012) 30-61.
- [72] Leon LEDERMAN, *The God Particle*, Dell Publishing (1993).
- [73] Don LINCOLN, *The Quantum Frontier: The Large Hadron Collider*, The John Hophins University Press (2009).
- [74] Paul LALPERN, *Collider. The search for the world's smallest particles*, John Willey & Sons, Inc. (2009).
- [75] Ian SAMPLE, *Massive. The Hunt for the God Particle*, Virgin Books (2010).
- [76] Nicholas MEE, *Higgs Force. Cosmic Symmetry Shattered*, Quantum Wave Publishing Limited (2010).
- [77] Lisa RANDAL, *Higgs Discovery. The power of empty space*, The Bodley Head, London (2012).
- [78] Ugo AMALDI, *Sempre più veloci*, Chiavi di Lettura, Zanichelli (2012).
- [79] Luciano MAIANI, R. BASSOLI, *A caccia del bosone di Higgs*, Mondadori, Università (2013).
- [80] Steven WEINBERG, *Lake Views, this world and the universe*, The Belknap Press of Harvard University Press (2009).
- [81] Steven WEINBERG, *Facing Up, Science and Its Cultural Adversaries*, Harvard University Press (2001).

