

ACADEMIA ASTURIANA DE CIENCIA E INGENIERÍA

EL BOSÓN DE HIGGS: EL COMIENZO DE UNA NUEVA ERA EN FÍSICA DE PARTÍCULAS

DISCURSO PRESENTADO EN EL ACTO DE SU INCORPORACIÓN COMO
ACADÉMICO DE NÚMERO POR EL

PROF. FRANCISCO JAVIER CUEVAS MAESTRO

Y CONTESTACIÓN DEL

ILMO. SR. FRANCISCO JAVIER SEBASTIÁN ZÚÑIGA

Vicepresidente de la Academia Asturiana de Ciencia e Ingeniería

EL DÍA 21 DE MARZO DE 2024



AACI

**ACADEMIA ASTURIANA
DE CIENCIA E INGENIERIA**

c/ San Francisco. Edificio Histórico - Universidad de Oviedo
OVIEDO

ISBN
D.L.

Imprime: Cízero Digital

EL BOSÓN DE HIGGS: EL COMIENZO DE UNA NUEVA ERA EN FÍSICA DE PARTÍCULAS

**DISCURSO DE INGRESO DEL
PROF. FRANCISCO JAVIER CUEVAS MAESTRO**



AACI

**ACADEMIA ASTURIANA
DE CIENCIA E INGENIERIA**

Agradecimientos

ÍNDICE

1- Física de Partículas, y la construcción del Modelo Estándar	
1	
1.1 – Estructura de la materia	1
1.2 – Interacciones fundamentales	4
1.3 – El núcleo y los hadrones	5
1.4 – Más piezas en la construcción del Modelo Estándar	8
1.5 – EL modelo quark	11
1.6 – Los bosones W y Z	15
1.7 – Los aceleradores de partículas y el CERN	18
2- La búsqueda del bosón de Higgs en el LEP	19
2.1 – El gran colisionador de electrones y positrones: LEP	20
2.2 – Los experimentos principales del LEP	24
2.3 – Resultados de la primera fase de funcionamiento de LEP, LEP1	28
2.4 – Resultados de la búsqueda del bosón de Higgs en LEP2	30
3- La búsqueda del bosón de Higgs en el LHC	35
3.1 – El LHC y el SSC.	35
3.2 – El LHC, el acelerador del presente y del futuro	37
3.3 – Los detectores situados en el LHC. El experimento CMS	41
3.4 – Descubrimiento y propiedades del bosón de Higgs en el LHC	50
3.5 – Los procesos que permitieron el descubrimiento del Higgs en el LHC.	55
3.6 – El quark top, el “caballo de batalla” en la Física del LHC	62
3.7 – Producción de dibosones en el LHC.	66
3.8 – Estudio de las propiedades del bosón de Higgs en el LHC.	68
4- El futuro de la Física de Partículas con aceleradores	72
5- Referencias	75

1. Física de Partículas y construcción del Modelo Estándar

La Física de Partículas o Física de Altas Energías tiene como objetivo entender la Naturaleza a las escalas más pequeñas, y comprender las leyes que la gobiernan.

Abdus Salam (Premio Nobel de Física en 1979) comentaba que desde tiempos inmemoriales la humanidad ha deseado comprender la complejidad de la Naturaleza en términos de tan pocos conceptos elementales como fuese posible. Durante ese proceso que se ha seguido para entender “de qué están hechas las cosas” se ha recorrido un largo camino en la descripción de lo que en la actualidad llamamos estructura de la materia en su nivel más fundamental. En ese camino ha quedado claro que no es suficiente con saber cuáles son los constituyentes “elementales” de la materia, sino que hay que entender en detalle las interacciones que gobiernan su comportamiento, tanto para comprender la formación de las estructuras, núcleos o átomos, por ejemplo, como las transformaciones que sufren.

Comenzaré el discurso describiendo brevemente como se ha llegado a lo que hoy en día conocemos como Modelo Estándar (ME) de la Física de Partículas, desde el electrón, la primera partícula elemental descubierta en 1898, hasta el bosón de Higgs (H) que lo fue en 2012 en el CERN [1,2], y que es la última por el momento.

Conviene mencionar al comenzar que lo que habitualmente llamamos bosón de Higgs, en honor de Peter Higgs, es una partícula que propusieron, además de Peter Higgs, François Englert, Robert Brout, Tom Kibble, Gerald Guralnik y Carl R. Hagen [3-8], que de este modo contribuyeron a entender el mecanismo de generación de masa de bosones y fermiones y como se podía incorporar al ME. Muy a menudo en la literatura, el mecanismo de Higgs es conocido como mecanismo BEH, y el bosón de Higgs, como BEH en vez de H, para destacar la contribución fundamental de Brout, Englert y Higgs. Mencionar además a Sheldon Glashow, Steven Weinberg y Abdus Salam quienes jugaron un papel esencial en el establecimiento del ME tal como hoy lo conocemos [9,10]. Un mecanismo de rotura espontánea de la simetría no relativista fue desarrollado por P.W. Anderson en el contexto de la Física de la Materia Condensada.

Me centraré más adelante, en los aspectos experimentales que han llevado al descubrimiento de esta partícula, responsable de que el resto de las partículas elementales tengan masa, y que en muchos aspectos configura la estructura de la materia y por tanto el Universo tal como lo conocemos.

Es importante mencionar, que la mayoría de los resultados obtenidos en los últimos 50 años en este campo, no solo el descubrimiento del bosón de Higgs, si no todos los que han llevado a la consolidación del ME, se han realizado utilizando grandes instalaciones científicas como son los aceleradores de partículas modernos,

LEP, Tevatron y el LHC, en grandes laboratorios, CERN y FERMILAB, sin olvidar otros como DESY o KEK, y que estos complejos instrumentos, están operados por enormes colaboraciones científicas internacionales formadas por centenas de científicos e ingenieros.

Describiré en la segunda parte del discurso algunas de las contribuciones realizadas por el grupo de Física Experimental de Altas Energías de la Universidad de Oviedo, y en parte por mi durante los últimos años en este campo.

1.1 – Estructura de la materia

Nuestro conocimiento actual (Figura 1), muestra la tabla de partículas elementales tal como la entendemos hoy en día y con ellas, se ha construido, lo que llamamos el Modelo Estándar (ME) de la Física de Partículas o Física de Altas Energías. En la (Figura 2) se muestra el año de descubrimiento de cada partícula elemental, y en la (Figura 3) el tiempo transcurrido entre que se propuso su existencia y su descubrimiento. En la (Figura 1) no solo se muestran las partículas elementales que “constituyen” la materia tal y como la conocemos, sino que, en la

mass →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$
charge →	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin →	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
	u up	c charm	t top	g gluon	H Higgs boson
	d down	s strange	b bottom	γ photon	
	e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	

Figura 1: Tabla de las partículas elementales, los fermiones, y los bosones como mediadores de las interacciones fundamentales.

parte de la derecha, aparecen otro tipo de partículas que, de acuerdo con el ME, son las responsables o mediadoras de las fuerzas o interacciones que se producen entre las partículas elementales. Estas partículas mediadoras de las interacciones son las que, de algún modo, se encargan de mantener “unidos” los sistemas que conocemos, dotándolos de estructura, pero también son responsables de los procesos de transformación que se producen entre dichos sistemas.

La composición de la materia al nivel más fundamental está muy relacionada, en realidad, con uno de los temas que más interés ha despertado desde siempre, que es el entendimiento del Universo, cuáles son sus constituyentes, cómo interactúan entre sí y cómo estas interacciones determinan su evolución. El Universo ha tenido

diferentes modos de ser definido y entendido en diferentes épocas hasta la

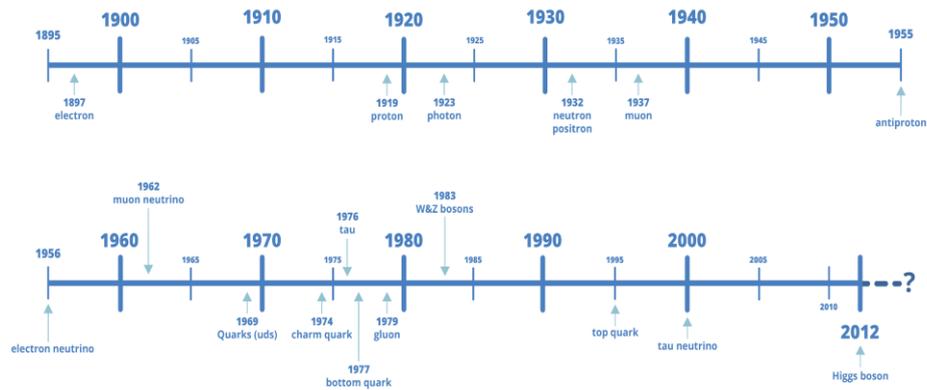


Figura 2: Diagrama temporal que presenta las fechas en que se descubrieron las partículas elementales.

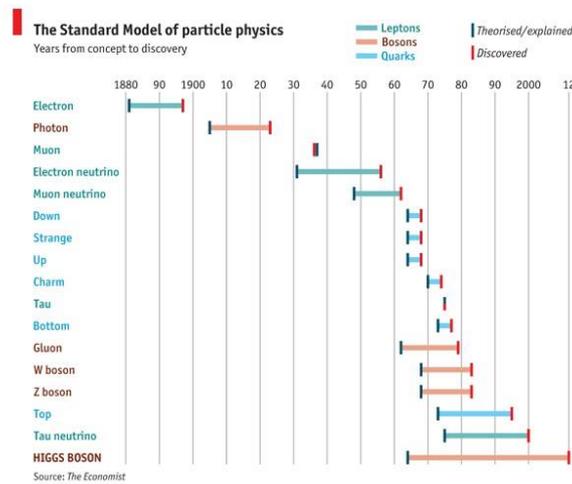


Figura 3: Diagrama que muestra el tiempo transcurrido entre la predicción de la existencia de una partícula y su descubrimiento experimental.

actualidad. Ahora, se piensa que comenzó con un “Big Bang” y, desde entonces, transcurridos unos 13700 millones de años, ha evolucionado hasta lo que es actualmente. Uno de los enfoques más prometedores para entender el comportamiento y evolución del Universo parte del entendimiento de las interacciones entre las partículas elementales. En cierto modo, se podría decir que se pretende entender lo más grande partiendo de lo que ocurre con los componentes más pequeños que lo constituyen, y en este sentido, la escala humana, espacial y temporal, podría ser más una desventaja que una ventaja para entender el Universo. Aunque en el lenguaje coloquial que todos usamos parece sencillo describir cuando algo es elemental, lo que hoy la Ciencia, y en particular la Física, considera como interacciones fundamentales entre partículas elementales requiere el uso de

dispositivos experimentales muy complejos y teorías muy elaboradas basadas en la Mecánica Cuántica y la Relatividad.

La primera partícula elemental descubierta como tal y que aún hoy en día sigue manteniendo tal carácter de elemental fue el electrón. A J.J. Thomson se le puede considerar el descubridor del electrón como partícula elemental y por ello recibió el premio Nobel en 1906. Las consecuencias prácticas del descubrimiento del electrón han sido ricas y variadas, y han dado lugar a tantas aplicaciones que podemos decir que configuran muchas de las características de nuestra vida diaria.

El conocimiento de las propiedades del electrón marcó una parte importante del desarrollo de la Física en el siglo XX desde muchos puntos de vista, con contribuciones de científicos de primer nivel como, Millikan, Frank y Hertz, Schrodinger, Dirac, Anderson, Davisson y Thomson, hijo de J.J. Thomson.

La segunda partícula elemental descubierta fue el fotón. Hoy sabemos muy bien que el fotón, además de poder ser considerado una partícula elemental, también es el mediador de la interacción electromagnética. Se puede decir que la carga eléctrica es la capacidad que tienen las partículas para emitir o absorber fotones y, por tanto, para experimentar esa interacción, o fuerza.

En 1921 A. Einstein recibió el premio Nobel por la explicación teórica de este efecto con la introducción del concepto de fotón, esos “paquetes” cuánticos con energías bien definidas que correspondían a valores concretos de sus frecuencias. En 2021 se conmemoró el centenario de este importante galardón a uno de los científicos más brillantes e influyentes en la sociedad en todo el siglo XX. En 1923 R.A. Millikan recibió este premio por las contribuciones experimentales al entendimiento de este proceso físico.

En 1927 Arthur H. Compton también obtuvo esta distinción por el descubrimiento del efecto que lleva su nombre. En esencia en el efecto Compton, rayos X incidentes interactúan con la materia, de tal manera que el estado final está compuesto por electrones y rayos X, aunque estos tienen mayor longitud de onda que los incidentes. Este proceso confirma las ideas desarrolladas durante la explicación del efecto fotoeléctrico, demostrando que las ondas electromagnéticas se comportan como partículas que transportan energía y momento, y que los rayos X incidentes son capaces de provocar un proceso completamente equivalente al que ocurriría cuando dos partículas colisionan entre sí y una dispersa a la otra tras el proceso. Este proceso, es bastante similar al que ocurre en una mesa de billar entre dos bolas, y acabó de convencer a la comunidad científica de las ideas cuánticas aplicadas por Einstein en la explicación del efecto fotoeléctrico.

1.2 – Interacciones fundamentales

Existen cuatro tipos de fuerzas que son responsables de los diferentes fenómenos que ocurren en la Naturaleza. Las dos más conocidas son la fuerza gravitatoria y la fuerza electromagnética. Las otras dos, las llamadas fuerza fuerte y fuerza débil son las responsables principales de los fenómenos que ocurren a escala nuclear y subnuclear. Las interacciones gravitatoria y electromagnética describen fenómenos

directamente observables a escala humana. La fuerza gravitatoria es la responsable, por ejemplo, de la rotación de la Tierra respecto al Sol, y sobre sí misma, fenómenos que la humanidad lleva notando, observando y tratando de entender, desde siempre. Es sin duda muy importante entender este problema, pero no menos importante es entender por qué el Sol brilla y hasta donde sabemos, ese hecho está determinado por las fuerzas fuerte y débil. La fuerza fuerte es, en parte, la que hace que el Sol produzca energía, y la débil de que no lo haga tan rápidamente como para que agote su combustible, y pueda seguir iluminando el sistema solar, y la Tierra en particular, durante algunos miles de millones de años más.

En 1861 y 1862 J.C. Maxwell estableció un conjunto de ecuaciones diferenciales que describen cómo el campo eléctrico y el campo magnético aparecen a partir de cargas y corrientes eléctricas y cómo dichos campos evolucionan con el tiempo. Una de las predicciones fundamentales de estas ecuaciones es la existencia de ondas electromagnéticas que transportan energía a medida que se propagan. Se puede decir que estas ecuaciones resumen décadas de observaciones experimentales, y leyes muy bien conocidas como las de Gauss, Ampère o Faraday. Se trata, además, de la primera vez que se unifican dos tipos de interacciones, la eléctrica y la magnética en una sola: la fuerza electromagnética. La unificación de las fuerzas, es decir, el que para algún valor de la energía las interacciones tengan la misma intensidad es uno de los caminos que guía muchos modelos de Física que intentan explicar algunos fenómenos que el ME, tal como está planteado en la actualidad, y a pesar de ser la teoría más predictiva jamás desarrollada en Física, no puede explicar.

1.3 – El núcleo y los hadrones

En 1911 Ernest Rutherford propuso el primer modelo nuclear basado en los resultados experimentales obtenidos fundamentalmente por Ernest Marsden, estudiante de doctorado al que Rutherford y Geiger asignaron un proyecto para medir la difusión de partículas α por capas delgadas de metal, oro en este caso, hacia atrás, es decir en el sentido opuesto al que eran enviadas. Rutherford ya había medido el flujo de partículas difundidas hacia adelante a pequeños ángulos, donde se suponía, de acuerdo con los modelos de estructura de la materia vigentes, fundamentalmente el modelo de Thomson-, que aparecerían la gran mayoría de las partículas α tras atravesar la lámina de oro, pero no quería dejar ningún ángulo de desviación sin examinar. Construyó un detector de sulfuro de zinc que producía luz de centelleo cuando una partícula cargada lo atravesaba, que sería detectada directamente por el ojo en la oscuridad. A diferencia de lo esperado, Marsden comenzó a observar *flashes* de luz amarilla cada segundo para ángulos de desviación mayores que 90° . Después de revisar el experimento concienzudamente y ver que no había problemas ni fallos en la observación, expuso sus resultados a Rutherford, quien se mostró igualmente sorprendido del resultado.

En 1911 Rutherford sugirió que la única explicación posible era considerar que las partículas α eran difundidas por una gran cantidad de carga positiva concentrada en una muy pequeña región del espacio en el centro del átomo de oro, mientras que los electrones debían estar orbitando de alguna manera en torno al mismo. La

estimación del tamaño del núcleo llevada a cabo por Rutherford fue de aproximadamente 1/100.000 del tamaño del átomo, lo que es esencialmente correcto. El átomo se podía considerar, por tanto, bastante “vacío”. No fue hasta bien entrado 1917 cuando pudo retomar su investigación sobre el comportamiento del núcleo, más concretamente estudiando la desviación de partículas α por átomos ligeros, intentando “romper” los átomos con este método. Estudió el retroceso de “partículas de hidrógeno” en diferentes medios materiales, y obtuvo “sorprendentemente” que el número de estas partículas aumentaba cuando el medio atravesado era aire o nitrógeno. De ello dedujo que cuando la partícula α “entraba” en el núcleo de nitrógeno se emitía un átomo de hidrógeno. Este hecho fue el que precisamente permitió descubrir el núcleo de hidrógeno, o protón como lo denominó Rutherford en 1920, mostrando que era un constituyente de núcleos atómicos más grandes como el del nitrógeno. Esto también significa que el nitrógeno sufría un proceso de desintegración, y el protón que se liberaba formaba parte de dicho núcleo. Igualmente se pudo deducir que la partícula α en sí misma era capturada por el núcleo de nitrógeno que emitía un átomo de hidrógeno y producía un nuevo isótopo el ^{17}O . El fenómeno se conoce como desintegración nuclear.

Rutherford y su grupo de colaboradores no solo realizaron el descubrimiento del núcleo, estimando correctamente su tamaño y algunas de sus propiedades más importantes, sino que describieron los fenómenos de transformación nuclear, y caracterizaron el protón como componente del núcleo atómico. También dedujeron que las fuerzas que mantenían el núcleo unido no podían ser solamente de origen eléctrico pues en tal caso serían únicamente repulsivas al ser causadas por partículas con la misma carga eléctrica, positiva. En otras palabras, puso de manifiesto la necesidad de la existencia de una nueva fuerza cuya dependencia con la distancia no podía variar solamente como $1/r^2$ y que, además, a la escala nuclear, debía tener más intensidad que la fuerza eléctrica repulsiva. Claramente se trata de la primera vez que se menciona la idea y la necesidad de la existencia de lo que actualmente llamamos la interacción fuerte, estableciendo dos de sus propiedades esenciales: es más intensa que la interacción electromagnética, y su rango, o distancia a la que actúa, es aproximadamente del orden del tamaño nuclear. Para explicar la masa de los isótopos que se producían en los procesos nucleares que estudiaron, también postularon la idea de la existencia de una partícula neutra, de masa aproximadamente igual a la del protón, y que posteriormente, en 1931, sería descubierto por Chadwick en 1932, tratándose del neutrón. Tiene una masa similar a la del protón, ligeramente mayor, y el spin es también el mismo, es decir como había supuesto Rutherford, protón y neutrón tenían propiedades muy similares excepto la carga eléctrica. Con el descubrimiento del neutrón quedó claro que el núcleo es un sistema formado por protones y neutrones unidos por la fuerza fuerte, lo que condujo definitivamente al nacimiento de la rama de la Ciencia que llamamos Física Nuclear, y la estructura de la materia se estableció de manera casi como la conocemos actualmente, La Física Nuclear estudia cómo y por qué el núcleo está enlazado, y de qué forma se producen las transformaciones y desintegraciones entre diferentes núcleos. La interacción principal que gobierna el comportamiento de los núcleos es la fuerte, aunque la interacción electromagnética juega un papel

importante en la estabilidad nuclear. Las transformaciones o desintegraciones nucleares están gobernadas muy mayoritariamente por la fuerza débil. La Física de los átomos y de los sistemas compuestos por átomos, y así como las estructuras a mayor escala, (moléculas, sólidos, etc.), están gobernadas, exclusivamente, por la interacción electromagnética. Para entender la Física de los núcleos, y la Física de los protones y así como la de otras estructuras a menor escala, denominada, la Física de Partículas, es necesario entender las interacciones fuerte, débil y electromagnética y cómo actúan a dichas escalas.

El entendimiento y la comprensión del comportamiento de la interacción fuerte es uno de los problemas más importantes en Física Nuclear y en Física de Partículas. A pesar del inmenso esfuerzo realizado por la comunidad científica no se puede considerar un problema resuelto. Aunque se ha avanzado notablemente, el entendimiento de la fuerza fuerte y de los fenómenos a los que da lugar a escalas nuclear y subnuclear, no está al mismo nivel de comprensión que la fuerza electromagnética o la fuerza débil, y aún no se ha logrado una descripción completamente unificada de la misma que sirva para describir la estabilidad de los núcleos y el comportamiento de las partículas como los protones y los neutrones.

Los protones y los neutrones forman parte de una familia muy numerosa de partículas no elementales que se denominan genéricamente hadrones, y que hasta donde sabemos, son las estructuras equivalentes a los átomos, pero en las que su energía de enlace es fundamentalmente de origen fuerte. Los núcleos serían, en este sentido, el equivalente a las moléculas, es decir, la fuerza fuerte que los une tendría un comportamiento similar a la interacción entre dipolos eléctricos, como ocurre en las fuerzas de van der Waals.

En 1931, Carl D. Anderson observó partículas cargadas positivamente, producidas por radiación cósmica, que tenían la misma masa que los electrones, eran los positrones predichos por la ecuación de Dirac. Se tenía por primera vez antimateria.

Durante los comienzos del siglo XX se empezó a observar que ciertos materiales, como el radio, emitían electrones en el proceso que hoy conocemos como desintegración β . En 1930, Pauli, en cartas y conversaciones privadas, sugirió, que además del electrón en la desintegración β se producía otra partícula, de tal manera que la suma de la energía del electrón y la de esta nueva partícula “permitía mantener el principio de conservación de la energía-momento” considerado un pilar básico de la Ciencia y de la Física en particular. La siguiente contribución fundamental a la correcta descripción de la desintegración β fue realizada por Enrico Fermi (1934), construyendo la primera teoría de dicho proceso en el núcleo y utilizando la hipótesis de Pauli, de que junto con el electrón se producía una partícula ligera, neutra de carga eléctrica y de spin $\frac{1}{2}$, el neutrino. Es interesante mencionar que el resultado no se publicó en la revista *Nature* porque ésta consideró que “contenía especulaciones demasiado remotas (alejadas) de la realidad para resultar de interés para los lectores”. Fermi propuso, además, la existencia de una nueva interacción, la interacción débil, para explicar el fenómeno. Además, se trata de la primera teoría en que una partícula “fundamental” cambia su naturaleza. La

primera prueba real de la existencia de neutrinos fue obtenida en el periodo 1953-59 en los experimentos de F. Reines y C.L. Cowan. En dichos experimentos los antineutrinos procedentes del reactor de Savannah River se detectaron a través del proceso: $\bar{\nu} p \rightarrow n e^+$

El descubrimiento no fue realmente una enorme sorpresa, ya que la teoría de Fermi tuvo tanto éxito en la descripción de la desintegración β nuclear que la comunidad científica tenía pocas dudas sobre la existencia de los neutrinos. Se puede decir que Reines y Cowan cerraron brillantemente un capítulo, tras 25 años de la primera idea de Pauli. Ambos enviaron un telegrama a Pauli comunicándole la noticia, y éste contestó escuetamente: “Gracias por el mensaje. Todo llega al que sabe cómo esperar”. Fred Reines recibió el premio Nobel en 1955, casi 35 años después de la realización del experimento, “por la detección del neutrino”, Glen Cowan había fallecido en 1974.

1.4 – Más piezas en la construcción del Modelo Estándar

Como ya hemos mencionado, además de las partículas, elementales o no, entendidas como las piezas a partir de las que se va estructurando la materia, la idea de fuerza o interacción ha evolucionado durante el tiempo en que se ha ido estableciendo el ME. En la descripción clásica de las fuerzas, éstas “empujan” a los cuerpos y cambian su estado de movimiento, dando lugar a la idea de “acción a distancia”. En la descripción basada en la Relatividad y en la Mecánica Cuántica, es otra partícula la que transfiere energía y momento entre las dos partículas que sufren la interacción y que da lugar a la fuerza que se ejerce entre las mismas.

Esta idea fue propuesta por primera vez por Yukawa en 1933, en cierto modo especulando con la naturaleza de la fuerza nuclear. Combinando Relatividad y Teoría Cuántica, intentó describir esta interacción nuclear entre protones y neutrones como debida al intercambio de una nueva partícula, llamada genéricamente mesón. A partir del valor estimado y medido del tamaño del núcleo, del orden del fm., Yukawa concluyó que la masa de esta partícula que proponía debía ser de unas 200 veces la masa del electrón, de ahí el nombre de mesón, cuyo origen es griego y significa partícula de masa “intermedia”. Esto representó el comienzo de la teoría de intercambio de mesones en Física Nuclear, que aún hoy se utiliza en multitud de estudios de fenómenos a esa escala, por la que recibió el premio Nobel en 1949. Además, indica también el comienzo del estudio de las interacciones entre partículas desde el punto de vista de su descripción debida al intercambio de otras partículas, lo que en cierto modo podemos decir que ha caracterizado la construcción y desarrollo del actual ME.

En 1937 se encontró una partícula de masa como la mencionada, unas 200 veces m_e , en radiación cósmica por Neddermeyer y Anderson (1937) y por Street y Stevenson (1937). Debido a su masa, se pensó inicialmente que podía tratarse del mesón predicho por Yukawa, pero no podía ser tal, pues no interaccionaba de modo suficientemente “fuerte” al atravesar la materia. Era una partícula que no sufría dicha interacción. Se trataba de una partícula enteramente nueva y que se

comportaba como el electrón, excepto que tenía un poco más de 200 veces su masa y, además, era inestable. Su vida media es $\tau_\mu=(2.1969811\pm 0.0000022)\times 10^{-6}$ s.

Esta partícula, que llamamos muon y se representa por la letra griega μ , es la primera partícula de lo que hoy conocemos como segunda generación o segunda familia, que corresponde a la segunda columna de la (Figura 1). Se trata del primero de un amplísimo conjunto de descubrimientos inesperados de nuevas partículas. I.I. Rabi comentó, como un comensal en un restaurante que recibe un plato inesperado, “¿Quién ha pedido esto?”. Se introdujo el término leptón, para los objetos que no sufren interacción fuerte, como el electrón, el muon y el neutrino, y el de hadrón para partículas que, sí la sufren, como el protón, el neutrón y la partícula de Yukawa que aún no había sido descubierta. No fue hasta 1962 cuando se comenzó a desarrollar, en el laboratorio Brookhaven, un experimento con haces de ν_μ como partículas incidentes, con el objetivo de probar que este ν_μ es una partícula diferente al ν_e . Leon Lederman, Melvin Schwartz y Jack Steinberger utilizaron haces de estas partículas para probar que podían producir el proceso $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$, pero no el $\nu_\mu + N \rightarrow e^- + X$, donde X representa cualquier partícula o conjunto de partículas que se puedan producir en el proceso. Lo que observaron fue, efectivamente, que solo el primer proceso tenía lugar, ya que se detectaban μ en el estado final pero no se observaban e , como hubiera ocurrido de ser ν_μ la misma partícula que el ν_e . En 1988 se concedió el premio Nobel a L. Lederman, M. Schwartz y J. Steinberger “por el método de construcción de haces de neutrinos y la demostración de la estructura en dobletes de los leptones con el descubrimiento del neutrino del muon”. El descubrimiento del segundo tipo de neutrino fue un gran acontecimiento, pues demostró claramente que ambos neutrinos correspondían a dos diferentes leptones, e y μ , y que por tanto existían dos familias diferentes de partículas con las mismas propiedades salvo su masa. Dicho de otro modo, el mundo que conocemos tiene una copia casi idéntica, constituida por partículas con las mismas propiedades que las que conocemos, pero con mayor masa y por supuesto inestables. Cuando estas partículas de la segunda familia se producen, en aceleradores naturales como en la radiación cósmica, o artificiales, construidos en laboratorios en la Tierra, siempre se desintegran en partículas de la primera familia que son las que observamos en la Naturaleza. La Física actual no puede explicar cuál es la razón de la existencia de esta segunda familia. En realidad, no solo existen esta copia, sino que hay otra copia formada por partículas aún más pesadas, las de la tercera columna de la (Figura 1), que se transforman o desintegran igualmente en partículas de la primera o segunda familia también por interacción débil. Lo que la Física actual sí puede explicar es que no hay más que tres copias, la de las partículas que forman el mundo que conocemos, el Universo visible, y dos más que sabemos que existen, pero a pesar de los esfuerzos, todavía no se conoce su papel en este aspecto.

Estas desintegraciones o procesos de transformación cuántica entre dos sistemas diferentes siempre tienen lugar por interacción débil, y de hecho esta propiedad es única para esta interacción. El proceso en el que un leptón como el μ se transforma en otra especie diferente, el e , se conoce como proceso de cambio de sabor y nunca se ha observado en procesos fuertes ni electromagnéticos.

Esto hace que las tres interacciones que se pueden cuantificar, que son las tres mencionadas¹, jueguen un papel diferente en los procesos que estructuran la materia. La interacción electromagnética es responsable de producir estructuras a escala atómica y mayor. La interacción fuerte es responsable de producir estructuras a escala hadrónica y nuclear. La interacción débil no es responsable, hasta donde sabemos, de producir ninguna estructura estable a ninguna escala. Sin embargo, es la responsable de muchas de las transformaciones que tienen lugar entre núcleos, entre hadrones, y entre partículas elementales, y en estas transformaciones siempre tiene lugar un cambio de una partícula de la segunda o tercera familia en otra especie correspondiente a una de las familias de masa más baja.

Existe aún otra diferencia trascendental entre las tres interacciones. Se dice que en un proceso dado se conserva la paridad cuando dicho proceso no cambia, o es invariante, mediante una transformación en que pasamos de un sistema (x, y, z) a otro $(-x, -y, -z)$. En el caso de los procesos gobernados por la fuerza electromagnética o la fuerte nunca se ha observado ninguna modificación en tales procesos al realizar este cambio de coordenadas. Sin embargo T.D. Lee y C.N. Yang (1956) propusieron, a la vista de ciertos aspectos experimentales, que esto no estaba garantizado en el caso de procesos débiles como la desintegración β nuclear y otros. Casi inmediatamente, C.S. Wu (1957), e independientemente L. Lederman (ver Garwin *et al.*, 1957), probaron de forma experimental que, efectivamente, en procesos β de desintegración del ^{60}Co , la paridad no se conservaba. Esto permitió construir una teoría de la desintegración β nuclear y de la interacción débil basada en este hecho, que en la actualidad es parte fundamental del ME y fue esencial en su construcción teórica.

La idea de simetría en Física y en la descripción de los fenómenos entre partículas ha jugado, y juega, un papel esencial para construir modelos y teorías que expliquen los fenómenos que ocurren entre las mismas. Aunque antigua, esta idea quedó plenamente formalizada en el momento en que en 1918 la física y matemática alemana Emmy Noether publicó el teorema que lleva su nombre, uno de los que más impacto ha tenido posteriormente en el desarrollo de la Física Nuclear y de Partículas y en el entendimiento de las interacciones fundamentales. Aunque no es ni mucho menos la formulación exacta del mismo, el teorema de Noether nos explica que si tenemos un sistema físico gobernado por una cierta energía potencial que matemáticamente posee una cierta simetría, entonces existe una cantidad conservada que se puede derivar de esta simetría. Los ejemplos más comunes son, por ejemplo, si el sistema físico tiene el mismo comportamiento en cualquier punto del espacio, o se comporta del mismo modo cuando se realiza una traslación espacial del mismo, el momento lineal se conserva. Igualmente, si el sistema se comporta del mismo modo con independencia del instante de tiempo en que midamos sus propiedades, podemos decir que la energía total del mismo se conserva. Hasta que Noether enunció su teorema, el principio de conservación de la energía era realmente de origen desconocido, y hasta un poco “misterioso”. La formulación

¹ Desafortunadamente, como es bien conocido, la cuarta interacción fundamental, la gravitatoria, aún no se puede describir en términos cuánticos, siendo éste quizá el problema más importante con el que se encuentra la Física actual al nivel de las partículas elementales y las interacciones fundamentales.

matemática simple y profunda de este teorema ha realizado un gran trabajo en “desmitificar” la Física.

Cuando se pueden separar las contribuciones de la interacción fuerte en los procesos gobernados por la interacción débil, se ha observado claramente que en todos los procesos débiles la intensidad de la interacción es la misma, lo que se conoce como Universalidad de la interacción débil. Esta propiedad es fundamental dentro del ME, pues implica que en todos los procesos débiles la fuerza que actúa es la misma.

1.5 – El modelo quark

En 1947 C.F. Powell y colaboradores, comenzaron a utilizar emulsiones nucleares, que permitían registrar, con un procedimiento similar al de una fotografía, el paso de partículas a través de estas, y las expusieron a radiación cósmica, descubriendo una nueva partícula de masa ligeramente superior a la del μ y que sí interaccionaba fuertemente al atravesar la materia. Además, se pudo comprobar, utilizando estas técnicas, que se desintegraba en un μ y un ν_μ . Esta nueva partícula que hoy conocemos como pion, π , se comprobó que era efectivamente el mesón propuesto por Yukawa. Muy poco después, en 1950, C.F. Powell recibió el premio Nobel por el desarrollo del método fotográfico basado en emulsiones nucleares y por el descubrimiento del π . En 1949 se observó, utilizando técnicas similares, un nuevo mesón, que ahora conocemos como K^+ por el grupo de Powell. Rochester y Butler (1947) usando una cámara de niebla, descubrieron, en un proceso iniciado por radiación cósmica, trayectorias de dos partículas cargadas en forma de “V” procedentes de una partícula neutra que no dejaba rastro en la cámara, pero cuya masa se puede determinar reconstruyendo la energía y momento de las trayectorias de las partículas que formaban la “V”. Estas nuevas partículas, eléctricamente neutras, se llamaron en primer lugar partículas-V, pero actualmente se denominan K^0 y Λ^0 . La Λ^0 fue la primera partícula neutra que se descubrió y que era más pesada que el neutrón. A comienzos de 1953 se produce “una explosión” de descubrimiento de nuevas partículas, una verdadera proliferación. Comienza el proceso ocurrido en otras muchas ramas de la Ciencia de tratar de clasificar en base a alguna propiedad distintiva estas partículas. En este caso, las partículas comenzaron a clasificarse en base a su vida media, y se dividieron entre aquellas que se desintegraban por interacción fuerte con vidas medias del orden de 10^{-24} s y las que lo hacían por interacción débil con valores de 10^{-13} s o más largos. Por supuesto, también se consideró la división entre las partículas en base a la interacción en que participan, leptones que solo sufren la interacción débil, y hadrones que además sufren la interacción fuerte. Por supuesto, dependiendo de su carga eléctrica, adicionalmente sufren la interacción electromagnética si su carga eléctrica no es nula. También comenzaron a clasificarse en función de su espín. Si este es semi-entero, $1/2$ como e y μ , las partículas se denominan fermiones, y si es 0 o 1 como el γ , se denominan bosones.

T. Nakano y K. Nishijima (1953) y M. Gell-Mann (1956) introdujeron el concepto de “extrañeza” para explicar cómo las partículas como K^0 y Λ^0 se producían copiosa

y rápidamente y se desintegraban “lentamente” por interacción débil. La interpretación moderna de este hecho es que ambas partículas poseen un quark s , y un anti-quark del mismo tipo, de tal manera que el par s anti- s se produce por interacción fuerte, pero cada uno de ellos se desintegra individualmente por interacción débil.

A partir de los años 50 se comienza a disponer de aceleradores de partículas de altas energías, superiores al GeV , que permiten acumular y acelerar, por ejemplo, electrones que pueden ser lanzados sobre blancos que contengan fundamentalmente protones, aunque también neutrones, para explorar su estructura, de acuerdo con el principio de de Broglie. Se comienza a observar, que la distribución de carga eléctrica del protón, e incluso del neutrón, no es uniforme, y la descripción de esta estructura electromagnética de ambas partículas empieza a sugerir que ambas poseen algún tipo de estructura interna, pues los electrones se desvían de forma diferente a como lo harían por una carga “puntual” como ocurría en los experimentos pioneros de Rutherford y colaboradores a comienzos del siglo XX. Robert Hofstadter recibió el Nobel en 1961 por sus estudios pioneros respecto a los procesos de colisión de electrones con núcleos atómicos, que condujeron a la evidencia de que tanto protón como neutrón poseían estructura interna.

Este tipo de experimentos continuaron en el laboratorio SLAC durante casi tres décadas, utilizando cada vez mayores energías de los electrones iniciales y detectores más sofisticados, con el objetivo de tratar de entender en detalle la estructura del protón y del neutrón como se puede ver en la (Figura 4). Utilizando dicho dispositivo, se pudo comprobar que la distribución de energías de los electrones que se observaban a ángulo fijo, el del detector, reflejaban que estaban colisionando con objetos “dentro” del protón que formaban parte de él, y que no colisionaban con el protón como un todo. Estos objetos, en la interpretación de Bjorken y Feynman, son lo que hoy conocemos como quarks, partículas elementales de spin $1/2$, que constituyen el protón y el neutrón, así como el resto de los hadrones conocidos.

Unos pocos años antes, Gell-Mann (1964) e independientemente Zweig (1964) habían propuesto un modelo de clasificación de los hadrones de tal manera que todos ellos estaban compuestos por tres quarks u , d y s , y los correspondientes anti-quarks, que poseían spin $1/2$ y cargas fraccionarias $\pm 1/3$, $\pm 2/3$ en unidades de la carga del electrón. Los mesones estaban compuestos por dos quarks y los bariones por tres. Estas cargas fraccionarias no se habían observado nunca experimentalmente, por lo que se consideraba más un modelo matemático, que permitía clasificar con tres partículas los centenares de hadrones que ya se habían observado por entonces. Es fácil ver, por ejemplo, que el protón que tiene la misma carga que el electrón en valor absoluto, se puede entender como compuesto por el sistema $(u u d)$, ya que $Q_u = +2/3 Q_e$ y $Q_d = -1/3 Q_e$ siendo Q_e la carga eléctrica del electrón. Al estar formado por 3 partículas de spin $1/2$ las reglas de conservación de momento angular determinan que el protón también tiene spin $1/2$. En el caso del neutrón, la composición sería $(u d d)$ con carga eléctrica nula, que es lo que se

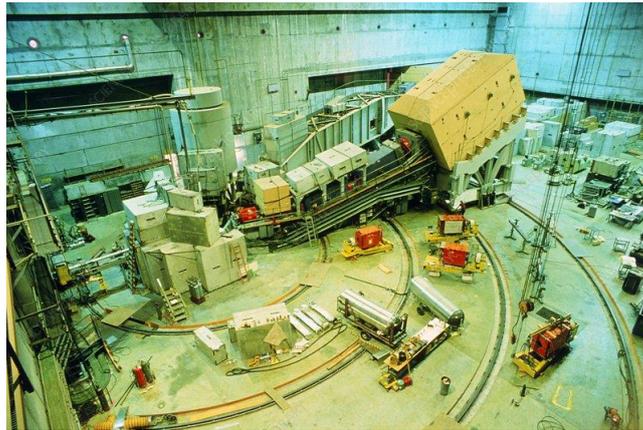


Figura 4: Fotografía de los detectores de SLAC que medían los electrones que salían desviados tras colisionar con los protones del blanco en los experimentos que ayudaron a establecer el modelo quark.

observa experimentalmente. El π , sería un mesón formado por $(u \bar{d})$ para el π^+ , pudiendo formar también estados π^- y π^0 con las antipartículas correspondientes.

El conjunto de los piones constituye el de los hadrones más ligeros, y son en cierto modo, el equivalente en estructura debida a interacción fuerte, al átomo de Hidrógeno unido por la interacción electromagnética. Aunque la energía de enlace del átomo de Hidrógeno ha sido determinada experimentalmente hace más de un siglo, y su determinación teórica también tiene más de un siglo, en el caso del π , el valor experimental no es conocido con suficiente precisión, y las teorías actuales de interacción fuerte, fundamentalmente la Cromodinámica Cuántica o QCD por sus siglas en inglés, no lo pueden predecir partiendo de primeros principios, ni utilizando los cálculos de lo que se llama "*lattice QCD*", que es la teoría computacional más potente que se conoce para realizar este tipo de cálculos. Esto da una idea de la complejidad de la descripción matemática y física de la interacción fuerte.

O. Greenberg (1964) y M.Y. Han y Y. Nambu (1965) propusieron, independientemente, la idea de carga de color como un grado de libertad adicional para los quarks. Podemos decir que una partícula interacciona electromagnéticamente si tiene carga eléctrica diferente de 0. Análogamente, una partícula interacciona fuertemente si tiene carga de color diferente de 0. La diferencia entre ambas interacciones es que, en el caso de la interacción fuerte, los quarks poseen carga de color diferente de 0, pero los hadrones, hasta donde sabemos, poseen todos ellos carga de color 0, de tal manera que, como ya hemos mencionado, interaccionan unos con otros como lo hacen los átomos para formar las moléculas, y así se puede describir la estructura y propiedades de los núcleos, pero solo los quarks tienen carga de color diferente de 0, y por tanto, son los que verdaderamente interaccionan fuertemente como lo hacen protón y electrón para formar el átomo de Hidrógeno.

Una propiedad esencial de las partículas que tienen carga de color diferente de 0 es que están confinadas en los hadrones, o si se prefiere, no se observan en libertad.

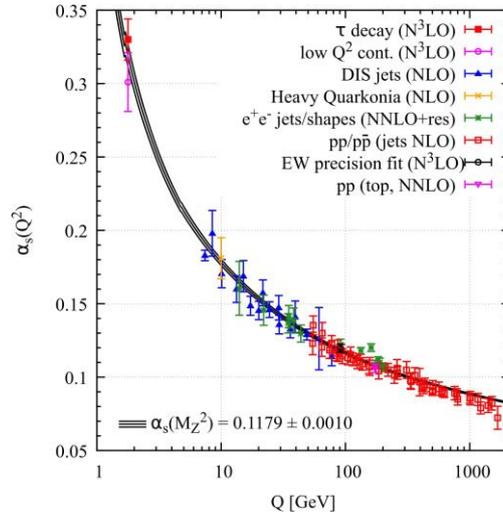


Figura 5: Variación de la intensidad de la interacción fuerte con la energía intercambiada.

La teoría de la interacción fuerte, QCD, fue formulada matemáticamente en 1972, es ahora parte del ME, y se construyó en analogía a la teoría cuántica de la interacción electromagnética, QED, por sus siglas en inglés. La idea fundamental es que la interacción fuerte entre quarks que poseen color tiene lugar de modo análogo a lo que ocurre entre un electrón y un positrón o un protón, que intercambian fotones cuando interactúan. En el caso de QCD, las partículas mediadoras reciben el nombre de gluones. Aunque existen muchas similitudes entre estas dos teorías cuánticas, hay una diferencia fundamental: mientras que los fotones no poseen carga eléctrica, los gluones sí poseen carga de color. Este hecho tiene consecuencias de todo tipo para entender los fenómenos originados por la interacción fuerte. En primer lugar, su rango, la interacción fuerte es de corto alcance, del orden del fm , precisamente por esa razón. Aunque los gluones son partículas sin masa, y viajan a la velocidad de la luz, igual que los γ , poseen la carga que transmiten y eso hace que interactúen consigo mismas mientras transmiten energía y momento entre los quarks. Es difícil imaginar cómo sería el Universo, y el mundo que conocemos, si los γ tuviesen carga eléctrica diferente de 0. La otra consecuencia es la del confinamiento. No obstante, esta propiedad, aunque observada en todos los fenómenos que se producen -puesto que nunca se ha observado un quark en libertad- en la actualidad no se puede derivar matemáticamente de modo preciso de la teoría de QCD.

La otra propiedad, radicalmente diferente en la teoría de interacción fuerte respecto a la electromagnética, es lo que se conoce como libertad asintótica. Esto significa que, cuanto más energía se comunica a un quark más libre parece estar, justo al contrario de lo que ocurre con la interacción electromagnética, en la que cuanto más acercamos dos partículas, de acuerdo con la ley de Coulomb, más intensa es la interacción entre las mismas. En la (Figura 5) se muestra α_s , la intensidad intrínseca de la interacción, o intensidad de la interacción entre las partículas que poseen carga unidad de la misma y como varía con la energía.

Como se puede observar, en el caso de la interacción fuerte, esta intensidad varía muy fuertemente con la energía, lo que también ocurre en el caso electromagnético, aunque en mucha menor medida. Cuanto mayor es la energía que se intercambia, denotada Q , menor es la intensidad de la interacción, se da el fenómeno de la libertad asintótica, en cambio cuanto menor es Q , mayor es la intensidad de la interacción, es decir, cuanto más se separan los quarks, mayor es la fuerza que se ejerce entre los mismos, lo que da lugar al fenómeno de confinamiento. David J. Gross, H. David Politzer y Frank Wilczek recibieron el premio Nobel en 2004 por "el descubrimiento de la libertad asintótica en la teoría de la interacción fuerte". El gluon fue descubierto en 1979 en el laboratorio alemán DESY, estudiando procesos de aniquilación e^-e^+ dando lugar al fenómeno de confinamiento.

La segunda generación o segunda familia, y en parte una buena confirmación del modelo quark, se completó con el descubrimiento del quark c o *charm*, a través de la observación del mesón J/ψ . Sin embargo, como ya ocurriera con el μ , en 1976 se observó un tercer leptón, llamado τ , con una masa de 1.777 GeV , casi dos veces la masa del protón, que constituía la primera partícula de la tercera generación, con la idea de llevar otro neutrino asociado, el ν_τ , que se descubrió finalmente en el año 2000.

En 1977 se descubrió una nueva partícula llamada Y que contenía aún un quinto quark, el quark b , *bottom* o *beauty*, con masa entre 4 y 5 GeV . El descubrimiento de este quark, el primer miembro de su especie de la tercera generación proporcionó nuevos ímpetus en la búsqueda de un sexto quark que completase, con un patrón similar, el comportamiento de los leptones, es decir la existencia de 3 leptones y 3 neutrinos, y de 6 quarks.

1.6 – Los bosones W y Z

Hacia 1957, separadamente, J. Schwinger (1957), S. Bludman (1958) y S. Glashow (1959) sugirieron que la interacción débil estaba mediada por bosones cargados, muy pesados, que después comenzaron a denominarse W^\pm . Esta idea es similar a la de Yukawa cuando introdujo la idea de que la interacción entre protones y neutrones en el núcleo estaba mediada por π , que también son bosones. Diez años después, S. Weinberg (1967) y A. Salam (1968), propusieron, separadamente, una teoría que unificaba las interacciones débil y electromagnética. Esta teoría requería la existencia de un bosón neutro, que ahora es conocido como Z^0 , que mediaba ciertas interacciones débiles que no habían sido observadas en ese momento (Figura 6). También contenía la idea de otro bosón adicional, el bosón de Higgs, para explicar la masa de los bosones W^\pm y Z^0 , además de las de los leptones y los quarks. La idea es casi ignorada entre 1967 y 1971 por la comunidad científica (la publicación de Weinberg solo es citada 8 veces). En la actualidad, el número de citas

de esta publicación es de 6484, una de las publicaciones más citadas en la historia de la Física de Partículas, si no la más.

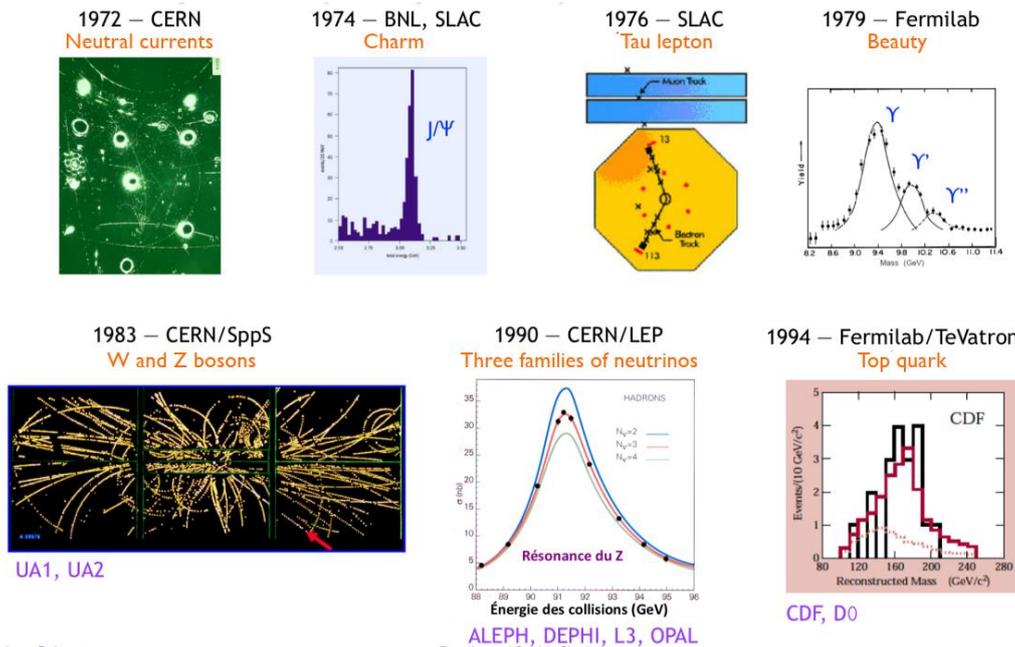


Figura 6: Diagramas que muestran varios descubrimientos de nuevas partículas y medidas cruciales que condujeron a la consolidación del ME.

Los esfuerzos por descubrir directamente los bosones W y Z se intensificaron desde este momento, situando dos experimentos diferentes y complementarios llamados UA1 y UA2 en el acelerador $S\bar{p}\bar{p}S$ del CERN. En realidad, este acelerador necesitó una gran transformación para poder alcanzar las condiciones necesarias para producir ambas partículas (Rubbia *et al.*, 1977). Se pasó de un acelerador de protones a alta energía, a un acelerador colisionador de protones frente a antiprotones, de tal manera que la energía producida en el centro de masas (CM) era prácticamente dos veces la energía de colisión, de unos 540 GeV . Hay que considerar que, en realidad, a esos valores de energía, ya son los quarks y anti-quarks constituyentes del protón y antiprotón los que realmente colisionan, por lo que la energía efectiva en CM es menor, como ocurre en todos los colisionadores hadrónicos, ya que la fracción de momento y energía que poseen los quarks y anti-quarks es menor que la del protón o antiprotón que son las partículas que realmente se aceleran. El problema principal de este acelerador fue la acumulación de antiprotones, pues como toda la antimateria, no existe de modo natural, y para que sea efectivamente utilizable, hay que producirla, acumularla y acelerarla. Simon van der Meer (1972, 1985) inventó una técnica, llamada enfriamiento estocástico, que permitió el desarrollo de este acelerador y colisionador. Los resultados de los experimentos entre 1982 y 1983 eran esperados con enorme expectación, pero no solo por toda la comunidad científica. La primera ministra británica en aquel momento, Margaret Thatcher, pidió al director general del CERN estar informada personalmente de los avances y posible descubrimiento de los bosones W^\pm y Z^0 antes de que se hicieran públicos.

Ambas partículas fueron observadas y, además, los valores de las masas medidas estaban en un acuerdo excelente con las predicciones teóricas. Tanto UA1 como UA2, en febrero y marzo de 1983 presentaron un número de candidatos (Arnison *et al.*, 1983a, Banner *et al.*, 1983) suficiente como para estar seguros de la presencia, primero del W^\pm y después del Z^0 (Arnison *et al.*, 1983b, Bagnaia *et al.*, 1983). Los valores de las masas de estos dos bosones al final de 1985 fueron medidas como: $m_W = 80.2 \pm 0.8 \pm 1.3 \text{ GeV}$, $m_Z = 91.5 \pm 1.2 \pm 1.7 \text{ GeV}$, donde el primer número es el valor central de la masa, el segundo la incertidumbre estadística y, el tercero, la incertidumbre sistemática. Como se puede ver, los valores obtenidos son de más de 80 y 90 veces la masa del protón, y hasta donde sabemos ambas partículas son elementales, no tienen estructura interna, no existen componentes “dentro” de las mismas ni, por tanto, ninguna energía de enlace que participe en este valor de su masa.

El descubrimiento de los bosones W^\pm y Z^0 , ha determinado una buena parte de la Física de Partículas desde entonces. En primer lugar, por supuesto, son la prueba de la unificación de la fuerza electromagnética y débil, propuesta por Glashow, Weinberg y Salam (GSW), premio Nobel de Física en 1979. Por otra parte, suponen la culminación de esfuerzos experimentales enormes, como los llevados a cabo en el acelerador $Spp\bar{S}$ del CERN y en la construcción, operación y explotación científica de los datos, en los experimentos gigantescos utilizados para la detección de estas partículas a primera vista tan extrañas, pero que, en realidad, configuran mucho más de lo que pensamos, el mundo que vemos y el Universo en su conjunto. Estos esfuerzos experimentales condujeron al premio Nobel de Carlo Rubbia y Simon van der Meer en 1984 casi inmediatamente después del descubrimiento experimental del W^\pm y del Z^0 .

La enorme masa de los bosones W^\pm y Z^0 ayudó a comprender también que la interacción débil, podríamos decir que es “mal llamada” débil. Su intensidad intrínseca es muy similar, sino incluso ligeramente mayor, que la de la interacción electromagnética. Lo que sucede es que cuanto tiene lugar un proceso gobernado por interacción débil, bien mediada por un W^\pm o por un Z^0 , el proceso que se observa ocurre con una probabilidad proporcional no solo a la carga débil de las partículas, sino que esta está dividida por la masa de estos bosones, lo que hace que cuando medimos procesos mediados por esta interacción, aparezcan como si fueran débiles, cuando en realidad la razón es que, para que tengan lugar, se produce el intercambio de una partícula casi 80 o 90 veces más pesada que el protón.

En 1995, tras 18 años de búsqueda de la existencia del sexto quark en diferentes aceleradores de partículas, pero principalmente en el Tevatron de Fermilab, los experimentos CDF y D0 descubrieron el quark top. La masa del quark top medida en la actualidad es de $172.8 \pm 0.3 \text{ GeV}$ tras las últimas medidas realizadas en el LHC del CERN por los experimentos ATLAS y CMS. Esta masa es muy difícil de entender, es más de 170 veces superior a la masa del protón y más de 30 veces mayor que la del quark b . No se entiende hoy en día por qué su masa es tan distinta a la de los otros 5 quarks, ver (Figura 1). En realidad, no se entiende aún el patrón de masa de los leptones y de los quarks. El ME a través del mecanismo de Higgs puede acomodar dichas masas, pero no las puede predecir.

1.7. Los aceleradores de partículas y el CERN

Una de las herramientas básicas para el entendimiento de la materia a las escalas que hemos mencionado y que se han venido utilizando en el último siglo, y a gran escala en los últimos 50 años, son los aceleradores de partículas. En la actualidad el acelerador de partículas que acelera éstas a la máxima energía es el LHC, en el CERN. Los aceleradores de partículas pueden considerarse como “máquinas del tiempo”. No pretenden crear réplicas de lo que era el Universo, pero si reproducir las condiciones que nos permitan entender las leyes que lo regían en sus inicios.

El CERN, es el laboratorio europeo para la investigación en Física de Partículas. En la actualidad, alberga el LHC, el único acelerador en todo el mundo que puede alcanzar energías superiores al TeV, lo que constituye la actual “frontera de energía”. Es el laboratorio de referencia en el mundo en Física de partículas y Física de altas energías.

A comienzos de la década de 1950, un pequeño número de científicos de Europa y América del Norte identificaron la necesidad de que Europa tuviera una instalación de investigación en Física de talla mundial. Su visión era detener la fuga de cerebros hacia Estados Unidos que había comenzado durante la Segunda Guerra Mundial y proporcionar un motor para la unidad de la Europa de la posguerra. La convención del CERN fue firmada en 1953 por los 12 estados fundadores Bélgica, Dinamarca, Francia, la República Federal de Alemania, Grecia, Italia, los Países Bajos, Noruega, Suecia, Suiza, el Reino Unido y Yugoslavia, y entró en vigor el 29 de septiembre de 1954. España se unió por primera vez al CERN en 1962, se retiró en 1968 y se reincorporó en 1983, donde permanece hasta la fecha.

En 2023, se cumplen 40 años del regreso de España al CERN, 50 años del descubrimiento de las corrientes neutras y 40 años del descubrimiento de los bosones Z y W^\pm en el CERN en el CERN.

Hoy, el CERN une a científicos de todo el mundo en la búsqueda del conocimiento y se ha convertido en una referencia de colaboración internacional.

El objetivo principal del CERN es científico y consiste en ayudar a descubrir de qué está hecho el universo y cómo funciona para lo que proporciona una gama única de instalaciones de aceleradores de partículas a los investigadores de todo el mundo, para avanzar en los límites del conocimiento humano. Además de realizar investigación destacada en física fundamental, el CERN pretende:

- Proporcionar una gama única de instalaciones de aceleradores de partículas que permitan la investigación a la vanguardia del conocimiento humano, de una manera ambientalmente responsable y sostenible.
- Unir a personas de todo el mundo para ampliar las fronteras de la ciencia y la tecnología, en beneficio de todos.

- Formar nuevas generaciones de físicos, ingenieros y técnicos, e involucrar a todos los ciudadanos en la investigación y en los valores de la ciencia.

Como se puede observar en la (Figura 7), este organismo internacional, está constituido por 23 estados miembros, 9 estados miembros asociados, 3 en proceso de ser estados miembros y 9 países/organizaciones como observadores.

A final de 2022 el CERN contaba con 2.658 personas contratadas permanentes o de larga duración, 900 contratos temporales, 13.376 científicos y técnicos externos, que hacen un total de 16.934 miembros de la organización. El presupuesto de 2023 es de 1.395 millones de francos suizos de los que 1.175 corresponden a lo que aportan los estados miembros. La contribución española al CERN en 2023 es del 7.26% del total, lo que corresponde a 85.3 millones de francos suizos. Entre los miembros del CERN permanentes en la organización, hay 162 españoles, el 6.1% del total, y 405, el 6.7% del total, científicos y técnicos externos.

2. La búsqueda del bosón de Higgs en LEP

Se han dedicado enormes esfuerzos en la construcción de aceleradores y experimentos durante varias décadas para encontrar uno (o más) bosones de Higgs o excluir su existencia. Al final, pasaron casi cinco décadas desde que se postuló este mecanismo de generación de masa [3-8] y la existencia de un bosón masivo [3,5] hasta su descubrimiento por parte de los experimentos ATLAS y CMS [1,2] del LHC. Tan interesante y fascinante como el propio descubrimiento ha sido el camino experimental hacia el mismo, iniciado en la década de 1980 y que ha contado con diferentes elementos a lo largo de su camino. Los principales protagonistas se

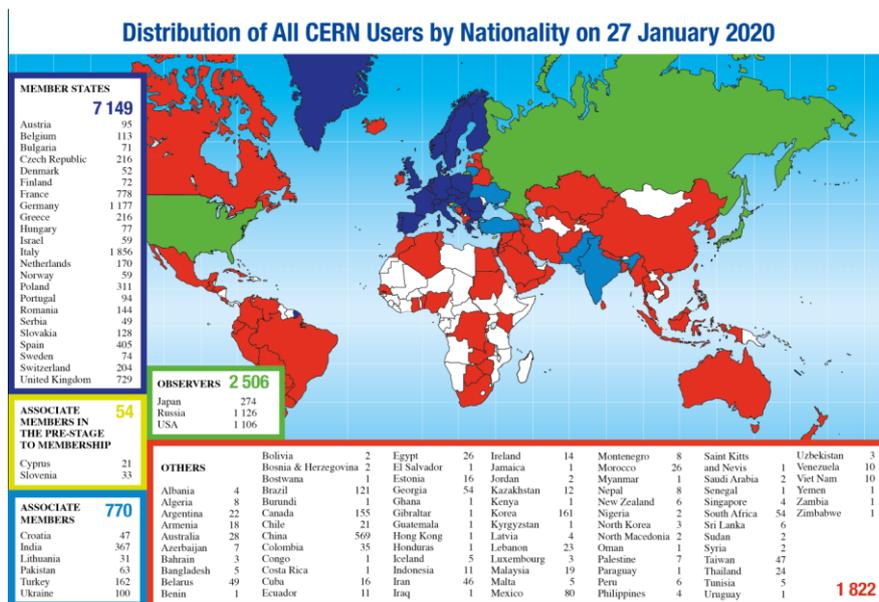


Figura 7: Los estados miembros del CERN, y los estados con la categoría de estados asociados.

pueden considerar que fueron, por una parte, el LEP del CERN en Ginebra, Suiza, y los experimentos situados en él, y por otra los del colisionador Tevatron de Fermilab cerca de Chicago, IL, EE. UU. Además, el gran conjunto de datos de colisiones de partículas altamente precisos, acumulados por esos y otros experimentos, permitió que el rango de masa posible del bosón de Higgs estuviera bastante restringido, bajo la hipótesis de que tal bosón existía realmente dentro del contexto del ME. Este último enfoque estuvo fuertemente motivado por el impresionante éxito del ME para describir, a menudo con un sorprendente grado de precisión, el gran conjunto de observaciones experimentales en los experimentos de física de partículas.

Tuvo que transcurrir alrededor de una década desde las formulaciones originales del mecanismo de Higgs hasta que se realizó el primer estudio fenomenológico completo de la producción y desintegración del bosón de Higgs que se llevó a cabo en 1975 [11]. En su artículo, J. Ellis, M. K. Gaillard y D. V. Nanopoulos calcularon detalladamente los diferentes procesos de producción y posterior desintegración del hipotético bosón de Higgs. Realizaron el primer cálculo del proceso de Higgsstrahlung $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$, que resultó ser el principal proceso para la búsqueda del Higgs en LEP. Calcularon igualmente contribuciones importantes a la desintegración del Higgs inducida por bucles cuánticos a dos fotones, que resultó ser un proceso clave para la observación del Higgs en el LHC. En su artículo evaluaron el conjunto de datos existentes para poner límites superiores a la masa de Higgs (por ejemplo, una masa de Higgs por debajo de 13 MeV podría excluirse de los estudios de dispersión de neutrones-núcleo) y propusieron procesos adicionales para acceder a posibles valores más grandes de masas del H. Vale la pena señalar el párrafo final de su artículo, donde cierran con la siguiente frase: “Tal vez deberíamos terminar con una disculpa y una advertencia. Pedimos disculpas a los “experimentales” por no tener idea de cuál es la masa del bosón de Higgs, . . . y por no estar seguros de sus acoplamientos con otras partículas, excepto que probablemente todas sean muy pequeñas. Por estas razones, no queremos alentar grandes búsquedas experimentales del bosón de Higgs, pero creemos quienes realicen experimentos sensibles a la presencia del bosón de Higgs deberían saber cómo puede aparecer”.

2.1 El gran colisionador de electrones y positrones: LEP

En 1974, en una visita del premio Nobel Burton Richter al CERN, este propuso la idea de construir un acelerador e^+e^- a alta energía (LEP) [33], capaz de descubrir los bosones W y Z^0 cuyas masas se habían predicho recientemente, utilizando los últimos resultados experimentales en el rango de aproximadamente cien veces la masa del protón además de la confianza creciente en lo que hoy conocemos como Modelo Estándar. Por una parte, la comunidad europea de Física de Partículas comenzó a estar convencida de que esta debería ser la siguiente gran instalación europea, basada en el éxito de los aceleradores circulares en construcción en DESY (PETRA) y SLAC (PEP), y por otra parte anticipando la posibilidad de albergar en el futuro en el mismo túnel, un acelerador protón-protón a muy alta energía, lo que se hizo realidad con la construcción del gran colisionador de hadrones (LHC) en el mismo túnel del LEP.

Conviene recordar las diferencias más importantes entre colisiones entre protones y electrones y positrones y la complementariedad de ambos tipos de sistemas. El protón es un objeto compuesto, y por tanto en colisiones pp o p anti-p, el estado inicial es desconocido en cada colisión, y no se conoce la energía en CM, lo que limita la precisión alcanzable, se tienen altas tasas de fondos de procesos de interacción fuerte, existen altos niveles de radiación y los esquemas de trigger en general son bastante complejos. Las secciones eficaces típicas para procesos producidos por interacción fuerte son en general altas.

Los e⁺/e⁻ son elementales, y por ello, el estado inicial está bien definido conociéndose con mucha precisión la energía en CM y teniendo la posibilidad de polarización. Se pueden realizar medidas de alta precisión ya que el entorno experimental es mucho “más limpio” que en el caso pp. Prácticamente no es necesario el trigger pues se pueden recoger y almacenar los productos de todas las colisiones que se producen. Los niveles de radiación son mucho más bajos que en pp. Las secciones eficaces típicas son más bajas que en pp, y se tiene una magnífica sensibilidad en la medida de procesos electrodébiles.

El otro parámetro fundamental de un acelerador/colisionador de partículas, es lo que se denomina luminosidad (o brillo del haz), y se define como:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 f_{\text{rev}} n_b}{2\pi \sqrt{\sigma_{1x}^2 + \sigma_{2x}^2} \sqrt{\sigma_{1y}^2 + \sigma_{2y}^2}} \cdot F \cdot W$$

siendo N_1 y N_2 el número de partículas en los n_b grupos que chocan, f_{rev} describe la frecuencia de revolución en el anillo y σ representa el tamaño del haz transversal en el punto de interacción en el plano horizontal (x) y vertical (y) para los grupos 1 y 2. Los dos factores de reducción de luminosidad F y W describen el efecto de un ángulo de cruce final de los dos haces (F) y el desplazamiento transversal en el punto de colisión (W). Para condiciones ideales, los factores F y W son iguales a uno.

En 1978 comenzaron a organizarse diferentes congresos y reuniones para establecer el programa de Física, los parámetros fundamentales del acelerador, y el diseño conceptual de los experimentos que se situarían en él. Otra cuestión importante ocurrió en 1980 cuando se propuso la utilización de los dos sincrotrones PS y SPS como inyectores del LEP, demostrando una vez más la buena estrategia de mantener todos los aceleradores en un solo lugar, evitando discusiones sobre donde situar esta gran instalación en Europa, evitando una discusión altamente politizada que hubiera sin duda retrasado el proyecto completo.

En 1982 el proyecto fue autorizado por todos los estados miembros del CERN, en 1983 comenzó la obra civil, y en 1988 concluyó la excavación del túnel del LEP. Un año y medio después se recogieron los primeros Z⁰ en los 4 experimentos.

Estaba clara la necesidad del LEP para estudiar las propiedades de la interacción electrodébil, pero, además, crecía la evidencia experimental respecto a que la

interacción fuerte estaba descrita por la cromodinámica cuántica (QCD). La libertad asintótica, la disminución del acoplamiento fuerte a medida que disminuye la distancia y aumenta la energía de interacción, quizá la propiedad más inesperada de la fuerza fuerte había sido predicha teóricamente en 1973. En 1979, en PETRA, en DESY, se obtuvo evidencia experimental de la existencia del gluón, el mediador de la interacción fuerte. Aún quedaba por demostrar otras cuestiones importantes como la dependencia del acoplamiento fuerte con la energía y estudiar los procesos de hadronización, la manifestación de otra propiedad fundamental de la interacción fuerte, el confinamiento, de los quarks y gluones que se iniciaron en los ISR, en colisiones pp , y en PETRA y TRISTAN en colisiones e^+e^- .

De las tres generaciones de quarks y leptones, solo el quark top no había sido descubierto. Había pocas dudas sobre su existencia y se sospechaba que su masa rondaba los 40 GeV. De haber sido así, LEP hubiera sido el acelerador ideal para estudiar los estados ligados top-anti-top, tal como había ocurrido en el pasado reciente con los quarks c y b usando las transiciones γ observadas con calorimetría de alta resolución. Pero el quark top resultó ser mucho más pesado de lo esperado y este tipo de estudios no pudo realizarse, con lo que la posibilidad de más de tres generaciones seguía abierta. La física del leptón tau y los sabores pesados, los quarks b y c, se convirtió en un objetivo obvio.

La supersimetría (SUSY) había sido postulada a principios de los años setenta, con aportaciones decisivas de J. Wess y B. Zumino, pero su fenomenología apenas comenzaba a explorarse. Esta teoría requería un bosón BEH ligero similar al del ME, con un límite superior a su masa de alrededor de 130 GeV. Esta predicción fue refinada con más trabajo teórico y la medida de la masa del quark top sin alejarse mucho de este valor.

El gran colisionador del anillo de almacenamiento de electrones y positrones (LEP) se iba a construir debajo de la frontera entre Suiza y Francia, cerca de Ginebra. Iba a ser, con mucho, el acelerador más grande del mundo, con el túnel del anillo principal con una circunferencia del orden de 30 km. Los estudios y planes para LEP considerando varios posibles diámetros comenzaron en 1976, pero no fue hasta el 22 de mayo de 1981, cuando se aprobó definitivamente el proyecto. En palabras del director general del CERN en aquel momento, Herwig Schopper, tras estudiar las justificaciones científicas, el presupuesto y el cronograma de construcción del LEP, concluyó que: "Muy pocas veces en el pasado ha habido tanta unanimidad y tanto consenso entre la comunidad científica europea sobre la validez de un instrumento de investigación."

El túnel debía pasar por debajo de varios pueblos y zonas habitadas, por lo que el impacto ambiental tuvo que ser evaluado y presentado a los municipios [12]. El diseño final se realizó con unas dimensiones de 26,7 km de circunferencia, y la energía máxima del haz para la que se diseñaron los principales sistemas del acelerador fue de 125 GeV.

La excavación del túnel bajo la llanura se realizó satisfactoriamente, sin estar exenta de problemas, ya que el tramo de 3 km que atravesaba la piedra caliza de las

montañas del Jura resultó difícil debido a las filtraciones de agua. Estas se lograron arreglar con programas dedicados y la mitad del retraso resultante de aproximadamente un año se compensó durante la instalación de los componentes del acelerador. Los primeros haces circularon en julio de 1989 y las primeras colisiones a la energía en CM de diseño comenzaron un mes después. Este mismo túnel alberga en la actualidad LHC.

Antes de la inyección en el anillo principal, las partículas tenían que ser aceleradas en otros aceleradores más pequeños, la mayoría de los cuales habían sido

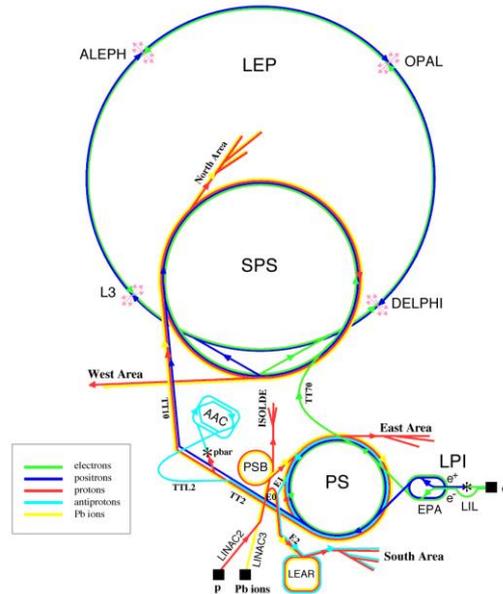


Figura 8: Diagrama que muestra el complejo de aceleradores del CERN en el periodo de funcionamiento del LEP, y como se usaba para producir los haces de partículas de alta energía que circulaban en el colisionador

diseñados y operados previamente para otros proyectos. De hecho, fue la existencia de estos inyectores lo que ayudó a convencer a la comunidad de que el LEP debería construirse en el CERN. La (Figura 8) muestra el diseño del complejo de aceleradores completo. Los electrones se producían por emisión termoiónica y se aceleraban a lo largo de un acelerador lineal de electrones, el LEP *Injector Linac* (LIL). Algunos de los electrones se desviaban hacia un blanco de tungsteno para producir los positrones; los electrones, junto con los positrones, pasaban luego al anillo acumulador de electrones y positrones (EPA), donde se acumulaban y almacenaban. Posteriormente, las partículas se enviaban al *Proton Synchrotron* (PS), donde se aceleraban en grupos hasta unos pocos GeV (Figura 8).

Inicialmente, los haces se aceleraron para proporcionar una energía en CM en los puntos de colisión de 91 GeV, la masa en reposo del bosón Z^0 , lo que permitió abrir un nuevo campo de investigación sobre la componente neutra de la interacción electrodébil. Esta primera fase de LEP, llamada LEP 1, fue un gran éxito, con más de 900.000 Z^0 producidos en el primer año. Los datos continuaron acumulándose con la misma energía hasta 1995. Posteriormente, se actualizó para convertirse en LEP

2, donde la energía de colisión se incrementó gradualmente agregando cavidades de aceleración a medida que estaban disponibles.

2.2 Los experimentos principales del LEP.

En el caso de los detectores, ver por ejemplo el experimento DELPHI (Figura 9), la principal revolución, que cambió el curso de la Física de Partículas, se había producido en el CERN en 1968 con la invención de la Cámara Proporcional de multihilos, (MWPC) por Georges Charpak, por la que recibió el Premio Nobel en 1992. Las MWPC y los detectores que se construyeron a partir de esa tecnología como las cámaras de deriva, ya se habían desarrollado y utilizado a gran escala en el ISR, SPS, en los experimentos UA1 y UA2, y otros lugares. La Cámara de Proyección Temporal, TPC, inventada en Berkeley (EE.UU.) apareció a finales de los años setenta. Los calorímetros de argón líquido, cristal centelleador, o con absorbentes pesados ya estaban en uso en el SPS. Las grandes colaboraciones en el SPS, UA1 y UA2, y la aparición de la *World Wide Web* allanaron el camino para la formación de colaboraciones científicas a escala mundial. Estas grandes colaboraciones científicas hoy en día existen no solo en experimentos que operan en grandes aceleradores, como en el LHC, sino también en experimentos de neutrinos o de búsqueda de Materia o Energía oscuras, en Astrofísica, y en otras muchas disciplinas científicas. A pesar de todo, el funcionamiento de estas grandes colaboraciones científicas en el campo de la Física de partículas con aceleradores no ha sido, ni es, del todo entendido, y el reconocimiento científico de las contribuciones individuales a las mismas y al avance científico ha de ser explicado casi continuamente dentro y sobre todo fuera del campo.

En LEP se habían aprobado cuatro instalaciones experimentales multipropósito de última generación, para ser operadas simultáneamente, tratando de mantener un equilibrio entre tecnologías bien establecidas y la introducción de funciones innovadoras, lo que supuso una preocupación constante durante su fase de concepción y aprobación.

Los cuatro experimentos, llamados ALEPH (**A**pparatus for **LEP P**hysics), DELPHI (**D**etector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification), L3 (**T**hird **LEP** experiment) y OPAL (**O**mnipurpose **A**pparatus for **LEP**), estaban listos al comienzo de LEP y sus rendimientos fueron similares y, en general, excelentes. Varias razones motivaron la elección de cuatro instalaciones simultáneas: permitir una verificación independiente de los resultados experimentales, estimular la competencia entre los diferentes equipos de científicos, mitigar el posible riesgo de utilizar técnicas de medición novedosas y permitir que toda la comunidad de física de partículas, ya en ese momento con un tamaño importante, participase plenamente en la investigación.

Mientras que ALEPH [13] y DELPHI [14] incorporaron grandes solenoides superconductores, componentes audaces en ese momento, OPAL [15] estaba equipado con un solenoide a temperatura ambiente que usaba un conductor de aluminio enfriado por agua. ALEPH y DELPHI eligieron como detectores principales

de trazas grandes TPC, que ofrecen una excelente capacidad de reconstrucción de sucesos con muchas partículas cargadas y una buena identificación de las mismas usando la pérdida de energía de ionización.

L3 [16] hizo uso de un gran calorímetro de cristal centelleante de BGO y un espectrómetro de muones muy grande y preciso, que a su vez requería un imán muy grande y nuevos métodos de alineamiento y calibración para las cámaras del sistema de muones, allanando el camino hacia instalaciones similares y aún más grandes en el LHC.

Mi contribución principal durante los años de preparación de los experimentos y antes del comienzo de las colisiones en LEP en 1989, desarrollada durante mi tesis doctoral, estuvo relacionada con la construcción del detector de tiempo de vuelo (TOF) del experimento DELPHI y la simulación del experimento completo. Este trabajo se desarrolló principalmente en el CERN, aunque mi tesis doctoral fue realizada en la Universidad de Cantabria bajo la dirección del prof. Alberto Ruiz Jimeno. Durante esta época, además de las estancias en el CERN, tuve la suerte de poder estar varios meses en el LAL (Orsay) actual IJCLAB, trabajando con el prof. François Richard, con quien tuve la suerte de colaborar hasta el final de LEP en el año 2000 y varios años después, hasta alrededor de 2006 en que se publicaron los últimos resultados del experimento DELPHI.

En la construcción y caracterización del TOF de DELPHI, una “responsabilidad conjunta” del IFIC (Valencia) y de la U. de Cantabria, trabajamos durante los años de preparación del experimento en todas las tareas necesarias, desde su diseño hasta su colocación en el experimento y su puesta a punto y operación posterior. El objetivo principal del TOF era obtener una resolución temporal suficiente para separar muones cósmicos de los producidos en el Z^0 , proporcionar una señal rápida para los dos primeros niveles de trigger, y digitalizar el tiempo de vuelo para ser usado en el último nivel. Diseñamos el detector, realizando un estudio mediante simulación de Monte Carlo (MC) de las diferentes propiedades físicas, especialmente en la transmisión de la luz, y realizamos una comparación con los resultados obtenidos con muones cósmicos y fibras ópticas y láser [17-18]. Esto permitió por primera vez a los grupos españoles participar y contribuir a grandes experimentos con aceleradores desde el primer momento de funcionamiento de los mismos. y hasta el final de la explotación científica, en este caso del LEP. El grupo del IFAE (Barcelona) participó en el experimento ALEPH y el del CIEMAT (Madrid) en L3.

Desarrollamos un programa de simulación de MC del detector completo para dar una respuesta rápida de cada suceso. La simulación detallada de cada suceso de colisión tardaba unos 300 s, y el propósito fue el de reducir este tiempo varios órdenes de magnitud simplificando la descripción del detector, el tracking de las partículas en el campo magnético de DELPHI, así como las interacciones electromagnéticas y hadrónicas de las partículas con la materia, teniendo en cuenta los aspectos fundamentales de un suceso. Logramos reducir este tiempo y publicar el resultado en NIM [19], logrando que, además, con pequeñas variaciones, la metodología se ha repetido tanto en los experimentos del Tevatron como los del LHC.

La identificación de quarks b, y c, fue haciéndose cada vez más importante. En la segunda fase de LEP, conocida como LEP2 que comenzó en 1995 y acabó en el año 200, a la energía en CM disponible en esta fase de LEP de entre 133 y 209 GeV, el bosón de Higgs se desintegra prácticamente siempre en un par de quarks b anti b. Todos los experimentos incorporaron detectores de microvértices de silicio. Esta técnica se desarrolló aún más con la introducción de detectores de microtiras de doble cara de múltiples capas de hasta 1 m² de área. El experimento DELPHI introdujo detectores de píxeles, una novedad en un colisionador (Figura 10) [20].

Contribuimos al diseño y estudio de las propiedades de este detector. Ya en ese momento, hacia 1993, estaba claro que el futuro de LEP era la búsqueda del H en el

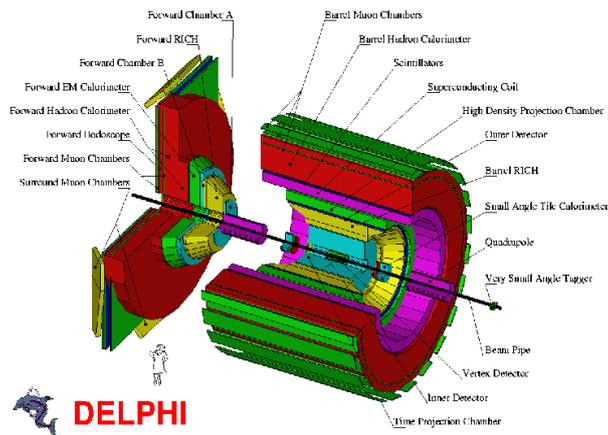


Figura 9: Esquema del experimento DELPHI del LEP

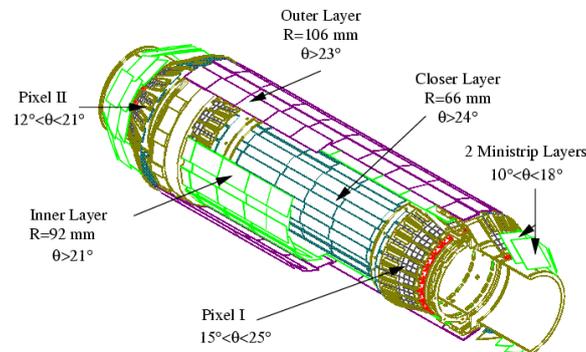


Figura 10: Esquema del detector de vértices del experimento DELPHI del LEP

estado final b anti b. El detector de vértices que se instaló para LEP2 a partir de 1996, era fundamental para poder medir con precisión el desplazamiento de las trazas cargadas respecto al vértice de interacción, propiedad que permite distinguir los productos de desintegración de un quark b, de los del resto de quarks. Esto nos permitió trabajar en el etiquetado de quarks b desde este momento y fuimos desarrollando y mejorando estos algoritmos hasta llegar al que se utilizó en los resultados finales de DELPHI sobre la búsqueda del Higgs y que se publicaron en [28].

En la búsqueda de Higgs en LEP2, usamos la suma de las dos etiquetas de b mayores en el suceso grandes alcanzando una eficiencia para la señal del 60% con un factor de rechazo de 140 para sucesos W⁺W⁻.

Un paso muy importante fue la introducción por parte de ALEPH y DELPHI de sus propias "granjas de PC", utilizando ordenadores personales relativamente baratos interconectadas a gran escala, lo que en buena medida revolucionó la forma en que se realizaba la computación y el procesamiento de los datos, siendo en parte el inicio de la muy extendida actualmente computación en la nube.

El análisis de los datos de los experimentos del LEP condujo al desarrollo de procedimientos de control de calidad muy elaborados en el proceso de medida, el análisis y uso de potentes herramientas de visualización aprovechando la capacidad

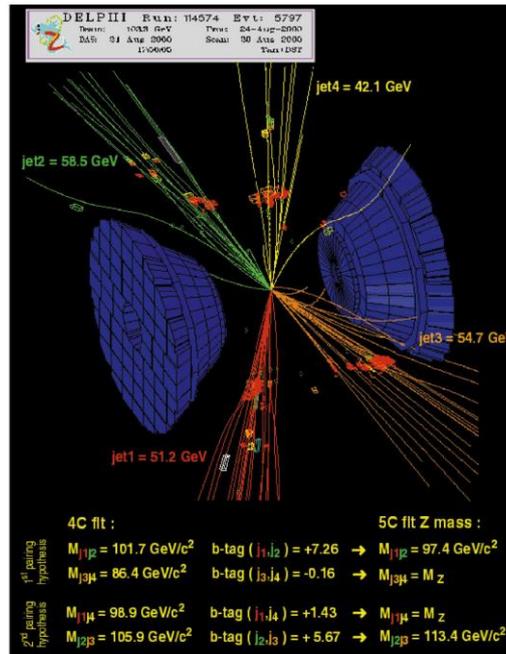


Figura 11: Reconstrucción de un suceso candidato a bosón de Higgs en el estado final de 4 jets registrado por el experimento DELPHI.

de "reconocimiento de patrones" del ojo humano, "viendo" las características de los sucesos y comprobando los resultados de los diferentes algoritmos de reconstrucción de sucesos. Un ejemplo se puede observar en la (Figura 11) que corresponde a un suceso con 4 jets de hadrones, posible candidato al proceso $H \rightarrow ZZ \rightarrow bb \bar{b}\bar{b}$, recogido por la colaboración DELPHI en el último año de funcionamiento de LEP. Por último, pero no menos importante, para extraer el máximo de información de las medidas del LEP, las colaboraciones introdujeron la práctica de combinar los resultados (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL ("ADLO")) [21, 22].

Desde su concepción y construcción hasta la finalización de su rico programa de física, el acelerador LEP junto con los 4 experimentos, se convirtieron en un proyecto muy exitoso y un hito en el establecimiento de la validez del Modelo Estándar en todos sus detalles. La energía en CM aumentó constantemente desde 1995 hasta el año 2000, y la luminosidad máxima aumentó con el tiempo, superando constantemente las especificaciones de diseño [23].

2.3 – Resultados de la primera fase de funcionamiento de LEP, LEP1

La masa del Z^0 , uno de los tres parámetros básicos del ME, se midió en LEP1 con una precisión de 23 ppm resultando un valor de $91,1875 \pm 0,0021$ GeV, utilizando un método de despolarización resonante. Este valor de la masa del bosón Z^0 es ya un valor que aparece en todos los libros de texto de física de partículas.

La precisión de las medidas de muchas cantidades electrodébiles mejoró notablemente durante la era del LEP. Esta búsqueda de precisión no era una obsesión ni “el arte por el arte”, sino una necesidad fundamental para confirmar el ME al “nivel de lazo”, uno de los objetivos fundamentales de este acelerador. La precisión del ángulo débil, o ángulo de Weinberg, un valor crucial en la verificación de la unificación electrodébil y por tanto del ME, se midió dos órdenes de magnitud mejor que los resultados previos.

Se produjo un progreso similar con respecto al número N_ν de sabores de neutrinos. LEP1 resolvió rápidamente la cuestión, mostrando que hay tres y solo

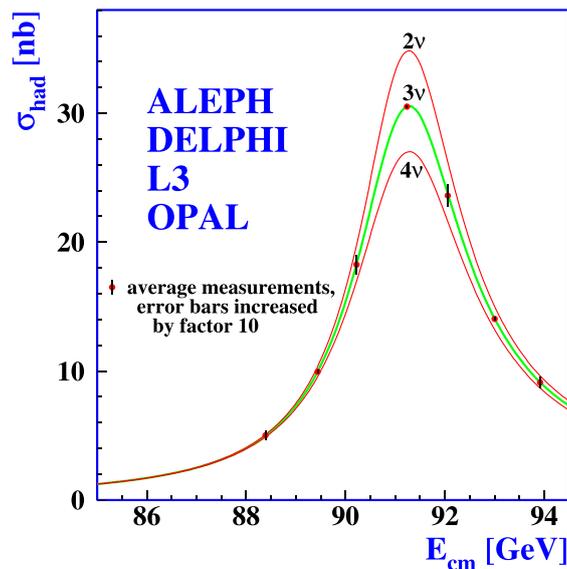


Figura 12: La resonancia del Z^0 . Los datos experimentales aparecen como puntos negros, y las predicciones de la teoría electrodébil para 2, 3 o 4 familias se presentan superpuestas. Imagen: CERN.

tres especies de neutrinos ligeros. De hecho, se encontró que N_ν estaba ligeramente por debajo de 3, 2.984 ± 0.008 [52] lo que resultaba potencialmente interesante, ya que podría indicar la existencia de neutrinos “estériles”, que interactúan muy débilmente con las partículas del ME. Tales partículas podrían contribuir a la materia oscura (DM) del Universo, y todavía se buscan muy activamente en la actualidad. Análisis recientes con correcciones a los resultados obtenidos en [52] incluyendo efectos de correlaciones de la luminosidad en los diferentes detectores y una sección eficaz de Bhabha más precisa proporcionan el valor $N_\nu = 2.9963 \pm 0.0074$ [23,24] (Figura 12) en excelente acuerdo con la existencia de 3 generaciones de partículas en el Universo.

A través de las correcciones radiativas que se pueden calcular dentro del ME, LEP1, sin producir directamente el quark top, mostró rápidamente que era bastante pesado con una masa medida indirectamente de 157 ± 16 GeV. En 1995, tras 18 años de búsqueda de la existencia del sexto quark en diferentes aceleradores de partículas, pero principalmente en el Tevatron de Fermilab, los experimentos CDF y D0 descubrieron el quark top con una masa medida inicialmente de 172 ± 6 , lo que representó otro triunfo indudable del ME y de las medidas realizadas en LEP.

El valor de esta masa es muy difícil de entender, siendo más de 170 veces la masa del protón y más de 30 veces mayor que la del quark b. No se entiende hoy en día por qué su masa es tan distinta a la de los otros 5 quarks. En realidad, no se entiende aún el patrón de masa de los leptones y de los quarks. El ME a través del mecanismo de Higgs puede acomodar dichas masas, pero no las puede predecir. El valor de la masa del quark top proviene en la actualidad del LHC, siendo la medida más precisa de 171.77 ± 0.38 GeV [26] en extraordinaria concordancia con los valores predichos indirectamente en LEP y los medidos en el Tevatron. La masa del quark top sigue siendo hoy en día además un valor clave en las consideraciones modernas en Cosmología. La masa del quark top medida en la actualidad es de 172.8 ± 0.3 GeV tras las últimas medidas realizadas en el LHC del CERN por los experimentos ATLAS y CMS [27].

LEP hizo muchas contribuciones sobresalientes a la consolidación de la teoría de la interacción fuerte, QCD, realizando diferentes medidas de la constante de acoplamiento fuerte α_s probando con claridad su dependencia con la energía. En LEP1 se midieron con precisión los acoplamientos de las tres fuerzas lo que proporcionó cierta evidencia de una posible unificación de las mismas a muy alta energía en una versión SUSY del ME. Esto sugirió la posibilidad de una “Gran Unificación” cerca de 10^{16} GeV, una situación que pudo darse en nuestro Universo unos 10^{-36} s después del Big Bang, sugiriendo también que los modelos SUSY podían ser algo más que una idea elegante para extender el ME.

Durante la primera fase de LEP, se resolvieron también algunas anomalías relativas al leptón τ , probando que era un leptón “normal”, una réplica de los dos primeros, e y μ , aunque bastante más pesado. Sus desintegraciones hadrónicas comenzaron a usarse para estudiar QCD y como entrada para estimar el valor de $g-2$ del m. Con casi 17 millones de Z^0 registrados en los 4 experimentos, 15.5 millones de $Z \rightarrow qq$, y 1.7 millones de $Z \rightarrow ll$. LEP1 también fue una fábrica de quarks b y c, realizando importantes contribuciones a la física de estos quarks llamados quarks pesados. Estos sucesos poseían una topología relativamente limpia, los mesones y bariones formados por quarks c y b poseían alto momento y se produjeron prácticamente todas las especies posibles de los mismos. Los detectores de microvértices permitieron una eficiencia de identificación de estas partículas que superó con creces las expectativas. LEP1 también contribuyó a los primeros indicios de violación de CP en el sector del quark b, realizando un notable progreso en el estudio de las oscilaciones partícula-antipartícula en estos sistemas. Estos temas, probablemente una de las claves de nuestra existencia, se han continuado estudiando en las factorías de quarks b, en el Tevatron y actualmente en el LHC.

2.4 – Resultados de la búsqueda del bosón de Higgs en LEP2

LEP2 midió directamente la masa del W con un valor de $80,412 \pm 0,042$ GeV, mientras que LEP1 (junto con SLC) la había determinado indirectamente como $80,373 \pm 0,033$ GeV, otro éxito indudable del ME. La medida de la producción de pares W^\pm ofreció por otra parte una demostración espectacular de la interacción entre los bosones débiles.

LEP2 estableció un límite de masa inferior para partículas SUSY cerca de la máxima energía del haz, excluyendo la partícula SUSY más ligera (LSP), candidata a materia oscura de cerca de 45 GeV, pasando la antorcha de estas búsquedas al LHC, donde estas partículas permanecen aún sin ser descubiertas.

En retrospectiva, es instructivo comparar las expectativas que se tenían sobre los resultados que podían obtenerse en LEP con los que finalmente se obtuvieron. Todas las mediciones excedieron, a menudo por mucho, las expectativas [34]. La incertidumbre final en la masa del Z fue de 2,1 MeV en lugar de los 20 a 50 MeV esperados. Para la masa del W fueron 33 MeV en lugar de 100 MeV. El número de familias de neutrinos se determinó con una incertidumbre de 0,008 en comparación con el 0,3 previsto inicialmente.

Además de la importancia de combinar los datos de los cuatro experimentos, la mejora de los resultados respecto a las previsiones iniciales se debió a varias razones. El rendimiento del acelerador fue siempre excelente, así como la colaboración con los físicos de los 4 experimentos. La interpretación de los datos de los experimentos en LEP fue relativamente sencilla, dado el bajo nivel de fondo, los sucesos interesantes fueron fáciles de seleccionar y resultaron bastante limpios. Se tuvo un conocimiento muy preciso de la energía de los haces lo que permitió que se pudiera usar en la reconstrucción cinemática de los sucesos. Las eficiencias de muchos parámetros pudieron medirse directamente en los datos en lugar de evaluarse a partir de simulaciones de MC, lo que permitió reducir muchas incertidumbres sistemáticas. Hubo un destacado trabajo de los físicos teóricos, en estrecha colaboración con los experimentales, lo que resultó clave para probar tan brillantemente las características fundamentales del ME en este acelerador.

La luminosidad instantánea que se logró en esta segunda fase de LEP fue superior a $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, y una luminosidad integrada de cerca de 500 pb^{-1} en cada uno de los 4 experimentos. El objetivo fundamental de LEP en esta fase se convirtió claramente en buscar el bosón de Higgs.

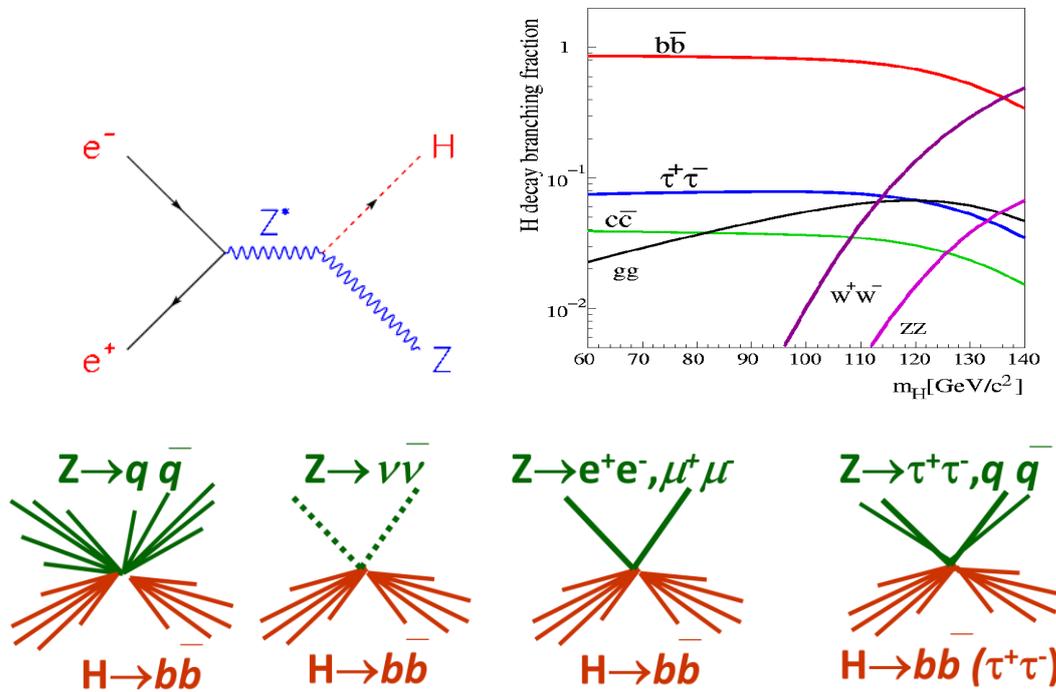


Figura 13: Diagrama de Feynman del modo principal de producción de H en LEP, proporciones de desintegración en función de su masa, y esquemas de los principales tipos de sucesos en que se realizó la búsqueda del H en LEP2.

El modo de producción fundamental del H en LEP2 se puede observar en el diagrama de la (Figura 13) así como las proporciones de desintegración dominadas por quarks b y los diferentes tipos de sucesos y estados finales que se utilizaron en su búsqueda, siendo el modo principal el $HZ \rightarrow bbqq$, dado que el Z se desintegra casi un 70% en pares de quarks y por tanto en hadrones (Figura 12).

En la búsqueda del Higgs en LEP2, se utilizaron todos los posibles estados finales. Nuestra contribución estuvo directamente relacionada con el proceso $HZ \rightarrow bbqq$ para el que es evidente la necesidad de un buen etiquetado de quarks b. El límite cinemático que se podía alcanzar era $m_H = 2 E_b - M_Z$, con E_b la energía de cada uno de los haces de e^+ y e^- . El objetivo fundamental de los ingenieros del acelerador entre 1995 y 2000 fue el de aumentar E_b hasta el valor más alto posible, lo que dependía del número de cavidades de radiofrecuencia que se podían añadir al final de cada año. En el marco de las extensiones del ME mediante teorías SUSY, se predijo la existencia de un bosón H ligero con las mismas características del Higgs del ME, y en 1994, se estimó un límite superior teórico a su masa de 130 GeV en las versiones más simples de estos modelos. Por lo tanto, una energía de cada haz de 110 GeV podría permitir comprobar la existencia del Higgs. En el año 2000, tras la notable mejora de las cavidades aceleradoras, LEP2 proporcionó una energía de cada haz de

103 GeV. Doce años después, en el LHC se descubrió el H a 125 GeV. LEP2 “perdió” el bosón de Higgs por alrededor de unos 10 GeV. Reemplazar todas las cavidades de RF de menor rendimiento con cavidades superconductoras recubiertas de Nb de alto gradiente, como se propuso en 1996 [34], habría proporcionado el incremento de energía necesario, sin embargo, la producción de cavidades se detuvo en 1996 para liberar recursos económicos y humanos para el LHC.

La sección eficaz de producción HZ se puede observar en la (Figura 14) junto con

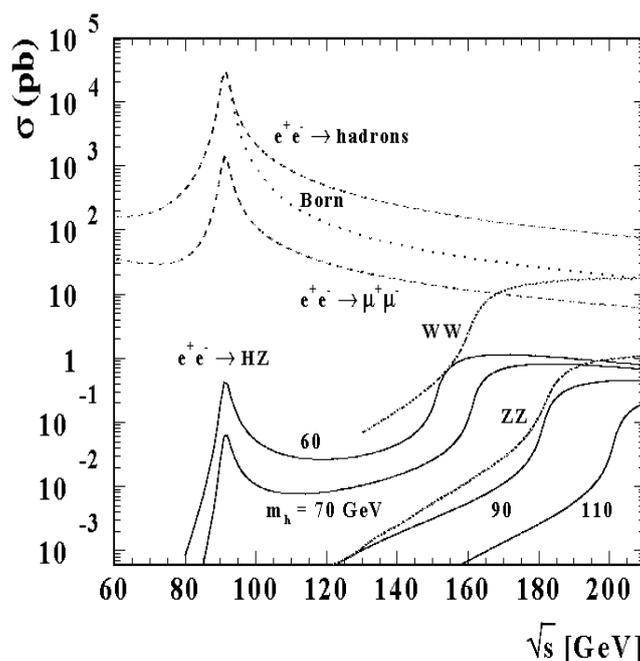


Figura 14: Secciones eficaces de producción de Higgs y de los principales fondos a las diferentes energías en CM relevantes en LEP2.

la de los fondos principales constituidos por los procesos qq, WW o ZZ en función de la energía en CM. La sección eficaz de producción del H tiene valores típicamente por debajo de 1 pb en todo el rango de interés lo que llevó al desarrollo de técnicas de clasificación bastante sofisticadas, incluyendo el uso de técnicas de aprendizaje automático (ML) cuando la luminosidad fue suficientemente alta para que fuera útil su uso. Estas técnicas se utilizaron en el Tevatron y posteriormente en el LHC con pocas novedades conceptuales, aunque, sobre todo en el caso del LHC, con unas capacidades de computación notablemente superiores.

En 1996 se recogieron 10 pb^{-1} a 161.3 GeV y 8.9 pb^{-1} a 172 GeV, lo que nos permitió realizar un primer estudio que donde se estableció un límite inferior a la masa del H $m_H > 66.2$ GeV [29] bien por encima de los logrados en la primera fase de LEP.

Entre 1997 y 1998 se recogieron 54.5 pb^{-1} a 182.7 y 158 pb^{-1} a 188.7 GeV lo que ya nos permitió comenzar a utilizar técnicas de clasificación de los datos más avanzadas basadas en variables multidimensionales [30-32], estableciendo ya límites a la masa del H cercanos a los 95 GeV.

En 1999 y ya con LEP en su fase 2 completamente orientado y optimizado para la búsqueda del H, se recogieron luminosidades de 25.9/76.9/84.3/41.1 pb⁻¹ a

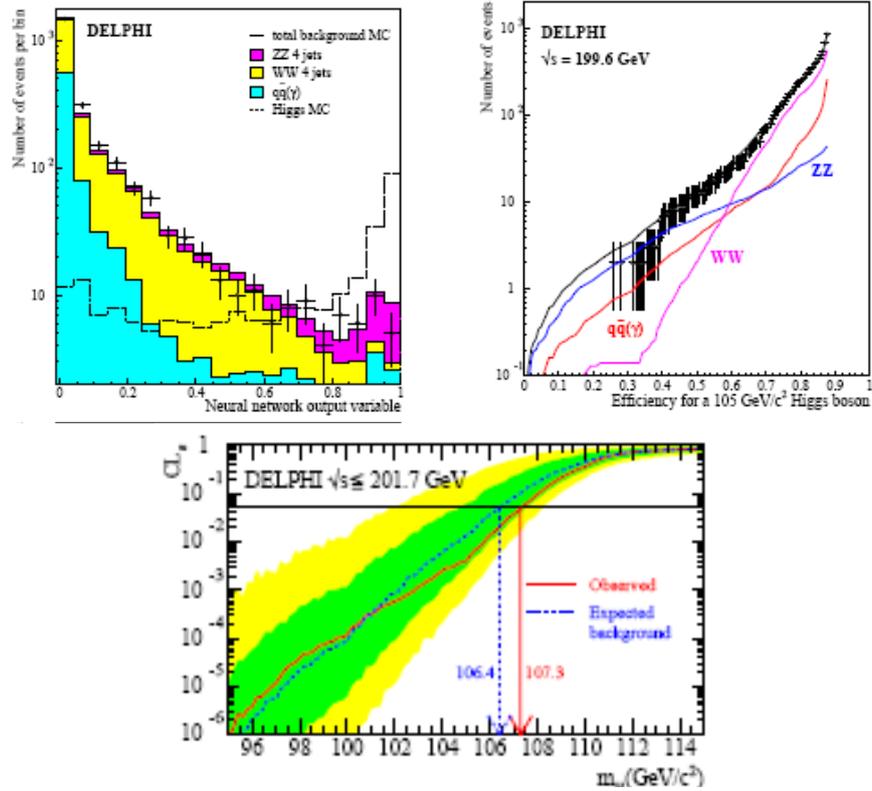


Figura 15: Distribución de la NN utilizada para discriminar el proceso HZ del resto de los fondos, y abajo los límites al 95% esperados y observados sobre m_H con los datos recogidos hasta 201.7 GeV en LEP2.

191.6/195.6/199.6 y 201.7 GeV. Desarrollamos la búsqueda usando ya completamente análisis multidimensionales basados en redes neuronales (NN). Estas NN (Figura 15) usaban variables de forma del suceso, y etiquetado de quarks b. Además, comenzamos a realizar ajustes cinemáticos considerando la compatibilidad con la producción de “objetos” de cualquier masa, aplicándola a los fondos más importantes, WW, y sobre todo ZZ [19]. Los límites que logramos establecer sobre m_H fueron de 107.3 GeV (observado) y 106.4 GeV (esperado).

En el año 2000, LEP continuó aumentando la energía en CM, desde 202.6 GeV, pasando por los 206.7 GeV donde se tomaron 115.2 pb⁻¹ de luminosidad, hasta llegar a 208.2 con 8.2 pb⁻¹, para un total de 224.1 pb⁻¹ recogidos en todo el año, un auténtico récord para un acelerador e⁺e⁻. En este periodo, realizamos un análisis “quasi on-line”, monitorizando continuamente los posibles candidatos con un cociente señal/fondo alto y comparando y compartiendo esta información con el resto de las colaboraciones de LEP. Mejoramos el análisis previo basado en NN añadiendo una nueva variable de etiquetado de quarks b dependiente del estado final, “equalised b-tagging” [28], y mejorando los ajustes cinemáticos de los procesos a 4 jets. La (Figura 16) muestra la distribución de masa de los candidatos seleccionados, que no muestra “exceso” sobre las predicciones del ME bajo la

hipótesis de un H de $m_H=114$ GeV. Con ello, logramos establecer un límite sobre m_H de 114.3 GeV (observado) y 113.5 GeV (esperado) [34,35].

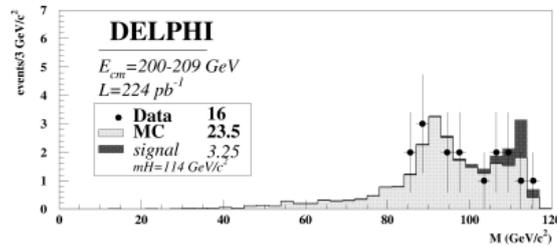


Figura 16: Distribución de m_H para todos los estados finales analizados con la muestra de datos del año 2000 por el experimento DELPHI.

Durante la fase de LEP2, también realizamos medidas directas e independientes de los principales fondos al proceso HZ, que provienen de estados finales WW y ZZ que se reflejan en [36-39].

Como ya mencionamos, combinamos los resultados de las búsquedas del Higgs del ME entre los 4 experimentos de LEP (ADLO), que publicamos en [40], y cuyo

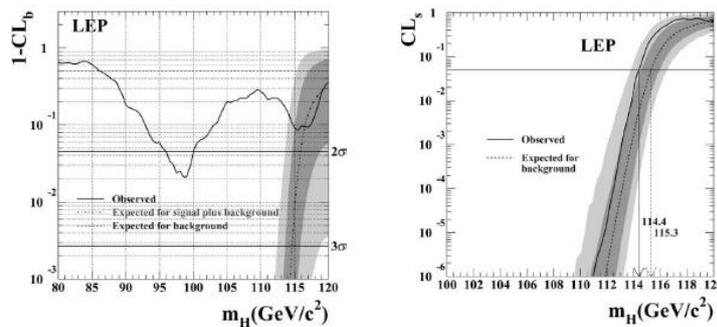


Figura 17: Diagramas que muestran los niveles de confianza al 95% de compatibilidad con señal y fondo usando los resultados combinados de los 4 experimentos del LEP.

resultado principal, “el legado de LEP” es que m_H debía ser mayor que 114.4 GeV (Figura 17). Este resultado, ha sido citado más de 1400 veces, siendo una de las publicaciones más citadas en Física de Partículas.

El legado de LEP “a su descendiente”, el LHC fue que el bosón de Higgs debería aparecer en un rango de masas entre el límite inferior de la búsqueda directa de 114.4 GeV y los límites superiores indirectos obtenidos de las medidas de parámetros electrodébiles de alrededor de 200 GeV (Figura 18).

Hemos realizado muchas más medidas y búsquedas del H para modelos más allá del ME, en particular en extensiones SUSY, sobre todo en la tesis de Javier

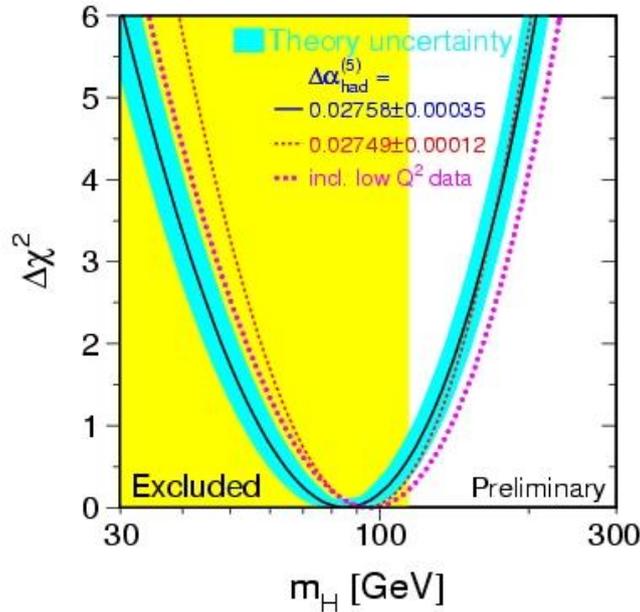


Figura 18: Resultado final de los posibles valores de utilizando las medidas de precisión de los detectores de LEP y las predicciones más detalladas del ME.

Fernández. Con ello, hemos establecido límites muy restrictivos en estos modelos [41-44]. En [45] extendimos aún más estas búsquedas a modelos “technicolor”, estableciendo resultados que no han sido mejorados para este tipo de modelos.

3. – Búsqueda del bosón de Higgs en el LHC

3.1 – El LHC y el SSC.

La idea de que el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) siguiese al gran colisionador de electrones y positrones (LEP) del CERN, ambos alojados en el mismo túnel, se remonta al menos a 1977, sólo dos años después de que se concibiera el propio LEP. Precisamente, uno de los argumentos en favor de un túnel relativamente largo para el LEP fue el de no comprometer la energía de un eventual LHC.

El LHC se pensó como un acelerador centrado en la búsqueda del bosón de Higgs, y la comprensión del mecanismo de ruptura de la simetría electrodébil, la búsqueda de SUSY a una escala de 1TeV, la investigación de la fenomenología de los quarks b y t, y la investigación de nuevas formas de materia y, potencialmente, el plasma de quarks-gluones, entre otros.

Las primeras discusiones sobre el LHC estuvieron dominadas por opiniones a veces enconadas y por las comparaciones con los 40 TeV propuestos para el Supercolisionador superconductor (SSC) en Estados Unidos. El comienzo real del

trabajo de preparación sobre el SSC se inició como reacción estadounidense al descubrimiento de los portadores de la fuerza débil, los bosones W^\pm y Z , en el CERN en 1983. El descubrimiento del CERN fue recibido por un editorial del New York Times titulado “Europa 3, EE.UU. ni siquiera Z-Zero”, y una llamada del asesor científico del presidente para que Estados Unidos “recupere el liderazgo” en Física de Altas Energías. Visto desde Europa, esto era una pequeña provocación, bien calculada, 40 TeV era más del doble de la energía que podría alcanzar un colisionador de hadrones instalado en el túnel LEP. Además del liderazgo del CERN había un acuerdo bastante amplio sobre la necesidad real de poder explorar nuevos fenómenos hasta la escala de 1 TeV: la energía por debajo de la cual el mecanismo de Higgs, o alguna de las alternativas existentes en ese momento tenía que existir para explicar el modo en que el resto de las partículas adquieren masa. El dominio de energía que se puede explorar en un colisionador hadrónico es sustancialmente menor que el de las partículas que se aceleran. Para compensar la diferencia de energías entre el SSC y el LHC, se planteó dotar al segundo de una mucho mayor intensidad, o luminosidad, en la terminología de la física de partículas. En principio, el LHC podría compensar el hecho de tener menor energía que el SSC haciendo circular grupos más densos de partículas aceleradas aumentando así la probabilidad de colisiones entre constituyentes del protón con fracciones grandes de su energía. Aunque la idea se ha usado desde entonces y se deriva del conocimiento de la estructura del protón, el valor de la luminosidad que se necesitaba era tan alto, que fue necesaria una intensa campaña de investigación y desarrollo que duró casi 10 años, para poder establecer las técnicas de funcionamiento de los experimentos a situar en el LHC para que fueran capaces de operar a esos valores de luminosidad. En ese momento, en Europa se sospechaba que el SSC costaría unas cinco veces más que el LHC sin proporcionar una clara ventaja en los resultados que se podían obtener. También entonces, se habría podido establecer un plan global con instalaciones complementarias, un colisionador electrón-positrón en Estados Unidos y el LHC en el CERN, que utilizaría el túnel LEP y otras infraestructuras existentes y, por tanto, sería mucho más barato que el SSC.

En Estados Unidos se pensaba que el LHC no iba a ser capaz de tener el mismo rendimiento en términos de estudios del ME y de búsqueda de nuevos fenómenos que el SSC, por un quinto de su coste. Al mismo tiempo, la comunidad de Física de Partículas en Japón estaba proponiendo participar en el SSC, pero se les dijo que se trataba de una instalación “nacional”, lo que no olvidaron cuando más tarde Estados Unidos preguntó a Japón si podía contribuir con 2.000 millones de dólares a la construcción del SSC. El SSC fue respaldado por el presidente Ronald Reagan en enero de 1987, cuando el coste estimado era de 4.400 millones de dólares. En mayo de 1990, éste había aumentado a 7.900 millones de dólares, y la Cámara de Representantes votó para limitar la contribución federal a 5 mil millones, obteniendo el resto del estado de Texas que era el lugar propuesto para construir el SSC, no encontrando ninguna contribución en el extranjero. El SSC fue derrotado en la Cámara en junio de 1992, y posteriormente “revivido” por el Senado. Esto volvió a ocurrir en junio de 1993, cuando la Oficina General de Contabilidad estimaba el coste del SSC en 11 mil millones de dólares. Fue cancelado en octubre de 1993.

3.2 – El LHC, el acelerador del presente y del futuro.

En el CERN, se comenzó inmediatamente la investigación y el desarrollo de los muy exigentes imanes necesarios para el LHC. El equipo que planificó el funcionamiento a largo plazo del LHC presidido por Carlo Rubbia, Nobel en 1984, y que se convirtió en director general del CERN en 1989, argumentó que el LHC proporcionaría una competencia razonable para el SSC a un precio relativamente asequible, que sería más versátil y que traería importantes capacidades adicionales. Además de acelerar protones, sería capaz de acelerar iones pesados a las más altas energías, convirtiendo al CERN en líder en el mundo en este campo, con un coste adicional mínimo.

En diciembre de 1991, el consejo del CERN adoptó una resolución que reconocía el LHC como “la máquina adecuada para el avance de la Física de Partículas y el futuro del CERN” y le pidió a Rubbia que presentara una propuesta completa antes de finales de 1993.

En el debate, planificación y decisión de la construcción del LHC, y en la cancelación del proyecto del SSC, quedó claro que los nuevos grandes proyectos, si es posible, deben ubicarse en laboratorios que ya existen, donde se puede utilizar su infraestructura, y se ahorran desafíos como la propia construcción de un nuevo laboratorio, o la contratación y formación de los investigadores y el personal clave desde cero. Es necesario además considerar, que, en la mayoría de los casos, un solo país, por grande o por económicamente potente que sea, no puede abordar completamente los desafíos que supone la construcción de un acelerador de partículas a alta energía, y es necesario que cualquier país o gran organización que vaya a participar, se incorpore desde el comienzo, en igualdad de condiciones con “voz” en la gobernanza del proyecto, como se hizo con el LHC. La estabilidad es crucial para el éxito en la planificación y ejecución de grandes proyectos. Tampoco es prudente aprobar proyectos sin ninguna contingencia, y basados en suposiciones optimistas.

El LHC [46], ya está construido y lleva funcionando desde 2009, gracias a la dedicación del CERN como organización y de los muchos países que no siendo miembros del CERN participan y contribuyen al proyecto en su conjunto. Es un proyecto fantástico funcionando magníficamente y que se espera que continúe funcionando y produciendo resultados científicos de primer nivel en la frontera de la energía, al menos hasta muy finales de la década de los 30, o principios de la de 2040. La vida útil del LHC desde las primeras ideas hasta la última publicación será, según lo previsto, de unas seis décadas, tiempo suficiente para que participen al menos cuatro generaciones de científicos.

El número de personas involucradas en la creación o explotación del proyecto del LHC y sus experimentos llega fácilmente a las 10.000, y el hecho de que la gestión del proyecto se base principalmente en el sentido común y el compromiso sin una jerarquía fuerte pero formalizada en un conjunto de responsabilidades de los grupos participantes, ha servido de ejemplo para otros proyectos en los que participan personas de diferentes orígenes, culturas y nacionalidades.

El crecimiento en complejidad de los experimentos en Física de Partículas y la necesidad de este enorme conjunto de científicos e ingenieros para llevarlos a cabo, hace, que las historias y logros de científicos individuales den paso a listas de logros científicos y técnicos increíbles. Estos cambios muestran cómo la Física de Partículas ha cambiado: bajando en la escala de distancias que se pretende observar y

entender, subiendo en la escala de la colaboración y en parte, yendo hacia un mundo virtual en la práctica laboral.

El proyecto del LHC en su conjunto se convirtió en una prioridad para la comunidad española de Física de Altas Energías, lo sigue siendo en la actualidad, y muy probablemente lo seguirá siendo durante la fase 2 del proyecto, el HL-LHC. Este proyecto ha permitido consolidar la presencia española en el CERN. En la fase de construcción del LHC, se contribuyó a una fracción importante del criostato del imán de ATLAS [47], ingeniería civil en la caverna experimental de CMS y se construyeron 2000 pequeños imanes superconductores em distintas empresas, algunas de ellas asturianas.

El LHC es claramente una “maravilla de la tecnología”, en su conjunto, ver Fig. LHC. Hace un uso extensivo de la infraestructura existente en el CERN, aunque en muchos aspectos representa una iniciativa sin precedentes al ser un colisionador protón-protón, que, por lo tanto, requiere dos anillos aceleradores separados con campos magnéticos de polaridad opuesta para guiar los dos haces en direcciones opuestas alrededor de sus 27 km de circunferencia. Un esquema del diseño de los dipolos del LHC se observa en la (Figura 19). Además, las extraordinarias energías, 14 TeV en CM, y tasas de colisión para las que ha sido diseñado, luminosidad superior a $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ plantean enormes desafíos para controlar el haz y proteger el acelerador. La intensidad de campo magnético nominal es de 8.3 T, y corresponde a una energía máxima de cada haz de 7 TeV.

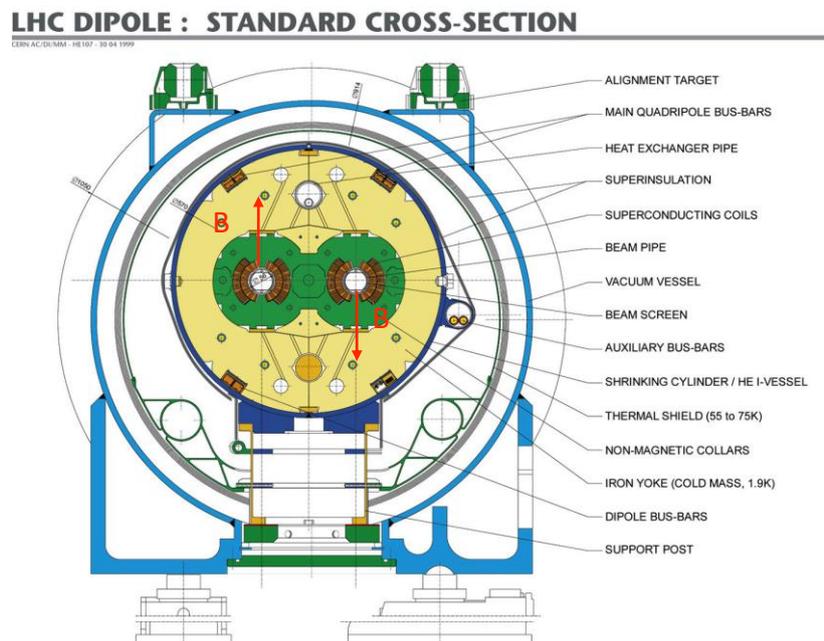


Figura 19: El esquema de dipolos del LHC con dos tubos donde circulan los haces en sentidos opuestos en un criostato común y con flujos magnéticos en sentido opuesto.

La distancia entre los paquetes de partículas que circulan por el acelerador es de 25 ns o 7.5 m, de modo que pueden circular como máximo 2808 paquetes con una intensidad del orden de $1,2 \times 10^{11}$ protones en cada uno, que colisionan en cada uno

de los 4 puntos de interacción en los que se encuentran los detectores ATLAS (A

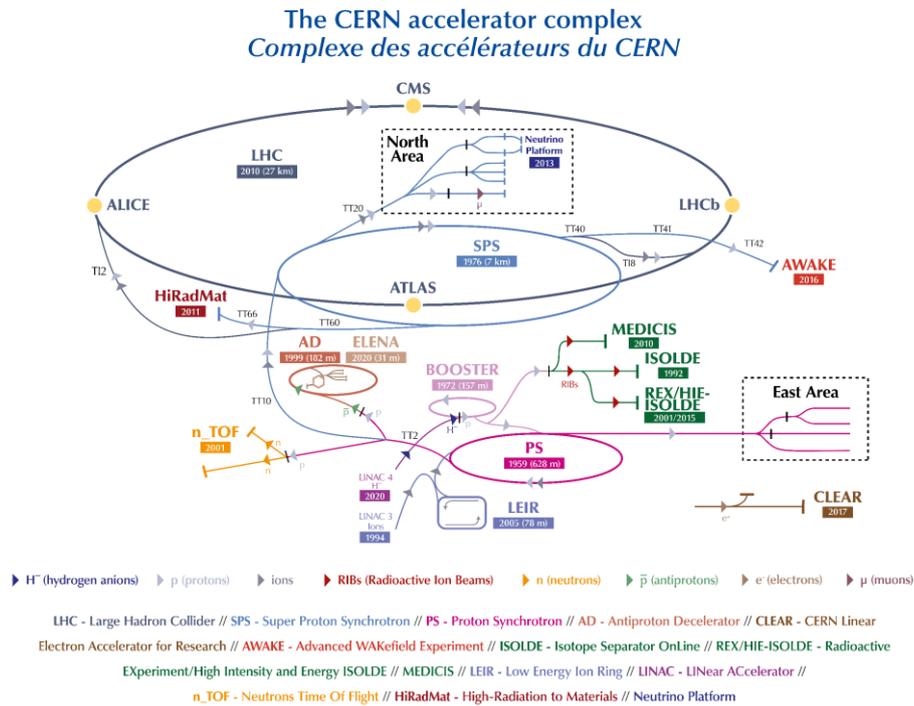


Figura 20: Esquema del complejo de aceleradores del CERN. Los protones se aceleran en el LINAC, LINAC4 a partir de 2022, y se transfieren al PS y posteriormente al SPS donde alcanzan los 450 GeV. EL SPS comenzó a funcionar en 1976. De ahí se envían al LHC, que posee 27 Km de longitud de circunferencia, donde son acelerados hasta la energía con la que colisionan en los cuatro grandes experimentos que actualmente se encuentran en operación: ALICE, ATLAS, CMS y LHCb.

Toroidal LHC Apparatus) [47], CMS (Compact Muon Solenoid) [48,49], LHCb (LHC-beauty) [50], y ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [51]. Las instalaciones criogénicas y los experimentos son todos innovadores y se encuentran en la frontera de la tecnología. El LHC es el sistema criogénico más grande del mundo y uno de los lugares más fríos de la tierra. Los imanes principales del LHC funcionan a una temperatura de 1.9K (-271.3 C). Para producir el campo magnético de 8,3 T, necesario para mantener los haces de partículas en el anillo de 27 km, las bobinas de los imanes principales del LHC se alimentan con una corriente de 11.850 A. Solo usando material superconductor (niobio-titanio, NbTi) se pueden alcanzar estos valores, y para ello, son necesarias 120 Tm de helio líquido que mantienen los cables de NbTi a la temperatura de funcionamiento. El gran tamaño y complejidad de las instalaciones, así como su belleza intrínseca fascinan tanto a los científicos como a los profanos.



Figura 21: Izquierda, el LEP que operó desde 1989 al 2000. Derecha, el LHC en lo que previamente fue el túnel del LEP. El LHC está funcionando desde finales de 2009. Cada uno de los imanes dipolares del LHC que se observan en la fotografía, tiene una longitud de unos 15 m, y un peso de alrededor de 15 Tm.

El LHC comenzó a funcionar en 2008, con los primeros haces de partículas circulando por el acelerador el 10 de septiembre de ese año. En los días siguientes se continuaron realizando numerosos controles y pruebas de funcionamiento, todas ellas realizadas con éxito. Sin embargo, el 19 de septiembre se produjo un incidente grave. Durante la prueba de potencia de uno de los 8 sectores en los que está dividido el LHC, sin haz de partículas circulando por el acelerador, una pequeña barra superconductor de interconexión entre un dipolo y un cuadrupolo, resultó defectuosa y produjo una resistencia de alrededor de $\sim 200 \text{ n}\Omega$, cuando la resistencia nominal era de unos $0.3 \text{ n}\Omega$. Esto produjo diferencia de potencial de unos 2 mV cuando circulaba una corriente de 9000 A . Se produjo una "carga" de calor equivalente a 16 W que no pudo enfriarse con el circuito de helio, provocando una transición del estado superconductor al estado conductor normal de la barra de interconexión, lo que derritió e hirvió el cable conductor. Como resultado, se desarrolló un arco eléctrico entre los dos extremos expuestos del cable que perforó el recipiente de helio, liberando aproximadamente dos toneladas de helio en el criostato, lo que suponía un caudal de unos 20 kg/s al que las válvulas de control de presión no podían hacer frente. Como consecuencia, se desarrolló una presión de siete bares en las barreras de vacío, diseñados para soportar 1.5 bares , lo que provocó grandes daños mecánicos. Se movieron varios imanes, se destruyeron muchas interconexiones, y se contaminó el vacío del haz, y los soportes de los imanes fueron arrancados de sus soportes de hormigón. En total fue necesario sacar a la superficie 53 imanes (39 dipolos y 14 cuadrupolos), diez de ellos tuvieron que ser reemplazados, y los demás tuvieron que limpiarse y repararse. Recordar en este punto, que, el 15 de septiembre de 2008, Lehman Brothers presentó su declaración

formal de quiebra, comenzando una de las mayores crisis económicas que se han producido en los últimos tiempos, a escala prácticamente mundial.

Tras catorce meses de intensos trabajos de reparación, el LHC reanudó su actividad el 20 de noviembre de 2009.

Desde entonces, hasta la fecha, ha funcionado tal como estaba previsto incrementando continuamente la energía en CM, se obtuvieron 7 TeV en 2011, 8 TeV en 2012, 13 TeV de 2015 a 2018, y 13.6 TeV a partir de 2022. Se espera que, en 2029, con el comienzo de la fase de alta luminosidad, el HL-LHC, se alcance la energía nominal de 14 TeV (Figura 25). En la (Figura 26) se muestra el nuevo inyector, el LINAC 4, un elemento fundamental para aumentar la luminosidad en el HL-LHC al final de esta década. Las luminosidades recogidas por el detector CMS se pueden observar en la (Figura 28), así como el número de interacciones que tiene lugar por cada cruce de haces, o *pile-up* (PU).

3.3 – Los detectores situados en el LHC. El experimento CMS.

Los detectores de partículas son las herramientas fundamentales que se usan para la comprensión de la estructura de la materia y de las interacciones que las gobiernan. Pueden proporcionar descubrimientos de nuevas partículas directamente como en el caso del e^+ , que, como el e^- son de las pocas partículas estables, o indirectamente mediante la detección de los productos de desintegración de las partículas inestables, que son la mayoría, y la posterior reconstrucción de las interacciones con la materia que éstas sufren. En los experimentos de Rutherford y colaboradores que condujeron al descubrimiento del núcleo, se usaban pantallas centelleadoras que permitían medir el número de partículas que las golpeaban o atravesaban. Posteriormente se utilizaron emulsiones y cámaras de niebla o de burbujas que permitían reconstruir la imagen de la trayectoria de las partículas producidas tras la colisión de un proyectil con una de las partículas de esos dispositivos que se usaban como blanco. Esto era habitual en experimentos de blanco fijo. Sin embargo, desde las últimas décadas del siglo pasado los experimentos utilizan lectura electrónica y tratan de realizar una reconstrucción completa de las trayectorias de todas las partículas que se producen en las colisiones, tanto en blanco fijo como en colisionadores. Los experimentos modernos se basan casi siempre en una combinación de detectores que permiten medir diferentes propiedades de las partículas, tanto en los situados en aceleradores, como los que se usan para la medida de las propiedades de la radiación cósmica, los detectores de Astropartículas. El objetivo es medir tanto la presencia de las partículas como su tasa de producción. De cada partícula reconstruida se pretende medir su 3-momento y su energía (4-momento), y en algunos casos su masa, que identifica la partícula producida, y en los experimentos en colisionadores, el lugar o “vértice” donde se ha producido la colisión.

En todos los casos el punto de interacción se define como el origen de coordenadas, y el eje z sigue la línea de los haces, con el plano x-y definiendo el plano transversal. En los detectores cilíndricos, se usan coordenadas cilíndricas, con el plano transversal definido en términos de r y ϕ . En vez del ángulo polar θ , se usa la rapidez o la pseudo - rapidez $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. Su uso está motivado porque en los colisionadores hadrónicos, la componente longitudinal del momento de los quarks y gluones dentro del protón que son los que “verdaderamente” colisionan a estas

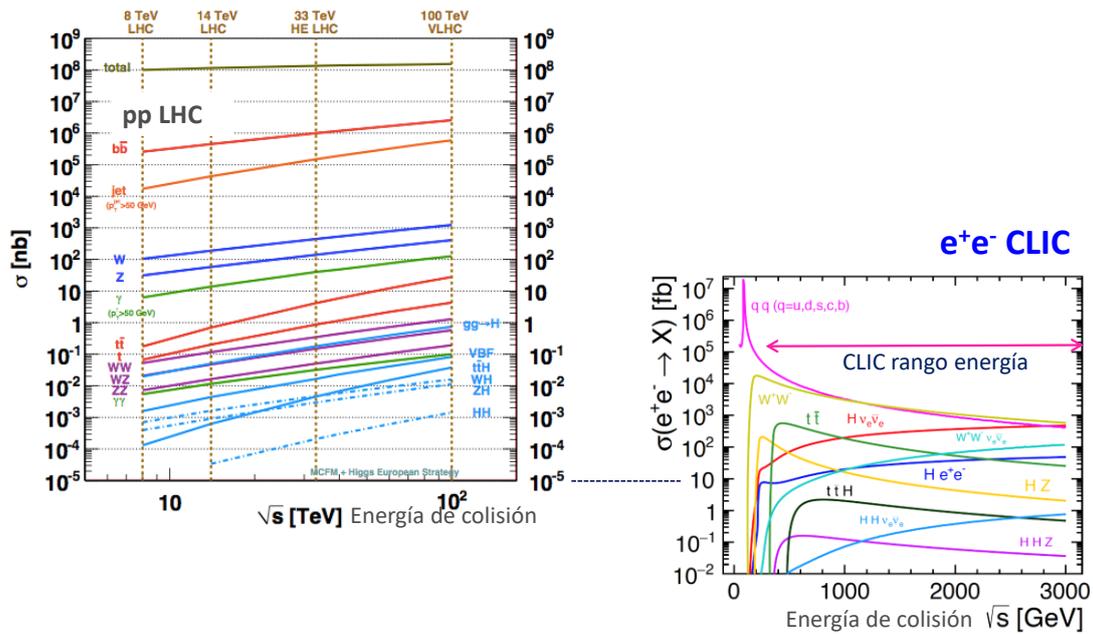


Figura 22: LHC. Diagramas que muestran la sección eficaz de diferentes procesos en función de la energía en CM, izquierda el LHC, derecha uno de los posibles colisionadores a construir en las siguientes décadas, el CLIC del CERN.

energías no se conoce a priori para cada colisión individual. Los intervalos de pseudo-rapidez son invariantes Lorentz bajo “boosts” en la dirección del haz de modo que las secciones eficaces diferenciales son independientes del momento longitudinal desconocido de los quarks y gluones. Además, las densidades de partículas en colisiones inelásticas protón-protón son aproximadamente constantes en la región central de los detectores cuando se miden en intervalos iguales de rapidez. Por ello, los diferentes componentes de los detectores del LHC, están segmentados en tales intervalos para lograr una ocupación uniforme de los mismos para la mayor parte de las colisiones que se recogen.

En el LHC se presentan muy altas tasas de interacción entre protones produciéndose una colisión cada 25 ns. En cada colisión se producen miles de partículas, lo que impone condiciones muy exigentes en el funcionamiento de los experimentos y fue un inmenso desafío en las fases de concepción y diseño. Los detectores del LHC han de ser rápidos para poder hacer frente a esas enormes tasas de colisión y producción de partículas. Tanto los sensores como la electrónica asociada han de ser resistentes a las enormes dosis de radiación que se produce, han de estar finamente segmentados para manejar los flujos de partículas producidas en cada colisión y poseer alta eficiencia de reconstrucción de esas partículas, excelente resolución en la medida de momento y energía, y en algunos casos, una buena capacidad de identificación, especialmente de electrones y fotones y de muones.



Figura 23: Foto aérea de la región en la frontera entre Francia y Suiza donde se sitúa el túnel del LHC. Se observa superpuesta la posición del SPS, el inyector principal del LHC, y los 4 detectores principales.

Como ya se ha mencionado, existen 4 detectores principales situados en el LHC, ATLAS, CMS, LHCb y ALICE, (Figura 23) que son los detectores más avanzados y complejos que jamás se han construido para realizar experimentos de Física de Partículas. La fase de diseño y de I+D de los mismos comenzó a finales de la década de 1980, y su construcción e instalación en el LHC se realizó entre 2000 y 2008, con la contribución de miles de científicos, ingenieros y personal técnico.

ATLAS y CMS son detectores de propósito general diseñados para cubrir prácticamente todo el ángulo sólido, por lo que poseen una estructura cilíndrica, con una zona central, el barril, y dos tapas a ambos lados. LHCb y ALICE están diseñados para estudiar procesos en un ángulo sólido bien definido.

Los diferentes grupos españoles han realizado contribuciones muy significativas en los últimos 30 años a tres de los cuatro experimentos del LHC. En ATLAS participan el IFAE de Barcelona, el IFIC de Valencia y la Univ. Autónoma de Madrid con contribuciones al tracker, y los calorímetros electromagnético y hadrónico. En CMS el CIEMAT de Madrid, el IFCA de Santander, y las Univ. Autónoma de Madrid y de Oviedo fundamentalmente en el sistema de muones como hemos mencionado anteriormente, y en el trigger de primer nivel, L1. Desde hace unos pocos años se contribuye al tracker para el HL-LHC. En LHCb participan la Univ. de Barcelona, la de Santiago, la Ramón Llull y el IFIC en el "tracker" interno del experimento. Se han realizado también contribuciones muy importantes al sistema de computación de

los experimentos a través del WLCG. Desde hace varios años se está participando en el diseño y construcción de los detectores que reemplazarán a los actuales y que operarán en el HL-LHC a partir de 2029. La contribución global española al proyecto del LHC se puede situar en torno al 4% del total.

Como acabamos de mencionar, nuestro grupo en la Universidad de Oviedo lleva más de 25 años trabajando en el experimento CMS por lo que de los 4 experimentos del LHC será este el que usaremos para describir las propiedades más importantes de estos experimentos.

Los detectores del LHC siguen el concepto de "cebolla", según el cual una sucesión de diferentes "subdetectores" proporcionan mediciones detalladas de diferentes propiedades de las partículas que emergen del punto de interacción. Los detectores están dispuestos concéntricamente en capas de radio creciente alrededor de la línea del haz, de ahí la comparación con una cebolla. La combinación de varios detectores típicamente detectores de trazas y calorímetros proporcionan la máxima información sobre las partículas que pasan por ellos permitiendo la reconstrucción completa de las partículas producidas en cada colisión. En las zonas más próximas al tubo por donde circulan los haces de partículas, y por tanto para los radios más pequeños, los detectores de trazas se colocan dentro de un campo magnético intenso que permite medir las direcciones y momentos de las partículas cargadas que se originan en el punto de interacción. En CMS, y también en ATLAS, estos detectores internos están basados en Si, píxeles de alta granularidad en las capas más internas, y detectores de tiras en las más externas, cubriendo un rango angular hasta $|\eta| < 2.5$. los sistemas de píxeles poseen alrededor de unos 80 millones de canales. Tras 10 años de funcionamiento los sistemas más internos habrán recibido una dosis de entre 500 y 1000 kGy y unos 100 kGy los más externos. Esto hace que esté prevista su sustitución en 2029 por sistemas actualizados que permitan su funcionamiento hasta el final de la operación del LHC.

A medida que crece el radio, se sitúan los calorímetros electromagnéticos y hadrónicos que permiten medir por absorción total, las energías de electrones, fotones y hadrones neutros y cargados.

En el diseño de los calorímetros electromagnéticos hubo que tener en cuenta principalmente el que fueran capaces de tener una excelente resolución en energía de electrones y fotones, medidas de su dirección y una amplia cobertura geométrica de hasta $|\eta| < 3$. En el caso de CMS, este sistema, está formado por casi 80.000 cristales de PbWO_4 , 61.200 en el "baril", y el resto en las tapas. Este tipo de cristal es más pesado que el acero inoxidable, es muy transparente y "centellea" cuando los electrones y fotones lo atraviesan, produciendo luz en proporción a la energía de la partícula que inciden. Estos cristales de alta densidad producen luz en ráfagas de fotones rápidas, cortas y bien definidas que permiten un detector preciso, rápido y bastante compacto. Los cristales, están acompañados por fotodetectores, que han sido especialmente diseñados para funcionar dentro de un campo magnético elevado, están pegados en la parte posterior de cada uno de los cristales para detectar la luz centelleante y convertirla en una señal eléctrica que se amplifica y se envía para su análisis. Una fábrica rusa ubicada en un antiguo complejo militar se encargó de producir la mayor parte de los cristales, mientras que el resto se produjo en China. Se necesitaron unos diez años para hacer crecer los casi 80.000 cristales

siguiendo especificaciones estrictas, tardando cada uno de ellos alrededor de dos días. Dentro del detector, los cristales sufren una alta radiación, por lo que el material de PbWO_4 tuvo que ser elegido y desarrollado cuidadosamente.

Uno de los modos de desintegración más importantes, aunque no más abundantes, del bosón de Higgs es el $H \rightarrow \gamma\gamma$, que fue crucial en su descubrimiento, y es uno de los modos que permite una determinación más precisa de su masa. También hay que considerar que en los modos de desintegración $H \rightarrow ZZ^*$ y $H \rightarrow WW^*$, hay que medir los electrones y positrones que se producen en la desintegración del W y el Z. Estos tres procesos de desintegración del Higgs son los modos principales de desintegración en bosones y todos ellos jugaron un papel esencial en su descubrimiento y en el estudio actual de sus principales características.

El calorímetro hadrónico mide la energía de los hadrones, las partículas formadas por quarks y gluones (por ejemplo, protones, neutrones, piones y kaones). Además, proporciona una medida indirecta de la presencia de partículas sin carga que no interactúan, como es el caso de los neutrinos. Se trata de un calorímetro de muestreo que mide la posición, la energía y el tiempo de llegada de las partículas usando capas alternas de materiales absorbentes y centelleadores fluorescentes que producen un pulso de luz rápido cuando la partícula pasa. Fibras ópticas especiales recogen esta luz y la introducen en el sistema de lectura donde los fotodetectores amplifican la señal. Cuando la cantidad de luz en una región determinada se suma a lo largo de muchas capas en profundidad, esta cantidad total de luz es una medida de la energía de una partícula. Para su construcción se utilizaron más de un millón de casquillos de latón de la Armada rusa de la Segunda Guerra Mundial. Se compone de 36 sectores, cada una de las cuales pesa unas 30 Tm., tanto como 6 elefantes africanos.

Tras ellos se sitúa el imán, que en el caso del experimento CMS es un imán solenoidal superconductor de 13 m. de longitud y 5.9 m. de radio interno que puede producir un campo magnético muy uniforme en la zona central de 4 T, aunque opera a 3.8 T.

Tras él se sitúan cámaras de muones. El sistema de muones tiene dos tareas fundamentales, participar en el trigger del experimento completo, y medir e identificación los muones que atraviesan los calorímetros sin ser completamente absorbidos por ellos. Como sugiere el nombre en español de CMS, "Sistema compacto de muones en un solenoide", la detección de muones es una de las tareas más importantes del experimento.

Los muones son partículas cargadas similares a los electrones y positrones, pero 200 veces más pesadas. Se producen en muchos procesos conocidos y bien descritos en el ME. El sistema de muones de CMS, se optimizó para los posibles rangos de momento que podían tener los muones en uno de los estados finales más claros en la desintegración del bosón de Higgs, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$, considerado quizá el "golden channel" de CMS y posiblemente de todo el programa de la Física del LHC. Hay que recordar, que antes del comienzo del LHC y hasta su descubrimiento, la masa del bosón de Higgs era desconocida, aunque debía estar entre los 114.5 GeV establecidos como límite inferior para su masa en LEP y 1 TeV. Por ello, el rango de momento de los muones en que las cámaras de muones debían, y en la actualidad deben ser altamente eficientes para estudiar el Higgs va desde los pocos GeV hasta los pocos centenares de GeV. El sistema de muones también debe tener una alta

eficiencia para momentos más bajos de los muones. Estos muones de bajo momento juegan un importante papel en los estudios de Física de quarks b donde debido a la baja masa de los mesones B comparada con el Z, los momentos de los muones que se producen son más bajos que los que se producen en la desintegración del Z o Z*. Los muones de alto momento caracterizan la producción de resonancias tales como el Z' cuando este tiene una masa en la región de los multi-TeV. El sistema de muones debe ser altamente eficiente en este rango de momentos, y por tanto juega también un papel destacado en la búsqueda de Física más allá del ME.

Debido a que los muones pueden penetrar varios metros de material perdiendo poca energía, a diferencia de la mayoría de las partículas, ninguno de los calorímetros de CMS los detiene si su momento transversal es mayor que unos 10 GeV. Por lo tanto, las cámaras para detectar muones se colocan en la parte exterior del experimento, dado que los muones son las únicas partículas que probablemente produzcan una señal clara en ellas.

Se utilizan tres tipos de detectores gaseosos: tubos de deriva en la región del barril ($|\eta| < 1,2$), donde el fondo de neutrones es pequeño, la tasa de muones es relativamente baja y el campo magnético residual en las cámaras es bajo. Se usan cámaras de tira catódica en las dos tapas ($1,2 < |\eta| < 2,4$), donde la tasa de muones, el fondo inducido por neutrones y el campo magnético es en los tres casos alto. Además, se usan cámaras de placas resistivas, tanto en el barril como en las regiones del extremo de las tapas, para proporcionar una respuesta rápida con buena resolución temporal e identificar sin ambigüedades el cruce correcto de los haces de protones. La resolución espacial intrínseca de las cámaras se encuentra en el rango 60–150 μm y particularmente para los momentos más altos, es necesario alinear con precisión las cámaras de muones entre sí y con respecto al detector general. En total hay 1.400 cámaras de muones: 250 tubos de deriva (DT) y 540 cámaras de tiras catódicas (CSC) que miden las posiciones de las partículas y proporcionan un trigger, mientras que 610 cámaras de placas resistivas (RPC). Debido a las muchas capas de detectores y la diferente tecnología que se usa en cada tipo, (Figura 27) el sistema de muones de CMS es robusto, y redundante, permitiendo así tener eficiencias cercanas al 100% tanto en el trigger como en la reconstrucción e identificación de los muones en un rango de momento transversal hasta los centenares de GeV donde la pérdida de energía por ionización y por radiación empiezan a ser comparables para los muones.

Los grupos españoles en CMS han contribuido desde el principio a la construcción, operación y explotación del sistema de tubos de deriva del sistema de muones del experimento y al sistema de muones en su conjunto. La última contribución a este proyecto se ha publicado recientemente [53], y describe, la preparación del trigger de nivel 1 para la era de alta luminosidad de la operación del LHC. Debido al aumento de ocupación y latencia de trigger, será necesario reemplazar toda la electrónica de las DTs. En el nuevo diseño, el intervalo de tiempo para la digitalización de las señales de la cámara será de aproximadamente 1 ns, y la totalidad de las señales se

enviarán de forma asíncrona a la caverna de servicio. El nuevo sistema backend será

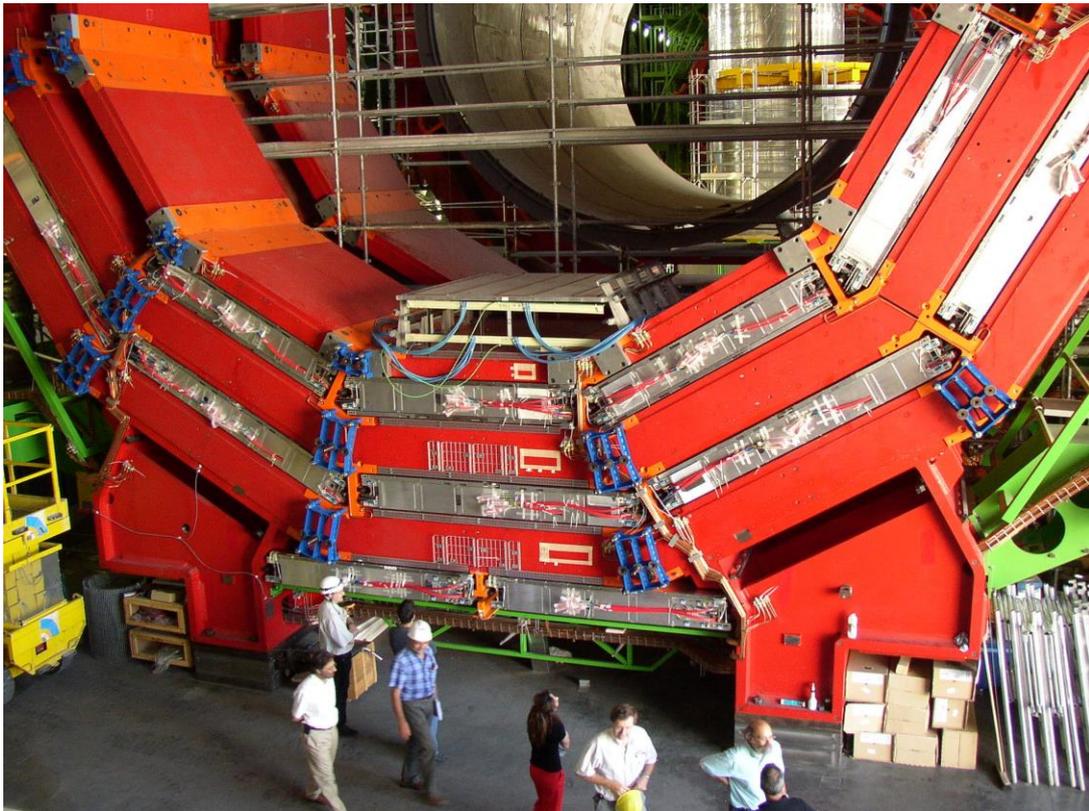


Figura 24: Las cámaras de deriva de muones de CMS (DTs) instaladas en la superficie del detector.

el encargado de construir las primitivas de trigger de cada cámara, que contienen información para cada una de ellas sobre la posición, dirección y tiempo de colisión de los candidatos a muones, y se utilizan como entrada al trigger global de nivel 1 de CMS. Además, las funcionalidades añadidas mejorarán la robustez del sistema frente al envejecimiento por radiación y con el algoritmo implementado que se basa en soluciones analíticas para reconstruir las primitivas de trigger de DT, se han logrado eficiencias del 96 al 98% y las resoluciones temporales y espaciales están cercanas al rendimiento óptimo de las cámaras DT. Ello garantiza el funcionamiento adecuado de las cámaras de deriva del sistema de muones de CMS durante los próximos 20 años en la fase del HL-LHC.

Como se puede observar en la (Figura 28) el aumento en la luminosidad del LHC lleva asociado casi directamente un aumento de PU. Este fenómeno además continuará ocurriendo durante el HL-LHC, donde se están considerando tasas promedio de PU que pueden ser de 140 o 200, dependiendo del esquema de llenado de los paquetes del haz de LHC y del calentamiento que provocan en alguno de los sistemas del acelerador. La consecuencia directa para cualquier observable físico es obvia, cualquier magnitud que se Hemos estudiado extensivamente el modo óptimo de reconstruir el momento de los muones e identificarlos del modo más eficiente posible, y hemos contribuido a su clasificación

El sistema de trigger, una parte integral del experimento selecciona los sucesos más



Figura 25: Los diferentes periodos de funcionamiento del LHC y el plan temporal del LHC de alta luminosidad.

relevantes permitiendo (Figura 22) reducir la tasa de sucesos que se producen en los casi 40 millones de colisiones por segundo que tienen lugar en el LHC a unos pocos centenares que pueden ser escritos en disco y posteriormente tratados y estudiados offline. Cada uno de estos sucesos va acompañado de un alto número de sucesos de PU (Figura 28). Esta tarea de selección de sucesos se realiza en varias fases. En el primer nivel, L1, se utilizan procesadores especializados que utilizan una parte limitada de la información contenida en el detector completo para tomar una decisión en alrededor de 3 μ s de si se debe continuar o no procesando el suceso, reduciendo la tasa inicial a unos 100 KHz. El trigger de alto nivel (HLT) usa un enorme conjunto de procesadores comerciales, CPUs o GPUs, que utilizan gradualmente más información del detector de los sucesos previamente seleccionados en L1, usando algoritmos bastante similares a los que se usan en la reconstrucción "offline" y que seleccionan una tasa de sucesos que en la actualidad está entre 1.5 y 2 KHz. De cada suceso se guarda una información de entre 1 y 2 Megabytes, lo que conduce a necesidades de almacenamiento superiores a los 10 Petabytes con las luminosidades del LHC tanto en el periodo previo de funcionamiento como en el actual Run 3.



Figura 26: Fotografía del LINAC 4, el nuevo inyector de 86 m. situado 12 m. bajo tierra que acelera iones de H- hasta 160 MeV antes de pasar las partículas al PS.

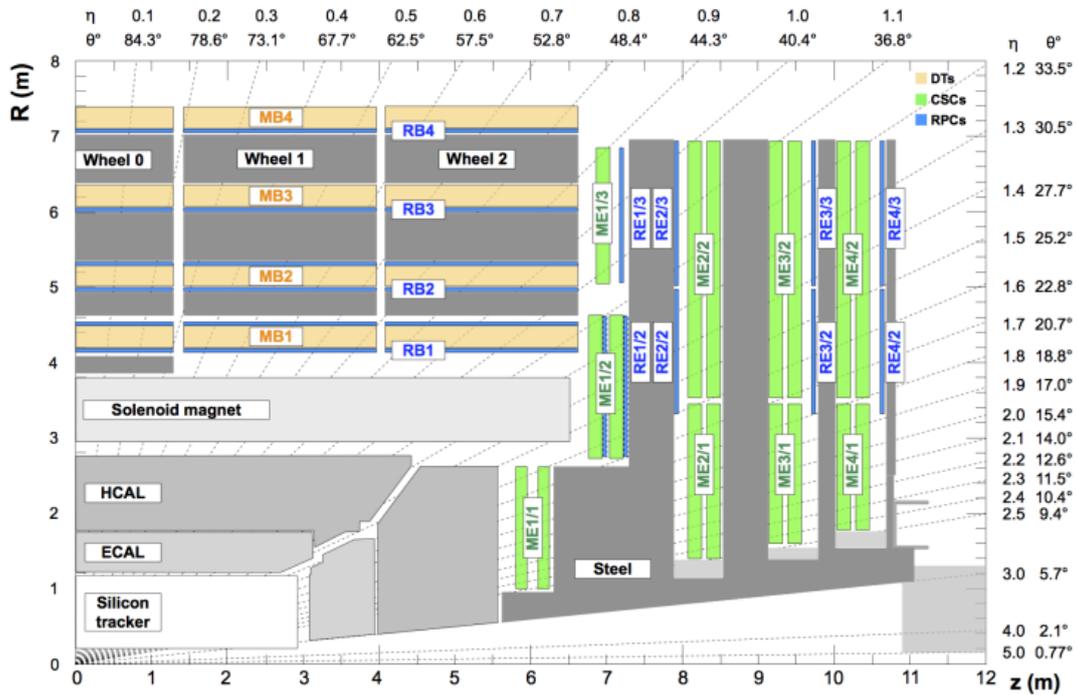


Figura 27: Esquema del sistema de muones de CMS. En la parte central se encuentran las estaciones correspondientes a las DTs y en las tapas las de las CSCs.

3.4. Descubrimiento y propiedades del bosón de Higgs en el LHC

3.4.1 La búsqueda del Higgs, un esfuerzo global.

Tras el enorme esfuerzo de los técnicos e ingenieros para reparar el daño que tuvo

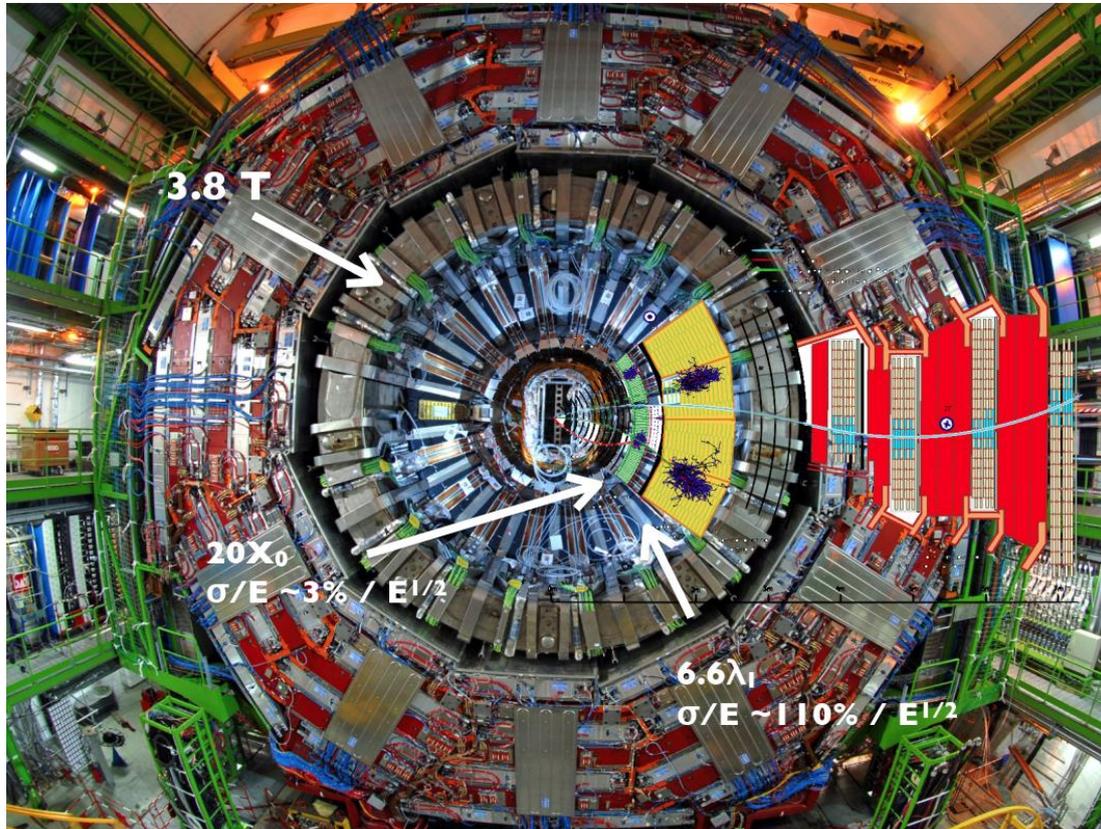


Figura 29: El detector CMS del LHC, diseñado como una “cebolla” cilíndrica con varias capas concéntricas que permiten determinar las propiedades de las partículas que se producen en las colisiones protón-protón.

lugar en el LHC en 2008, éste realizó sus primeras colisiones en 2009 y 2010, pero no fue hasta 2011 (Figura 28) cuando se empezó a recoger una cantidad de datos suficiente como para empezar a realizar una búsqueda sistemática del bosón de Higgs.

Para poder descubrir una partícula o un nuevo fenómeno, debemos saber cómo se produce, en qué cantidad se produce, y dado que en la mayoría de los casos están involucradas partículas de vidas medias en el rango entre 10^{-10} y 10^{-25} s., qué partículas estables o de larga vida media se producen en sus desintegraciones y son medibles en los detectores. En el caso del Higgs, como se observa en la (Figura 32) su modo principal de producción es el de fusión de gluones. El cálculo de la sección eficaz de este proceso ha sido difícil, pues las “correcciones” de orden más alto son casi del 100% y positivas (Figura 30). Se ha realizado un enorme esfuerzo por parte de la comunidad, experimentales, fenomenólogos y físicos teóricos durante la última década en torno al “LHC Higgs Working Group” para calcular estas correcciones y

reducir la incertidumbre en el valor de la sección eficaz, que en la actualidad es del

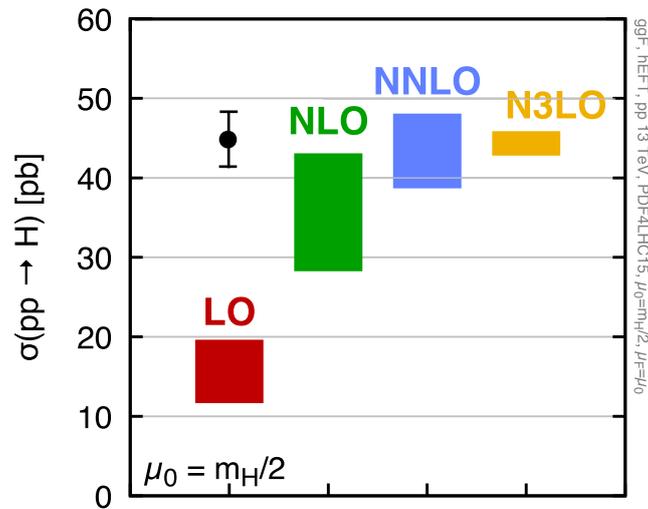


Figura 30: Valores de la sección eficaz del proceso de producción del Higgs mediante fusión de gluones a diferentes órdenes de teoría de perturbaciones, junto con el valor experimental.

orden del 5%, [55] y que aún domina la precisión de esta medida.

La búsqueda de esta partícula depende no solamente de su modo de producción sino muy fundamentalmente de sus posibles modos de desintegración (Figura 31). Como ya hemos mencionado, la masa del Higgs no está determinada en el ME, es un parámetro libre, pero una vez fijado, tanto las secciones eficaces de producción

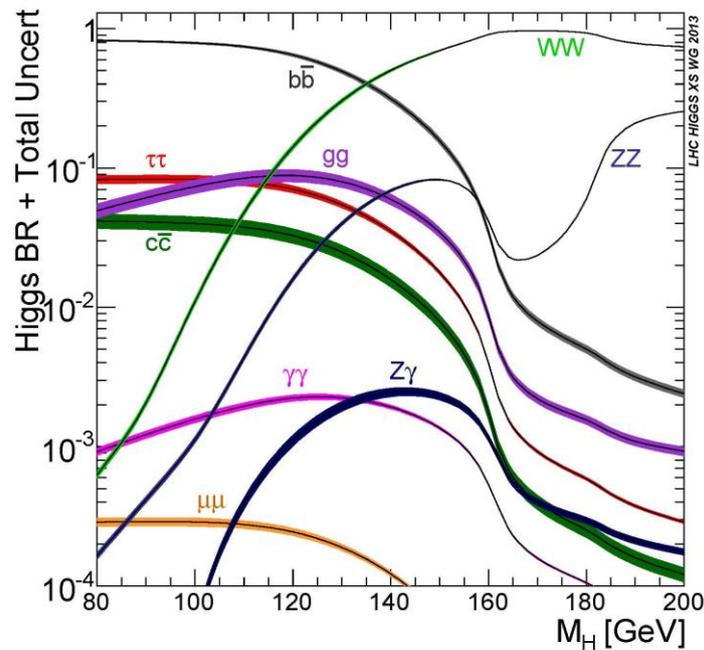


Figura 31: Predicciones sobre la tasa de desintegración (BR) del Higgs en función de su posible masa [54].

como los modos de desintegración se pueden predecir en el ME. Los resultados de LEP, favorecían un valor de la masa del Higgs no superior a unos 200 GeV (Figura 18), el resultado de la búsqueda directa en LEP era $m_H > 114.4$ GeV y el límite de unitariedad del ME $m_H < 1$ TeV, de modo que desde el comienzo del LHC, los esfuerzos de búsqueda se concentraron en la región entre 114.4 y 200 GeV. En la primera década del presente siglo durante la fase de diseño y construcción de ATLAS y CMS esto se tuvo muy en cuenta, y una buena parte de los detectores que los componen, se optimizaron para el rango de momentos, energías y tipos de partículas que se esperaban en la desintegración del Higgs en el rango de masas mencionado. Si consideramos el valor medido de m_H que es cercano a 125 GeV, se puede observar, que, igual que en LEP, el modo predominante de desintegración del Higgs es en pares de quarks b, seguido por WW^* , gg , $\tau\tau$, cc , ZZ^* y $\gamma\gamma$. De todos ellos, y aún hoy, aunque con excepciones, los modos que se usaron en su descubrimiento, y se usan actualmente en la determinación de las propiedades del Higgs, son, de los bosónicos, el WW^* , ZZ^* y $\gamma\gamma$, y de los fermiónicos el bb y el $\tau\tau$.

En cierto modo, el valor observado de m_H corresponde a una de las mejores regiones de masa posible, pues da acceso a los acoplamientos del H con los bosones W y el Z,

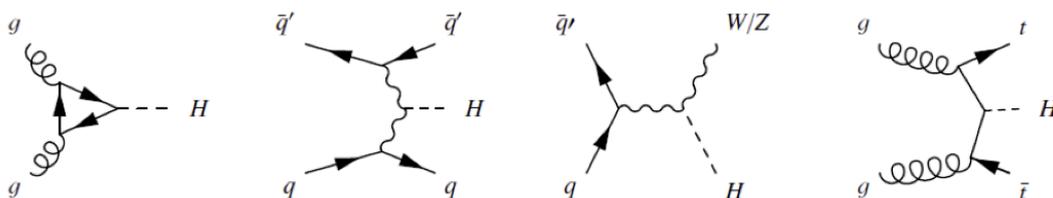
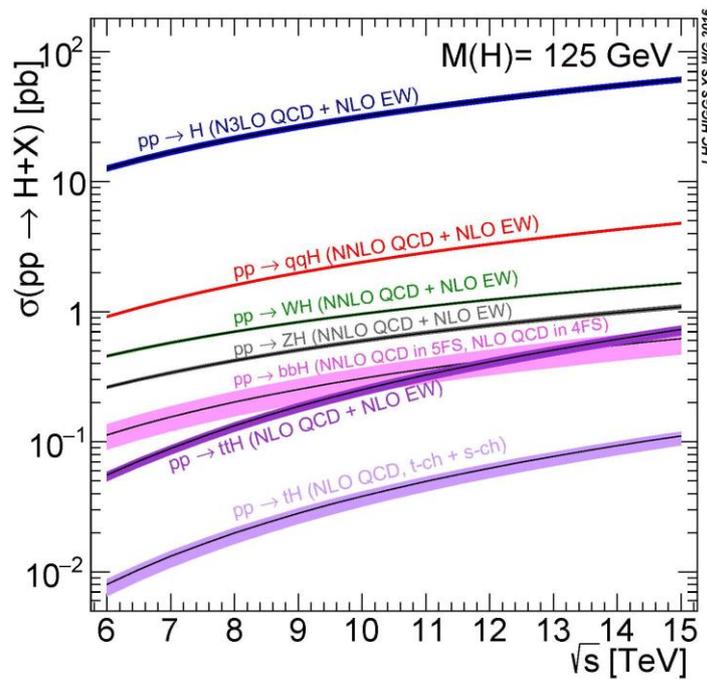


Figura 32: Sección eficaz de producción del Higgs en función de la energía en CM [54]. Para cada modo de producción se indica el orden de teoría de perturbaciones en que se basa la predicción. Debajo se muestran los diagramas de Feynman al orden más bajo para cada uno de los procesos de producción del Higgs.

y a los acoplamientos de Yukawa con los fermiones de la tercera generación, b y τ , y en menor medida de la segunda generación, c y μ , quedando los de la primera generación, los quarks u y d , y el electrón, prácticamente fuera de cualquier posibilidad experimental de medida del acoplamiento del Higgs a los mismos, al menos con los aceleradores actuales y con los que se puede esperar durante las siguientes décadas después del final del LHC. Como se puede observar en (Figura 31), si m_H hubiera sido unas decenas de GeV más baja, hubiera sido extremadamente difícil medir los procesos WW^* y ZZ^* y por tanto la comprobación experimental de que el campo de Higgs es el responsable de la enorme masa de los bosones vectoriales mediadores de la interacción débil, uno de los puntos clave de la Física de Partículas en las últimas décadas, y que muy posiblemente lo siga siendo en el futuro. Por otra parte, si m_H hubiera sido unas decenas de GeV más alta, los modos fermiónicos hubiesen resultado de muy difícil acceso experimental dificultando la comprobación de que la masa de los fermiones se puede explicar con el mecanismo de Higgs.

El quark top es la partícula elemental más masiva que se conoce, y por tanto la que más fuertemente interactúa con el campo de Higgs. El estudio de la interacción del Higgs y el quark top no se puede realizar usando las desintegraciones del H a top anti-top, pues m_H es mucho menor que $2m_{\text{top}}$, y, por tanto, la tasa de desintegración $H \rightarrow t\bar{t}$ es prácticamente nula. Para estudiar el acoplamiento entre ambos hay que utilizar el proceso de producción asociada $t\bar{t}H$ indicado en el último diagrama de (Figura 32) y que mencionaremos con cierto detalle más adelante.

En los diez años que van desde el final del LEP, en 2000, hasta 2010, que se puede considerar el comienzo real del LHC, se establecieron las estrategias de búsqueda del Higgs sobre todo en el rango de m_H antes mencionado, entre 114.4 y 200 GeV.

Es necesario mencionar aquí, que, desde 1985 hasta 2011, estuvo funcionando el Tevatron en el laboratorio Fermilab situado cerca de Chicago en EE. UU. El Tevatron fue un colisionador protón-antiprotón que logró alcanzar una energía en CM de 1.96 TeV. Los dos detectores de propósito general que operaron, CDF y D0 contribuyeron notablemente durante los últimos años de funcionamiento del acelerador a la búsqueda del Higgs [56-57]. El resultado fundamental del Tevatron se muestra en la (Figura 33) a los que nuestro grupo contribuyó, y es parte de los estudios realizados durante la tesis doctoral de Bárbara Álvarez. A este resultado también contribuyó Enrique Palencia. Ambos actualmente son profesores de la Universidad de Oviedo. También contribuyó al mismo Jesús Vizán, en la actualidad profesor de la Universidad de Cantabria, que tras realizar la tesis doctoral en la preparación del

experimento CMS realizó una estancia postdoctoral en Fermilab, donde analizó el

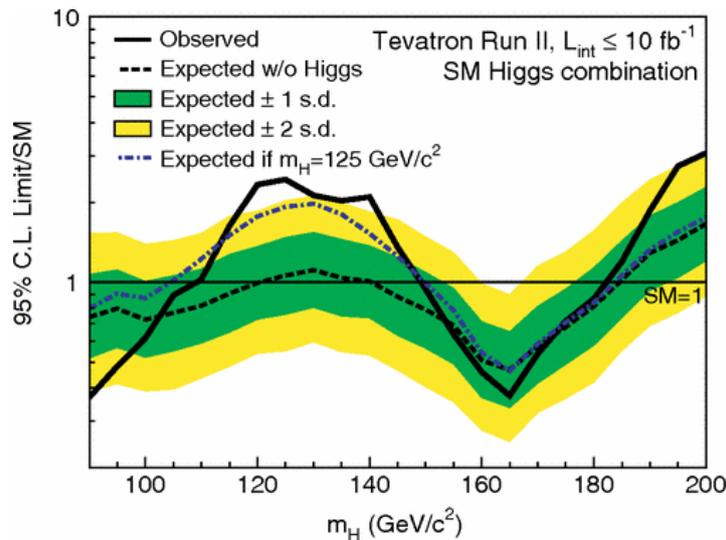


Figura 33: Resultado combinado de CDF y D0 sobre la búsqueda del bosón de Higgs con la luminosidad completa de casi 10 fb^{-1} .

conjunto final de los datos de CDF. El modo de producción estudiado fue el un H en asociación con un W, y el $H \rightarrow b\bar{b}$. Los datos, correspondientes a una luminosidad cercana a 10 fb^{-1} , indican claramente, un exceso respecto a las predicciones del ME, sin H, en una región de masa entre 115 y 140 GeV, y una cierta compatibilidad, entre 2 y 3 σ , con la hipótesis de un H de masa en el entorno de 125 GeV. Este resultado se puede considerar la “herencia” científica del Tevatron en el campo de la búsqueda del Higgs.

La estrategia de búsqueda en el LHC fue muy distinta de la que se utilizó en LEP y también a la realizada en el Tevatron.

Además de las diferencias obvias entre el Tevatron y el LHC, la energía en CM es 7 veces superior en el LHC, y la luminosidad casi 20 veces mayor la recogida hasta el momento en el LHC, el tipo de partículas que colisionan, también condiciona el tipo de procesos que se producen con mayor frecuencia. Cuando colisionan protones con anti-protones, a menudo el estado inicial del proceso está compuesto por un quark, u o d, y un anti-quark del mismo tipo, mientras que cuando lo hacen protones con protones es más probable que el estado inicial esté constituido por gluones. Quarks y gluones, tienen en general una distribución de momento dentro del protón bastante distinta lo que hace que las características de los estados finales que se producen en cada caso, sea también diferente.

La enorme diferencia en luminosidad entre los dos aceleradores tiene ventajas evidentes para el LHC. Por una parte, da la posibilidad de observar los procesos conocidos mucho más abundantemente, y por tanto medirlos con mucho menores incertidumbres estadísticas, y por otra da acceso a procesos de baja sección eficaz, que a menudo son cruciales en el programa de Física del LHC. El caso más importante es el de la producción de 2 bosones de Higgs, HH (Figura 22), esencial para el entendimiento de la forma del potencial de Higgs y que probablemente será el tema principal en esta y en la próxima década en la ciencia del LHC. Además, esto resulta fundamental en la búsqueda de Física más allá del ME que a menudo se manifiesta con pequeñas desviaciones respecto a las predicciones del ME o con la

aparición de procesos “raros” de muy baja sección eficaz. La consecuencia de esta enorme luminosidad en el LHC y de su continuo incremento en cada fase del mismo, es el PU (Figura 28) que, además, aumenta en cada periodo de operación en paralelo al crecimiento de la luminosidad instantánea. La consecuencia de este crecimiento del PU desde el punto de vista del estudio de los diferentes procesos de interés es la continua adaptación de la metodología de análisis de datos para mitigar sus efectos, que son especialmente importantes en cuanto al aislamiento de las partículas estables en los detectores (Figura 34).

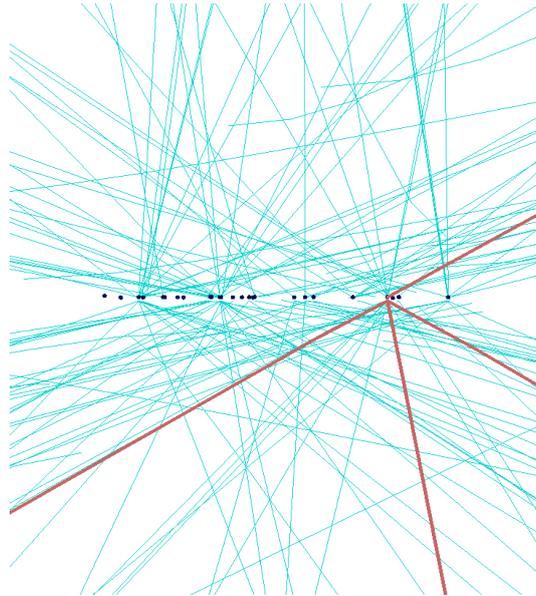


Figura 34: Representación de un suceso con 4 leptones, recogido en 2012 por CMS con 24 vértices reconstruidos. Los leptones están representados por 4 líneas más gruesas que las demás y se originan del vértice seleccionado como vértice de colisión o vértice principal. El resto de las líneas y vértices reconstruidos provienen de PU.

3.5 Los procesos que permitieron el descubrimiento del Higgs en el LHC.

Las búsquedas del Higgs en el LHC se realizaron utilizando todos los modos de desintegración que presentaban alguna sensibilidad a su presencia con la luminosidad acumulada de 2011 y posteriormente de 2012. La contribución de cada uno de ellos depende de la magnitud de la señal que producen, y de la proporción señal/fondo en las diferentes regiones posibles de m_H . Desde 2005 realizamos estudios en diferentes esquemas de funcionamiento del acelerador, energías en CM y luminosidad acumulada, y de los detectores de CMS, reflejados en parte en [61].

Los 3 procesos en que el H se desintegra en bosones y el Z y el W se desintegran en

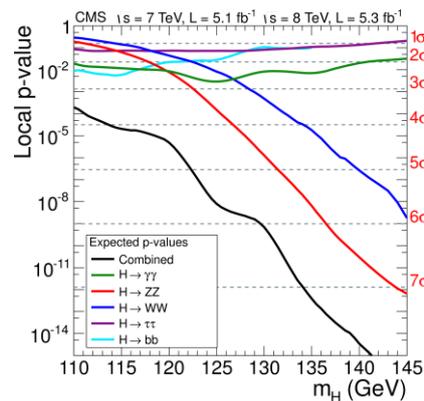


Figura 35: P-valor de observación de un exceso suponiendo que el H de una cierta masa existe, en función de m_H para los 5 modos de desintegración usados en su descubrimiento [2].

leptones, fueron claramente los principales “canales de descubrimiento” desde el comienzo del análisis de las colisiones en ATLAS y CMS: $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, y $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2l 2\nu$. Los dos primeros poseen una excelente resolución en masa, y como hemos mencionado los experimentos ATLAS y CMS se diseñaron y construyeron para reconstruir e identificar leptones y g con la máxima precisión posible en el rango de momentos en que se esperaban tener para un H en la región de masa entre 114.4 y 200 GeV . En el caso del $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2l 2\nu$, aunque la presencia de neutrinos hace que no se pueda reconstruir m_H directamente en el proceso, presenta una alta tasa de producción y un fondo controlable. Los tres modos contribuyeron significativamente en el descubrimiento del Higgs [1,2] (Figura 31).

Las dos desintegraciones en fermiones del Higgs que se utilizaron en su descubrimiento fueron en pares de quarks b, la dominante en el rango de masa del descubrimiento, y en leptones τ . En el primer caso, como se puede observar en la (Figura 22) el fondo de pares de quarks b que se producen en el proceso $pp \rightarrow bb$ es muchos órdenes de magnitud superior a la posible señal $pp \rightarrow H \rightarrow bb$ y no pueden ser seleccionados en la fase de trigger. Para estudiar este modo de desintegración, hay que usar los procesos de producción $V(W \text{ o } Z)H$ o $t\bar{t}H$ cuyos diagramas se detallan en (Figura 32). En el caso $H \rightarrow \tau\tau$, la proporción de señal a fondo tampoco es excelente ya que el fondo $Z \rightarrow \tau\tau$ es casi irreducible teniendo en cuenta la resolución en masa de este estado final.

El 4 de julio de 2012 se realizó el anuncio del descubrimiento del bosón de Higgs en el CERN en una reunión en que los portavoces de las colaboraciones ATLAS y CMS, Fabiola Gianotti, actual directora general del CERN, y Joseph Incandela, profesor de la UC Santa Bárbara, mostraron los resultados correspondientes al análisis de los 5.1 fb^{-1} datos recogidos en 2011 a una energía en CM de 7 TeV y 5.3 fb^{-1} hasta ese momento en 2012 a 8 TeV. Desde entonces hasta la actualidad, la luminosidad integrada acumulada por los experimentos del LHC a las diferentes energías en CM desde 7 hasta 13.6 TeV supera los 200 fb^{-1} , 20 veces superior a la utilizada para el descubrimiento, y menos de una décima parte de la que se espera acumular hasta el final del LHC. Evidentemente los nuevos datos recogidos han consolidado muy significativamente las observaciones presentadas el 4 de julio de 2012.

En el caso del experimento CMS, y de modo similar ATLAS, el resultado que se

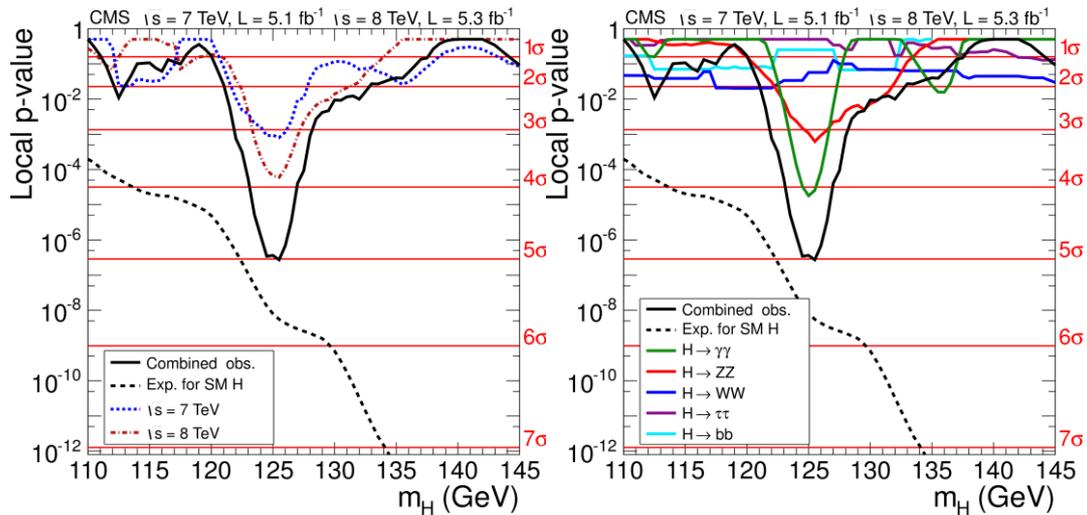


Figura 36: (Izquierda) El p-valor observado de la combinación de los 5 modos de desintegración del Higgs con los datos de 7 y 8 TeV separadamente y su combinación. (Derecha) El p-valor observado de cada uno de los 5 modos y su combinación. En ambos casos, en función de m_H [2].

presentó, está resumido en la (Figura 36) donde se muestra la contribución de cada conjunto de datos y cada uno de los estados finales utilizados al logro de las “5-sigmas”. Este valor se toma como el umbral “de descubrimiento”, y que, en términos estadísticos muy poco precisos, establece que los datos son incompatibles con la hipótesis de solo fondo, o de no presencia del Higgs, o que hay una probabilidad menor que 1 en 10^5 de que no exista una nueva partícula en el entorno de los 125 GeV.

Aunque la estadística ha jugado, y juega, un papel esencial en el análisis de los datos en Física de Partículas con aceleradores, y cada vez más sin aceleradores, en el caso del descubrimiento del bosón de Higgs se conjugaron muchos otros factores que hicieron que la confianza de los científicos de ATLAS y CMS fuese prácticamente completa en que se había realizado un descubrimiento de esa magnitud y que se podía presentar públicamente.

Esa “confianza” se fue ganando a medida que se fueron analizando cuidadosamente los datos por parte de las dos colaboraciones, primero los de 2011 y después independientemente los de 2012. Aunque los detectores no cambiaron sustancialmente en esos dos años, cambió la energía de colisión del LHC y el PU, así que hubo que entender detalladamente los cambios que eso producía en los detectores. Los análisis de ATLAS y CMS se realizaron de modo completamente independiente, sin ninguna comunicación entre los experimentos. Los estados finales con buena resolución de masa, $\gamma\gamma$ y ZZ^* , con características tan diferentes, coincidían muy bien en la región de masa en que se observaba el efecto de la presencia de una posible nueva partícula en el entorno de los 125 GeV, y el WW^* añadía información muy relevante. Cada estado final en cada experimento se analizaba independientemente por dos grupos amplios de científicos. Para evitar sesgos, no se utilizaban los datos de las colisiones reales en el diseño de las estrategias de análisis que se habían venido preparando con enorme detalle desde

2008 cuando estaba previsto originalmente el comienzo del LHC. Cuando todos estos estudios se pusieron en común y por fin se pudo mirar a los datos de las colisiones, fue cuando se observaron las famosas “5-sigmas” para una partícula de masa 125 GeV. Cuando se estudiaron las proporciones en que cada estado final se producía, las distribuciones angulares, las distribuciones de momento y energía de las partículas observables en el detector, resultó que éstas coincidían magníficamente bien con las predicciones del ME para un Higgs de esa masa (Figura 37).

Se podía decir que se había producido “el descubrimiento”. Este es in duda un

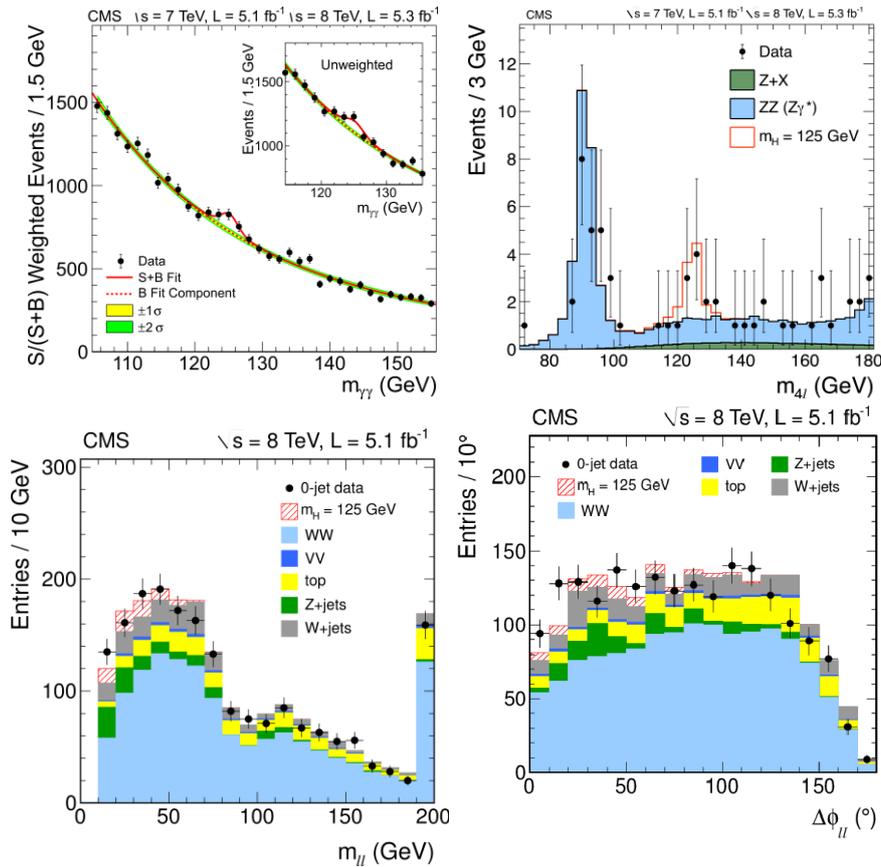


Figura 37: (Arriba) Distribuciones de de $m_{\gamma\gamma}$ y m_{4l} , y abajo, m_{ll} y $\Delta\phi_{ll}$, después de las selecciones de sucesos en los estados finales $\gamma\gamma$, ZZ^* y WW^* .

descubrimiento formidable, basado por una parte en las predicciones teóricas del ME, y por otra, en la extraordinaria capacidad, tenacidad, ingenio y trabajo constante en el tiempo, de muchos físicos experimentales e ingenieros del CERN, y de más de 200 instituciones en el mundo, que construyeron, operaron y operan el LHC y los dos detectores, ATLAS y CMS, que son los más precisos, potentes y complejos que se han desarrollado en el campo de la Física de Partículas. Como todos los buenos experimentos, tanto el LHC como ATLAS y CMS se llevaron al límite de funcionamiento para realizar este descubrimiento con un conjunto de datos tan pequeño y tan cerca del comienzo de su operación.

La repercusión del descubrimiento del Higgs ha sido enorme. Científicamente, el campo de Higgs proporciona masa al resto de las partículas elementales, bosones y

fermiones y completa el ME, abriendo un nuevo campo de estudio para entender sus propiedades y marcando claramente el comienzo de una nueva era en Física de Partículas. Se trata de entender, entre otras cuestiones, las propiedades de la primera partícula elemental escalar, es decir con spin 0, que se conoce en la Naturaleza, de entender la forma del potencial de Higgs, si los acoplamientos de Yukawa del campo de Higgs con los fermiones, quizá la quinta fuerza de la Naturaleza, tienen el comportamiento con el que se ha construido el ME, íntimamente relacionado con el problema del sabor, o identidad de las partículas en el ME. Hay que entender si el campo de Higgs es quien proporciona la masa del propio bosón de Higgs, quizá la sexta fuerza de la Naturaleza que gobierna las interacciones entre escalares, y como ya hemos mencionado una de las cuestiones fundamentales a responder en los próximos años. Además, es posible que entendiendo estas cuestiones con suficiente detalle podamos entender cuestiones fundamentales sobre la estructura matemática del ME, si esta teoría es completa o es efectiva a baja energía y necesita modificaciones a energías mayores, y si el campo de Higgs es por tanto estable hasta la escala de Planck.

Desde el punto de vista mediático valga como muestra lo que ocurrió en los días



Figura 38: Algunas referencias periodísticas tras el anuncio del descubrimiento del.

posterior a la presentación del 4 de julio en la prensa de todo el mundo (Figura 38).

Desde el punto de vista de los premios, mencionar 3. El primero, anunciado el 17 de mayo de 2013: "EPS 2013 High Energy and Particle Physics Prize is awarded to the ATLAS and CMS collaborations, for the discovery of a Higgs boson, as predicted by the Brout-Englert-Higgs mechanism", el segundo, anunciado en Oviedo, el 29 de Mayo de 2013, el premio Príncipe de Asturias de Investigación Científica y Técnica 2013 "...acuerda por unanimidad conceder el Premio Príncipe de Asturias de

Investigación Científica y Técnica 2013 *de forma conjunta a los físicos Peter Higgs (Reino Unido) y François Englert (Bélgica) y a la institución internacional CERN, el Laboratorio Europeo de Física de Partículas, por la predicción teórica y detección experimental del Bosón de Higgs*". El tercero, un año después del descubrimiento del bosón de Higgs, **The Nobel Prize in Physics 2013 François Englert and Peter W. Higgs** "for the theoretical discovery of a mechanism that contributes to our understanding of the origin of mass of subatomic particles, and which recently was confirmed through the discovery of the predicted fundamental particle, by the **ATLAS and CMS** experiments at **CERN's Large Hadron Collider**".

En la fotografía de la (Figura 39) se puede ver a Peter Higgs, Francois Englert, el director general del CERN, Rolf Heuer, y algunos otros asistentes en la celebración que tuvo lugar en la parte exterior de la Facultad de Ciencias, tras el encuentro entre los premiados y profesores y alumnos de la Facultad y otros miembros de la comunidad española de Física de Altas Energías.

Mencionar aquí que una consecuencia directa del descubrimiento del bosón de Higgs es la comprensión real del tamaño del átomo, y, por tanto, de las estructuras que observamos en el día a día que se derivan del tamaño mismo.

En el átomo de Hidrógeno, el valor medio de la distancia entre el electrón y el protón está dado por el radio de Bohr. Esta magnitud tiene un valor:

$$a_0 = (\hbar / 2\pi) / (m_e \alpha_{em} c)$$

donde tanto la constante de Planck dividida por 2π , también conocida como \hbar , como c , son constantes de la Naturaleza, y $\alpha_{em} = (1/\hbar c)(e^2/4\pi\epsilon_0)$, es "casi" una constante. Por tanto, el radio de Bohr y como consecuencia el tamaño del átomo de H, y del resto de estructuras atómicas, moleculares y compuestas por éstas, tienen un tamaño que depende casi únicamente de la masa del electrón, y por tanto, de la intensidad de la interacción de esta partícula con el campo de Higgs. En otras palabras, el campo de Higgs es el responsable del tamaño de los sistemas que conocemos.

3.3.3 Nuestra contribución a la Física del ME en el LHC, al descubrimiento, y al



Figura 39: Imagen del acto de celebración del Premio Príncipe de Asturias de Investigación Científica y Técnica 2013 en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Oviedo.

estudio de las propiedades del bosón de Higgs.

Desde el final de LEP en 2000, y con mayor dedicación a partir de 2005, hemos contribuido, como grupo, directamente al experimento CMS de muchas maneras, en la fase de construcción hasta 2008, en el comisionado y operación del experimento completo y en especial del sistema de muones, a partir de 2009, en las tareas de software y computación, al desarrollo del sistema de trigger de nivel 1, y a otras muchas del día a día. Podemos hacernos una idea del tamaño de la colaboración CMS, sabiendo que en la actualidad participan, 3394 físicos de los que 2166 son doctores y 1228 son estudiantes de doctorado, 1102 ingenieros, 282 técnicos, y 247 instituciones de 57 países.

Voy a describir aquí solamente algunas de nuestras contribuciones al análisis de los datos directamente relacionadas con el descubrimiento del bosón de Higgs y el estudio de sus propiedades y que se han traducido en publicaciones científicas de las que nuestro grupo ha sido responsable. Por supuesto esto corresponde a una pequeña fracción del total de las realizadas por la colaboración, pero la proporción respecto al tamaño de nuestro grupo es bastante significativa. A fecha 6 de noviembre de 2023, la producción científica total de la colaboración es enorme, con 1228 artículos basados en colisiones de protones en el LHC, de las que 178 tienen como tema principal el bosón de Higgs, y otros varios centenares describiendo

diferentes aspectos de cada subdetector, software y computación y metodología del análisis de los datos².

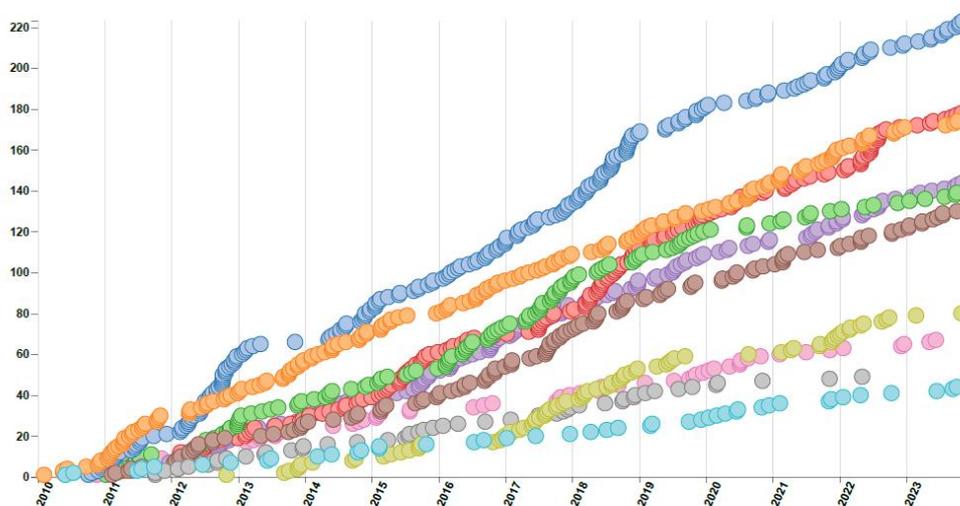


Figura 40: Número de publicaciones del experimento CMS en función del tiempo de los distintos grupos de Física en que se divide el experimento.

3.6 El quark top, el “caballo de batalla” en la Física del LHC.

Comenzaré con el primer artículo que publicamos con datos reales de colisiones del LHC a 7 TeV [58]. El título del trabajo es “First measurement of the cross section for top-quark pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV”, y constituye la primera medida relacionada con el quark top de todo el LHC. Aunque no estudia la producción del H directamente, estudia uno de los dos procesos principales de fondo al estado final $H \rightarrow WW^*$, cuyo entendimiento y medida fue nuestro principal objetivo en los años previos a 2012 y durante los periodos de toma de datos del LHC a 7 y 8 TeV. Este artículo fue el primero publicado con datos del LHC usando una luminosidad, que hoy en día resulta increíblemente pequeña, de 0.0031 fb^{-1} , y se realiza en el estado final con dos leptones que es el que tiene la mejor precisión para el estudio de la producción de pares de quarks top. Nos sirvió, y a toda la colaboración, para establecer por primera vez la capacidad de un experimento tan complejo como CMS para medir todas las magnitudes para las que fue diseñado: usar y medir un trigger con alta eficiencia, reconstruir e identificar leptones, determinar la energía de jets y estimar la energía transversa faltante, y etiquetar los quarks b con alta eficiencia y pureza. El trabajo, es parte de la tesis de Patricia Lobelle, y permitió determinar la sección eficaz del proceso $pp \rightarrow tt$ con una incertidumbre sistemática cercana al 10% (Figura 41), usando por primera vez etiquetado de quarks b en el LHC, determinando todos los fondos al proceso, y desarrollando un método que permitió reconstruir la masa del quark top en sucesos con dos leptones

² Todas las publicaciones del CMS son de acceso abierto, por ejemplo, a través de arXiv (<https://arxiv.org/>) o el servidor de documentos del CERN (<http://cds.cern.ch/?ln=en>). La mayoría de los artículos están en acceso abierto siguiendo las recomendaciones del CERN y de la AEI española.

y dos neutrinos, y utilizando únicamente 11 sucesos. El artículo fue publicado muy

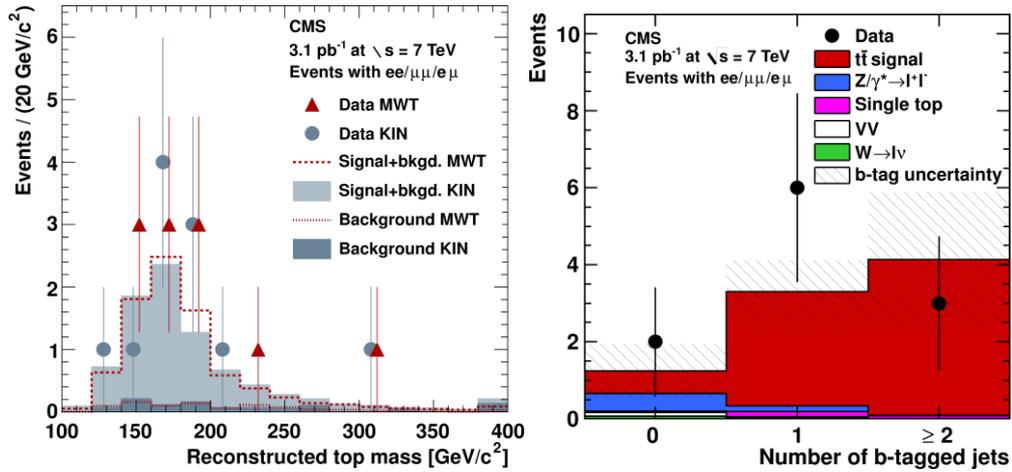


Figura 41: (Izquierda) Distribución de la masa del quark top reconstruida, y del número de sucesos con quarks b etiquetados [58]

rápidamente en Phys. Lett. B, todo el proceso duró menos de un mes, y ha sido citado más de 100 veces. Este trabajo ha tenido mucha continuidad y fue el primero de una serie de publicaciones sobre producción de pares de quarks top en el LHC que ha constituido una de las líneas de investigación fundamentales y bastante productiva que hemos seguido desde entonces, y que han sido importantes tanto para entender las propiedades del quark top como para utilizar estos estudios en la determinación del fondo en la búsqueda del bosón de Higgs y de otros procesos con topologías similares predichos en modelos más allá del ME, especialmente SUSY [59-75].

En esta línea, hemos estudiado durante los últimos años los procesos tt , tW y ttW a las diferentes energías en CM del LHC, 5, 7, 8, 13 y 13.6 TeV. Estos procesos tienen secciones eficaces muy diferentes, desde los casi 900 pb del proceso tt a 13 TeV al poco menos de 1 fb del ttW . Hemos alcanzado precisiones en las medidas de algunos procesos cercanas al 2% comparables a las de las predicciones de la teoría al nivel más preciso disponible en la actualidad, NNLO + NNLL, como se puede observar en (Figura 42) para la producción de pares de quarks top-anti-top y para la producción de un quark top con un W (Figura 43) (tesis de Sergio Sánchez, Víctor Rodríguez y Alejandro Soto). Hay que mencionar que [59] es la primera medida de la sección eficaz de producción tt a la mayor energía alcanzada por el LHC de 13.6 TeV, y forma parte de la tesis doctoral de Andrea Trapote. Con esta medida hemos logrado por primera vez que la incertidumbre dominante venga de la luminosidad, que es un parámetro que depende fundamentalmente del acelerador, y no de aspectos instrumentales del experimento. Además, es más precisa que la predicción teórica del ME.

En esta última década podemos decir que hemos contribuido notablemente al

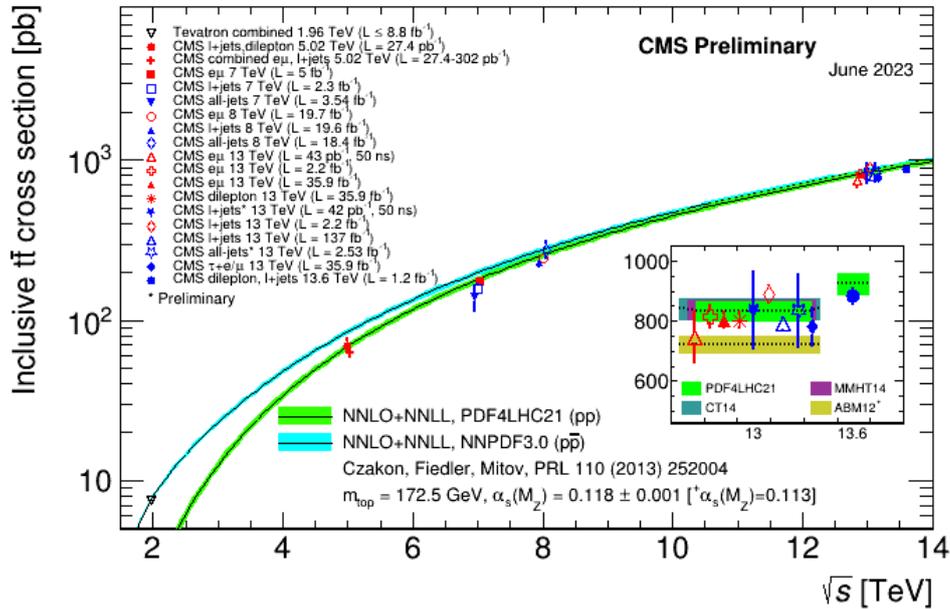


Figura 42: Variación de la sección eficaz del proceso $pp \rightarrow tt$ en función de la energía en CM medidas por el experimento CMS.

entendimiento del ME en el sector del quark top, comprobando sus predicciones en procesos cuyas secciones eficaces varían en varios órdenes de magnitud.

Nuestra última contribución en este campo, estudiada en la tesis de Andrea Trapote, está relacionada con la posibilidad de que el ME sea una teoría de campos efectiva (EFT). En ausencia de nuevos fenómenos observados en el LHC, una de las líneas

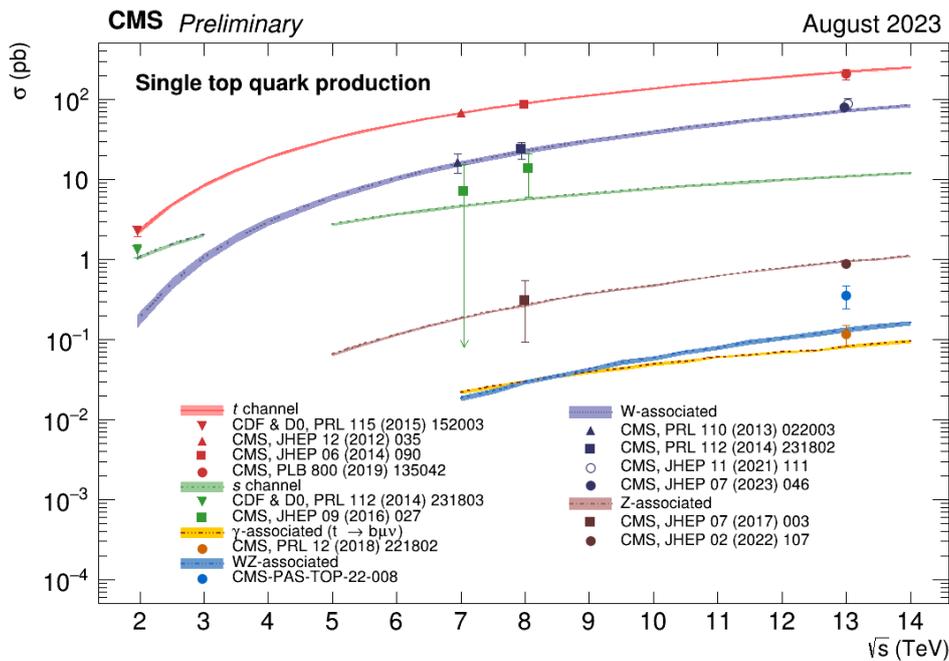


Figura 44: Variación de la sección eficaz de los 3 procesos de producción individual de un quark top en función de la energía en CM medidas por el experimento CMS.

más prometedoras para encontrar efectos que el ME no puede explicar, lo que a menudo llamamos Física más allá del ME, son las EFTs. Esto permite estudiar pequeñas desviaciones de las predicciones del ME buscando posibles nuevos efectos que en este trabajo se han parametrizados en términos de 26 coeficientes de Wilson dimensión 6, estudiando su impacto en diferentes procesos de producción del quark top que hemos clasificado en función del número de leptones en el estado final, de su carga eléctrica y del número de quarks b en el estado final (89). Los resultados obtenidos son compatibles con las predicciones del ME, pero seguiremos esta línea de trabajo a 13.6 TeV y durante la fase 2 del LHC.

Dada la precisión obtenida en estas medidas resultó bastante claro que se podía

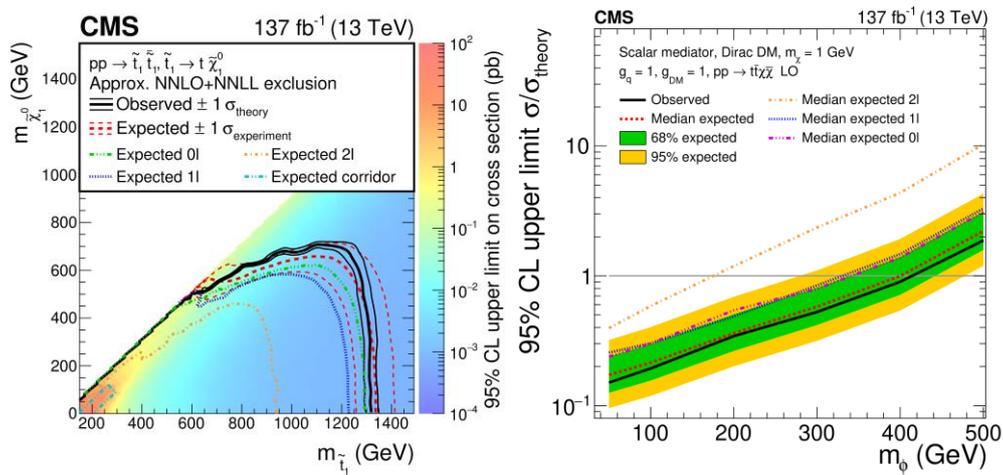


Figura 44: (Izquierda) Límites (95% IC) para la producción de stop, (derecha) interpretación de los límites en la masa del stop en producción de materia oscura (95% IC) con mediadores escalares [87]

tratar de utilizarlas para establecer límites en la producción de top squarks (stops) con masas relativamente cercanas a m_{top} , para modelos en que el stop se desintegra en un quark top y un neutralino, el “corredor del top”. Es claro que un stop relativamente ligero y con masa próxima a la del top hubiera sido un magnífico candidato para ser la primera partícula SUSY descubierta, y en este rango de masas, solucionaría el problema de la “naturalidad” del ME, que, en pocas palabras, nos explicaría la estabilidad del campo de Higgs hasta la escala de Planck, una cuestión bastante fundamental del ME. Con métodos similares a los usados en las medidas de secciones eficaces, e introduciendo ideas de IA, como el uso de DNN paramétricas, hemos estudiado este proceso a las diferentes energías en CM del LHC [85-86]. Hemos logrado excluir todo el rango de masas en el corredor del top, como parte de las tesis de Juan González, Sergio Sánchez y Andrea Trapote. Combinando con búsquedas de stop en estados finales con otros modos de desintegración del top, hemos establecido un límite en m_{stop} cercano a 1.2 TeV (Figura 44). Además, estos resultados se pueden reinterpretar en búsquedas de materia oscura en el LHC, uno de los aspectos de mayor importancia en la actualidad. En la parte derecha de (Figura 44) se puede observar el límite en la sección eficaz de producción de candidatos a DM en función de la masa de un hipotético mediador escalar, y como se excluye con estas medidas, al 95% IC, masas de estos mediadores, hasta cerca de 400 GeV, la mejor medida en estos modelos en el LHC hasta el momento.

3.7 Producción de dibosones en el LHC.

Como se puede observar en las dos figuras de la parte inferior de (Figura 37), el otro proceso importante de fondo que hay que entender y controlar para poder medir el proceso $H \rightarrow WW^*$, es precisamente el de producción directa de pares de bosones WW^* . Desde el punto de vista cinemático, la principal diferencia reside en que al tener el H spin 0, por conservación de 4-momento y de spin, los dos leptones que se producen en el proceso $H \rightarrow WW^*$ tienden a tener una diferencia en el ángulo azimutal muy pequeña, mientras que en la producción continua no existe esa condición. Esta diferencia hubiera permitido separar los dos procesos de modo muy sencillo si el H hubiera tenido una masa en torno a $2m_W$, pero a 125 GeV esta diferencia cinemática se diluye y hay que realizar un análisis detallado de las posibles diferencias entre los dos procesos.

Con 0.036 fb^{-1} de datos recogidos a 7 TeV, en un trabajo desarrollado principalmente en la tesis de Rebeca González, realizamos la primera medida del proceso de producción $pp \rightarrow W^+W^-$ en el LHC [76]. Medimos la sección eficaz inclusiva de producción de este proceso que encontramos en buen acuerdo con las predicciones del ME, con una precisión cercana al 10%. Medimos también los acoplamientos anómalos triples de los procesos WWg y WWZ , y realizamos una primera búsqueda del bosón de Higgs hasta un valor de $m_H < 200 \text{ GeV}$ que utilizando ya técnicas de IA, y que posteriormente se fue refinando a medida que fuimos recogiendo más datos. Como en la primera medida del proceso $t\bar{t}$, el artículo fue publicado muy rápidamente en Phys. Lett. B, todo el proceso duró menos de un mes, y ha sido citado también más de 100 veces.

Esto es el principio de lo que ha constituido nuestra segunda línea de investigación en el LHC, el estudio de la producción de dibosones W^+W^- y WZ , lo que nos ha permitido contribuir a entender mejor este sector del ME, muy relacionado con la rotura espontánea de la simetría y el Higgs, y realizar búsquedas de procesos más allá del ME por ejemplo en producción electrodébil de SUSY. Hemos estudiado estos procesos a las energías en CM del LHC de, 5, 7, 8 y 13 TeV, [77-86] y estamos trabajando en su estudio a 13.6 TeV.

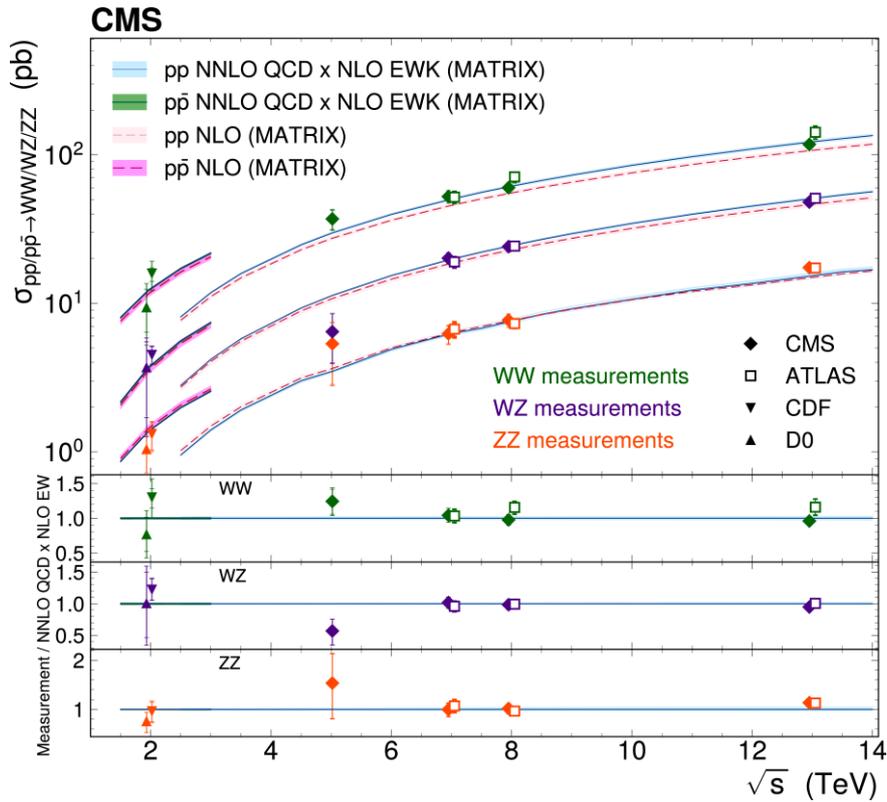


Figura 45: Medidas de las secciones eficaces de producción de dibosones en el LHC y el Tevatron a diferentes energías en CM [78]

Hemos estudiado con mucho detalle el proceso $pp \rightarrow WZ$ lo que forma parte de la tesis doctoral de Carlos Erice, y de Carlos Vico a 13.6 TeV. Este proceso proporciona una posibilidad única de estudio del sector electrodébil del ME debido a la presencia característica del acoplamiento WWZ , al mismo tiempo este proceso se produce de modo predominante en estados iniciales quark quark, por lo que resulta de gran utilidad por su sensibilidad a las PDFs de estas partículas en colisión protón-protón. Hemos medido también la asimetría en la producción W^+Z y W^-Z directamente determinada por la naturaleza de un colisionador pp como el LHC, obteniendo resultados casi idénticos en precisión a las predicciones teóricas más actualizadas. Así mismo realizamos una interpretación directa usando el formalismo EFT lo que nos llevó a determinar los límites más severos hasta el momento de varios operadores de dimensión 6 que afectan al acoplamiento gauge triple usando diferentes valores de la luminosidad del LHC [77-81]. Estas medidas de precisión, como en el caso de la producción de quarks top, nos han permitido estudiar procesos de producción electrodébil de partículas supersimétricas [88-89], reflejados en las tesis de Santiago Folgueras y Carlos Erice. Dados los límites establecidos en producción fuerte, este modo de producción es el más prometedor para la búsqueda de estas partículas en la actual y futura fase del LHC. La (Figura 45) muestra un resumen de los resultados de las diferentes medidas que hemos realizado en el LHC a las diferentes energías en CM en que ha funcionado.

3.8 Estudio de las propiedades del bosón de Higgs en el LHC.

El descubrimiento del H [1,2] se realizó utilizando una luminosidad integrada de un poco más de 5 fb^{-1} a 7 TeV y una cantidad similar a 8 TeV . El LHC continuó proporcionando colisiones en 2012 hasta alcanzar un poco más de 20 fb^{-1} , lo que nos permitió un estudio mucho más detallado del proceso $H \rightarrow WW^*$ [90], reflejado principalmente en la tesis de Lara Lloret. Estudiamos estados finales con 2 leptones, estableciendo la presencia del H con m_H cercana a 125 GeV con una significancia observada de 4.3σ , además de medir el spin-paridad de esta partícula, favoreciendo fuertemente la hipótesis $J^P=0^+$ frente a las alternativas $J^P=2^+$ o $J^P=0^-$, proporcionando fuerte evidencia de que la partícula recientemente descubierta tenía las propiedades del Higgs del ME. El artículo fue muy rápidamente aceptado, en menos de dos semanas y sin comentarios y tiene más de 100 citas en la actualidad.

3.8.1 El proceso de producción $t\bar{t}H$ con varios leptones en el estado final.

La continuación natural del estudio de las propiedades del H, tras establecer el modo $H \rightarrow WW^*$, habiendo usado un estado final con 2 o más leptones de alto momento y aislados, es el de la producción asociada del bosón de Higgs y el quark top ($t\bar{t}H$). Dado que podemos usar un estado final similar, esto no permite estudiar el acoplamiento de Yukawa del quark top y el bosón de Higgs que constituye una de las piezas clave del ME. Este modo de producción del H no es sencillo pues posee la sección eficaz más baja en el LHC de unos 0.5 pb a 13 TeV (Figura 32). Los estados finales con varios leptones permiten cubrir 3 de los principales modos de desintegración del H, WW^* , ZZ^* y $\tau\tau$.

Hemos estudiado este proceso en varias etapas. Comenzamos con los datos correspondientes a 36 fb^{-1} [91-92], para continuar con los datos completos del Run 2 del LHC de casi 140 fb^{-1} [93-96].

Dada la baja sección eficaz de este proceso, es necesario estudiar y considerar todas las posibles diferencias entre la señal y los fondos para poder tener cierta sensibilidad a la presencia de la señal $t\bar{t}H$. Para ello utilizamos diversas categorías de sucesos mutuamente excluyentes, dependiendo del tipo y número de leptones en el estado final. Las dos categorías principales dos leptones de la misma carga eléctrica (2lss) y por tres (3l) leptones sin presencia de taus hadrónicos en [91-92], que luego se incluyeron en [93-96]. La sensibilidad se mejoró gracias a la inclusión de métodos de ML y de elementos de matriz (MEM) basados en MC. Este proceso sufre de una gran cantidad de fuentes de fondo. Las más difíciles de estimar son las provenientes de leptones mal identificados, que hay que estudiar con los propios datos. El resto se pueden estimar con simulaciones de MC, y están dominadas por procesos de producción asociada de pares de quarks top con un bosón W o Z ($t\bar{t}V$ ($V=W,Z$)), o por la producción de WZ y ZZ, con contribuciones menores como VVV, tZq o 4 tops.

La muestra después de la selección de leptones está dominada en las 6 categorías

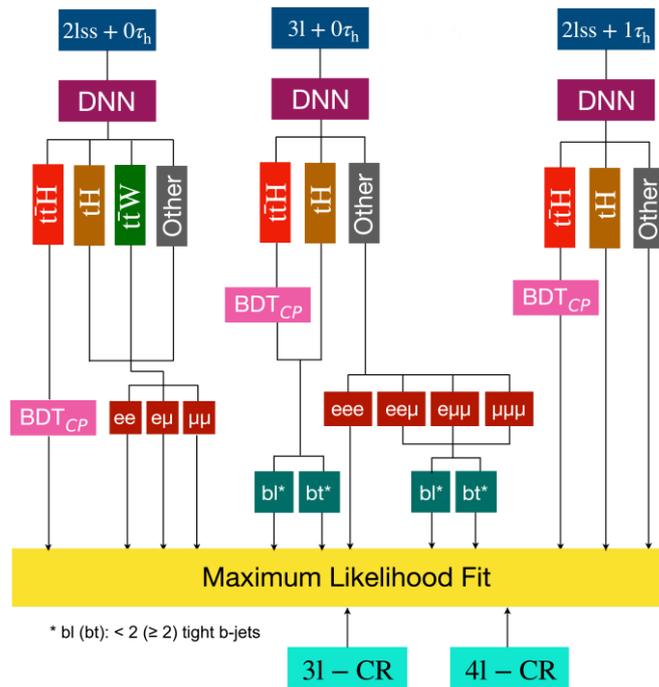


Figura 46: Diagrama que muestra la estrategia de división en categorías en el estudio de las propiedades CP del Higgs [95]

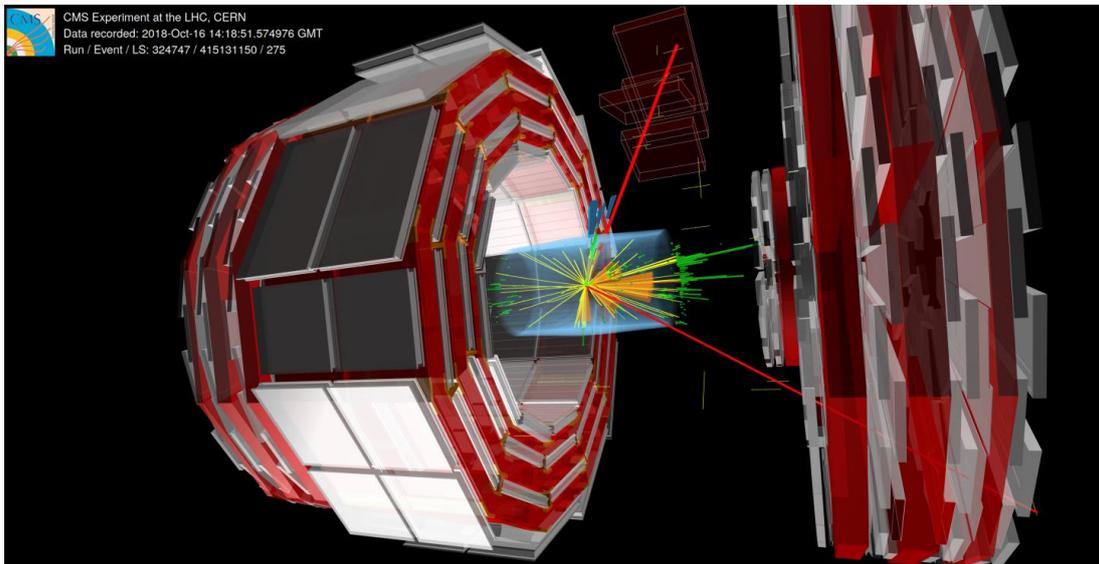


Figura 47: Imagen de un suceso reconstruido candidato a $t\bar{t}H$ en el canal multi leptónico.

por los procesos de fondo mencionados, por lo que se utilizó un ajuste de máxima verosimilitud a la distribución de un observable en cada categoría para obtener la máxima separación posible entre la señal ttH y los fondos. En las categorías 2lss y 3l, el observable utilizado para la extracción de la señal, está basado en un algoritmo de IA entrenado en un caso para separar la señal ttH del fondo ttV y en otro del tt +jets. Las variables de entrada para cada algoritmo de ML fueron optimizadas para cada categoría. Las funciones que representan estos dos algoritmos fueron finalmente combinadas en una única variable bidimensional D_{MVA} que fue redefinida para reducir las posibles fluctuaciones estadísticas en N regiones de igual contenido en fondo. Un esquema de la estructura del análisis desarrollado puede observarse en la (Figura 46). Estos estudios son parte de la tesis de Sergio Sánchez (91-93) y Clara Ramón (93-96). La (Figura 47) muestra un suceso seleccionado de acuerdo con los criterios anteriores.

El estudio presentado en [91] llevó a la primera evidencia, 3σ , del proceso de producción ttH en estados finales con varios leptones. Los resultados de este estudio se combinaron con estudios previos a 7 y 8 TeV, y con los resultados de los estados finales en dos fotones y dos quarks b, dando lugar a la primera observación del proceso de producción asociada de pares de quarks top con el bosón de Higgs [92], publicado en Physical Review Letters, y una de las publicaciones más referenciadas en física del H.

Utilizando toda la luminosidad recogida por CMS a 13 TeV, se extendió el estudio

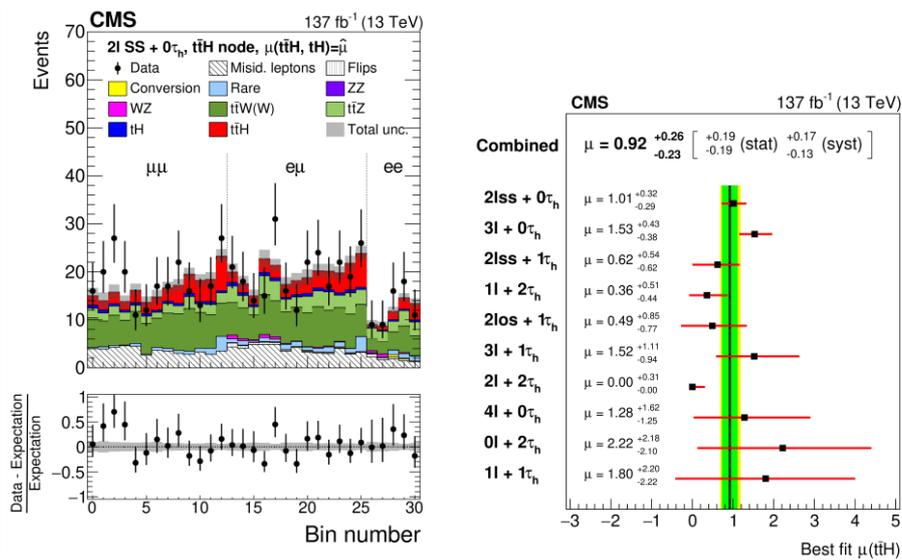


Figura 48: (Izquierda) Límites (95% IC) para la producción de stop, (derecha) interpretación de los límites en la masa del stop en producción de materia oscura (95% IC) con mediadores escalares [93]

anterior [903], incluyendo estados finales τ_{had} , y refinando el estudio de los procesos de fondo más importantes. Se estudiaron detalladamente las incertidumbres principales, identificando las dominantes como debidas a leptones y al valor de la sección eficaz de los procesos ttV que provienen de diagramas de orden superior no presentes en el MC. Los resultados para el estado final con dos leptones de la misma

carga eléctrica y para las diferentes categorías se ilustran en (Figura 48) en muy buen acuerdo con las predicciones del ME. La significancia estadística final observada (esperada) fue de 4.7 (5.2) σ , lo que representa prácticamente la observación de este proceso, por primera vez, en el LHC.

Usando estos mismos datos y como parte de la tesis doctoral de Clara Ramón,

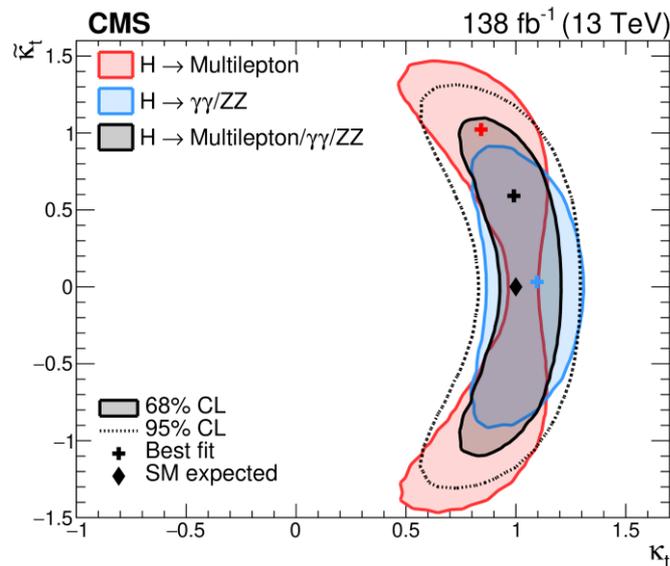


Figura 49: 95% IC de los resultados de la combinación del análisis del estado final multileptónico con los del H->γγ/ZZ [95]

estudiamos las propiedades CP del H usando este estado final y utilizando de nuevo técnicas de ML para incrementar la separación entre posibles escenarios CP-par y CP-impar [905]. Como se puede observar en (Figura 49) los resultados son compatibles con la hipótesis CP-par en magnífico acuerdo con las predicciones del ME.

Finalmente, y de modo muy excepcional, se ha publicado en Nature, independientemente por cada una de las dos colaboraciones, ATLAS y CMS [94] un resumen de los resultados obtenidos por cada experimento del estudio de las propiedades del bosón de Higgs durante este periodo de casi 10 años, usando toda la luminosidad proporcionada por el LHC. El resultado más importante se presenta en la (Figura 50) donde se representa una variable proporcional al acoplamiento de cada partícula elemental en que se ha estudiado la producción o desintegración del H, diferente para fermiones y bosones, en función de la masa de cada una de ellas. Como se puede ver, el acuerdo con las predicciones del ME es excelente, y confirma que el bosón de Higgs tiene las propiedades esperadas en este modelo. Queda en cualquier caso mucho camino por andar. El acuerdo global, y la tendencia en los resultados es de clara compatibilidad con el ME. Sin embargo, como se puede observar en la derecha de (Figura 50), las incertidumbres en los valores de los diferentes acoplamientos del H a las diferentes partículas tienen valores que en la mayoría de los casos están entre el 7 y el 10% con contribuciones estadísticas y sistemáticas similares. Ello lleva a la necesidad de aumentar el tamaño de la muestra sustancialmente y mejorar todavía más si cabe el entendimiento de los datos de cada experimento. La fase 2 del LHC que, según está previsto en la actualidad, comenzará

en 2029 incrementará la luminosidad en un factor entre 8 y 10 veces la esperada a

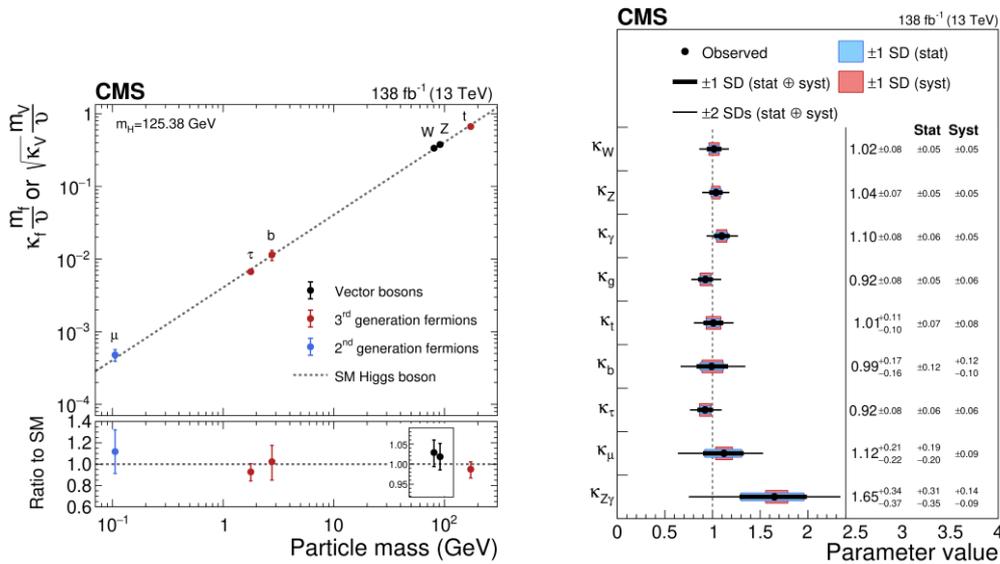


Figura 50: (Izquierda) Acoplamiento de las diferentes partículas al bosón de Higgs en función de la masa de la partícula. (Derecha) Valor de los acoplamientos a fermiones y bosones, con sus correspondientes incertidumbres [90]

final de 2025. EL reemplazo y mejora de los detectores de trazas de ATLAS y CMS, de muchas otras componentes, y de la electrónica de otros detectores, las mejoras del trigger, y de las técnicas de análisis, permitirán también reducir las incertidumbres sistemáticas hasta valores que se espera que en muchos de los acoplamientos del H a otras partículas estén cercanos o por debajo del 2% al final del LHC. Todo ello permitirá comprobar detalladamente las predicciones del ME en el sector de Higgs y estudiar con mucha más precisión el problema del origen de la masa de las partículas elementales.

4. El futuro de la Física de Partículas con aceleradores

Los siglos XX y XXI han sido extremadamente fructíferos en la comprensión del mundo a la escala subnuclear y de las partículas elementales, así como de las interacciones que lo gobiernan. Se ha construido una teoría, el Modelo Estándar, que describe de modo unificado la interacción electromagnética y la débil y se ha profundizado en el conocimiento de la interacción fuerte. Se sabe que existen tres generaciones de leptones y quarks, y se conocen los bosones que explican los tres tipos de interacciones entre las mismas y, finalmente, se ha descubierto el bosón de Higgs.

Actualmente, y desde el punto de vista experimental, con el LHC se están estudiando otros problemas relacionados y quizá más difíciles: el origen de la masa, las componentes fundamentales de la materia (el problema del sabor), la masa de los neutrinos que no se puede explicar con el mecanismo de Higgs, la asimetría entre materia y antimateria, o la posibilidad de una cierta unificación de fuerzas, y por supuesto, la cuantificación de la gravedad. La composición de la materia oscura es

otro problema fundamental, que en algunos aspectos puede estudiarse con los aceleradores de partículas.

Todo ello se estudia en el LHC, por lo que la Física de Altas Energías en el mundo, y en España está inevitablemente asociado al CERN.

En este laboratorio no solo se están estudiando estas cuestiones fundamentales en Física, si no que sus herramientas básicas, aceleradores y detectores de partículas están teniendo numerosas aplicaciones en la vida cotidiana. Aunque se inventaron y desarrollaron como herramientas para la investigación básica, hoy en día hay miles de aceleradores de partículas en funcionamiento en el mundo, de los cuales sólo un pequeño porcentaje se utiliza en investigación básica. La gran mayoría encuentra aplicaciones que van desde el diagnóstico a la terapia médica. Las técnicas electrónicas de detección de partículas han revolucionado el diagnóstico médico. Los detectores inventados por Georges Charpak en 1968 permiten obtener imágenes de rayos X utilizando una fracción de la dosis requerida por los métodos fotográficos. Los cristales desarrollados para los experimentos del CERN en la década de 1980 son ahora omnipresentes en los escáneres PET.

En la Navidad de 1990, Sir Tim Berners-Lee había definido los conceptos básicos de la Web, html, http y URL, y había escrito el primer navegador/editor y el software de servidor. La dirección del primer servidor web del mundo fue info.cern.ch, que se ejecutó en una computadora NeXT en el CERN. La primera dirección de una página web del mundo proporcionó información sobre el proyecto World Wide Web. El 30 de abril de 1993, el CERN puso el software de la World Wide Web en el dominio público. Posteriormente, el CERN puso a disposición este software con licencia abierta, lo que ha constituido una forma más segura de maximizar su difusión, estas acciones permitieron que la web floreciera, y las consecuencias para las relaciones entre las personas, y las personas y el entorno, académico, administrativo, social, industrial, médico, y de todo tipo, son evidentes.

Sin los conocimientos adquiridos en física de partículas, el progreso en muchos campos habría sido mucho más lento. El CERN, en asociación con la industria, brinda a las empresas experiencia que pueden aplicar en otros lugares, permitiendo que la tecnología del CERN llegue rápidamente a la sociedad en beneficio de todos. Algunos ejemplos importantes son el WWW y las aplicaciones médicas.

Reiterar para acabar lo importante que este campo ha sido, es, y todos deseamos que siga siendo, en la formación de investigadores, físicos, ingenieros y técnicos (Figura 51) que puedan transmitir los valores de la Ciencia y la Ingeniería a la sociedad para un mayor desarrollo y beneficio de todos.

Muchas gracias por su atención.



Figura 51: Foto del grupo de Física Experimental de Partículas de la U. Oviedo el día de la lectura de la tesis de Carlos Erice, además de algunos otros miembros que formaron parte del mismo en el pasado o se han incorporado posteriormente.

5. Referencias

- [1] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1.
- [2] CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30.
- [3] Englert F, Brout R. 1964 Broken symmetry, and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.* 13, 321.
- [4] Higgs PW. 1964 Broken symmetries, massless particles, and gauge fields. *Phys. Lett.* 12, 132–133.
- [5] Higgs PW. 1964 Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.* 13, 508–509.
- [6] Guralnik GS, Hagen CR, Kibble TWB. 1964 Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.* 13, 585–587.
- [7] Higgs PW. 1966 Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons. *Phys. Rev.* 145, 1156–1163.
- [8] Kibble TWB. 1967 Symmetry breaking in non-Abelian gauge theories. *Phys. Rev.* 155, 1554–1561.
- [9] Weinberg, S. (1967). A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.* 19:1264-1266.
- [10] Salam, A. (1968). Weak and electromagnetic interactions. In: Svartholm, W., Ed., *Elementary Particle Theory*, Almquist and Wiksell, Stockholm, 367-387.
- [11] Ellis JR, Gaillard MK, Nanopoulos DV. 1976 A phenomenological profile of the Higgs boson. *Nucl. Phys. B* 106, 292–340.
- [12] CERN, Etude d’impact du projet LEP sur l’environnement, (1982). <https://cds.cern.ch/record/99730?ln=en>.
- [13] ALEPH, *Nucl. Instr. & Meth. A*, 294, 121-178 (1990), *Nucl. Instr. & Meth. A*, 303, 393 (1991), CERN-EP-90-2
- [14] P. Aarnio et al., “The DELPHI detector at LEP”, *Nucl. Instr. & Meth. A*, 303, 233-276 (1991).
- [15] OPAL, *Nucl. Instr. & Meth. A*, 305, 275-319 (1991), CERN-PPE-90-114.
- [16] B. Adeva et al., The construction of the L3 experiment, *Nucl. Instr. & Meth. A* 289, pp. 35-102 (1990).
- [17] Benlloch J.M., et. al. Physical properties of the TOF (Time of Flight) scintillation counters of Delphi. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*. 290, 327-334, 1990.
- [18] Benlloch J.M., et. al. A method for calibration and test of the time-of-flight detectors for Delphi. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*. 292, 319 – 328, 1990.
- [19] Cuevas J.; Marco J.; Richard F.; Ruiz A.; Simonetto F. Fast simulation of the DELPHI detector. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*. 274, 459 - 468. 1989.
- [20] V. Chabaud et al., The DELPHI silicon strip microvertex detector with double sided readout, *Nucl. Instr. & Meth. A* 368, pp. 314–332 (1996).
- [21] ADLO Collaborations, Lower bound for the Standard Model Higgs boson mass from combining the results of the four LEP experiments, CERN-EP/98-046 (1998).
- [22] ADLO Collaborations et al., Precision ElectroWeak measurements on the Z resonance, *Physics Reports*, 427, 257-454 (2006).
- [23] K. Hubner, Designing and building LEP, *Physics Reports* 403-404, 177-188 (2004); S. Myers (ed.), *The LEP Collider: from Design to Approval and Commissioning*, CERN-1991-008 (CERN, Geneva, 1991). <http://dx.doi.org/10.5170/CERN-1991-008>.
- [24] P. Janot and S. Jadach, *Phys. Lett. B*803, 135319 (2020).
- [25] G. Voutsinas et al., *Phys. Lett. B*800, 135068 (2020).
- [26] CMS Collab. Measurement of the top quark mass using a profile likelihood approach with the lepton + jets final states in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. *Eur. Phys. J.C* **83**, 963 (2023).

- [27] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022) and 2023 update.
- [28] Delphi coll. b-tagging in DELPHI at LEP. European Physical Journal C. 32, 185 – 208, 2004.
- [29] Delphi coll. Search for neutral and charged Higgs bosons in e+ e- collisions at $\sqrt{s} = 161$ GeV and 172 GeV. Eur.Phys.J.C2:1-37,1998
- [30] Delphi coll. Search for neutral Higgs bosons in e+ e- collisions at $\sqrt{s} = 183$ GeV. Eur.Phys.J.C10:563-604,1999.
- [31] Delphi coll. Searches for neutral Higgs bosons in e+ e- collisions around $\sqrt{s} = 189$ GeV. Eur.Phys.J.C17:187-205,2000.
- [32] Delphi coll. Searches for neutral Higgs bosons in e+ e- collisions from $\sqrt{s} = 191.6$ GeV to 201.7 GeV. Eur.Phys.J.C23:409-435,2002.
- [33] B. Richter, Very high energy electron-positron colliding beams for the study of the weak Interactions, Nucl. Instr. & Meth. 136, 47 (1976), and SLAC-PUB-1738.
- [34] D. Treille, LEP/SLC: What did we expect? What did we achieve? A very quick historical review, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 109 B 1-16 (2002).
- [34] Delphi coll. Search for the standard model Higgs boson at LEP in the year 2000. Phys. Lett. B 499:23-37,2001.
- [35] Delphi coll. Final results from DELPHI on the searches for SM and MSSM neutral Higgs bosons. Eur.Phys.J.C32:145-183,2004.
- [36] Delphi coll. Measurement of the W pair production cross-section and W branching ratios in e+ e- collisions at $\sqrt{s} = 161$ GeV to 209-GeV. Eur.Phys.J.C34:127-144,2004.
- [37] Delphi coll. ZZ production in e+ e- interactions at $\sqrt{s} = 183$ GeV to 209 GeV. Eur.Phys.J.C30:447-466,2003.
- [38] Delphi coll. Measurement of the ZZ cross-section in e+ e- interactions at 183 GeV – 189 GeV. Phys. Lett. B 497:199-213,2001.
- [39] Measurement and interpretation of the W pair cross-section in e+ e- interactions at 161 GeV. Phys. Lett. B 397:158-170,1997.
- [40] ADLO coll. Search for the standard model Higgs boson at LEP. Phys. Lett. B 565:61-75,2003
- [41] Delphi coll. Search for charged Higgs bosons at LEP in general two Higgs doublet models. Eur.Phys.J.C34:399-418,2004
- [42] Delphi coll. Searches for neutral Higgs bosons in extended models. Eur.Phys.J.C38:1-28,2004.
- [43] ADLO coll. Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP. Eur.Phys.J.C47:547-587,2006.
- [44] ADLO coll. Search for Charged Higgs bosons: Combined Results Using LEP Data, Eur. Phys. J. C73 (2013) 2463
- [45] Delphi coll. Search for technicolor with DELPHI. Eur.Phys.J.C22:17-29,2001.
- [46] Oliver S. Bruning (ed.), P. Collier (ed.), P. Lebrun (ed.), S. Myers (ed.), R. Ostojic (ed.) Jun, 2004 “LHC Design Report Vol.1: The LHC Main Ring”, CERN Yellow Reports: Monographs.
Report number: CERN-2004-003-V1, CERN-2004-003, CERN-2004-003-V-1
- [47] ATLAS Collaboration “ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 1,2” CERN-LHCC-99-014; ATLAS-TDR-14
- [48] Chatrchyan S. et al. CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC”. Journal of Instrumentation. 3, 2008. ISSN 17480221
- [49] Bayatian G.L. et al. CMS Collaboration, “CMS physics technical design report, volume II: Physics performance. “, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 34, pp. 995
- [50] LHCb Collaboration, “LHCb: Technical Proposal” CERN-LHCC-98-004; LHCC-P-4
- [51] ALICE Collaboration, “Physics performance report, volume I J. Phys. G 30 (2004) 1517 1763.
- [52] Yost GP et al. 1988 Review of particle properties. Phys. Lett. B 204, 1.
- [53] G. Abbiendi et. al., The Analytical Method algorithm for trigger primitives generation

- at the LHC Drift Tubes detector, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 1049 (2023) 168103
- [54] LHC Higgs Cross Section Working Group (2011), arXiv:1101.0593, LHC Higgs Cross Section Working Group (2012), arXiv:1201.3084
- [55] D. de Florian et al., Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector, (2016), arXiv: 1610.07922
- [56] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration) Higgs boson studies at the Tevatron Phys. Rev. D **88**, 052014
- [57] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration) Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron. Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 071804.
- [58] CMS Collaboration, “First measurement of the cross section for top-quark pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV”. Physics Letters B: 695, pp. 424 - 443. 2011. DOI: 10.1016/j.physletb.2010.11.058
- [59] CMS Collaboration, “First measurement of the top quark pair production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13.6$ TeV”. JHEP 08 (2023) 204.
- [60] CMS Collaboration, Measurement of the cross section of top quark-antiquark pair production in association with a W boson in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 07 (2023) 219.
- [61] ATLAS and CMS Collaborations, Combination of inclusive top-quark pair production cross-section measurements using ATLAS and CMS data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. JHEP 07 (2023) 213.
- [62] CMS Collaboration, Measurement of inclusive and differential cross sections for single top quark production in association with a W boson in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 07 (2023) 046.
- [63] CMS Collaboration, Measurement of the inclusive $t\bar{t}$ production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV. JHEP 04 (2022) 144.
- [64] CMS Collaboration, Measurement of CKM matrix elements in single top quark t-channel production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Phys. Lett. B 808 (2020) 135609.
- [65] CMS Collaboration, Measurement of the t-tbar production cross section, the top quark mass, and the strong coupling constant using dilepton events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. EPJC 79 (2019) 368.
- [66] CMS Collaboration, Measurement of the production cross section for single top quarks in association with W bosons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 10 (2018) 117
- [67] CMS Collaboration, Measurement of the inclusive t-tbar cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV using final states with at least one charged lepton. JHEP 03 (2018) 115
- [68] CMS Collaboration, Measurement of the t-tbar production cross section using events in the e-mu final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. EPJC 77 (2017) 172.
- [69] CMS Collaboration, Measurement of the top quark pair production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV. Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 052002.
- [70] CMS Collaboration, Measurement of the t-tbar production cross section in the e-mu channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. JHEP 1608 (2016) 029.
- [71] CMS Collaboration, Measurements of t t-bar spin correlations and top quark polarization using dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. Phys. Rev. D 93 (2016) no.5, 05200.
- [72] CMS Collaboration, Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the dilepton channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. JHEP 02 (2014) 024.
- [73] CMS Collaboration, Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the dilepton channel in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. JHEP 1211 (2012) 067.
- [74] CMS Collaboration, Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section and the top quark mass in the dilepton channel in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. JHEP 1107 (2011) 049.

- [75] CMS Collaboration, Search for physics beyond the standard model in top quark production with additional leptons in the context of effective field theory. Submitted to JHEP.
- [76] CMS Collaboration, Measurement of W^+W^- Production and Search for the Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Phys. Lett. B 699 (2011) 25-47.
- [77] CMS Collaboration, Measurement of the inclusive and differential WZ production cross sections, polarization angles, and triple gauge couplings in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 07 (2022) 032.
- [78] CMS Collaboration, Measurements of the electroweak diboson production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV using leptonic decays. Phys. Rev. Lett. 127, 191801 (2021).
- [79] CMS Collaboration, Measurements of the $pp \rightarrow WZ$ inclusive and differential production cross section and constraints on charged anomalous triple gauge couplings at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 04 (2019) 122.
- [80] CMS Collaboration, Measurement of the WZ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV, Phys. Lett. B 766 (2017) 268-290.
- [81] CMS Collaboration, Measurement of the WZ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV and search for anomalous triple gauge couplings at $\sqrt{s}=8$ TeV, Eur. Phys. J. C 77 (2017) 236.
- [82] CMS Collaboration, Measurement of the W^+W^- cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and limits on anomalous gauge couplings. Eur. Phys. J. C 76 (2016) 401.
- [83] CMS Collaboration, Measurement of W^+W^- and ZZ production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV Phys. Lett. B 721 (2013) 190-211.
- [84] CMS Collaboration, Measurement of the W^+W^- Cross section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and Limits on Anomalous $WW\gamma$ and WWZ couplings. Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2610.
- [85] CMS Collaboration, Search for the pair production of light top squarks in the $e^+\mu^\mp$ final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 03 (2019) 101.
- [86] CMS Collaboration, Search for direct pair production of scalar top quarks in the single- and dilepton channels in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. JHEP 07 (2016) 027.
- [87] CMS Collaboration, Combined searches for the production of supersymmetric top quark partners in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Eur. Phys. J. C 81 (2021) 970.
- [88] CMS Collaboration, Search for electroweak production of charginos and neutralinos in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 04 (2022) 147.
- [89] CMS Collaboration, Combined search for electroweak production of charginos and neutralinos in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 03 (2018) 160.
- [90] CMS Collaboration, Measurement of Higgs boson production and properties in the WW decay channel with leptonic final states. JHEP 01 (2014) 096.
- [91] CMS Collaboration, Evidence for associated production of a Higgs boson with a top quark pair in final states with electrons, muons, and hadronically decaying τ leptons at $\sqrt{s}=13$ TeV. JHEP 08 (2018) 066.
- [92] CMS Collaboration, Observation of ttH production. Phys. Rev. Lett. 120, 231801 (2018).
- [93] CMS Collaboration, Measurement of the Higgs boson production rate in association with top quarks in final states with electrons, muons, and hadronically decaying tau leptons at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Eur. Phys. J. C 81 (2021) 378.
- [94] CMS Collaboration, A portrait of the Higgs boson by the CMS experiment ten years after the discovery. Nature 607, 60-68 (2022).
- [95] CMS Collaboration, Search for CP violation in ttH and tH production in multilepton channels in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 07 (2023) 092.
- [96] CMS Collaboration, Measurement of the cross section of top quark-antiquark pair production in association with a W boson in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. JHEP 07 (2023) 219.