



Memoria presentada para la obtención del
Diploma de Estudios Avanzados

Universidad de Granada

Método para determinar la masa, sección eficaz y anchura del bosón de Higgs del Modelo Estándar en el canal de desintegración $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ en el experimento CMS de LHC

María Aldaya Martín (CIEMAT)

28 de junio de 2006

Memoria de Docencia

Cursos de Doctorado

María Aldaya Martín (CIEMAT)

Tutor: Dr. Lucas Lara Garrido (Universidad de Granada)

Índice

1. Introducción	1
2. Cursos de FISYMAT	2
2.1. Mecánica cuántica en espacios de Hilbert	2
2.2. Dimensiones extra y su fenomenología	2
2.3. Estructura de las teorías gauge	3
2.4. Astrofísica y cosmología	3
2.5. Radioastronomía	4
3. Cursos de Métodos y Técnicas Avanzadas en Física	5
3.1. Análisis de imágenes astrofísicas	5
4. Cursos complementarios de especialización	6
4.1. Taller de Altas Energías 2003	6
5. Certificado de docencia	7

1. Introducción

En esta primera parte de la memoria se enumeran los cursos de doctorado que integraron el período de docencia. Estos cursos, que realicé durante el año académico 2003/2004, se enmarcan en el Programa de Doctorado Física y Matemáticas (FISYMAT). Dado que cuando inicié los estudios de Tercer Ciclo en esta Universidad desconocía cuál iba a ser el tema de mi tesis doctoral, la elección de estos cursos se basó en mis intereses científicos, ya fuese por deseo de profundizar en los conocimientos adquiridos durante la licenciatura o de aprender sobre cuestiones que hasta ese momento no había estudiado.

Para completar este primer año se precisaba haber cursado un total de veinte créditos, de los cuales hasta cinco podían corresponder a otros programas de doctorado diferentes al propio. En mi caso, cursé quince créditos correspondientes al programa FISYMAT repartidos en cinco cursos de tres créditos cada uno; tres correspondientes a un curso del programa Métodos y Técnicas Avanzadas en Física; y dos créditos fuera de programa que me fueron asignados tras realizar un curso de especialización. Los cursos fueron:

- FISYMAT
 - Mecánica cuántica en espacios de Hilbert
 - Dimensiones extra y su fenomenología
 - Estructura de las teorías gauge
 - Astrofísica y cosmología
 - Radioastronomía
- Métodos y Técnicas Avanzadas en Física
 - Análisis de imágenes astrofísicas
- Cursos complementarios de especialización
 - Taller de Altas Energías 2003

2. Cursos de FISYMAT

2.1. Mecánica cuántica en espacios de Hilbert

Profesor responsable: Enrique Ruiz Arriola.

Este curso pretendió enfocar la Mecánica Cuántica haciendo énfasis especial en el contenido matemático esencial de la teoría. Gracias a esto, cualquier conocedor de las ideas físicas subyacentes, con poco conocimiento de las matemáticas asociadas pero que haya seguido un curso básico de espacios de Hilbert estaría en condiciones de enfrentarse al manejo de nociones fundamentales de, por ejemplo, las ecuaciones de ondas, el análisis de Fourier o las ecuaciones de Schrödinger. Se enfatizó, además, la descripción de procesos dependiente del tiempo, permitiendo aplicar conceptos de ecuaciones en derivadas parciales.

La bibliografía útil para el curso fue:

1. B. Simon, *Quantum Mechanics for Hamiltonians defined as quadratic forms*, Princeton Series in Physics, 1971.
2. A. Galindo y P. Pascual, *Mecánica Cuántica, vols I y II*, Eudema 1990.
3. A. Gadella, A. Bohm, *The rigged Hilbert space in Quantum Mechanics*, Springer 1997.

Este curso me sirvió para afianzar y ampliar mis conocimientos de mecánica cuántica y de espacios de Hilbert adquiridos durante la licenciatura, especialmente mediante la realización de los ejercicios propuestos por el profesor.

2.2. Dimensiones extra y su fenomenología

Profesor responsable: Francisco del Águila Giménez.

En este curso se discutieron los distintos mecanismos dinámicos que se han propuesto durante los últimos años para resolver el problema de las jerarquías en física de partículas. Se centró en la reciente propuesta de las dimensiones extra, cuya existencia ofrece también nuevas perspectivas para el tratamiento de otros problemas como la réplica de familias, los procesos con cambio de sabor o la rotura de simetrías. Las dimensiones extra permiten relacionar geoméricamente constantes físicas muy diferentes, y por tanto, difíciles de explicar en cuatro dimensiones. En este curso se pretendió extender el estudio tradicional del Modelo Estándar en cuatro dimensiones a más dimensiones. El ejemplo más simple es aquél en el que el número de dimensiones es cinco. Esta extensión hace necesario reescribir los elementos constituyentes de la teoría anterior (los campos de materia, por ejemplo) mediante nuevos elementos matemáticos que se adapten al nuevo espacio que estamos considerando. Dicha construcción ha de ser consistente de manera que sea posible, a partir de este espacio de dimensión cinco, volver a recuperar la teoría que teníamos en cuatro dimensiones con sus propiedades originales.

El curso contó, además, con la presencia del profesor Ángel Uranga, que explicó aspectos sobre sus trabajos en modelos de diez dimensiones. En ellos, se parte de cuatro dimensiones planas a las que se van añadiendo otras más en forma de tres toros enrollados donde se localizarían las otras seis.

La bibliografía recomendada fue:

1. S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields I, II, III*.
2. J. Polchinsky, *String Theory I, II*.
3. F. Quevedo, *Lectures on Superstring Phenomenology*, (hep-th/9603074).
4. G. Aldazábal et al., *D-branes at singularities: A bottom-up approach to the string embedding of the standard model*, JHEP 0008, 002 (2000).
5. M. Cvetič et al., *Three-family standard-like models from intersecting braneworlds*, Phys. Rev. Lett. 87, 201801 (2001).

Elegí este curso para profundizar en el estudio de la física de partículas a través de ideas tan novedosas como las de las dimensiones extra.

2.3. Estructura de las teorías gauge

Profesor responsable: Víctor Aldaya Valverde.

Este curso estuvo dedicado al estudio de las estructuras básicas de la física actual, prestando especial atención a la clasificación de las partículas elementales y de las interacciones fundamentales entre ellas. Supuso un gran aporte de conocimientos en geometría diferencial y grupos de Lie (variedades diferenciables, álgebras de Lie, grupos de Lie, fibrados principales, conexiones...), necesarios para una formulación rigurosa y matemática. Las estructuras matemáticas que se desarrollaron permitieron abordar tanto la formulación gauge de las interacciones como la cuantización (no canónica) de los campos mediadores. Además, se plantearon alternativas al Modelo Estándar de partículas.

El programa del curso fue el siguiente:

- Repaso de geometría diferencial
- Grupos de Lie
- Formulación de Cartan de la Mecánica
- Formulación variacional de la teoría de campos
- Formulación gauge de las interacciones
- Ejemplos: Interacción electrodébil, gravedad
- Formulación alternativa al mecanismo de Higgs-Kibble de Rotura Espontánea de la Simetría

De la extensa bibliografía destacaremos las siguientes referencias:

1. N.J. Hicks, *Notes on Differential Geometry*.
2. Abraham & Marsden, Benjamin 1966.
3. C. Godbillon, *Géometrie Différentielle et Mécanique Analytique*, Hermann Paris 1969.
4. M. Nakahara, *Geometry, Topology and Physics*, Graduate Student series IOP 1990.

Este curso me resultó especialmente interesante por lo novedoso en su planteamiento, a pesar de que, debido a la escasa preparación en geometría diferencial que se posee al terminar la licenciatura, resultase más complicada una completa asimilación de los temas que se trataron en él.

2.4. Astrofísica y cosmología

Profesores responsables: Eduardo Battaner López y Mariano Moles Villamate.

El contenido de este curso consistió esencialmente en un repaso de los distintos modelos cosmológicos y sus implicaciones. Se hizo especial énfasis en la clasificación de los modelos de Universo propuestos a lo largo del siglo XX y la dependencia de sus respectivos parámetros. También se trató la materia oscura y su posible localización en cúmulos de galaxias, y se analizaron modelos alternativos. Finalmente, se estudiaron las distintas Eras del Universo evolutivo, así como la formación, distribución y evolución de estructuras a gran escala.

A continuación se detalla el programa de la asignatura:

- Gravedad. El Principio cosmológico
- Clasificación de modelos cosmológicos. Parámetros cosmológicos. Tests globales. Escala de distancias. Determinación de parámetros cosmológicos
- Materia oscura. Materia oscura en los cúmulos y en las galaxias. MOND. Otras alternativas
- El Universo evolutivo. Eras del Universo. Fondo cósmico de microondas. Masa de Jeans. Formación de estructuras a gran escala

- Distribución de galaxias a gran escala. Contraste de densidad empírico. Evolución cósmica de estructuras, cúmulos y galaxias.

Entre la bibliografía básica propuesta, cabe destacar:

1. E. Battaner, *Astrophysical Fluid Dynamics*, Cambridge Univ. Press.
2. E.W. Kolb, M.S Turner, *The early universe*, Addison Wesley Pub. Co.
3. J.A. Peacock, *Cosmological Physics*, Cambridge Univ. Press.
4. E. Battaner, E. Florido, *The rotation curve of spiral galaxies and its cosmological implications*, *Fundamentals of Cosmic Physics* 21, p. 1-154, (astro-ph0010475).
5. S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, Wills & Sons, New York, 1972.

Elegí este curso para ampliar los conocimientos de cosmología adquiridos durante mi último año de licenciatura. Me resultó muy estimulante la realización de un trabajo sobre materia oscura no bariónica, ya que me brindó la oportunidad de profundizar en el estudio de los distintos candidatos a materia oscura propuestos, así como en su posible detección.

2.5. Radioastronomía

Profesores responsables: Lucas Lara Garrido, Antonio Alberdi Ordiozola y Guillem Anglada i Pons.

Este curso estuvo dedicado al estudio de la astrofísica de las ondas de radio. Se analizaron tanto aspectos técnicos, como el estudio del radiotelescopio de antena única, los receptores y la interferometría, como los procesos radiativos y el estudio de los diferentes escenarios astrofísicos para la radioastronomía (formación estelar, núcleos activos de galaxias, supernovas...). Además, se hizo énfasis en el aprendizaje, mediante ejercicios prácticos, de las distintas técnicas de reducción de datos interferométricos en estas longitudes de onda para obtener el máximo rendimiento de las observaciones.

El programa del curso fue el siguiente:

- Introducción a la astrofísica de ondas de radio
- Radiotelescopios
 - Observables en radioastronomía
 - El radiotelescopio de antena única
 - Receptores: Espectrómetros
 - Interferometría: Síntesis de abertura
 - Interferometría no conexas: VLBI
- Procesos radiativos en radioastronomía
 - Radiación sincrotrón
 - Radiación inverso Compton
 - Procesos térmicos
- Escenarios astrofísicos para la radioastronomía
 - Medio Interestelar + ejercicio
 - Radio supernovas
 - Púlsares
 - Núcleos activos de galaxias
- Aspectos prácticos
 - Preparación de propuestas

- Acceso a base de datos
- Métodos de reconstrucción de imágenes
- Autocalibración, inversión de Fourier y deconvolución
- Métodos de máxima entropía
- Ejercicio

La bibliografía recomendada se detalla a continuación:

1. R. Estalella, G. Anglada, *Introducción a la física del medio interestelar*, Edicions Universitat de Barcelona, 1999.
2. J.D. Graus, *Radio Astronomy*, Cygnus-Quasar Books, 1986.
3. A.G. Pacholczyk, *Radio Astrophysics*, Ed. W.H. Freeman and Company, San Francisco.
4. G.B. Rybicki, A.P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons, 1979.
5. L. Spitzer, *Physical processes in the interstellar medium*, John Wiley & Sons, 1978.
6. A.R. Thompson, J.M. Moran y G.W. Swenson, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, Krieger Publishing Company, Florida, 1991.
7. G.L. Verschuur, K.I. Kellerman, *Galactic and extragalactic radio astronomy*, Springer-Verlag, 1988.
8. K. Rohlfs, T.L. Wilson, *Tools of radio astronomy (3rd ed.)*, Springer-Verlag, 2000.

Este curso resultó ser uno de los más interesantes del programa y, pese a no tener implicación directa en mi labor actual de investigación, me ha servido para completar mi formación en un plano más general.

3. Cursos de Métodos y Técnicas Avanzadas en Física

3.1. Análisis de imágenes astrofísicas

Profesores responsables: José Luis Ortiz Moreno.

En este curso se revisaron las técnicas de observación astronómica y se analizaron los elementos fundamentales de los principales detectores usados en la obtención de imágenes en astrofísica. Se desarrollaron las técnicas de observación empleadas en el visible y en el infrarrojo cercano, y se realizó un estudio del procesado de imágenes.

A continuación se detalla el programa del curso:

- Descripción elemental de los principales detectores usados para la obtención de imágenes en astrofísica
- Parámetros básicos de los instrumentos y detectores en astrofísica
- Técnicas de observación en el visible e infrarrojo cercano
- Formatos de imágenes astronómicas
- Procesado de las imágenes y calibraciones esenciales
- Software de uso astronómico
- Cálculos de señal
- Aplicaciones a diversas líneas en la astrofísica
- Ejemplos prácticos

El contenido del curso se plasmó en un ejercicio práctico de adquisición de imágenes y procesado básico con el telescopio PETI del Instituto de Astrofísica de Andalucía, consistente en la medida del fondo de cielo de Granada en la banda BVRI a varias elevaciones.

La bibliografía utilizada fue la siguiente:

1. *Image processing in IDL*. Research Systems, Inc. 2002.
2. J. Barnes, *A beginner's guide to using IRAF*. National Optical Astronomy Observatories, 1993.
3. P. Massey, *A users guide to CCD reduction with IRAF*, National Optical Astronomy Observatories, 1997.
4. W.L. Pratt, *Digital Image Processing*, John Wiley and Sons.
5. Teutolsky, Vetterling, Flannery, *Numerical Recipes in Fortran*, Cambridge University Press.
6. G. Walker, *Astronomical Observations*. Cambridge University Press.
7. P. Léna, *Observational Astrophysics*, Springer-Verlag.
8. L.B. Robinson, *Instrumentation for ground based optical astronomy*, Springer Verlag.
9. J.K. Davies, *Astronomy from Space*, John Wiley and sons, 1997.
10. R.K. Tyson, *Principles of adaptive optics*, Academic Press, 1998.
11. J. Serra, *Image analysis and mathematical morphology*, Academic Press.

Elegí este curso porque siempre he tenido un especial interés por el manejo de telescopios y me ha proporcionado una buena aproximación al tratamiento de imágenes en astrofísica.

4. Cursos complementarios de especialización

4.1. Taller de Altas Energías 2003

El Taller de Altas Energías es un curso anual destinado a la formación de doctores en física de altas energías mediante talleres de trabajo muy participativos. En el 2003 este curso se impartió en la Universidad de Granada (5-16 mayo), con un total de 80 horas lectivas (8 créditos). Resultó ser un complemento idóneo para mi formación en este campo y, como posteriormente se ha visto, para mi proyecto de tesis doctoral, ya que me permitió profundizar en mis conocimientos de física teórica de partículas e iniciar mi formación en las técnicas experimentales que se emplean en física de altas energías. El programa incluyó los siguientes profesores y temas:

1. Dr. Antonio Pich (IFIC, Valencia)
Quantum Field Theory
2. Dr. Aneesh Manohar (Univ. De California at San Diego)
Effective Fields Theory
3. Dr. Fred James (CERN, Ginebra)
Statistical Methods for High Energy Physics
4. Dr. Bryan Webber (Cambridge University)
Perturbative QCD
5. Dr. Mariano Quirós (IFAE, Barelona)
Physics Beyond the Standard Model
6. Dr. Friedrich Dydak (CERN, Ginebra)
Neutrino Physics

Además, contó con una serie de seminarios, entre los que se destacan:

- *Trends in Nanotechnology*, Fernando Flores (UAM)
- *Inflation after the WMAP results*, Juan García-Bellido (CERN)
- *Low-x Physics*, Luis Labarga (UAM)

5. Certificado de docencia

A continuación se adjunta el certificado con las calificaciones del período de docencia:

DOCTORADO. Certificado de Docencia

D/D^a MARIA ALDAYA MARTIN ha obtenido las siguientes calificaciones

Título del Programa de Doctorado

Física y Matemáticas

Universidad/es

Granada

Departamento/s responsable/es

ALGEBRA
ANALISIS MATEMATICO
ELECTROMAGNETISMO Y FISICA DE LA MATERIA
FISICA MODERNA
FISICA TEORICA Y DEL COSMOS
GEOMETRIA Y TOPOLOGIA
MATEMATICA APLICADA

Cursos	Créditos	Calificaciones	Observaciones
CURSOS COMPLEMENTARIOS	2.0	Convalidado	
Análisis de imágenes astrofísicas	3.0	Sobresaliente	
Astrofísica y cosmología	3.0	Sobresaliente	
Dimensiones extra y su fenomenología	3.0	Notable	
Estructura de las teorías de Gauge	3.0	Notable	
Mecánica cuántica en espacio de Hilbert	3.0	Sobresaliente	
Radioastronomía	3.0	Sobresaliente	

CALIFICACION GLOBAL: SOBRESALIENTE

Memoria de Investigación

Método para determinar la masa, sección eficaz y anchura del bosón de Higgs del Modelo Estándar en el canal de desintegración $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ en el experimento CMS de LHC

María Aldaya Martín (CIEMAT)

Supervisor: Dr. Pablo García Abia (CIEMAT)

Tutor: Dr. Antonio Bueno Villar (Universidad de Granada)

Índice

1. Introducción	8
2. El Modelo Estándar	9
3. Restricciones a la masa del bosón de Higgs	11
4. El acelerador LHC y el experimento CMS	12
4.1. El acelerador LHC	14
4.2. El experimento CMS	15
5. La Física del bosón de Higgs en LHC	17
6. Método para determinar la masa, sección eficaz y anchura del bosón de Higgs del Modelo Estándar en el canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$	19
7. Conclusiones	20
Referencias	20
8. CMS AN 2006/010	21

1. Introducción

En el Modelo Estándar las partículas adquieren masa a través del llamado mecanismo de Higgs, que predice la existencia de una partícula escalar aún no descubierta, el bosón de Higgs, sobre cuya masa nada dice la teoría. Si esta partícula existe podrá ser descubierta en los experimentos de LHC (concretamente CMS y ATLAS), acelerador del CERN que empezará a operar en 2007.

En esta memoria presento el estudio de la capacidad del experimento CMS para medir la masa, anchura natural y sección eficaz de producción del bosón de Higgs, una vez sea descubierto, en el canal de desintegración $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$. Este análisis está descrito en la publicación CMS NOTE 2006/107 [1], que es la continuación natural del análisis de la búsqueda del bosón de Higgs del Modelo Estándar, CMS NOTE 2006/106 [2], en el que se cuantifica el potencial de descubrimiento de la señal en función de su masa, para luminosidades integradas de 10 y 30 fb^{-1} , y describe la estrategia de análisis que se seguirá con datos reales.

He defendido ambos análisis en presentaciones orales realizadas en el CERN ante el comité de expertos del experimento, siendo aceptados por la colaboración sin enmienda alguna. Debe tenerse en cuenta que las CMS NOTES son documentos públicos que pasan por un exhaustivo proceso de revisión por parte de editores (R. Tenchini, del INFN-Pisa, y L. Malgeri, del CERN) y *referees* (V. Drollinger, del INFN-Padova, V. Innocente y T. Camporesi, ambos del CERN, y R. Breedon, de UC Davis) del experimento, y son aprobadas sólo cuando su calidad es considerada la de una publicación en una revista especializada. El CERN y la comunidad de física de altas energías aceptan el estatus de publicación de este tipo de documentos. Los resultados presentados en ambas publicaciones han sido incluidos en el *Physics Technical Design Report, Vol. II*, del experimento CMS [3], convirtiéndose en los resultados oficiales del experimento CMS en relación con la búsqueda del bosón de Higgs en el canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$. La CMS NOTE 2006/107 es la versión pública de la *Analysis Note* CMS AN 2006/010, que es la parte fundamental de esta memoria.

La memoria está estructurada en dos partes. La primera introduce el Modelo Estándar de la física de partículas y la física del bosón de Higgs, describe el dispositivo experimental (LHC y CMS) y la capacidad del experimento para la observación y estudio del bosón de Higgs. Por último se incluye la traducción al español de la introducción y las conclusiones de la CMS AN 2006/010. La segunda parte, cuerpo fundamental del trabajo de investigación, es la *Analysis Note* CMS AN 2006/010, que presenta un método para medir la masa, anchura natural y sección eficaz de producción del bosón de Higgs en el canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ para luminosidades integradas de 30 y 60 fb^{-1} .

2. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar [4–6], es una descripción muy eficaz de las interacciones de los componentes elementales de la materia a escalas tan pequeñas como $10^{-18} - 10^{-19}$ m y desde energía a cero hasta al menos $\sim 10^4$ GeV. Se trata de una teoría cuántica de campos que describe las interacciones de fermiones de espín $\frac{1}{2}$ (materia), mediadas por bosones *gauge* de espín 1 (interacciones). La existencia de los bosones vectoriales y la forma de sus interacciones están regidas por la invariancia *gauge* local, que no es sino una manifestación del grupo de simetría de la teoría, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Este grupo *gauge* incluye el grupo de simetría de las interacciones fuertes, $SU(3)_C$, y el grupo de simetría de las interacciones electrodébiles, $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El grupo de simetría de las interacciones electromagnéticas, $U(1)_{em}$, aparece en el Modelo Estándar como subgrupo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Es por esto por lo que se dice que las interacciones débil y electromagnética tienen un origen común.

Los fermiones, constituyentes fundamentales de la materia y carentes de estructura interna conocida hasta el momento, se dividen en dos grupos: quarks y leptones. Los quarks son tripletes $SU(3)_C$, por lo que son sensibles a la interacción fuerte. No sucede así con los leptones, que son singletes $SU(3)_C$. Los estados levógiros de los fermiones son dobletes $SU(2)_L$, mientras que los dextrógiros son singletes. Hay tres generaciones o familias de fermiones, todas ellas idénticas salvo por la masa. Toda la materia habitual está constituida por partículas de la primera generación. Las otras generaciones aparecen en interacciones de alta energía (rayos cósmicos, aceleradores...). Los leptones conocidos son el electrón (e^-), el muón (μ^-) y el tau (τ^-), todos ellos con carga eléctrica $Q = -1$ (todas las cargas vienen dadas en unidades de carga elemental, e), y los neutrinos correspondientes, ν_e, ν_μ y ν_τ , sin carga eléctrica ($Q = 0$). Los quarks conocidos son de seis sabores distintos: u, d, c, s, t y b, y tienen carga fraccionaria $Q = \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}$ y $-\frac{1}{3}$, respectivamente. El contenido de partículas en cada familia es:

$$\begin{aligned} \mathbf{1}^{\text{a familia}} &: \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L, e_R^-, \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_L, u_R, d_R \\ \mathbf{2}^{\text{a familia}} &: \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L, \mu_R^-, \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right)_L, c_R, s_R \\ \mathbf{3}^{\text{a familia}} &: \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L, \tau_R^-, \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_L, t_R, b_R \end{aligned}$$

donde los campos dextrógiros (R) y levógiros (L) están definidos mediante el operador de quiralidad γ_5 de la siguiente manera,

$$e_L^- = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e^-; e_R^- = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e^-$$

Los quarks llevan, además, *carga* de color y hay mezcla entre las tres generaciones de quarks, que se encuentra parametrizada en el Modelo Estándar por la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [7]. El origen de dicha mezcla está aún por explicar.

En el Modelo Estándar, la interacción fuerte viene descrita por la Cromodinámica Cuántica (QCD), teoría invariante *gauge* bajo $SU(3)_C$. Las partículas que median en esta interacción son ocho gluones vectoriales de masa nula, eléctricamente neutros y portadores de carga de color. El hecho de que los gluones tengan color hace que no sólo interactúen con los quarks, sino también entre ellos. Sus interacciones son tales que aumentan con la distancia. Esto hace que la constante de acoplamiento fuerte g_S (o, de manera equivalente, $\alpha_S = g_S^2/4\pi$) sea pequeña a altos momentos transferidos pero grande para bajos momentos, lo cual lleva al confinamiento de los quarks dentro de hadrones de color neutro, que son las partículas que se observan.

El grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ describe las interacciones electrodébiles. Las partículas mediadoras de esta interacción son cuatro bosones *gauge*: los tres bosones vectoriales, W^\pm y Z , mediadores de la interacción débil, y el fotón, γ , que es la partícula que se intercambia en las interacciones electromagnéticas. Los bosones débiles, W^\pm y Z , son masivos e interactúan entre ellos: los W^\pm poseen carga $Q = \pm 1$, mientras que el Z es eléctricamente neutro. El fotón tiene masa nula, carga $Q = 0$ y no interactúa consigo mismo.

El hecho de que los bosones débiles sean masivos indica que $SU(2)_L \times U(1)_Y$ no es una simetría del vacío. Por el contrario, el que el fotón tenga masa nula refleja que $U(1)_{em}$ sí lo es. Así pues, el Modelo Estándar postula que la simetría electrodébil está espontáneamente rota, $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$, por la existencia de un doblete de campos escalares complejos (campo de Higgs) con valor esperado del vacío o distinto de cero. El así llamado mecanismo de Higgs [8] dota de masa a los bosones *gauge*, W^\pm y Z , y a los fermiones. Esto da lugar, como consecuencia, a la predicción de una partícula nueva: el bosón de Higgs, H . El bosón de Higgs debe ser escalar, eléctricamente neutro y masivo; sin embargo, su masa no está fijada en la teoría y no ha sido observado en

los experimentos hasta el momento. No ocurre así con el resto de partículas del Modelo Estándar, cuya existencia está confirmada por los experimentos.

Las principales características de las interacciones fuerte, débil y electromagnética se recogen en la Tabla 1.

Tabla 1: Interacciones fundamentales relevantes en física de partículas.

Interacción	Electromagnética	Débil	Fuerte
Bosón	Fotón (γ)	W^\pm, Z	Gluones
Masa (GeV/c^2)	0	80.4, 91.2	0
Constante de Acoplamiento	$\alpha(Q = m_e) \approx \frac{1}{137}$	$G_F = 1.167 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$	$\alpha_S(m_Z) \approx 0.1$
Rango (cm)	∞	10^{-16}	10^{-13}

A continuación se describe un poco más en detalle el sector de rotura espontánea de simetría en el Modelo Estándar.

Rotura espontánea de la simetría electrodébil

La teoría que describe las interacciones electromagnéticas es la Electrodinámica Cuántica (QED), que está basada en la invariancia del lagrangiano bajo las transformaciones *gauge* locales con respecto al grupo de simetría $U(1)_{em}$, como ya hemos visto. Esta condición lleva a la existencia de un campo vectorial de masa nula, el fotón.

La unificación de la teoría del electromagnetismo con la correspondiente a las interacciones débiles se logra extendiendo la simetría al grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, que está asociado a los números cuánticos I (isospin débil) e Y (hipercarga). Estos números cuánticos satisfacen la relación de Gell-Mann-Nishijima [9]:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1)$$

donde I_3 es la tercera componente de isospin débil y Q es la carga eléctrica.

La invariancia bajo transformaciones *gauge* locales con respecto al grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ introduce cuatro campos vectoriales de masa nula, $W_\mu^{1,2,3}$ y B_μ , que se acoplan a los fermiones por medio de dos constantes de acoplamiento, g y g' . Los campos físicos correspondientes son combinaciones lineales de $W_\mu^{1,2,3}$ y B_μ . Así, los bosones cargados W^+ y W^- corresponden a:

$$W_\mu^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2), \quad (2)$$

mientras que los bosones neutros γ y Z corresponden a

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (3)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (4)$$

obtenidos mediante la mezcla de los campos neutros W_μ^3 y B_μ con una rotación definida por el ángulo de mezcla débil, θ_W . El campo A_μ se identifica con el potencial vector del campo electromagnético. Si se exige que las constantes de acoplamiento sean iguales, se tiene:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (5)$$

que representa la unificación electrodébil.

Hasta aquí, todas las partículas tienen masa nula: un término de masa para los bosones *gauge* en el lagrangiano violaría la invariancia *gauge*. Las masas se introducen por medio del mecanismo de Higgs, tanto para los fermiones como para los bosones W^\pm y Z (el fotón permanece con masa nula). Esto se lleva a cabo mediante la introducción del campo de Higgs, un doblete $SU(2)$ de campos escalares complejos

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (6)$$

con $Y = 1$. El lagrangiano de este campo debe ser invariante bajo transformaciones locales de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, e incluye un término de potencial

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (7)$$

donde $\lambda > 0$. Dependiendo del signo del parámetro de masa ($-\mu^2$), hay dos posibilidades para el valor esperado del vacío o que minimiza el potencial $V(\Phi)$:

- 1) Si $(-\mu^2) > 0$, el mínimo se alcanza en $\langle 0|\Phi|0\rangle = 0$. El vacío es simétrico en $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y por tanto no se produce ninguna rotura de simetría.
- 2) Si $(-\mu^2) < 0$, el mínimo se alcanza en

$$|\langle 0|\Phi|0\rangle| = \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad \arg \Phi \text{ arbitrario}; \quad v \equiv \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

Así pues, en el segundo caso hay infinitos vacíos degenerados correspondientes a infinitos valores posibles de $\arg \Phi$. La elección de cualquiera de estos vacíos es simétrica en $U(1)_{em}$, pero no en $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La rotura $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ se produce una vez que se elige un vacío concreto. La elección más sencilla es:

$$|\langle 0|\Phi|0\rangle| = \left(\begin{array}{c} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{array} \right); \quad \arg \Phi \equiv 0; \quad v \equiv \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

Las masas de los bosones se derivan de los acoplamientos de los campos bosónicos con el valor esperado del vacío o no nulo del campo de Higgs. Sin embargo, este mínimo es invariante bajo transformaciones de $U(1)_{em}$, lo cual significa que no se rompe esta simetría y, por tanto, el fotón permanece sin masa.

El mecanismo de Higgs da lugar a tres bosones masivos, W^\pm y Z , que corresponden a nueve grados de polarización; el fotón aporta otros dos grados de polarización más. Puesto que el número total de grados de polarización inicial es doce (cuatro bosones *gauge* no masivos, $W_\mu^{1,2,3}$ y B_μ , con dos estados de polarización cada uno, más cuatro escalares no masivos, es decir, las cuatro componentes reales de Φ : $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$), un bosón *gauge* escalar adicional deberá aparecer como una partícula real. Éste es el bosón de Higgs, cuya masa depende de v y de λ . El valor de v está relacionado con las masas de los bosones de la siguiente manera:

$$m_{W^\pm} = \frac{1}{2}gv; \quad m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (8)$$

Sin embargo, el parámetro λ está completamente indeterminado en el Modelo Estándar, de manera que la masa del bosón de Higgs es desconocida.

El mismo mecanismo se utiliza para dotar de masa a los fermiones, haciendo que se acoplen al bosón de Higgs con diferentes intensidades (acoplamientos de Yukawa) dependiendo de su masa. El valor de cada constante de acoplamiento, G_f , está directamente relacionado con la masa del fermión, m_f , correspondiente:

$$m_f = G_f \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

Los valores de los acoplamientos de Yukawa tampoco están fijados en el Modelo Estándar y se determinan utilizando las medidas experimentales de las masas de los fermiones.

Así pues, la versión más sencilla del Modelo Estándar contiene 19 parámetros libres: 5 para las constantes de acoplamiento ($g_S, g, g', \mu^2, \lambda$), 9 masas (6 para los quarks y 3 para los leptones, asumiendo que los neutrinos no son masivos), los 4 elementos independientes de la matriz CKM que describe la mezcla de sabores de los quarks, y 1 fase que da cuenta de una interacción QCD entre gluones que puede violar CP. De ellos, los cinco primeros corresponden a los sectores *gauge* y de materia, y han sido comprobados experimentalmente [10]. El resto está relacionado con el sector de rotura de simetría, que permanece sin verificación experimental.

3. Restricciones a la masa del bosón de Higgs

Aunque todavía a no se ha conseguido ninguna evidencia experimental directa de la existencia del bosón de Higgs, los grandes esfuerzos dedicados a su estudio, tanto desde el punto de vista teórico como experimental, han conseguido establecer límites muy estrictos a sus posibles propiedades. La búsqueda experimental del bosón de Higgs supone un reto ya que aunque su acoplamiento a los fermiones y bosones *gauge* está ahora completamente fijado por los experimentos, no hay predicción de su masa por parte de la teoría. La dificultad que supone diseñar

experimentos para buscar el bosón de Higgs radica, precisamente, en que tienen que ser sensibles a todos los posibles valores que su masa pueda tomar.

Desde el punto de vista de la teoría, existen argumentos de consistencia del Modelo Estándar que imponen severas restricciones a la masa del bosón de Higgs [11]. En primer lugar, el potencial de Higgs descrito en la Ec. 7 está afectado por correcciones radiativas que involucran a las masas de los bosones y fermiones y que dependen de la escala de renormalización, Λ . Estas correcciones radiativas pueden modificar la forma del potencial haciendo que ya no exista un mínimo absoluto y, como consecuencia, que el vacío se vuelva inestable. El requisito de *estabilidad del vacío*, es decir, que el coeficiente λ sea lo suficientemente grande como para evitar esa inestabilidad hasta una escala determinada Λ , supone una cota inferior a la masa del bosón de Higgs. Por otro lado, la dependencia del acoplamiento con la escala de energía se traduce en un aumento de λ con la escala de energía. El requisito de que λ se mantenga no nulo y finito hasta una determinada escala Λ (*trivialidad*) se corresponde con una cota superior a m_H . En ambos casos, el parámetro Λ representa la escala a partir de la cual el Modelo Estándar deja de ser válido y se espera la aparición de nueva física. Para escalas de energía bajas ($\Lambda \sim 10^3$ GeV), la masa del bosón de Higgs permitida es inferior a $1 \text{ TeV}/c^2$, mientras que para valores de Λ mayores, la cota superior a m_H desciende hasta alrededor de $200 \text{ GeV}/c^2$. Los límites teóricos a m_H en función de Λ se muestran en la Figura 1a.

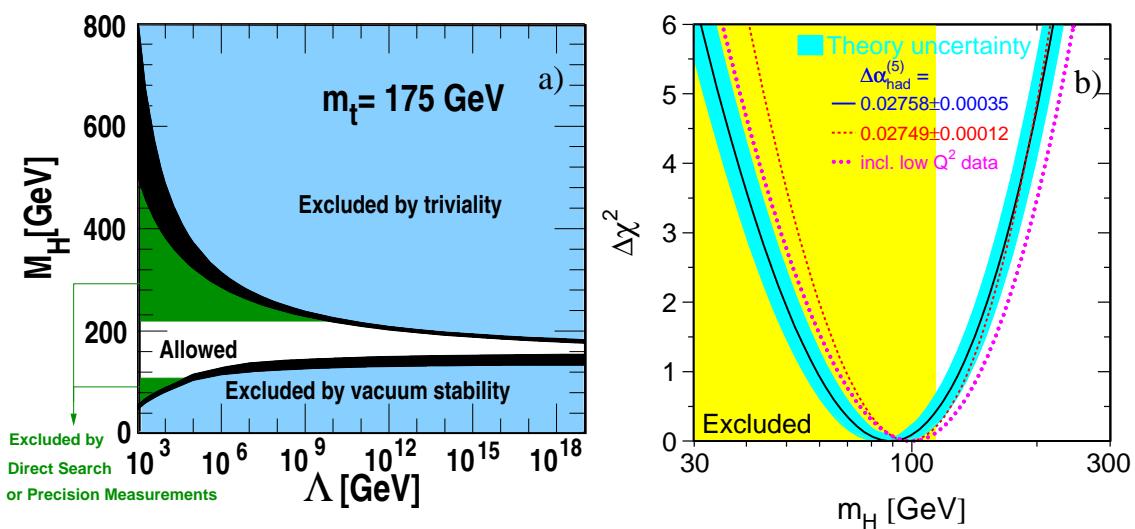


Figura 1: (a) Límites teóricos a la masa del bosón de Higgs en función de la escala de energía Λ hasta la cual el Modelo Estándar tiene validez. (b) $\Delta\chi^2$ del ajuste de las medidas de LEP y Tevatron en función de la masa del bosón de Higgs. El mínimo de la curva se encuentra por debajo del valor excluido por las búsquedas directas (área sombreada clara).

Los límites experimentales a la masa del bosón de Higgs vienen dados por las medidas realizadas en diferentes experimentos. La búsqueda directa más sensible se hizo en el acelerador LEP. Por otra parte, a partir de ajustes que incluyen las medidas de precisión de LEP y SLD [10], y de la determinación de la masa del quark top (t) en Tevatron [12], se obtienen cotas superiores para m_H en torno a $200 \text{ GeV}/c^2$ al 95 % de nivel de confianza (C.L.) (Figura 1b). Las búsquedas directas del bosón de Higgs llevadas a cabo por los experimentos de LEP [13] han establecido un límite inferior para m_H de $114.4 \text{ GeV}/c^2$ al 95 % C.L. (Figura 1b). Los experimentos de Tevatron, D0 y CDF, tampoco han encontrado hasta ahora evidencias del bosón de Higgs, y únicamente han podido imponer límites al producto de la sección eficaz por la fracción de desintegración en función de m_H [14].

4. El acelerador LHC y el experimento CMS

Además del problema que supone para el Modelo Estándar la falta de confirmación experimental de la existencia del bosón de Higgs mediante búsquedas directas a las energías disponibles en LEP y Tevatron, hay otras razones, tanto teóricas como experimentales, para pensar que el Modelo Estándar es sólo una descripción efectiva de la estructura de la materia y que debe haber una teoría subyacente verdaderamente fundamental. Entre estas razones destaca el hecho de que ya hay observaciones que es incapaz de explicar. Además, no es capaz de describir la fuerza gravitatoria, y tanto el origen de la estructura en tres generaciones como la rotura de la simetría genera-

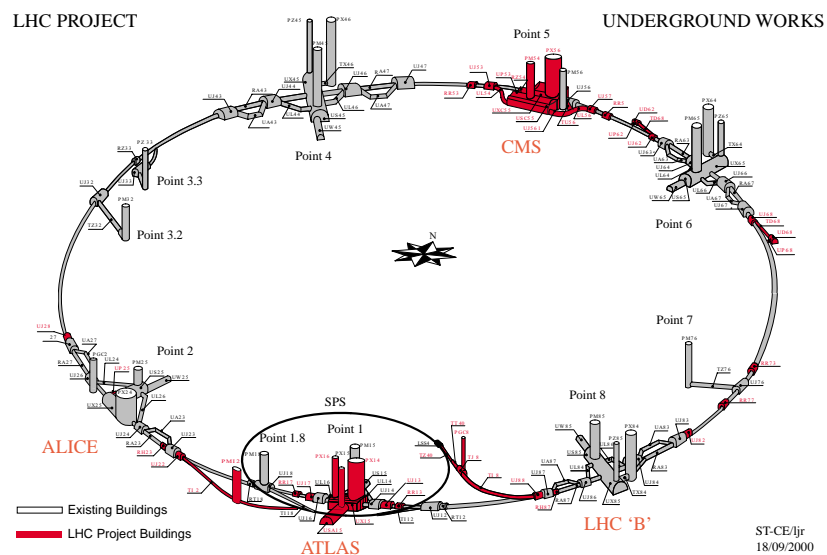
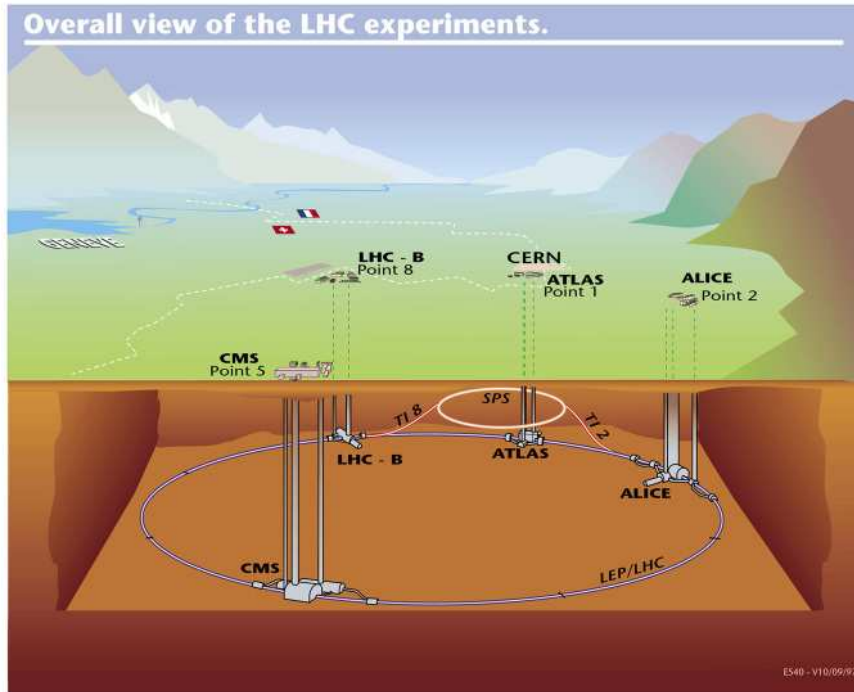


Figura 2: Esquema del túnel de LHC y localización de los distintos experimentos

cional (simetría de sabor) no quedan explicados. Algunas de las extensiones (conocidas) del Modelo Estándar son la supersimetría (nueva simetría a bosón-fermión) o las dimensiones extra (dimensiones de tamaño hasta ahora invisible), ambas motivadas por las teorías de supercuerdas, los modelos tipo *little higgs* (nueva simetría a bosón-bosón y fermión-fermión) o la existencia de nuevas interacciones fundamentales a escalas de energía aún no exploradas. La característica más intrigante de todos estos modelos teóricos es que predicen la existencia de nuevos fenómenos físicos no contemplados en el Modelo Estándar a escalas de energía del orden del TeV.

Por todo ello, y a pesar del éxito del Modelo Estándar, es necesaria la construcción de un nuevo acelerador capaz de acceder a energías superiores a las alcanzadas hasta la fecha, con el fin de producir y estudiar el bosón de Higgs y cualquier otro fenómeno de nueva física. Este acelerador es el Large Hadron Collider del CERN, el primero que proporcionará colisiones partón-partón a energías del orden del TeV, que es, como ya se ha dicho, la escala a la que se espera que aparezcan fenómenos más allá del Modelo Estándar.

4.1. El acelerador LHC

El *Large Hadron Collider* (LHC) [15] es un colisionador protón-protón que está siendo instalado en el túnel de 26.6 km de circunferencia anteriormente utilizado por LEP, en el CERN (Ginebra, Suiza) (Figura 2). Con una energía de colisión en el sistema de referencia de centro de masas de $\sqrt{s} = 14$ TeV y una luminosidad¹ de diseño de $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, es una máquina de complejidad y potencial sin precedentes.

LHC está formado por un conjunto de dos anillos sincrotrón por los cuales circularán, en sentidos opuestos, sendos haces independientes de protones. También funcionará, en determinadas fases, como colisionador de iones pesados (por ejemplo, Pb) con el fin de estudiar el plasma de quarks y gluones y el diagrama de fases de QCD. LHC utilizará como inyectores el SPS, el PS y todo el complejo de pre-aceleradores ya existente en el CERN. Está provisto de cuatro puntos hábiles de cruce de haces, en cada uno de los cuales se colocará un experimento asociado. Dos de esos experimentos, ATLAS y CMS, son multipropósito, con objetivos de física similares, y estarán situados en posiciones diametralmente opuestas a lo largo del anillo. Los otros dos están dedicados a propósitos de investigación concretos: LHC-b, optimizado para estudiar la física del quark b y en particular la violación de la simetría CP, y ALICE, que está especializado en el estudio de las colisiones ión-ión. Estos detectores se encontrarán en los puntos de inserción procedentes del SPS. Los protones procedentes del SPS entrarán en los anillos de LHC con una energía de 0.45 TeV, y allí serán acelerados mediante cavidades superconductoras hasta alcanzar 7 TeV por haz. Los dos haces comparten los imanes superconductores responsables de su orientación y focalización. La Tabla 2 muestra los parámetros más relevantes de LHC.

Tabla 2: Parámetros de LHC para colisiones protón-protón.

Parámetro	Valor nominal
Energía de centro de masas	14 TeV
Energía de inyección en LHC	450 GeV
Número de partículas por paquete	1.1×10^{11}
Número de paquetes por anillo	2808
Luminosidad nominal	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 10 \text{ nb}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Vida media de la luminosidad	10 h
Separación entre paquetes	24.95 ns
Frecuencia de cruce de paquetes	40.08 MHz
Frecuencia de interacción	1 GHz
Longitud de los paquetes	53 mm
Radio del haz en el punto de interacción	$15 \mu\text{m}$
Circunferencia	26.659 km
Campo magnético	8.3 T
Temperatura del imán	$\leq 2 \text{ K}$

La sección eficaz para diferentes procesos y la tasa de producción de sucesos en función de la energía en centro de masas en colisiones protón-protón se muestran en la Figura 3 [16]. Se puede observar que la sección eficaz de producción del bosón de Higgs aumenta de forma acusada con la energía en centro de masas, mientras que la sección eficaz total (es decir, la correspondiente a los procesos de contaminación), permanece prácticamente constante. Para poder observar procesos de sección eficaz tan extremadamente baja ($\sim 10^{-9} - 10^{-11}$ respecto a la contaminación), es necesario que LHC tenga una luminosidad elevadísima. Mediante colisiones de, aproximadamente, 2800 paquetes de 10^{11} protones por paquete cada 25 ns se espera alcanzar luminosidades de hasta unos $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La frecuencia de interacción a esas luminosidades será de 10^9 Hz. Esto tiene el inconveniente de que la densidad de protones por paquete será tal que se solaparán varias interacciones en el mismo cruce (*pile-up*), lo que hace necesario que los detectores de LHC posean un sistema de discriminación de datos (*trigger*) capaz de manejar la información recogida en varias colisiones cada 25 ns. Tras un primer sistema de preselección *on-line*, la frecuencia de sucesos aceptados se reducirá a unos 150 Hz. La información registrada de cada suceso es aproximadamente de 1.5 MB. Teniendo en cuenta que el acelerador operará durante 10^7 segundos por año, las necesidades totales de almacenamiento son de aproximadamente 2×10^6 Gigabytes por año para guardar toda la información procedente del detector. Varias decenas de miles de PCs actuales serán necesarios para reconstruir,

¹La *luminosidad* es el número de colisiones por unidad de tiempo y área efectiva de los haces, $L = f \frac{n_1 n_2}{A}$, donde f es la frecuencia de colisión de haces compuestos por n_1 y n_2 partículas y A es el área efectiva de solapamiento de los haces. Es un parámetro físico característico de los colisionadores y no depende de la interacción considerada. Se expresa en $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Es habitual utilizar la *luminosidad integrada*, $\mathcal{L} = \int L dt$, que se suele expresar en las mismas unidades que las secciones eficaces, fb^{-1} ó pb^{-1} .

simular y analizar tal cantidad de datos. Para ello se está desarrollando toda una infraestructura llamada Grid [17], que permitirá afrontar este reto sin precedentes y que supone, además, un reto tecnológico en sí mismo.

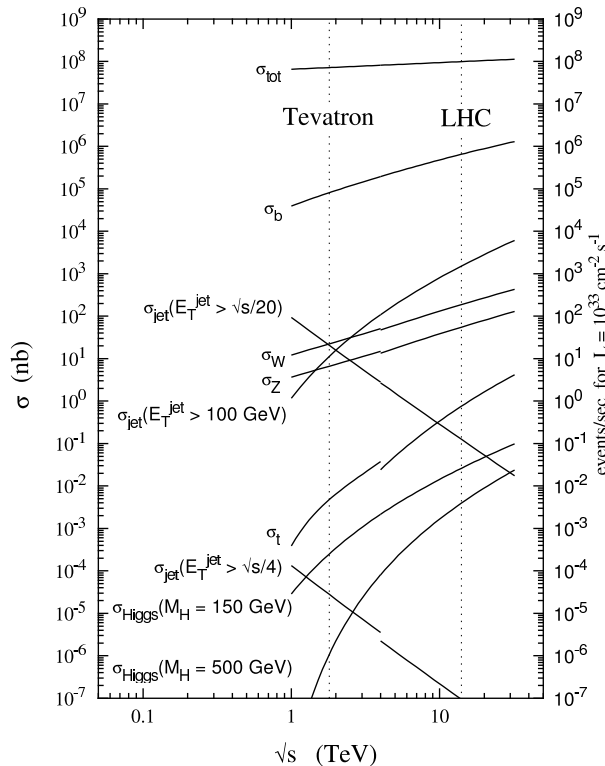


Figura 3: Sección eficaz y tasa de sucesos de varios procesos en función de la energía en centro de masas de colisiones protón-protón y protón-antiprotón.

4.2. El experimento CMS

El experimento CMS (*Compact Muon Solenoid*) [18] está formado por una colaboración internacional compuesta por más de 2300 científicos procedentes de más de 150 instituciones distintas de unos 35 países. Es uno de los dos detectores de propósito general que operarán en LHC. Las principales características de CMS son: un espectrómetro de muones muy preciso y redundante; un calorímetro electromagnético consistente con el espectrómetro de muones; un detector central de trazas de alta calidad, compatible con el calorímetro electromagnético y el sistema de muones; un calorímetro hadrónico hermético y de buenas prestaciones. Su diseño compacto se consigue utilizando un campo magnético muy intenso, generado mediante un solenoide superconductor de 4 Tesla. Este campo magnético permite tener una excelente resolución en la medida del momento de las partículas.

El detector está constituido por un barril cilíndrico cerrado por dos discos (*endcaps*), con una longitud total de 21.6 m, un diámetro de 15 m y un peso total de unas 12500 toneladas. Está compuesto por varios subsistemas de detección, cada uno de ellos especializado en la detección de un tipo de partículas. En la Figura 4 (superior) se muestra un esquema del detector. El sistema de coordenadas utilizado en CMS es un sistema dextrógiro, con el eje x apuntando hacia el centro del anillo de LHC, el eje z paralelo a la dirección del haz, y el eje y apuntando hacia arriba. Sin embargo, se suele utilizar el sistema de coordenadas siguiente: en el plano transversal al haz, la geometría viene descrita por las coordenadas (r, ϕ) , donde ϕ es el ángulo azimutal en el plano xy ; en el plano longitudinal, el eje z sigue siendo el paralelo al haz y el ángulo polar θ se define con respecto a ese eje. En lugar del ángulo θ , es habitual utilizar la pseudorapidez, $\eta \equiv -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$. El detector presenta simetría cilíndrica en la zona de baja pseudorapidez (barril) y está distribuido en discos en los *endcaps*, que son las zonas de alta pseudorapidez. A lo largo del eje central del cilindro se extiende el tubo por el que se desplazan los dos haces de partículas (dirigidos uno contra el otro). La colisión de los haces tiene lugar en el centro del cilindro.

Avanzando en el detector de forma radial, desde el punto de interacción hacia las capas más externas, se encuentra el detector central de trazas o *tracker* [19], encargado de medir las trazas de las partículas cargadas. Es un dispositivo diseñado para reconstruir trazas de muones con alto momento transversal, electrones aislados y

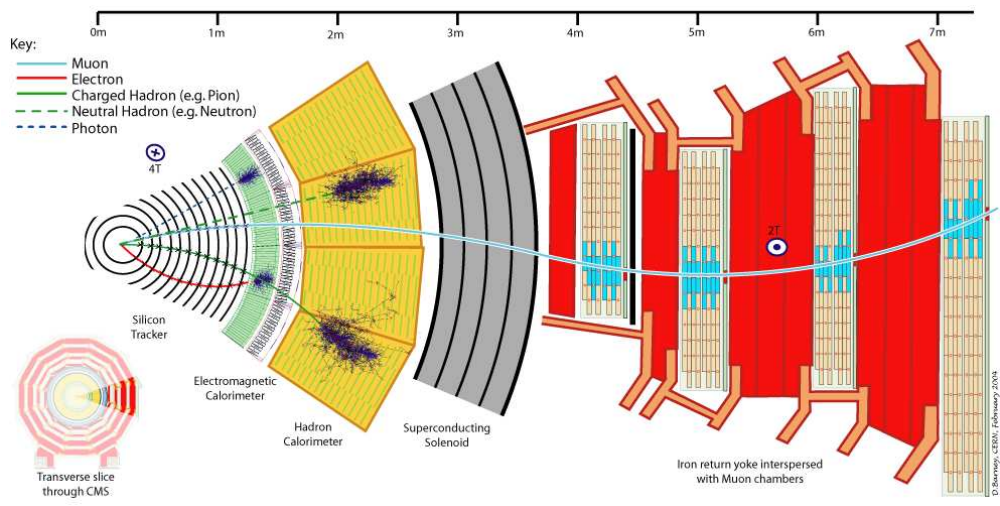
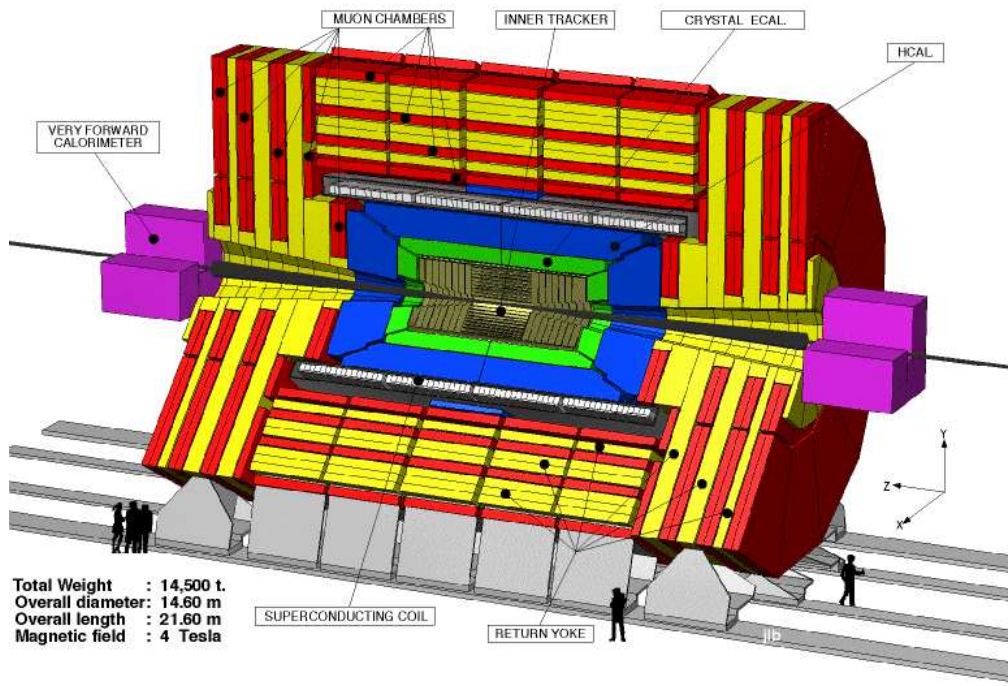


Figura 4: (Superior) Esquema del detector CMS con sus diferentes subdetectores. (Inferior) Ejemplos de trazas de partículas en un sector del detector.

hadrones cargados, todo ello con una muy alta resolución en momento para leptones aislados ($\Delta p_T/p_T \sim 0.1 p_T$) y una eficiencia superior al 95% en trazas aisladas en el rango de $|\eta| < 2.5$. También es capaz de reconstruir vértices secundarios cercanos al punto de interacción con el objeto de reconocer hadrones que contengan quarks b.

A continuación se sitúan los calorímetros: el calorímetro electromagnético (ECAL) [20] y el calorímetro hadrónico (HCAL) [21]. El ECAL se encarga de absorber y medir la energía de electrones y fotones. Al ser un calorímetro finamente segmentado, también mide con precisión la dirección de dichas partículas. Por otro lado, el HCAL tiene la misión de absorber y medir la energía y dirección de los chorros hadrónicos de cada suceso. La hermeticidad de este dispositivo es esencial para poder estimar con precisión la energía transversa perdida de cada colisión.

Tanto el detector central de trazas como los calorímetros están situados en el interior de un solenoide super-

conductor [22] capaz de generar un campo magnético axial uniforme en la zona central de 4 T. El objetivo de este campo magnético es curvar las trayectorias de las partículas cargadas con el fin de medir su momento a partir del radio de curvatura. La estructura de soporte del solenoide está formada por cinco ruedas de hierro a través de las cuales circulan las líneas de campo magnético de retorno. El *endcap* dispone a su vez de tres discos de hierro para cerrar las líneas de campo.

El sistema de muones [23] es el subdetector más externo de CMS y se encuentra colocado en los huecos entre el hierro de las ruedas de la estructura de soporte del solenoide. Su objetivo es identificar muones y proporcionar, junto con el *tracker*, una medida precisa de su momento transverso. Esto constituye un aspecto crucial en el funcionamiento de CMS, ya que los muones con alto p_T proporcionan señales muy claras y limpias para un amplio rango de procesos físicos. Por esta razón el espectrómetro de muones juega un papel muy importante a efectos de *trigger*. La identificación de muones está asegurada tanto en la zona del barril como en los *endcaps*, debido al espesor de hierro y a la cadena de subdetectores que las partículas han de atravesar hasta alcanzar los detectores de muones. El sistema de muones consta de tres subsistemas independientes. En el barril, donde la ocupancia de trazas y el campo magnético residual son bajos, se instalan cámaras de tubos de deriva (DT), mientras que en los *endcaps* se utilizan cámaras CSC (*Cathode Strip Chamber*), que están más preparadas para trabajar en un entorno muy hostil de campo magnético (hasta 3.5 T) y con una tasa de ocupación de partículas elevada. Tanto las cámaras de DT como las CSC tienen la misión de reconstruir la trayectoria de los muones y medir su momento gracias al radio de curvatura provocado por el campo magnético. Adicionalmente, tienen capacidad para proporcionar señales de *trigger* con identificación del cruce de haces de procedencia. Estos subdetectores se complementan con detectores específicos para *trigger*, las llamadas *Resistive Plate Chambers* (RPC), que proporcionan un sistema altamente redundante para la detección e identificación de muones. Las cámaras de DT y las CSC cubren la región $|\eta| < 2.4$, mientras que las cámaras RPC abarcan $|\eta| < 2.1$.

La estructura en capas del detector CMS descrita permite una identificación clara y eficiente de las partículas emergentes de la colisión de los haces. Cada tipo de partícula deja una señal diferente en los distintos detectores, como se puede apreciar en la Figura 4 (inferior):

- Fotones: partículas electromagnéticas neutras. Depositan su energía en el ECAL y no dejan traza en el *tracker*.
- Electrones: partículas electromagnéticas cargadas. Dejan su energía en el ECAL y una traza en el *tracker*.
- Hadrones: dejan su energía en el HCAL (con diferente forma dependiendo del tipo de hadrón). Muchos de ellos interactúan mínimamente en el ECAL, aunque hay una fracción que lo hace fuertemente e inicia la cascada hadrónica en ese calorímetro. Los hadrones cargados dejan traza en el *tracker*, al contrario de lo que sucede con los hadrones neutros.
- Muones: son las únicas partículas que dejan una traza en las cámaras de muones. Son partículas de mínima ionización en los calorímetros y dejan traza en el *tracker*.

5. La Física del bosón de Higgs en LHC

Como ya se ha visto en secciones anteriores, uno de los objetivos fundamentales de CMS es el descubrimiento del bosón de Higgs y el estudio de sus propiedades. El principal problema que surge en su detección es el hecho de que la sección eficaz de producción en LHC es muy pequeña (hasta nueve órdenes de magnitud menor) comparada con la de los procesos de contaminación. Sin embargo, el diseño y las capacidades de CMS permiten su detección y medida. Varios procesos relevantes contribuyen a la producción del bosón de Higgs en colisiones protón-protón (Figura 5): $gg \rightarrow H$ por medio de un *loop* de quarks pesados (fusión de gluones), $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H$ (fusión de bosones débiles), $gg \rightarrow t\bar{t}H$ (producción asociada de $t\bar{t}$) y $q\bar{q} \rightarrow W, ZH$ (producción asociada de bosones débiles).

La importancia relativa de estos procesos depende de la masa del bosón de Higgs, como puede apreciarse en la Figura 6 (izquierda), en la que se muestran las correspondientes secciones eficaces en función de m_H . La fusión de gluones es el proceso dominante en todo el rango de masas, y únicamente para valores muy altos de m_H el proceso de fusión de bosones débiles contribuye de manera significativa. En la Figura 6 (derecha) aparecen reflejadas las fracciones de desintegración (*branching ratios*) del bosón de Higgs en función de su masa. Esto se interpreta en términos de su acoplamiento a los fermiones y bosones *gauge*. Dicho acoplamiento es proporcional a la masa de los fermiones y al cuadrado de las masas de los bosones, de manera que dominan aquellos estados finales que contengan las partículas más pesadas disponibles.

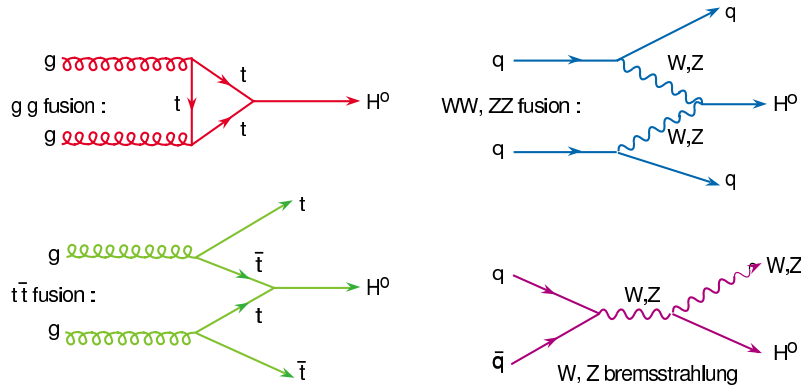


Figura 5: Diagramas de Feynman a nivel árbol de los principales mecanismos de producción del bosón de Higgs en colisiones protón-protón. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: fusión de gluones; fusión de Z y W^\pm ; producción asociada de $t\bar{t}$; producción asociada de Z y W^\pm .

Para masas del bosón de Higgs bajas ($m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$), el fermión más pesado disponible es el quark b , por lo que domina el proceso $H \rightarrow b\bar{b}$. Sin embargo, la contaminación de sucesos hadrónicos de alta multiplicidad es tan elevada en LHC que será difícil observar esta desintegración. El canal más prometedor es $H \rightarrow \gamma\gamma$, que a pesar de tener una fracción de desintegración muy baja ($\sim 10^{-3}$), posee una signatura muy clara. No obstante, la detección de esta señal requiere unas resoluciones angular y energética excelentes, además una muy buena capacidad para rechazar $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

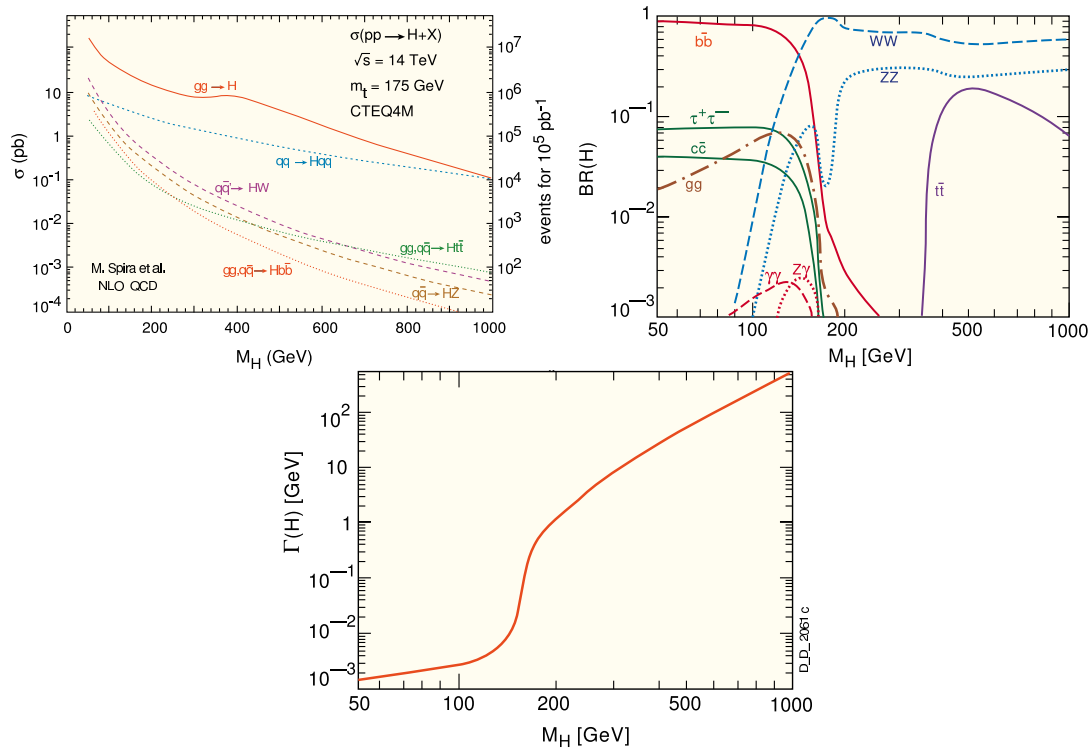


Figura 6: Sección eficaz de producción (izquierda), fracciones de desintegración (derecha) y anchura natural (centro) del bosón de Higgs en función de m_H .

Para valores mayores de la masa del bosón de Higgs, comienza a ser factible la producción de pares W^+W^- y ZZ . La fracción de desintegración es alta, aunque los estados finales puramente hadrónicos continúan siendo de identificación complicada. El canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ (donde $\ell = e, \nu, \tau$) proporciona una señal muy clara a pesar de que su fracción de desintegración es baja. El canal $H \rightarrow W^+W^-$ es también un buen canal de descubrimiento, sobre todo para $m_H \approx 2m_W$, donde tiene lugar el umbral de producción de W^+W^- y la fracción de desinte-

gración de ZZ disminuye drásticamente. Sin embargo, tiene el inconveniente de que en todos los estados finales que contienen leptones ($\ell\mu\ell\mu$, $\ell\nu jj$, donde $j = jet$) hay al menos un neutrino que escapa a la detección. Para masas del bosón de Higgs muy altas (por encima de $500 \text{ GeV}/c^2$), la sección eficaz disminuye significativamente, de manera que es necesario recurrir a estados finales semi-hadrónicos ($2\ell 2j$, $\ell\nu 2j$).

La anchura natural de desintegración del bosón de Higgs se muestra también en la Figura 6 (centro) en función de m_H . Para $m_H < 2m_Z$, la anchura intrínseca es del orden de 10^{-3} a $10^{-1} \text{ GeV}/c^2$, es decir, unos 2 ó 3 órdenes de magnitud menor que la resolución experimental del detector. Esto significa que no va a ser posible realizar una medida directa de este parámetro en ese rango de masas. A partir de $190 \text{ GeV}/c^2$, la anchura empieza a ser comparable a la resolución del detector y aumenta rápidamente a medida que lo hace m_H .

6. Método para determinar la masa, sección eficaz y anchura del bosón de Higgs del Modelo Estándar en el canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$

Asumiendo que se observa un bosón de Higgs del Modelo Estándar en LHC, el descubrimiento vendrá seguido de la medida de sus propiedades, tales como la masa, la sección eficaz de producción y la anchura. El conocimiento preciso de estos parámetros proporcionará una comprensión más profunda del mecanismo de rotura espontánea de la simetría a electrodébil.

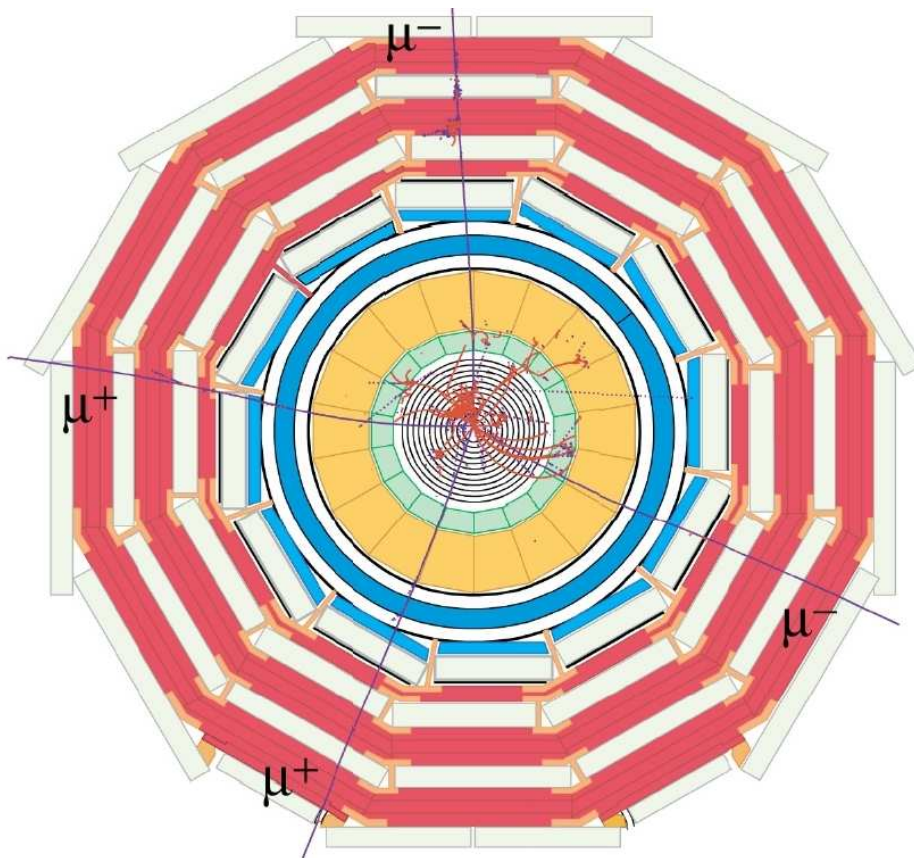


Figura 7: Simulación en el detector CMS del proceso $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ para $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$.

El canal de desintegración $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ posee un elevado potencial para el descubrimiento, principalmente debido a que proporciona sucesos muy limpios, con cuatro muones aislados (dos positivos y dos negativos) y de alto p_T , como puede apreciarse en la Figura 7. La masa de los pares de muones es compatible con la del bosón Z, dependiendo de la restricción en el espacio de fases introducida por la propia masa del bosón de Higgs. La masa invariante de los cuatro muones es, dentro de la resolución del detector, la del bosón de Higgs. Es el canal de mayor sensibilidad, junto con los otros estados finales con cuatro leptones, dentro de un amplio rango de masas del bosón de Higgs. Esta región se extiende desde 130 a $500 \text{ GeV}/c^2$, exceptuando el rango de $160 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 180 \text{ GeV}/c^2$, donde domina el canal $H \rightarrow W^+W^-$.

En la Nota que se adjunta a continuación se describe un procedimiento para medir la masa, la sección eficaz de producción y la anchura del bosón de Higgs usando el canal de desintegración $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ en el experimento CMS, para masas del bosón de Higgs entre 130 y 600 GeV/c^2 . Para ello, se realiza un ajuste a la distribución de masa invariante reconstruida de cuatro muones mediante una función adecuada que describe tanto la contribución de la señal como la de la contaminación. Dicha función tiene en cuenta, además, la resolución experimental y la cola radiativa debida a la emisión de radiación de *bremsstrahlung* interna en el estado final y depende de los parámetros que se estudian.

Este trabajo investiga la capacidad del detector CMS para obtener una medida precisa de la masa, sección eficaz de producción y anchura del bosón de Higgs del Modelo Estándar para luminosidades integradas de 30 y 60 fb^{-1} .

7. Conclusiones

En este trabajo se pone de manifiesto la sensibilidad del canal de desintegración $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ para la determinación de la masa, sección eficaz y anchura del bosón de Higgs para valores de m_H entre 130 y 600 GeV/c^2 . Se ha desarrollado un método robusto para medir con exactitud estos parámetros, realizando un ajuste discreto de máxima verosimilitud a la distribución de $m_{4\mu}$ reconstruida, obtenida a partir de sucesos completamente simulados. Los valores verdaderos de los parámetros se recuperan con gran exactitud en todo el rango de masas para luminosidades integradas a partir de 30 fb^{-1} . La masa del bosón de Higgs se puede medir con precisiones entre el 0.1 % y el 5.4 % para una luminosidad integrada de 30 fb^{-1} , y entre el 0.1 % y el 3.7 % para 60 fb^{-1} . La anchura intrínsecamente se puede medir si el bosón de Higgs tiene una masa superior a 190 GeV/c^2 , con precisiones en torno al 35 % y al 25 % para luminosidades integradas de 30 y 60 fb^{-1} , respectivamente; para valores inferiores de m_H domina la resolución experimental. Por último, es posible determinar la sección eficaz de producción, para masas en el rango 130-150 GeV/c^2 y por encima de 190 GeV/c^2 , con precisiones en torno al 30 % para 30 fb^{-1} y en torno al 20 % para 60 fb^{-1} .

Referencias

- [1] M. Aldaya et al., *A method for determining the mass, cross-section and width of the Standard Model Higgs boson using the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ decay channel*, CMS NOTE 2006/107.
- [2] M. Aldaya et al., *Discovery potential and search strategy for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ decay channel using a mass-independent analysis*, CMS NOTE 2006/106.
- [3] CMS Physics TDR, Volume II, CERN-LHCC-2006-021 (2006); section 3.1.
- [4] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968), p. 367.
- [5] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An introductory course in Modern Particle Physics*, Ed. John Wiley: New York, 1984.
- [6] R. K. Ellis, W. J. Stirling and B. R. Webber, *QCD and collider physics*, Cambridge University Press (1996).
- [7] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531;
M. Kobayashi and K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [8] P. W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132;
P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508;
P. W. Higgs, Phys. Rev. 145 (1966) 1156;
F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 312;
G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585.
- [9] M. Gell-Mann, Phys. Rev. 92 (1953) 833;
K. Nishijima and T. Nakano, Prog. Theor. Phys. 10 (1953) 581.
- [10] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, to appear in Physics Reports, CERN-PH-EP/2005-041 (hep-ex/0509008).

- [11] T. Hambye and K. Riesselmann, *Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited*, Phys. Rev. D 55 (1997) 7255.
- [12] E. Barberis, on behalf of the CDF and D0 collaborations, *Top Quark Mass and Kinematics*, proceedings of *Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste*, La Thuile, Italy, March 2006, en preparación.
- [13] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations and the LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. B 565 (2003) 61, (hep-ex/0306033).
- [14] S. Söldner-Rembold, on behalf of the CDF and D0 collaborations, *Standard Model Higgs Searches and Perspectives at the Tevatron*, proceedings of *Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste*, La Thuile, Italy, March 2006, en preparación.
- [15] The LHC Study Group, *The Large Hadron Collider Conceptual Design*, CERN/AC 95-05 (1995).
- [16] G. Altarelli and M. L. Mangano (editores), *Proceedings of the Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC* (2000) CERN 2000-004.
- [17] Ian Foster, Carl Kesselman, Steven Tuecke, *The Anatomy of the Grid. Enabling Scalable Virtual Organizations*.
- [18] The CMS Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1 (1994).
- [19] The CMS Collaboration, *The Tracker Project: Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-6, CMS TDR 5 (1998);
The CMS Collaboration, *Addendum to the CMS Tracker Technical Design Report*, CERN/LHCC 2000-016, CMS TDR 5 Addendum 1 (2000).
- [20] The CMS Collaboration, *The Electromagnetic Calorimeter Project: Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4 (1997).
- [21] The CMS Collaboration, *The Hadronic Calorimeter: Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-31, CMS TDR 2 (1997).
- [22] The CMS Collaboration, *The Magnet Project: Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-10, CMS TDR 1 (1997).
- [23] The CMS Collaboration, *The Muon Project, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3 (1997).

8. CMS AN 2006/010

CMS Analysis Note

The content of this note is intended for CMS internal use and distribution only

April 26, 2006

Determination of the mass, cross section, and width of the Standard Model Higgs boson using the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ decay channel

M. Aldaya, P. Arce, B. de la Cruz, P. Garcia-Abia, J.M. Hernández, M.I. Josa

Particle Physics Division, CIEMAT, Madrid, Spain

Abstract

The $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ process is one of the cleanest channels for the discovery of the Standard Model Higgs boson in a wide range of masses, allowing at the same time a precise determination of its properties. In this note we present a measurement procedure of the Higgs-boson mass, inclusive production cross section, and width using fully simulated signal and background events with the CMS experiment. A fit is performed to the distribution of the reconstructed four-muon invariant mass, including the effect of the finite resolution of the detector, the radiative tail due to internal bremsstrahlung in the final state, and the background contribution. For an integrated luminosity of 60 fb^{-1} , the mass can be determined with a precision that ranges from 0.1% to 3.7% if the Higgs boson lies between 130 and 500 GeV. The width can be measured for masses above 190 GeV with a precision between 25% and 30%. The expected accuracy in the cross-section determination is around 20%. Results for an integrated luminosity of 30 fb^{-1} are also reported.

1 Introduction

The discovery of the Higgs boson [1] is one of the main goals of the LHC experiments. Assuming that a Standard Model Higgs boson is observed, the discovery will be followed by the measurement of its properties, such as the mass, cross section, and width. The knowledge of these parameters will provide a deeper understanding of the electroweak symmetry-breaking mechanism.

The $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ decay channel possesses a high discovery potential, mainly due to its clean signature. It is the most sensitive channel, together with the other four-lepton final states, within a wide range of Higgs-boson masses. This region extends from 130 to 500 GeV, except for the $160 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$ window, where the $H \rightarrow W^+W^-$ channel dominates. In addition, it provides the best sensitivity for a precise mass reconstruction. Studies on the observability of the Standard Model Higgs boson decaying into four muons with the CMS detector [2, 3] and the reconstruction of its mass and width have been performed before [4].

In this note we describe a procedure to measure the Higgs-boson mass, cross section, and width using the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ decay channel at the CMS experiment, for Higgs-boson masses between 130 and 600 GeV. The reconstructed four-muon mass spectrum of fully simulated signal and background events is used for this purpose. The understanding of the muon momentum resolution and scale is important in this analysis.

The measurement of the mass, width, and the production cross section is done by fitting the reconstructed four-muon mass distribution, $m_{4\mu}$, with a suitable function that describes both the signal and the background contributions. This function takes into account the experimental resolution and the radiative tail due to internal bremsstrahlung in the final state, and depends on the parameters under study.

This study probes the capabilities of the CMS detector to obtain a precise measurement of the mass, production cross section, and width of the Standard Model Higgs boson for integrated luminosities of 30 and 60 fb^{-1} .

2 Data Samples

Event Generation

The three main background processes with four muons in the final state are $t\bar{t}$, $(Z^{(*)}/\gamma^*)b\bar{b}$, and $(Z^{(*)}/\gamma^*)(Z^{(*)}/\gamma^*)$. In the following, these backgrounds will be referred to as $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$, and ZZ , respectively. Other processes with significantly lower cross section times branching ratio are not considered in this analysis. While signal and background event samples are generated at the Leading-Order (LO) approximation, Next-to-Leading-Order (NLO) production cross sections, computed using different methods, are used for their normalization.

The $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ sample used in this analysis was generated using PYTHIA [5], considering LO gluon and weak boson fusion processes, $gg \rightarrow H$, and $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H$. Only leptonic decays of the Z bosons are taken into account. A set of 18 signal samples was generated for different Higgs-boson masses, ranging from 115 to 600 GeV. The NLO cross section times the branching ratio [6] of the process $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ is shown in Figure 1 (left) as a function of the Higgs-boson mass.

The $t\bar{t}$ sample was generated using PYTHIA ($gg \rightarrow t\bar{t}$ and $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$), considering only the top decays $t \rightarrow Wb \rightarrow \ell\nu b$. The corresponding NLO total cross section [7] is 840 pb.

The $Zb\bar{b}$ and ZZ backgrounds originate either from gluons or quarks in the initial state. While both contributions are taken into account for $Zb\bar{b}$, only the $q\bar{q}$ initial state is considered for ZZ . For these samples, the CompHEP matrix element generator [8] was used. The NLO production cross section, calculated with MCFM [9], is 278.4 pb for $Zb\bar{b}$ and 152.6 fb for ZZ .

Only events with two pairs of opposite-charged muons with pseudorapidity $|\eta| < 2.4$ and $p_T > 3 \text{ GeV}$ are considered in the generation, since muons outside these limits are not reconstructed by CMS. Events where the invariant mass of the muon pairs coming from Z bosons is smaller than 5 GeV are rejected. A detailed description of the processes included in the generation is given in reference [10].

Events were generated, fully simulated, and reconstructed using the official CMS software [11]. Pile-up events corresponding to an instantaneous luminosity of $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ were included in the simulations.

Event Selection

The $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ signal presents a characteristic topology, which consists of two pairs of opposite-charged muons in the final state. The muons are isolated, have a high transverse momentum and point to the same primary

vertex. The trigger efficiency for this channel is above 99.5% [12]. The dimuon invariant mass is compatible with the Z boson mass, depending on the restrictions in the phase space introduced by the Higgs-boson mass itself. The four-muon invariant mass is the Higgs-boson mass, within the detector resolution. The background originates from $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$, and ZZ events with four muons in the final state.

For the $Zb\bar{b}$ background, only the pair of opposite charge muons coming from the decay of the Z boson is isolated. The other pair of muons comes from a secondary vertex and is contained inside a b jet. This background is significantly suppressed by applying isolation cuts.

There are no Z bosons in the event for $t\bar{t}$ production. Therefore, a cut on the dimuon invariant mass highly suppresses this background. Isolation cuts further reduce the $t\bar{t}$ contribution, since two of the four muons come from b jets.

The ZZ events have four high p_T isolated muons in the final state. This background is not reduced by either Z mass or isolation cuts. The four-muon mass distribution of these events is, however, non-resonant, unlike that of the Higgs-boson signal.

Cuts on the most sensitive variables, such as p_T , muon isolation, and invariant masses of muon pairs were applied to select the Higgs-boson signal. The transverse momentum of the two highest- p_T muons in the event is required to be larger than 15 GeV, while it is required to be larger than 12 and 8 GeV for the third and fourth highest- p_T muons, respectively. No particles are allowed in the event in a ϕ - η cone of 0.24 rad around the muons, and the muon pair with an invariant mass (m_{Z1}) closest to m_Z is required to have $70 \text{ GeV} < m_{Z1} < 100 \text{ GeV}$. The signal efficiency varies from 25% to 65%, depending on the Higgs-boson mass. The background rejection factors are 99% for $t\bar{t}$, 98% for $Zb\bar{b}$, and 36% for ZZ . The remaining $t\bar{t}$ and $Zb\bar{b}$ events are concentrated at low values of the four-muon invariant mass distribution (Figure 1 (right)). The numbers of signal and background events, after the selection cuts, expected for an integrated luminosity of 60 fb^{-1} , are listed in Table 1. The full selection process is described in detail in reference [10].

Table 1: Numbers of signal and background events, after selection cuts, expected for an integrated luminosity of 60 fb^{-1} .

Signal								
m_H [GeV]	130	140	150	160	170	180	190	200
Expected Events for 60 fb^{-1}	25.8	51.5	66.1	33.3	16.7	41.0	146.1	159.2
m_H [GeV]	250	300	350	400	450	500	550	600
Expected Events for 60 fb^{-1}	125.2	103.0	100.0	92.4	67.7	46.0	33.2	24.0

Background			
Channel	$t\bar{t}$	$Zb\bar{b}$	ZZ
Expected Events for 60 fb^{-1}	7.98	30.9	402.1

The analysis cuts are not optimized for any particular Higgs-boson mass, leaving room for further improvement. At the same time, they do not critically rely on the assumption of an optimal performance of the detector, making the analysis less sensitive to systematic effects. The conclusions of this study do not depend significantly on the precise choice of the cuts [10].

3 Fitting procedure

The capabilities of the CMS detector to measure the mass, cross section, and width of the Standard Model Higgs boson are determined for integrated luminosities of 30 fb^{-1} and 60 fb^{-1} . A function that depends on these parameters is fitted to the reconstructed invariant mass distribution of the four muons including the signal and background contributions after all the selection cuts have been applied. The value of the parameters, together with their errors, are obtained directly from the fit. The reconstructed four-muon mass for the background and several Higgs-boson signals is shown in Figure 1 (right).

A binned maximum likelihood fit to the reconstructed four-muon invariant mass is used to measure the parameters of the Higgs-boson mass spectrum. The ‘‘observed’’ distribution, f_{sb} , is expressed in terms of the signal, p_s , and

background, p_b , probability density functions (*p.d.f.*) as

$$f_{sb}(m_{4\mu}; m_{fit}, \Gamma, \alpha, N_{sb}) = N_{sb} [\alpha \cdot p_s(m_{4\mu}; m_{fit}, \Gamma) + (1 - \alpha) \cdot p_b(m_{4\mu})]$$

where N_{sb} is the normalization constant, m_{fit} the position of the mass peak, Γ the intrinsic width of the Higgs boson and α the fraction of signal events:

$$\alpha = \frac{N_s}{N_s + N_b}; \quad 1 - \alpha = \frac{N_b}{N_s + N_b}$$

For convenience, the function f_{sb} can also be written as $f_{sb} = N_s \cdot p_s + N_b \cdot p_b$, where $N_s = N_{sb} \cdot \alpha$ is the number of signal events and $N_b = N_{sb} \cdot (1 - \alpha)$ the number of background events.

A precise description of the reconstructed four-muon mass spectra should take into account both the experimental resolution and the radiative tail due to internal bremsstrahlung. The signal *p.d.f.* is therefore the sum of two contributions: a convolution of a Breit-Wigner signal shape with a Gaussian distribution that accounts for detector resolution, p_{core} , and a function that reproduces the radiative tail, p_{tail} :

$$p_s = \beta \cdot p_{core}(m_{4\mu}; m_{fit}, \Gamma, \sigma) + (1 - \beta) \cdot p_{tail}(m_{4\mu}; m_{fit}, \tau)$$

where $1 - \beta$ is the fraction of signal events in the radiative tail. The tail shape is parameterized *ad hoc* as

$$p_{tail} = \frac{(m_{4\mu} - m_{fit})^2}{2\tau^3} \exp\left(\frac{m_{4\mu} - m_{fit}}{\tau}\right)$$

if $m_{4\mu} < m_{fit}$ and is zero otherwise [3]. Figure 2 (top-left) illustrates the different contributions to the parameterization of the signal plus background distribution, f_{sb} .

The p_s function is fitted to the signal-only distributions to obtain the parameters of the radiative tail, which remain fixed in the fit to the signal plus background spectra. Some examples of signal distributions, for several Higgs-boson masses, are shown in Figure 2, together with the result of a binned maximum likelihood fit.

For Higgs-boson masses below 190 GeV, the intrinsic width is negligible compared to the mass spread introduced by the experimental resolution and the signal is thus approximated by a Gaussian shape. For masses above 400 GeV, the natural width of the Higgs is much larger than the experimental resolution, hence the description using a pure Breit-Wigner function yield parameters similar to those obtained from the convolution.

The detector resolution is extracted from the $m_{4\mu}$ distribution of ZZ events with a four-muon mass above $2m_Z$, for which the kinematics are similar to that of the signal. For masses below $2m_Z$, the intrinsic Higgs-boson width is negligible, therefore the resolution is measured directly from the width of the $m_{4\mu}$ distribution. This width has been found to be consistent with the extrapolation of the resolution determined using ZZ events. When real data become available, the experimental resolution is expected to be obtained from the width of the Z and the J/ ψ resonances, measured using their decays into muon pairs [13].

In order to determine the experimental resolution, a Gaussian fit is performed to the distribution of $(m_{4\mu} - m_{4\mu}^{gen})/m_{4\mu}^{gen}$ for several ranges of $m_{4\mu}$ (Figure 3). The evolution of the width of the Gaussian with $m_{4\mu}$ (Figure 4) is parameterized with a linear function. The resolution obtained from this parameterization is a fixed parameter in the fit, allowing for an independent determination of the Higgs intrinsic width.

The background *p.d.f.*, p_b , is approximated by either a polynomial or an exponential function, depending on the mass region under study. The parameters are determined by performing a binned maximum likelihood fit to the background sample. The parameters defining the shape of the background are fixed in the global fit to signal plus background, but not its normalization.

4 Results

A binned maximum likelihood fit to the reconstructed $m_{4\mu}$ signal plus background distribution is performed using the function f_{sb} . The fits to the signal plus background distributions are shown in Figures 5 and 6 for all the simulated Higgs-boson masses. For $m_{4\mu} < 190$ GeV a Gaussian with free width is used for the signal, while for larger masses the convolution of a fixed-width Gaussian and a free-width Breit-Wigner is used.

The free parameters of the fit correspond to the physical parameters that describe the Higgs-boson resonance: normalization, mass, and width. The precision in the determination of the production cross section is computed using the number of signal events obtained from the fit.

Figure 7 (left) depicts the relative shift of the fitted Higgs-boson mass with respect to the true mass, together with its statistical error. These values are compatible with zero in the full range of masses, which means that the true mass is accurately recovered after applying the fitting method to the reconstructed sample. The evolution of the relative error as a function of the true mass is displayed in Figure 7 (right), showing that the mass can be measured with precisions from 0.1% to 5.4% for 30 fb^{-1} and from 0.1% to 3.7% for 60 fb^{-1} . The increase in this error around 170 GeV is due to the smaller number of signal events caused by the suppression of the $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ decay at this mass. The increasing uncertainty at higher masses is due to the smaller production cross sections, the larger intrinsic width of the Higgs boson, and, to a lesser extent, the worse resolution for high p_T muons.

The number of signal and background events is obtained from the fit. The relative error in the cross-section measurement is determined from the number of signal events (N_s) and its statistical uncertainty (ΔN_s) as $\Delta N_s/N_s$, shown in Figure 8 as a function of the Higgs-boson mass. The contribution of the background is properly taken into account, as its normalization is a free parameter in the fit. The cross section can be determined with a precision between 20% and 45% for 30 fb^{-1} and between 15% and 30% for 60 fb^{-1} , except for masses below 130 GeV, where the branching ratio of the Higgs boson into four muons is low.

The remaining physical parameter obtained from the fit is the width of the Higgs boson. The measured width, together with its statistical error, is presented in Figure 9 as a function of the true mass. The width can be determined above 190 GeV with an error between 35% and 45% for 30 fb^{-1} and between 25% and 30% for 60 fb^{-1} . Below this mass there is no sensitivity to the Higgs-boson width, and upper limits at the 95% confidence level (C.L.) are set. For comparison, the width obtained by fitting only a Gaussian for masses below 200 GeV and only a Breit-Wigner for masses above 200 GeV is also shown, together with the statistical uncertainty. The Breit-Wigner-only fits do not take into account the detector resolution, and therefore the intrinsic theoretical values are not recovered.

The measurement of the Higgs-boson parameters is affected by systematic uncertainties in the muon momentum resolution (determined from data), in the muon reconstruction efficiency (around 2%), and those associated with the selection cuts (close to 1%) [10]. The cross-section measurement is also affected by the uncertainty in the luminosity determination, which is 3% for integrated luminosities above 30 fb^{-1} . These systematic uncertainties are mostly uncorrelated. The impact on the measured mass and width is expected to be small. Figure 8 shows the effect of the systematic uncertainties on the determination of the cross section.

The reconstructed four-muon mass spectra used in this analysis are obtained by weighting the fully simulated signal and background events down to the number of events expected for integrated luminosities of 30 and 60 fb^{-1} . For assessing the robustness of the fitting procedure, a large number of pseudo-experiments, corresponding to an integrated luminosity of 60 fb^{-1} , has been performed for $m_H = 170 \text{ GeV}$, for which the expected number of events is significantly low (details in the Appendix). The values of the parameters and their uncertainties, obtained from the fit to these distributions, are in agreement with the fit results using weighted distributions. This is true for the whole Higgs-boson mass range under study, $130 \text{ GeV} < m_H < 600 \text{ GeV}$. As an example, the results of the fits to four pseudo-experiments, corresponding to four Higgs-boson signals, are shown in Figure 10 for an integrated luminosity of 60 fb^{-1} . These results are compatible with the true values of the parameters within their statistical uncertainty.

For extending the measurement of the Higgs-boson parameters to smaller masses or to lower luminosities, it would be more appropriate to extract the parameters from a large set of randomly chosen four-muon mass distributions with the correct number of events. This procedure can be applied to other four-lepton final states. The combination of these decay channels will improve the precision in the determination of the parameters. This work is underway and will be subject of a forthcoming note.

5 Conclusions

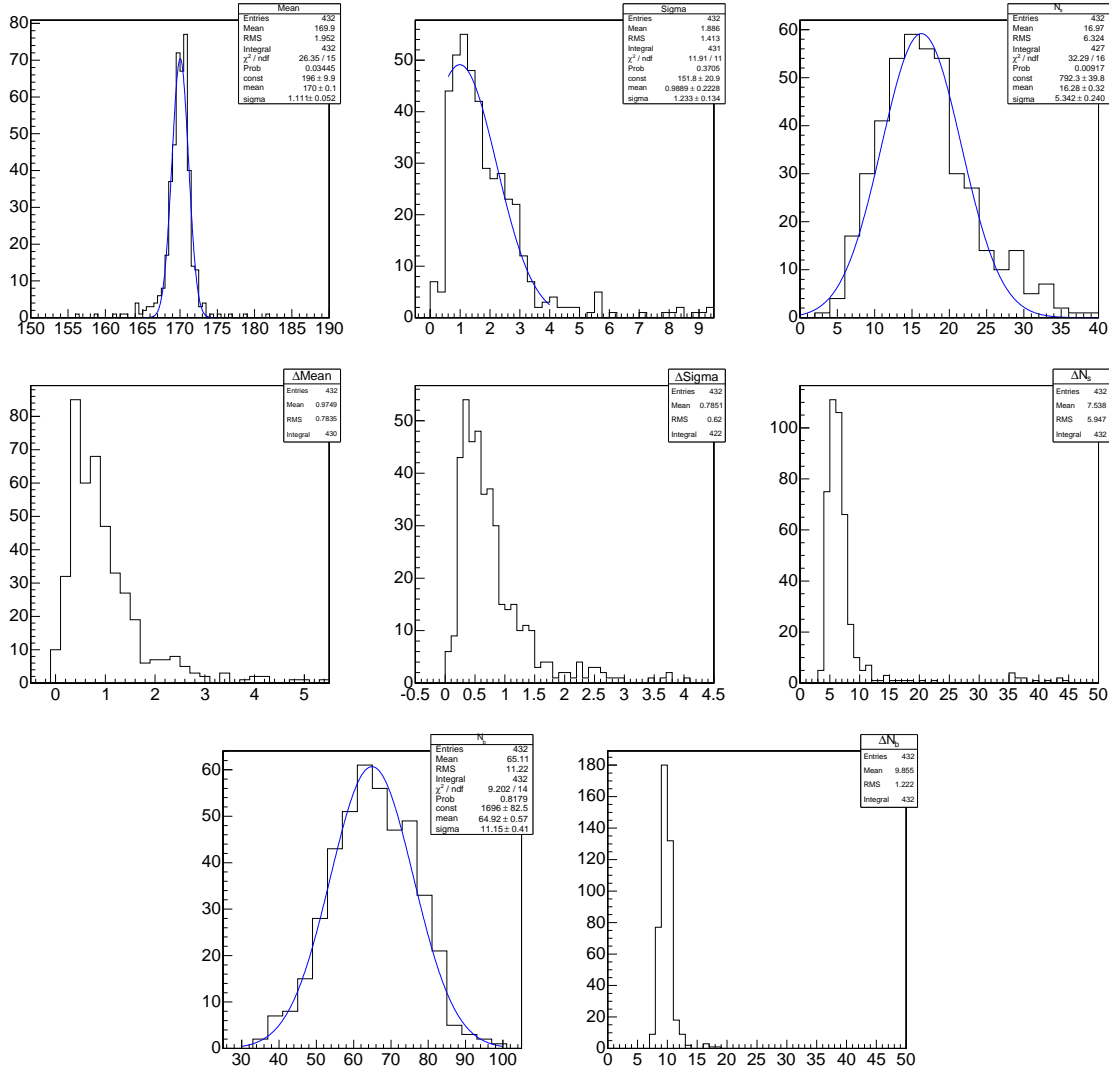
The $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ decay channel has been shown to be very sensitive for the determination of the Higgs-boson mass, cross section, and width, for Higgs-boson masses between 130 GeV and 600 GeV. A robust method has been developed to measure accurately these parameters, using a binned maximum likelihood fit to the reconstructed $m_{4\mu}$ distribution, obtained from fully simulated events. The true values of the parameters are accurately recovered in the full range of masses already for an integrated luminosity of 30 fb^{-1} . For an integrated luminosity of 60 fb^{-1} , the mass can be measured with a precision between 0.1 % and 3.7 %. The intrinsic width can only be measured when the Higgs boson is heavier than 190 GeV, with a precision around 25%, the experimental resolution dominating for lower masses. The production cross section can be determined with a precision around 20% for masses in the range 130-150 GeV and above 190 GeV.

Acknowledgments

We thank our colleagues from the University of Florida and U. Gasparini, N. Neumeister, and A. Nikitenko for useful discussions.

Appendix

Results of the fits to 500 Monte Carlo pseudo-experiments, with the statistics expected for an integrated luminosity of 60 fb^{-1} , for $m_H = 170 \text{ GeV}$. The figures below show the values of the fitted parameters and their errors for the converging fits (85%):



These figures denote, from left to right and top to bottom, m_H , σ , N_s , Δm_H , $\Delta \sigma$, ΔN_s , N_b and ΔN_b . Some fits did not converge (15%) due to insufficient statistics, consistent with the expectations for $m_H = 170 \text{ GeV}$ at 60 fb^{-1} . The results of performing a Gaussian fit to the distributions of the m_H , σ , N_s and N_b above are listed in the table below, together with result of the fit using weighted histograms:

	MC weighted	MC experiments	Average errors on the fit parameters
Mean	170.2 ± 0.9	170.0 ± 1.1	0.97
Sigma	1.74 ± 0.86	1.0 ± 1.2	0.8
N_s	15 ± 6	16 ± 5	8
N_b	78 ± 10	65 ± 11	10

For the Monte Carlo pseudo-experiments, the error on the parameters is the width of the fitted Gaussian. As the number of expected events for this Higgs-boson mass is particularly low, the conclusions of the check can be extended to other masses with higher statistics.

References

- [1] P. W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132;
P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508;
P. W. Higgs, Phys. Rev. 145 (1966) 1156;
F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 312;
G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585.
- [2] M. Sani, *Search for the Standard Model Higgs Boson in four-Muon final state with CMS*, CMS CR-2004/035, proceedings of *Physics at LHC*, Vienna, Austria, July 2004.
- [3] V. Bartsch, *Simulation of Silicon Sensors and Study of the Higgs Decay $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ for CMS (LHC)*, PhD thesis, IEKP-KA/2003-26 University of Karlsruhe (2003).
- [4] V. Drollinger and A. Sopczak, *Comparison of Higgs boson mass and width determination of the LHC and a linear collider*, Eur. Phys. Jour. direct C3 (2001).
- [5] T. Sjostrand, L. Lonnblad, and S. Mrenna, *PYTHIA 6.2 Physics and Manual*, report LU-TP-01-21, Aug. 2001, arXiv:hep-ph/0108264.
- [6] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, *HDECAY: a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension*, arXiv:hep-ph/9704448;
M. Spira, *HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections*, arXiv:hep-ph/9510347.
- [7] F. Maltoni, *Theoretical Issues and Aims at the Tevatron and LHC*, proceedings of the *1st Hadron Collider Physics Symposium (HCP 2005)*, Les Diablerets, Switzerland, July 2005.
- [8] CompHEP collaboration, *CompHEP: A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33*, arXiv:hep-ph/9908288.
- [9] J. M. Campbell, arXiv:hep-ph/0105226, *W/Z + B anti-B / jets at NLO using the Monte Carlo MCFM*.
- [10] M. Aldaya et al., *Discovery potential and search strategy for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ decay channel using a mass-independent analysis*, CMS NOTE 2006/106.
- [11] OSCAR, *Object-oriented Simulation for CMS Analysis and Reconstruction*, <http://cmsdoc.cern.ch/OSCAR>;
ORCA, *Object-oriented Reconstruction for CMS Analysis*, <http://cmsdoc.cern.ch/ORCA>.
- [12] CMS Physics TDR, Volume I, CERN-LHCC-2006-001 (2006); section 3.4.7. (page 130).
- [13] CMS Physics TDR, Volume I, CERN-LHCC-2006-001 (2006); sections 3.6.4. (page 144), and 9.1.3. (pages 334-342).

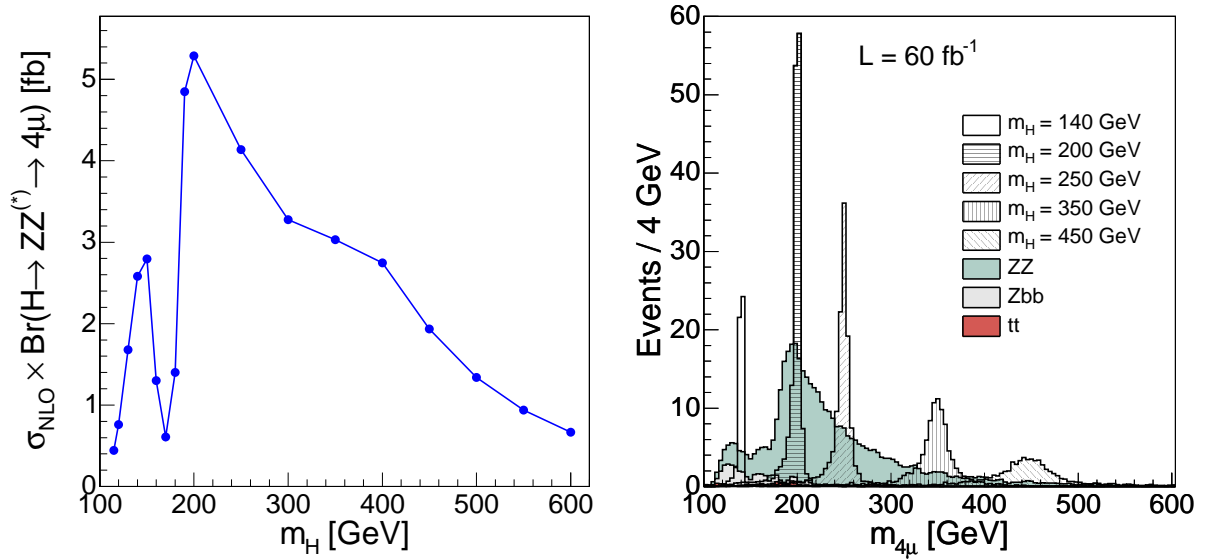


Figure 1: (Left) Total NLO cross section times branching ratio for the process $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ as function of the Higgs-boson mass. The dots indicate the mass points at which the calculation has been preformed. (Right) Reconstructed four-muon mass distributions, for an integrated luminosity of 60 fb^{-1} , for background (shaded histograms) and several Higgs signals (hatched). The $t\bar{t}$ contribution, hardly visible, is around 0.25 events per bin in the mass range 100 GeV-250 GeV.

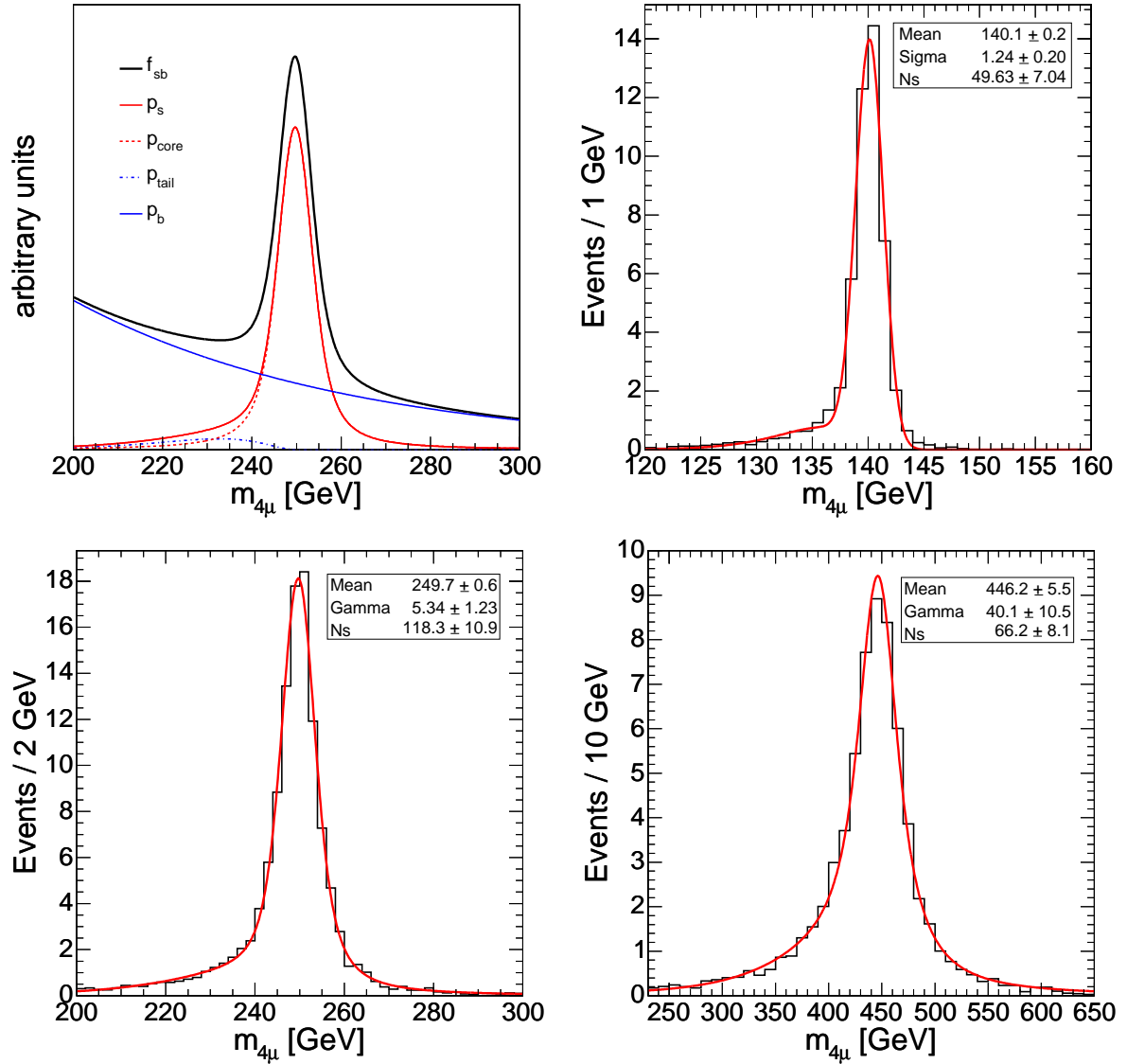


Figure 2: Example of the shapes of the different contributions to f_{sb} (top-left). Reconstructed four-muon mass distributions for Higgs signals corresponding to $m_H = 140, 250$ and 450 GeV, together with the result of the fits (solid lines and numbers).

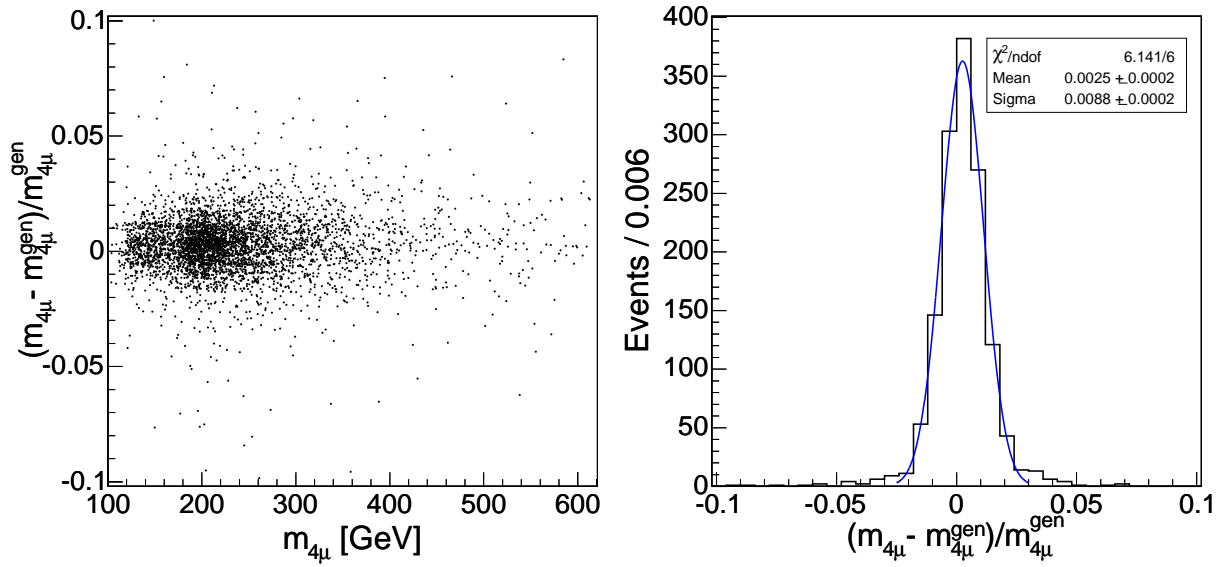


Figure 3: (Left) Distribution of $(m_{4\mu} - m_{4\mu}^{gen})/m_{4\mu}^{gen}$ as a function of $m_{4\mu}$, for ZZ events. (Right) Gaussian fit to the $(m_{4\mu} - m_{4\mu}^{gen})/m_{4\mu}^{gen}$ distribution for $m_{4\mu}$ in the range between 200 and 250 GeV.

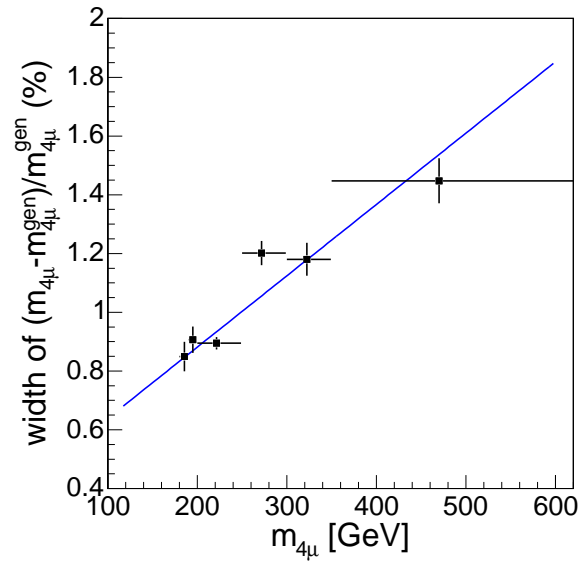


Figure 4: Evolution of the width of the $(m_{4\mu} - m_{4\mu}^{gen})/m_{4\mu}^{gen}$ distribution with $m_{4\mu}$, obtained from ZZ events. The dots with error bars indicate the result of the Gaussian fits performed in the selected mass ranges. The line represents the linear fit to those points.

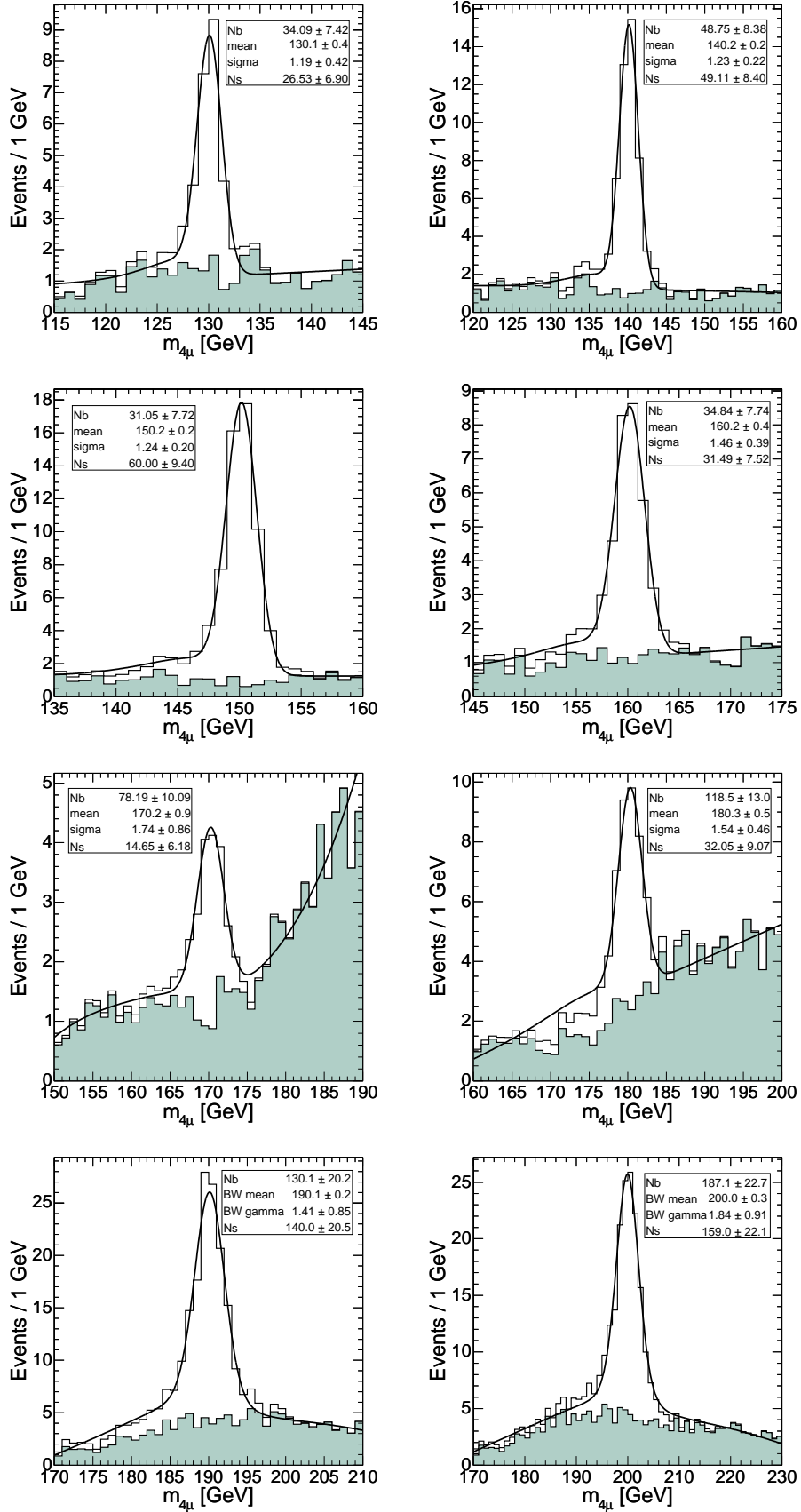


Figure 5: Distributions of the reconstructed signal (open histograms) plus background (shaded) four-muon mass distributions, for an integrated luminosity of 60 fb^{-1} , together with the fit results (solid line), for masses in the range from 130 to 200 GeV. The fit parameters and their errors are also shown.

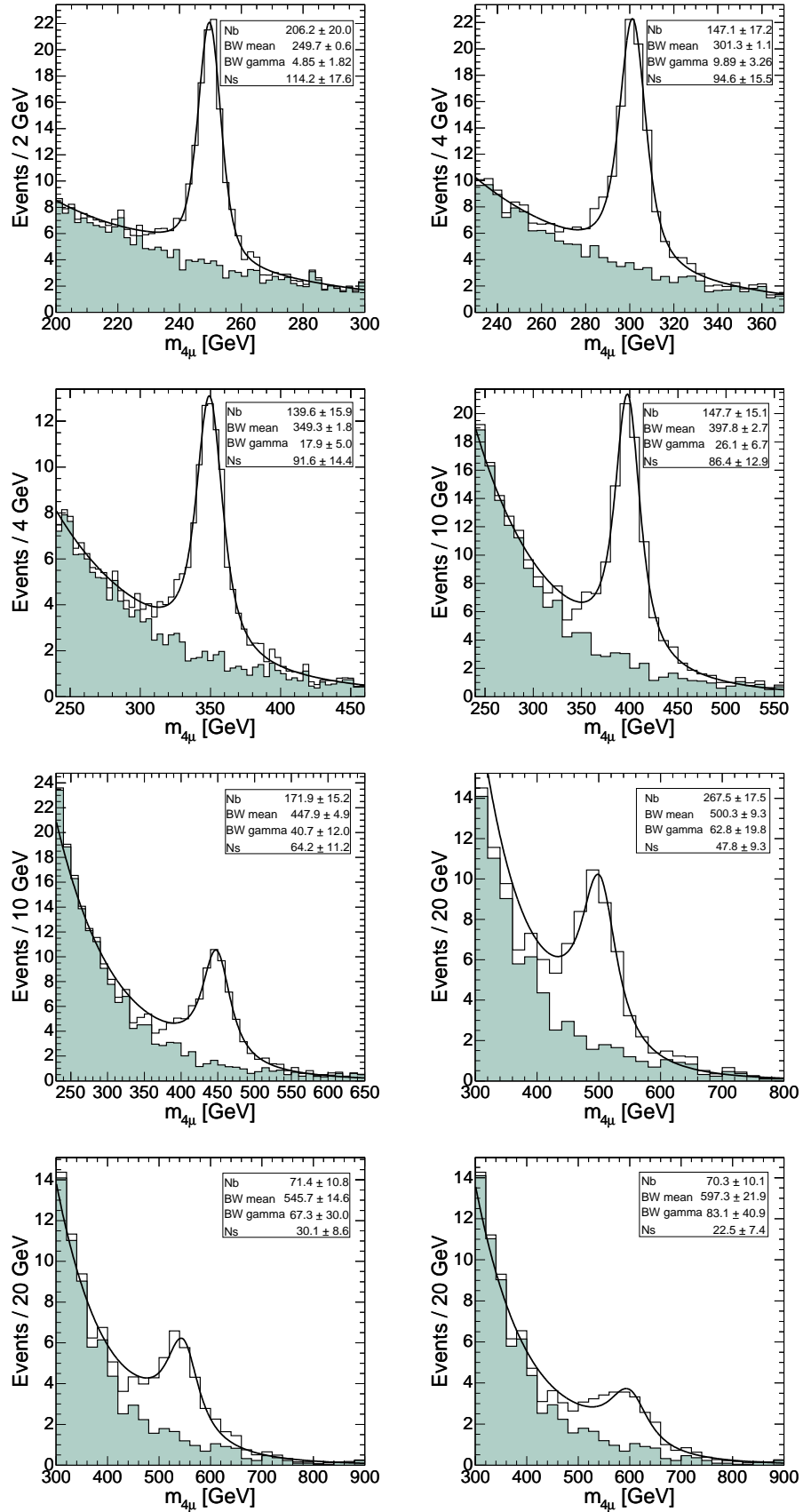


Figure 6: Distributions of the reconstructed signal (open histograms) plus background (shaded) four-muon mass distributions, for an integrated luminosity of 60 fb^{-1} , together with the fit results (solid line), for masses in the range from 250 to 600 GeV. The fit parameters and their errors are also shown.

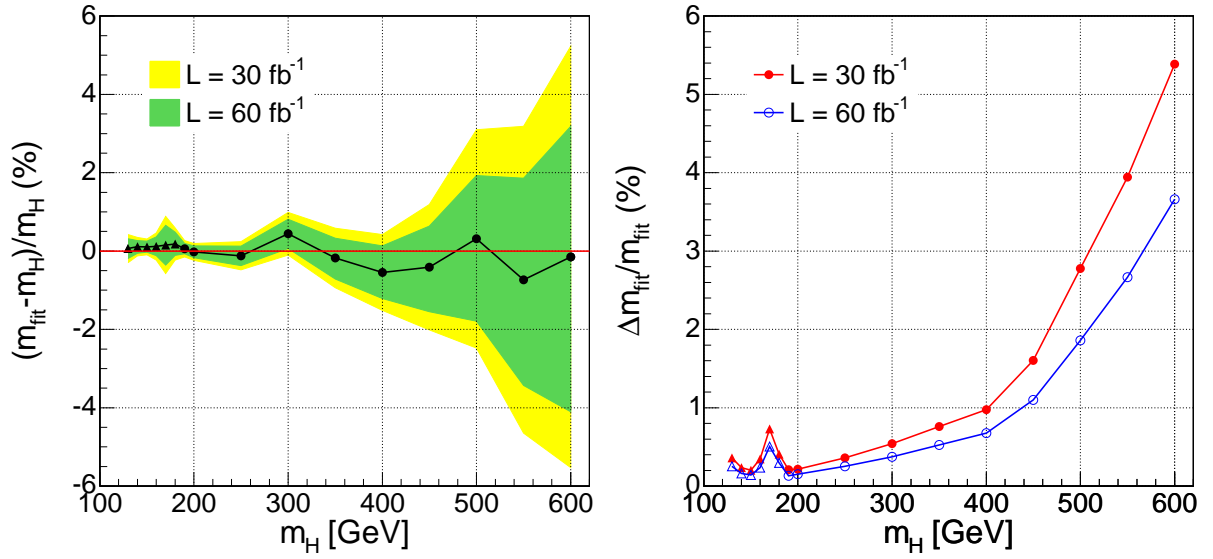


Figure 7: (Left) Relative shift of the fitted value of the Higgs-boson mass with respect to the input m_H value, as a function of m_H . The shaded areas are the errors in the determination of the peak value from the fit for integrated luminosities of 30 fb^{-1} (light) and 60 fb^{-1} (dark), also shown as a function of the Higgs-boson mass (Right). The dots correspond to the result of the convolution and the triangles to the Gaussian approximation.

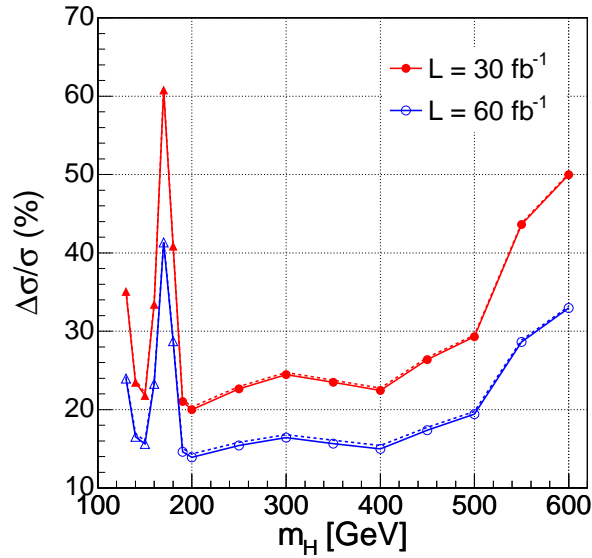


Figure 8: Relative error (solid line) in the cross-section measurement as a function of the Higgs-boson mass calculated as $\Delta N_s / N_s$. N_s is the number of signal events and ΔN_s the statistical error obtained from the fit. The dots correspond to the result of the convolution and the triangles to the Gaussian approximation. The dashed line indicates the impact of the systematic uncertainties in the cross-section measurement arising from the luminosity measurement and the overall efficiency of the event selection and detector performance.

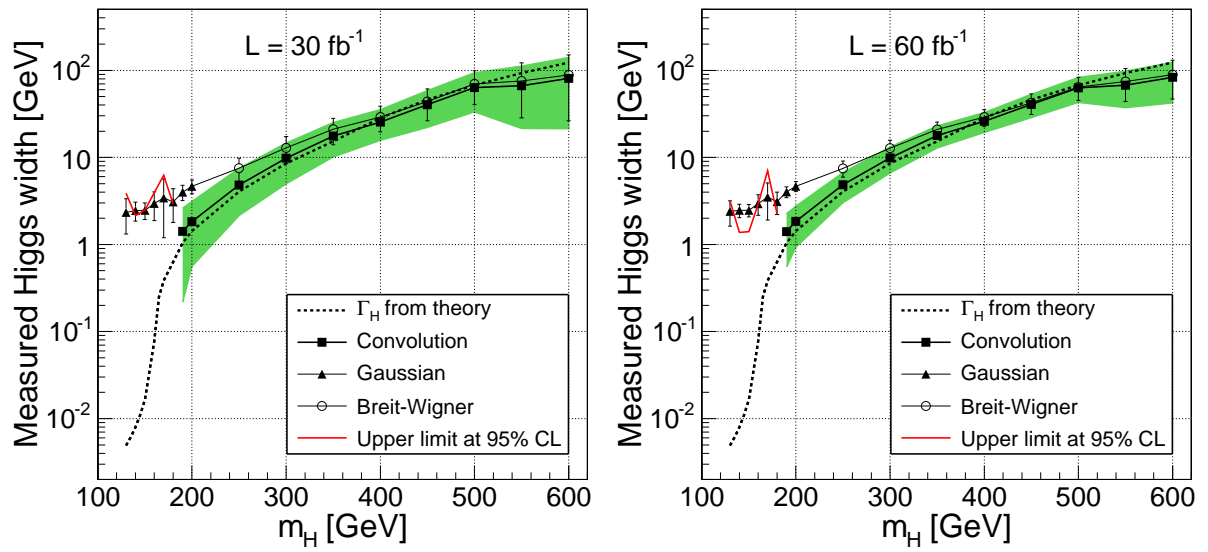


Figure 9: Measured Higgs boson width from a fit to the signal plus background distribution (squares), for the simulated Higgs-boson masses. The error on the width from the fit is indicated by the solid band. There is no sensitivity to this parameter for masses below 190 GeV, therefore upper limits at 95% C. L. are shown (solid line). The result of Gaussian fit to $m_H \leq 200$ GeV (triangles) and Breit-Wigner fit to $m_H > 200$ GeV (open circles) is also shown for comparison. The dashed line represents the theoretical calculation of Γ_H .

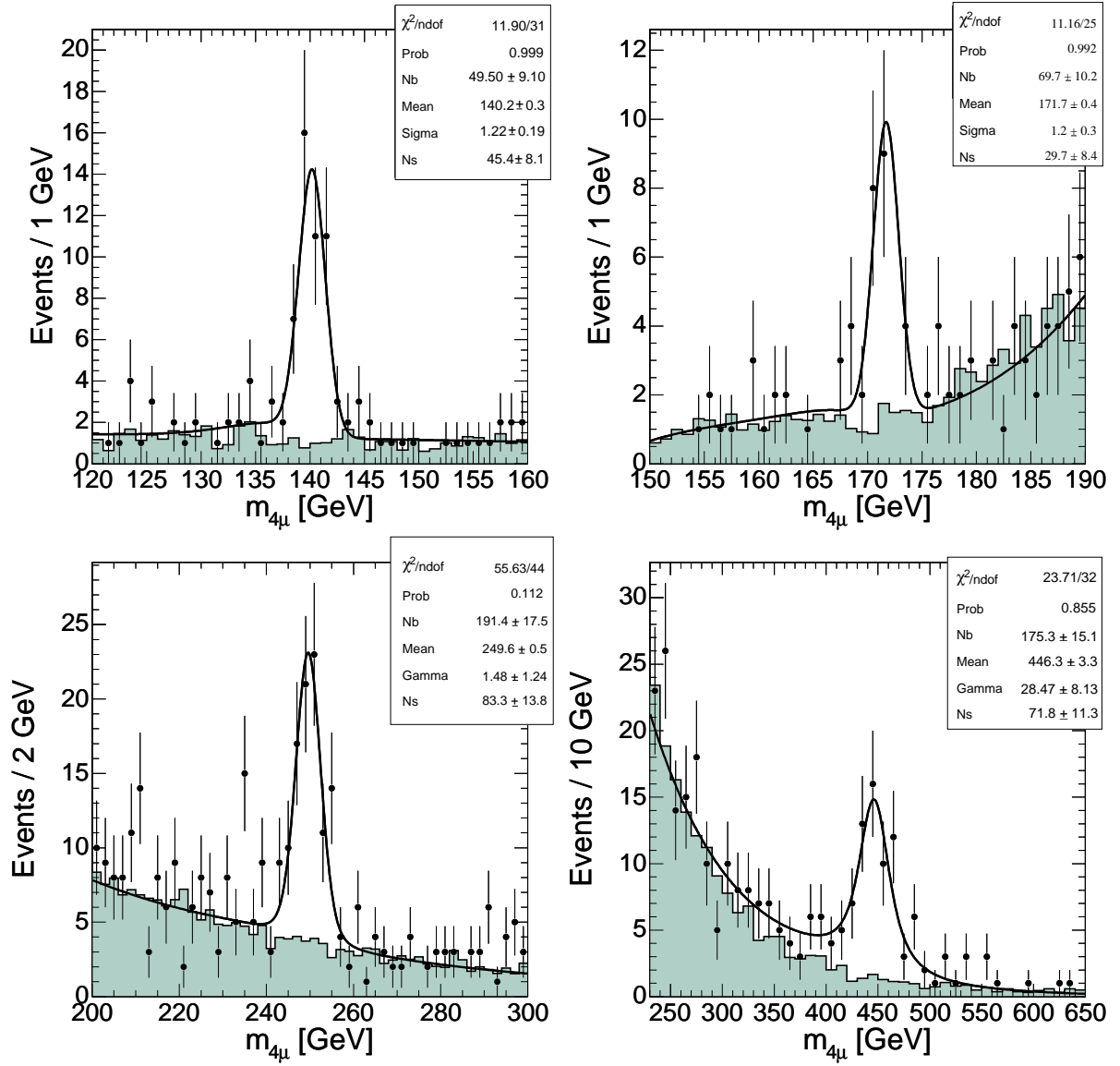


Figure 10: Data-like distributions expected for Higgs-boson signals of $m_H = 140, 170, 250$ and 450 GeV, for an integrated luminosity of 60 fb^{-1} , together with the result of the fits (solid lines). The shaded areas represent the expected background. These pseudo-experiments are selected randomly.