

# INSTITUTO DE FÍSICA CORPUSCULAR

Centro mixto U. de València (Estudi General) - CSIC

DEPARTAMENT DE FÍSICA ATÒMICA, MOLECULAR I  
NUCLEAR



**Estudio de resonancias exóticas en el experimento  
ATLAS utilizando una infraestructura con  
tecnologías GRID a partir de un prototipo de *TIER-3*  
para el IFIC**

TESIS DE MÁSTER EN FÍSICA AVANZADA

Miguel Villaplana Pérez

Julio 2008

Dirigido por:  
Dr. José F. Salt Cairols  
Dr. Santiago González de la Hoz

# Índice

<b>1. LHC, ATLAS y el Modelo de Computación.</b>	<b>4</b>
1.1. A Toroidal LHC Aparatus (ATLAS) . . . . .	4
1.2. El Modelo de Computación de ATLAS . . . . .	5
1.3. Software de ATLAS . . . . .	6
<b>2. Marco Teórico</b>	<b>8</b>
2.1. El Modelo Estándar . . . . .	8
2.2. El Modelo Twin Higgs . . . . .	9
2.2.1. Mecanismo de Twin Higgs . . . . .	9
2.2.2. <i>L-R Twin Higgs Model</i> . . . . .	10
<b>3. Producción de Datos</b>	<b>11</b>
<b>4. Estudio del canal <math>W_H(1TeV/c^2) \rightarrow Tb</math></b>	<b>13</b>
4.1. Reconstrucción de la masa invariante del bosón $W_H$ . . . . .	14
4.2. Potencial de descubrimiento en ATLAS. . . . .	18
<b>5. Conclusiones y Expectativas de Futuro</b>	<b>19</b>

## 1. LHC, ATLAS y el Modelo de Computación.

El *European Organization for Nuclear Research*(CERN)[1] es el mayor laboratorio de física de altas energías del mundo. Fundado en 1954 a propuesta de los premios Nóbel Louis de Broglie e Isidore Rabi, el CERN es uno de los primeros ejemplos de la Europa unida que hoy conocemos. En estos 58 años de vida, los laboratorios del CERN han sido testigos de muchos momentos que forman ya parte de la historia, como pueden ser la invención de las cámaras de multihilos y de deriva por el premio Nóbel Georges Charpak en 1968, el descubrimiento de los bosones W y Z en 1983 o la invención de la Worl-Wide Web por Tim Berners-Lee y Roberto Cailliau en 1990. Para continuar en esta excelente línea de descubrimientos, el CERN se embarca ahora en el que está considerado como uno de los mayores y más complejos proyectos científicos de la historia de la humanidad, el *Large Hadron Collider* (LHC)[2].

El LHC se ha construido en Ginebra, en la frontera entre Francia y Suiza, aprovechando el túnel de 27 km de perímetro que ocupaba su antecesor, el LEP (1989-2000). Cuando comience a funcionar a principios de octubre de 2008, el LHC será capaz de provocar la colisión de dos haces de protones de hasta 5 TeV cada uno consiguiendo una energía en centro de masas que llegará a los 10 TeV, más adelante, en abril de 2009, el LHC alcanzará su máxima luminosidad llegando a los 14 TeV en centro de masas. A estas energías las interacciones básicas en las colisiones se producirán entre los quarks y gluones que forman un “mar”, por analogía con el mar de Dirac[3], en el interior del protón como se muestra en la figura 1.

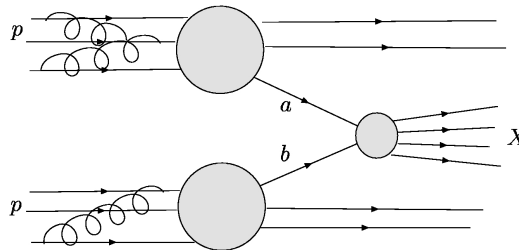


Figura 1: Colisión p-p según el modelo de partones.

Cuatro experimentos se aprovecharán de las colisiones a 14 TeV del LHC. ALICE[4] estudiará física de iones pesados mediante colisiones Pb-Pb a 5.5 TeV. LHCb[5] hará estudios de física del quark b. CMS[6] y ATLAS[7] son experimentos de propósito más general. Se ocuparán principalmente de la búsqueda del Higgs aunque también estudiarán otros temas relacionados con la física a la escala del TeV.

### 1.1. A Toroidal LHC Aparatus (ATLAS)

De los cuatro experimentos ATLAS es el de mayor tamaño. Situado a 100 metros bajo tierra cerca de la frontera franco-suiza, el detector mide 44 metros de largo por 22 de diámetro y pesa unas 7000 toneladas. Está formado por varias capas de detectores situados, como muestra la figura 2, de forma que permiten detectar y diferenciar las partículas resultantes de las colisiones de protones.

Las diferentes capas pueden agruparse en tres subsistemas que, de dentro hacia fuera, son el detector interno, los calorímetros y las cámaras de muones.

El Detector Interno[8] de ATLAS combina detectores de alta resolución y alta granularidad en la parte interna con elementos de detección de trazas (*tracking*) en la parte externa, todos ellos rodeados por el campo magnético de 2 T que genera el Solenoide Central. La máxima granularidad se consigue en la región del vértice gracias a detectores de trazas semiconductores (SCT) con tecnologías píxel o de Silicio. Típicamente, para cada traza el detector píxel contribuye con tres puntos y el detector de silicio con ocho. En la parte externa, el detector de trazas de radiación de transición (TRT) contribuye con 36 puntos por traza. Además de producir un *tracking* casi continuo con menos material por punto y, por tanto, con menor coste, el TRT es capaz de identificar electrones. En la región del barril, los detectores están distribuidos como cilindros

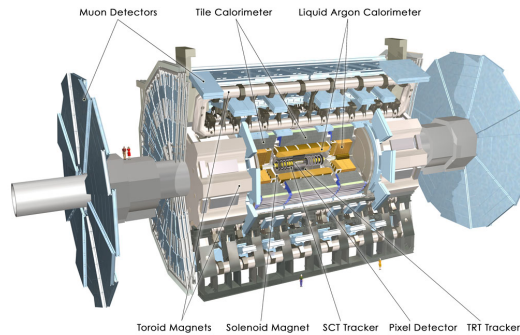


Figura 2: Experimento ATLAS.

concéntricos alrededor del eje del haz de protones mientras que, en la región de los tapones (*forward*), la distribución se hace en planos perpendiculares a la dirección del haz. En grupo de SCT del IFIC colabora en la implementación y testeo del algoritmo que se encarga de alinear los detectores de Silicio hasta alcanzar la precisión requerida.

ATLAS tiene dos calorímetros[9] que se encargan de medir la energía de las partículas tanto cargadas como neutras. Ambos consisten en una serie de placas metálicas conectadas a sensores de forma que la interacción de las partículas con dichos metales forma una cascada que es detectada por los sensores. La región interna del calorímetro está compuesta de Argón líquido mientras que la región externa es de plástico centelleador. El Argón líquido es más eficaz en la detección de cascadas electromagnéticas mientras que el plástico centelleador se encarga de cascadas hadrónicas. El grupo TileCal[10] del IFIC es responsable del diseño, ensamblaje y puesta a punto de los *Read Out Drivers* (RODs) del calorímetro hadrónico (*Hadronic Tile Calorimeter*). También ha construido el 50 % de los módulos de una de las partes del barril y se encarga de testear un 17.5 % de los 10000 fotomultiplicadores que tiene instalados el detector.

Los muones son prácticamente las únicas partículas detectables capaces de atravesar los calorímetros. Las cámaras de muones[11] rodean los calorímetros y, midiendo las trazas de los muones, son capaces de determinar su momento con gran precisión. Las cámaras se componen de una serie de sensores capaces de detectar partículas cargadas parecidos a los del TRT colocados en el seno del campo magnético producido por los imanes superconductores toroidales.

El sistema de imanes[12] de ATLAS consiste en un solenoide central y otro toroidal. El conductor que forma el solenoide central está compuesto por un cable superconductor plano colocado en el centro de un estabilizador de Aluminio de sección rectangular. Está diseñado para generar un campo magnético de 2 T con un pico de 2.6 T. En total pesa 5.7 toneladas y mide 5.3 m de largo por 2.4 m de calibre. El sistema de imanes toroidales que da su nombre a ATLAS está formado por ocho bobinas alojadas en criostatos separados para el barril más otros dos criostatos con ocho bobinas cada uno para las tapas. El bajo número de bobinas usadas para generar el campo toroidal resultan en un campo cuya intensidad depende fuertemente del ángulo que forman estas con la dirección de colisión (coordenada  $\phi$ ). El campo es de 4T en los superconductores tanto para el barril como para los tapones.

## 1.2. El Modelo de Computación de ATLAS

El modelo de computación[13][14][15] permite a la comunidad científica almacenar, acceder y analizar la enorme cantidad de datos producida por los detectores de ATLAS. Se estima que ATLAS producirá del orden de unos 2 millones de Gigabytes (2 Petabytes) de datos al año y se necesitará el equivalente a 50.000 PCs para procesarlos. Ante la dificultad que conllevaría reunir tal cantidad de recursos en un solo lugar o, como mucho, con la ayuda de 3 o 4 centros de computación nacionales y de alta disponibilidad (RAL, Lyon, etc), los experimentos del LHC se decantan por un modelo que permite un alto grado de descentralización y la posibilidad de compartir recursos, el modelo GRID.

El proyecto *LHC Computing GRID* (LCG)[16] se encarga de dar soporte a los modelos de computación de los diferentes experimentos según un esquema basado en cuatro niveles (*Tier*).

Toda la información que salga del detector será almacenada en el nivel 0 (*Tier-0*) situado en el CERN. Además, en el *Tier-0* también se llevará a cabo una primera reconstrucción y se almacenarán los datos reconstruidos.

La principal función de los más de 10 *Tier-1* que hay repartidos por todo el planeta es proveer recursos de computación para reprocesado y para análisis que requieran el acceso a grandes cantidades de datos. Por otro lado, los *Tier-1* también se encargan de almacenar datos de carácter permanente como puede ser una copia de los datos ‘en bruto’ del *Tier-0* o bien otros datos procedentes de simulaciones, etc. El *Tier-1* español se encuentra en el *Port d’Informació Científica* (PIC) de Barcelona.

En España tenemos un *Tier-2* federado para ATLAS que está formado por el Instituto de Física Corpuscular (IFIC) de Valencia, el Instituto de Física de Altas Energías (IFAE) de Barcelona y la Universidad Autónoma de Madrid (UAM). Los alrededor de 35 centros *Tier-2* se encargarán principalmente de suministrar capacidad tanto en CPU como en disco para los análisis a realizar por los grupos de física y de producir datos simulados según los requisitos establecidos por el experimento que posteriormente se almacenarán en los *Tier-1*. Concretamente, el *Tier-2* federado español posee actualmente una potencia de 380 kSI2k<sup>1</sup> y 120 TB de disco. En la tabla 1 puede verse el perfil de crecimiento de los recursos desde 2006 hasta 2012.

Año	2006	2007	2008	2009	2010	2011	2012
CPU(kSI2k)	46	117	976	1349	2577	3466	4338
Disco(TB)	14	63	387	656	1107	1555	2003

Cuadro 1: Evolución de los recursos del *Tier-2* español para ATLAS.

Los *Tier-2* están siendo monitorizados con el fin de estudiar y controlar sus rendimientos. El *Tier-2* español está obteniendo niveles de prestaciones por encima del 90 %[17].

Por último, los *Tier-3* se encargan de facilitar al usuario final el acceso a la red GRID. Este último nivel está contemplado dentro del proyecto LCG pero es responsabilidad de cada centro o universidad el diseño y la gestión del mismo. En el caso de Valencia el prototipo de *Tier-3* se divide en tres fases (figura 3). La fase I representa las herramientas necesarias para que cada usuario pueda trabajar desde su ordenador personal. La fase II se ocupa del acoplamiento con el *Tier-2*. A parte de los recursos que podemos utilizar del *Tier-2*, existen recursos extra, de uso preferente por usuarios del IFIC, que aseguran la disponibilidad para ejecutar trabajos como pueden ser producciones privadas de datos o análisis utilizando GRID. Finalmente, la fase III engloba los requisitos especiales que necesitan los usuarios del IFIC entre los que cabe destacar la granja *Parallel ROOT Facility* (PROOF)[18] que nos permitirá realizar trabajos de análisis con ROOT[19] en modo interactivo. Otra ventaja importante del modelo es que utiliza el mismo sistema de almacenamiento que el *Tier-2* (Lustre + StoRM)[20] cosa que permite a los usuarios acceder a dicho sistema de una forma sencilla e intuitiva.

### 1.3. Software de ATLAS

Athena[21] es el marco de trabajo (*framework*) de ATLAS, es decir, el esquema de una aplicación en el cual los usuarios pueden introducir su código. Está basado en el proyecto Gaudi desarrollado para LHCb, de hecho, Athena utiliza el núcleo del proyecto Gaudi y además añade una serie de mejoras específicas para ATLAS.

<sup>1</sup>kiloSpecInt2000 (kSI2k), es una medida del rendimiento de un procesador respecto a velocidad y a tasa de transferencia comparado con un punto de referencia establecido. Dicho punto de referencia se revisa cada 5 años en spechbench.org. Por ejemplo, un Pentium 4 a 3.2 GHz equivale a 1.267 kSI2k.

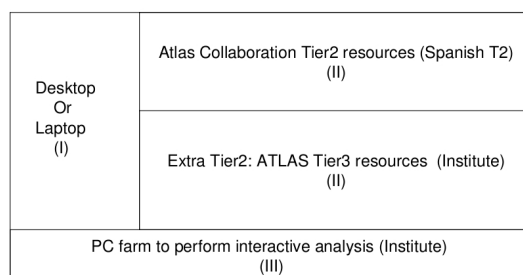


Figura 3: Prototipo del Tier-3 en el IFIC.

La forma convencional de controlar Athena es mediante unos programas escritos en *Python*[22] a los que comúnmente nos referimos como *Job Options*. En estos programas se especifica la configuración en tiempo de ejecución del algoritmo y se determina qué algoritmos es necesario ejecutar y sus propiedades.

El software de ATLAS está organizado en una estructura jerárquica de Proyectos y Paquetes. Cada paquete tiene un número (*Tag number*) que distingue entre las diferentes versiones. Cada versión de un paquete tiene un número de entrega (*release number*) y también hay un número de entrega general que identifica a una colección completa de paquetes. Los *tags* de un paquete suelen actualizarse frecuentemente mientras que una nueva *release* de producción puede tardar varios meses. Entre tanto, pueden aparecer varias *releases* de desarrollo o *Nightly Builds* con los cambios más recientes. El concepto de proyecto apareció por primera vez en la *release 12*. Antes, todos los paquetes estaban incluidos en el mismo proyecto.

El modelo de datos de ATLAS (EDM)[23] estructura los datos en una serie de niveles de detalle según sea el uso que de ellos se pretende. Del detector saldrá un *Petabyte* de datos en bruto (*raw data*) por segundo, de entre toda esta información, el sistema de *trigger* se encarga de eliminar los eventos menos interesantes hasta reducirla a un *Petabyte* de datos en bruto al año. Estos datos en bruto serán reconstruidos para convertir los patrones de señales del detector en objetos físicos. Por ejemplo, los *Event Summary Data* (ESD) almacenan la información que viene de los algoritmos de reconstrucción, datos sobre el calorímetro y sobre el sistema de detección de trazas que permiten tareas de calibración y alineamiento, pero sólo son accesibles en ciertos lugares (*Tier-1*) debido a su tamaño. Por otro lado, los *Analysis Object Data* (AOD) contienen una parte más pequeña y concisa de la información pero son más accesibles para el análisis. En el siguiente nivel los analistas deberían poder trabajar con datos que permitan una mayor personalización y movilidad, datos que sea posible analizar posteriormente dentro y fuera de Athena, son los *Derived Physics Data* (DPD).

La figura 4 muestra la cadena completa (*Full Simulation*) de pasos que se ha de seguir para producir eventos *Monte Carlo* sobre los que realizar análisis. También existe la posibilidad de acortar el proceso utilizando *Atlfast*[24], que provee una simulación rápida de toda la cadena partiendo de los eventos generados para construir directamente AODs. En realidad, *Atlfast* puede tomar como input cualquiera de los subproductos de la cadena completa como pueden ser *hits* de simulación o incluso ficheros ESD. La diferencia entre *Atlfast* y simulación completa es que el primero utiliza una descripción más simple del detector. En lugar de simular la respuesta de cada uno de los módulos que forman el detector como sucede con la simulación completa, *Atlfast* utiliza parametrizaciones que permiten agilizar el proceso. En esta tesis de máster, lo que proponemos es realizar un estudio utilizando la simulación completa del detector para luego compararlo con los resultados de *Atlfast* existentes.

**Generación** se refiere a la producción de cuadrivectores para las partículas de los procesos físicos deseados.

**Simulación** es el proceso en que los eventos previamente generados se pasan por una simulación del detector ATLAS hecha con GEANT4[25] para producir *hits*. Un *hit* es un registro de por dónde atravesó el detector cada partícula, cuanta energía depositó, etc.

**Digitalización** transforma los *hits* procedentes de la simulación en *digits*, lo que sería la respuesta real del detector, es decir, tiempos y voltajes.

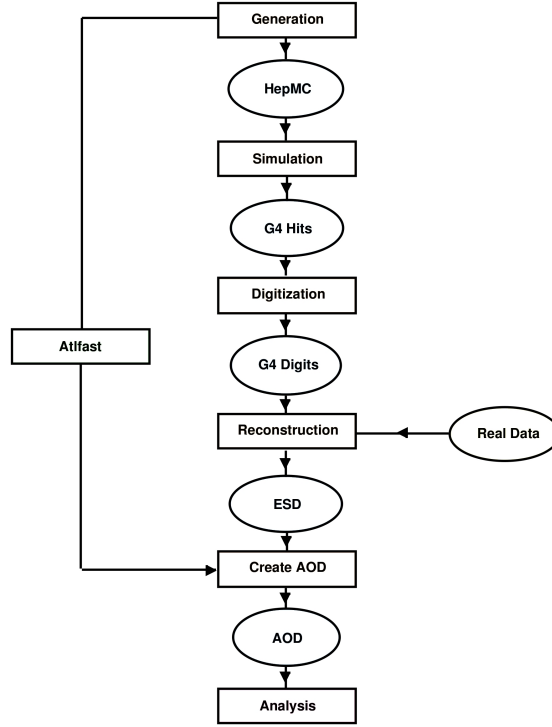


Figura 4: Cadena completa de producción de datos.

**Reconstrucción** es el proceso en el que se transforma los *digits* en trazas y depósitos de energía en forma de datos ESD. La reconstrucción debe hacerse tanto con datos simulados como con datos reales.

## 2. Marco Teórico

### 2.1. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar[26] es, a día de hoy, la única descripción matemáticamente consistente de las diferentes partículas fundamentales que dan lugar a la materia conocida y de sus interacciones. Es una teoría cuántica de campos que unifica la teoría electrodébil con la cromodinámica cuántica en una estructura del tipo  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . A pesar de ser perfectamente compatible con los resultados obtenidos experimentalmente, el Modelo Estándar no se considera una teoría completa ya que, por ejemplo, no incluye la gravitación.

El grupo *gauge*  $SU(3)_C$  corresponde a la cromodinámica cuántica mientras que el grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  representa a la teoría electrodébil. Sin embargo, esta estructura algebraica por sí sola no es capaz de dar masa a las partículas. Una solución a este problema es el conocido como mecanismo de Higgs[27].

Este mecanismo consiste en elegir un potencial del tipo

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

de forma que deje de existir un único valor para el vacío de la teoría. De este modo, una Rotura Espontánea de Simetría puede elegir un vacío  $v = \langle 0|\phi|0 \rangle$  y desplazar el campo  $\chi = \phi - v$ . El nuevo potencial desplazado

$$V(\chi) = m_\chi^2 \chi^2 + \lambda v \chi^3 + \frac{\lambda \chi^4}{4} \quad (2)$$

genera un bosón *pseudo-goldstone* físico con  $m_\chi = \sqrt{2\lambda}v$ . El bosón de Higgs.

A partir de esta Rotura Espontánea de Simetría la teoría electrodébil que transforma en la electrodinámica cuántica que conocemos y la masa de los bosones *gauge* electrodébiles es ahora proporcional a  $v$ .

Sin embargo, el mecanismo de Higgs deja abiertas una serie de cuestiones. Primero, aún no se ha observado experimentalmente el bosón de Higgs. Tampoco existe una explicación plenamente aceptada al famoso problema de jerarquía y, por supuesto, tenemos la paradoja de LEP.

La paradoja de LEP[28], también conocida como *little hierarchy problem* o *fine tuning problem*, dice lo siguiente. Sabemos por el experimento LEP y por medidas de precisión de interacciones electrodébiles que la masa del bosón de Higgs debe estar entre 114 y 200 GeV. También por el experimento LEP, se estima que el *cutoff* debe ser al menos del orden de 5-10 TeV. Esto puede sugerir que la escala de nueva física debe ser mayor que 5 TeV. El problema aparece cuando correcciones radiativas de escalas de orden 5 TeV generan un Higgs con una masa mucho mayor que 200 GeV.

$$V(h) = \frac{1}{2}m_H h^2 + \lambda h^4 + \dots + O(\Lambda^2)h^2 + \text{Counterterms} \quad (3)$$

Los “contratérminos” tienen que ajustarse con gran precisión para mantener pequeña la masa del Higgs. (*Fine Tuning*)

## 2.2. El Modelo Twin Higgs

Una solución para la Paradoja de LEP pasa por introducir nuevos estados con color (figura 5) con masas mucho menores que 5 TeV que cancelen el *loop* de tops (figura 6) causante del aumento en la masa esperada para el bosón de Higgs. El descubrimiento de estos estados en el LHC debería ser “sencillo”, y nos permitirá comprender el mecanismo de rotura de simetría.

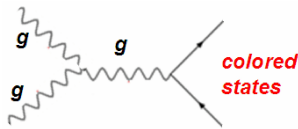


Figura 5: Posibles nuevos estados con color.

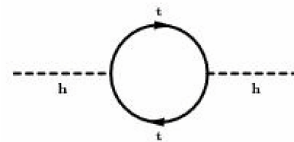


Figura 6: *Loop* de tops causante del aumento en la masa del bosón de Higgs.

Unas de las ideas con mayor apoyo son la supersimetría, donde el *loop* de tops se cancela con stops, y las *little Higgs theories*, donde el *loop* de tops se cancela con *vector-like* quarks. Sin embargo, el *Twin Higgs* es un claro contraejemplo ya que los estados que cancelan el *loop* de tops no necesitan tener carga de color.

En el caso de *Twin Higgs*, los bosones de Goldstone que aparecen durante la rotura de simetría no tienen masa porque están “protegidos” por la simetría.

El proceso pasa por intentar construir el doblete de Higgs como el Goldstone de alguna simetría global. Sin olvidar que, puesto que el Higgs tiene masa, esta simetría global solo será aproximada (Higgs es *pseudo-Goldstone*). Esto es suficiente para eliminar las divergencias cuadráticas (a un *loop*) a la masa del Higgs. Por otro lado, *Gauge loops* contribuirán logarítmicamente provocando los bosones *pseudo-Goldstone* adquieran una masa del orden de la escala débil.

### 2.2.1. Mecanismo de Twin Higgs

Consideremos un campo escalar H que se transforma como fundamental bajo una simetría global  $U(4)$ . La simetría  $U(4)$  se rompe a  $U(3)$ , creando 7 bosones Goldstone. Ahora contemplemos un subgrupo de

$U(4)$  con simetría gauge ( $SU(2)_A \times SU(2)_B$ ) El potencial de Higgs recibe correcciones radiativas de los campos *gauge*.

$$\Delta V(H) = \frac{9g_A^2\Lambda^2}{64\pi^2} H_A^\dagger H_A + \frac{9g_B^2\Lambda^2}{64\pi^2} H_B^\dagger H_B \quad (4)$$

Impongamos ahora una simetría  $Z_2$  *twin* bajo la que  $A \longleftrightarrow B$  ( $g_A = g_B = g$ ). De forma que los términos cuadráticos en el potencial de Higgs respeten la simetría global.

$$\Delta V(H) = \frac{9g^2\Lambda^2}{64\pi^2} (H_A^\dagger H_A + H_B^\dagger H_B) \quad (5)$$

En correcciones radiativas, hay términos logarítmicamente divergentes que no son invariantes bajo  $U(4)$  y contribuyen a la masa de los bosones *pseudo-Goldstone*.

$$\Delta V(H) = \frac{g^4}{16\pi^2} \log \frac{\Lambda^2}{f^2} (|H_A|^4 + |H_B|^4) \quad (6)$$

En el límite en que ( $\Lambda \sim 4\pi f$ ), la masa resultante de los bosones *pseudo-Goldstone* es del orden de

$$m_h \sim \frac{g^2}{16\pi^2} \Lambda^2 \quad (7)$$

Aunque la masa  $m_h$  de los *pseudo-Goldstones* es pequeña comparada con  $f$ , el *electroweak VEV* no lo es.

$$\Lambda \sim 4\pi f = 4\pi\sqrt{2} < H_A > \approx 3TeV \quad (8)$$

para  $| < H_A > | = 175GeV$ .

Necesitamos crear un jerarquía suave entre  $f$  y el valor esperado del vacío para la teoría electrodébil (*electroweak VEV*) que permita al *cutoff* ( $\Lambda$ ) ser mayor que 3 TeV, y a los bosones *pseudo-Goldstone* ser más parecidos al Higgs del Modelo Estándar. Lo hacemos añadiendo un término al potencial de Higgs que rompa suavemente la simetría *twin*.

$$V_{soft}(H) = \mu^2 H_A^\dagger H_A \quad (9)$$

Este término no reintroduce divergencias cuadráticas. Valores de  $\mu$  mucho menores que  $\Lambda$  son técnicamente naturales. Esta aproximación permite la generación de dicha jerarquía a expensas de un *fine tuning* suave.

Puesto que la simetría discreta no necesita extenderse a todas las interacciones del Modelo Estándar. Lo más simple es identificar dicha simetría con la paridad. Esto ha dado lugar a dos modelos distintos.

- *Mirror Symmetric Twin Higgs Models*[29]
  - Hay una *mirror copy* del Modelo Estándar, con los mismos campos e interacciones. La paridad intercambia cada campo del Modelo Estándar con su correspondiente en el *Mirror Standard Model*. Los campos *mirror* no se han observado porque no tienen carga bajo los grupos gauge del Modelo Estándar.
- *Left-Right Symmetric Twin Higgs Models*[30]
  - Se amplía la simetría *gauge* del Modelo Estándar a una *left-right symmetry*. Ahora paridad intercambia los campos *left* con sus correspondientes *right*.

### 2.2.2. L-R Twin Higgs Model

El grupo *gauge* ahora es  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$  y el campo  $H$  que rompe la simetría  $U(4)$  está formado por un doblete de  $SU(2)_L$  y otro de  $SU(2)_R$ .

$$H = \begin{pmatrix} H_L \\ H_R \end{pmatrix} \quad (10)$$

Paridad garantiza que  $g_L = g_R$ , y que los acoplamientos de Yukawa de  $H_L$  son iguales que los de  $H_R$ . Así los términos del potencial para H vuelven a ser invariantes bajo  $U(4)$ . El VEV de  $H_R$  rompe  $SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$  a  $U(1)_Y$ . El campo  $H_L$ , que corresponde al Higgs del Modelo Estándar, emerge como un *pseudo-Goldstone* de la rotura de la simetría  $U(4)$ .

Los fermiones ligeros ganan masa a través de operadores no renormalizables. También introducimos fermiones adicionales ( $T_L$  y  $T_R$ ) y ampliamos el sector de Higgs para evitar restricciones experimentales. De entre las predicciones del modelo mostradas en la figura 7 destacan bosones *gauge* de  $SU(2)_R$ , *vector-like* quarks y un candidato natural a materia oscura ( $h_2^0$ )[31]. También es importante destacar que la masa es el único parámetro libre del modelo y que este predice un  $W_H$  *right-handed* diferente del que podríamos encontrar en modelos basados en *Little Higgs*[32].

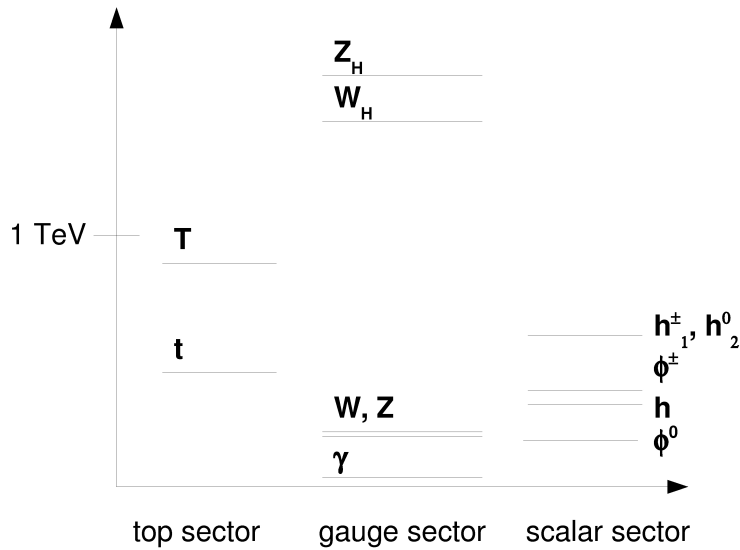


Figura 7: Nuevas partículas predichas por el modelo Twin Higgs.

### 3. Producción de Datos

Como se ha mencionado anteriormente, el modelo de computación de ATLAS sugiere que los trabajos vayan a donde estén los datos y no al revés. Actualmente, hay dos formas oficiales de mandar trabajos para analizar grandes muestras de datos, GANGA[33] o directamente Athena. Ganga es una aplicación escrita en *Python* que facilita la definición y el manejo trabajos. Se trata de un entorno de trabajo (*User Interface*) desarrollado para ATLAS y LHCb que incluye soporte para configurar y ejecutar aplicaciones basadas en el marco Gaudi/Athena común para los dos experimentos. Ganga permite cambiar de forma trivial entre simples tests ejecutados de forma local y trabajos a gran escala utilizando recursos GRID. En este estudio, nos decidimos por utilizar directamente Athena y los comandos de GRID con el fin, por un lado, de entender con mayor profundidad el proceso de producción y análisis de datos simulados y, por otro, de demostrar que es perfectamente posible realizar análisis utilizando el *software* básico de ATLAS y los comandos de GRID.

El primer paso en la producción de una muestra de datos simulados es la generación de eventos *Monte Carlo*. De entre la veintena de generadores disponibles nos decidimos por utilizar *PYTHIA*[34] que es el generador que se usa normalmente en los ejemplos y tutoriales que hemos seguido. El generador contiene modelos teóricos para varios aspectos físicos incluyendo interacciones fuertes y débiles, distribuciones de partones, cascadas de partones tanto en el estado inicial como en el final, interacciones múltiples, fragmentaciones y desintegraciones.

Una vez elegido el generador procedemos a escribir un programa en *BASH*[35] en el que especificamos los pasos a seguir en el proceso de generación como sigue:

1. Se definen parámetros típicos como puede ser el nombre del fichero de salida, el número de eventos a generar, etc.
2. Se introduce un número aleatorio necesario para la generación. En nuestro caso hemos utilizado un programa escrito en C++[36] para generar números aleatorios.
3. Se configura Athena. En este caso hemos utilizado la *release* 12.0.6.
4. Una vez preparado el entorno, utilizamos el programa escrito en *Python* “*csc\_evgen\_trf.py*” para realizar la generación. Este programa es una novedad introducida en la *release* 12.0.6 con la finalidad de facilitar el proceso de generación a los usuarios. Como parámetros de entrada, el programa necesita los ya definidos en el paso 1 así como el número aleatorio del paso 2 y un archivo externo que contiene la configuración de PYTHIA, en nuestro caso “*CSC\_Pythia\_Twin\_Higgs.py*”.

Para el análisis que se cubre en la sección 4 se ha producido una muestra de 20000 sucesos. El proceso de generación se ejecutó de forma local dividiendo los 20000 sucesos en 4 ficheros de 5000 sucesos cada uno tardando todo el proceso alrededor de 8h en completarse. El resultado son 4 archivos de formato compatible con *ROOT* de más de 200 MB cada uno.

Es importante comprobar el buen estado de los ficheros de generación antes de seguir con el proceso de producción ya que los pasos que siguen tardarán un tiempo considerablemente mayor en completarse, para ello podemos utilizar el fichero “*Twin\_Higgs\_jobReport.txt*” que genera por defecto el programa y que contiene información sobre la generación. Los procesos de simulación, digitalización y reconstrucción que se explican a continuación se ejecutaron utilizando el GRID.

Los 4 ficheros procedentes de la generación se utilizan ahora como entrada en el proceso de simulación. De nuevo se escribe un programa en *BASH* con el siguiente contenido:

1. Como en el caso anterior, se define el nombre de los ficheros de entrada/salida, número de sucesos a simular, etc y se introduce un número aleatorio.
2. Se configura Athena. En este caso se realiza la instalación completa de Athena ya que existe la posibilidad de que la versión 12.0.6 que nosotros estamos usando no se encuentre disponible en el sitio en el que se ejecutarán los trabajos.
3. Se crea el fichero de control de Athena (*Job Options File*) mencionado en la sección 1.3 en el que se especifican parámetros propios del programa de simulación (*GEANT4*).
4. Se ejecuta Athena con el fichero de control creado en el paso 2.

El proceso de digitalización se realiza de forma conjunta al de simulación simplemente añadiendo al programa creado para la simulación las órdenes correspondientes a la digitalización.

1. Se define el nombre de los ficheros de entrada/salida, número de sucesos a digitalizar, etc.
2. Se crea un fichero de control con la información del paso 1 y otra relacionada con la digitalización.
3. Se ejecuta Athena con este fichero de control.

Debido a las limitaciones del sistema operativo, Linux no permite mover ficheros mayores de 2GB, los 20000 sucesos generados (4 ficheros) en 400 ficheros de 50 sucesos cada uno. En completar simulación y digitalización se tardó 3 semanas. Con el fin de resaltar la ventaja que supone usar el GRID cabe decir que

la simulación de un suceso llevada a cabo de forma local tarda alrededor de 15 minutos en completarse de forma que un PC habría necesitado 208 días y 8 horas en realizar la misma tarea.

El proceso de reconstrucción nos da la posibilidad de crear ficheros de salida en tres formatos diferentes que son ESD, AOD o n-tuplas de ROOT(DPD). En nuestro caso decidimos crear los tres formatos con la intención de poder compararlos en futuros estudios.

Los pasos que se siguieron fueron los siguientes:

1. Se definen los parámetros habituales: nombre de los ficheros de entrada/salida, número de eventos a reconstruir, etc.
2. Se instala y configura Athena.
3. Se utiliza el programa “csc\_reco\_trf.py” con los parámetros definidos en el paso 1 para realizar la reconstrucción.

Como hemos mencionado anteriormente, los procesos de simulación, digitalización y reconstrucción se ejecutaron en el GRID. A continuación se describen brevemente los pasos a seguir para utilizar el GRID. Una explicación más completa puede encontrarse en la página web de ayuda (TWiki) [37] que mantiene el equipo de Ayuda al Usuario de GRID del IFIC (*GRID User Support Team*) del que formo parte o bien en la TWiki del CERN [38].

1. Para poder utilizar el GRID es necesario acceder a una máquina en la que esté instalado el *middleware* de LCG (*User Interface*). Actualmente el IFIC dispone de dos máquinas *UI* (ui02 y ui03) pero en breve se dispondrá de cuatro.
2. Crear un fichero que contenga los comandos necesarios para ejecutar el trabajo (*Job Description Language (JDL) commands*).
3. Generar una versión temporal del certificado GRID que nos identifica como usuarios. “voms-proxy-init -voms atlas”
4. Enviar el trabajo con el comando de GRID “edg-job-submit”. En este caso no especificamos el lugar al que se envían los trabajos de forma que es el propio GRID quien decide. Si fuese necesario, podría especificarse el destino mediante la opción “-r”.
5. Con “edg-job-status” podemos conocer en todo momento el estado de nuestros trabajos.
6. Una vez acaba la ejecución, con “edg-job-get-output” podemos recuperar el resultado. Sin embargo, nosotros hemos preferido copiar el resultado automáticamente al sistema de almacenamiento del *Tier-2* del IFIC utilizando el comando “globus-url-copy”.

Finalmente obtenemos los 20000 sucesos simulados dentro de 80 ficheros para cada uno de los tres formatos elegidos (ESD, AOD y DPD). En la tabla 2 podemos ver, para cada paso de la producción, la potencia de CPU consumida en cada paso y el tamaño de los ficheros resultantes.

#### 4. Estudio del canal $W_H(1TeV/c^2) \rightarrow Tb$

Una buena cualidad del  $W_H$  que predice el modelo *L-R Twin Higgs* es que este bosón puede desintegrarse en cascada a 4 *jets* procedentes de quark b, un leptón y energía perdida que atribuimos a un neutrino como puede verse en la figura 8. Este canal no está presente en las predicciones del modelo *Little Higgs* y es, por tanto, un claro elemento diferenciador entre los dos modelos. Recientemente el grupo de física exótica de ATLAS en el IFIC ha presentado un estudio utilizando *Atlfast* sobre la posibilidad de detectar en ATLAS este bosón[39]. El propósito de este trabajo es completar dicho estudio con un análisis utilizando la simulación completa del detector.

Proceso	Potencia de CPU (kSI2k)	Eventos por fichero	Tamaño por fichero (MB)	Número de ficheros	Tamaño total (GB)
Generación	-	5000	212	4	0.848
Simulación	1400	50	90	400	36
Digitalización	21	50	120	400	48
Reconstrucción (ESD)	160	250	850	80	68
Reconstrucción (AOD)	6	250	120	80	9.6
Reconstrucción (DPD)	-	250	40	80	3.2

Cuadro 2: Se muestra tamaño y número de eventos para cada fichero de salida en cada paso de la cadena completa de simulación de Athena así como la potencia requerida para su creación y el tamaño total de la muestra.

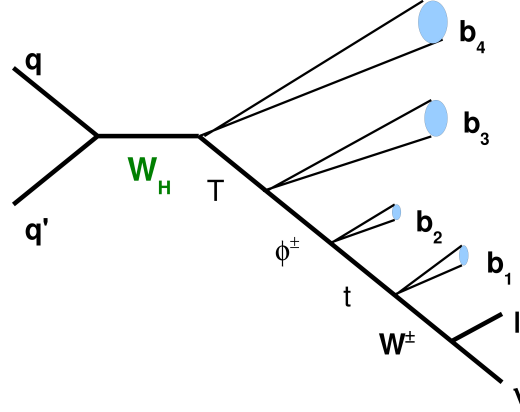


Figura 8: Desintegración  $W_H \rightarrow 4b + l + \nu$ .

#### 4.1. Reconstrucción de la masa invariante del bosón $W_H$ .

Para la reconstrucción del bosón  $W_H$  utilizamos el método conocido como “ventanas de masa” que consiste en ir reconstruyendo cada una de las partículas intermedias de la desintegración ( $W^\pm$ ,  $t$ ,  $\phi^\pm$  y  $T$ ) quedándose en cada caso con el candidato cuya masa reconstruida sea más parecida al valor predicho por la teoría para dicha partícula (tabla 3).

Partícula	Masa (GeV)	Desintegración	BR
T	500	$\phi^\pm b$	80 %
$\phi^\pm$	200	tb	100 %
t	175	$W^\pm b$	100 %
$W^\pm$	80	$l\nu$	21 %

Cuadro 3: Partículas intermedias utilizadas en la reconstrucción de  $W_H$ .

Los detalles de la reconstrucción de las masas de las partículas intermedias son:

- $l + \nu \rightarrow W^\pm$ 
  - Suponemos  $p_Z^\nu // p_Z^l$  para reconstruir  $W^\pm$ .
  - Imponemos que  $p_T^l > 25 \text{ GeV}/c$  y que la energía asignada al neutrino ( $E_T^{miss}$ )  $> 25 \text{ GeV}/c$ .
  - También imponemos que  $p_T^{W^\pm} > 25 \text{ GeV}/c$ .

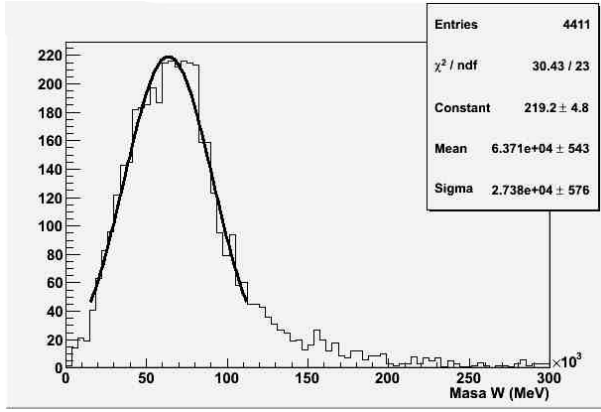


Figura 9: Masa del boson W utilizando Atfast.

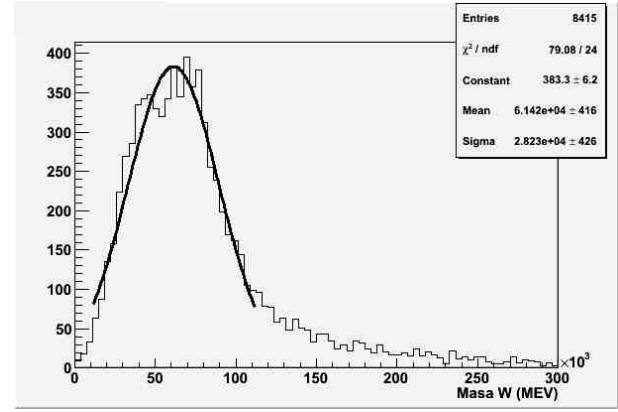


Figura 10: Masa del boson W utilizando la simulación completa.

Los valores obtenidos para la masa del bosón W del Modelo Estándar son compatibles con el valor teórico ( $\sim 80\text{GeV}$ ) tanto con Atfast como con la simulación completa como muestran las figuras 9 y 10 y las tablas 4 y 5.

En la reconstrucción de las partículas que siguen toman parte los *jets* procedentes de un *quark* b (*b-jets*). Actualmente no existe ningún método con garantías que permita diferenciar *b-jets* del resto de *jets* para *jets* de alto  $p_T$  ( $p_T > 300\text{GeV}$ ) y es por eso por lo que una de nuestras prioridades ha sido identificar los *b-jets* de la manera más precisa posible. El tratamiento ha sido el siguiente:

- Aplicamos el factor de recalibración a los *jets* con  $p_T < 500\text{GeV}/c$ .
- El  $p_T$  del *jet* recalibrado debe ser  $> 25\text{GeV}/c$ .
- La *pseudorapidity* ( $-2,5 < \eta < 2,5$ ).
- En la identificación de *b-jets* (*b-tagging*[13]) se combinan tres métodos.
  - La función *weight()* utiliza un algoritmo basado en el parámetro de impacto de 3D combinado con información sobre el vértice secundario.
  - La función *jetTruthLabel()* recupera información sobre *jet* a nivel de generación (*Monte Carlo*)
  - Se compara la dirección de los *jets* con la de los *jets* generados (antes de atravesar el detector) y se exige compatibilidad entre ambos.
- El *jet* con mayor  $p_T$  se reserva para la reconstrucción de  $W_H$ .
- No se permite que un *jet* se use en la reconstrucción de más de una partícula.

Así, la reconstrucción de  $t$ ,  $\phi^\pm$  y  $T_H$  tanto con datos simulados con Atfast como con la simulación completa del detector ha dado lugar a masas compatibles con los valores teóricos que aparecen en la tabla 3 como puede verse en las figuras 11 y 12 para  $t$ , en las figuras 13 y 14 para  $\phi^\pm$  y en las figuras 15 y 16 para  $T_H$ . Los valores numéricos de los ajustes se muestran en la tabla 4 para Atfast y en la tabla 5 para la simulación completa del detector.

■  $W^\pm + b \rightarrow t$

- El  $p_T$  del *jet* recalibrado debe ser  $> 25 GeV/c$ .
- La *pseudorapidity* ( $-2,5 < \eta < 2,5$ ).

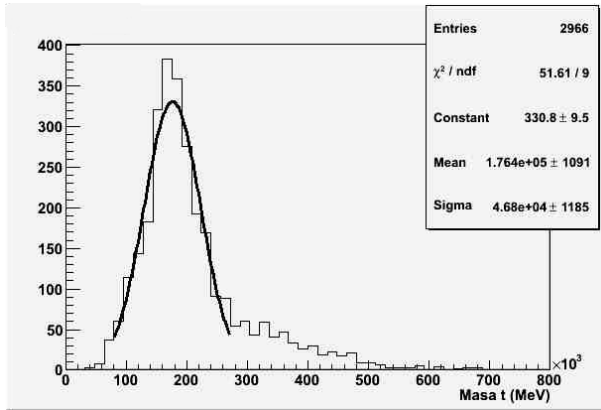


Figura 11: Masa del quark t utilizando Atlfast.

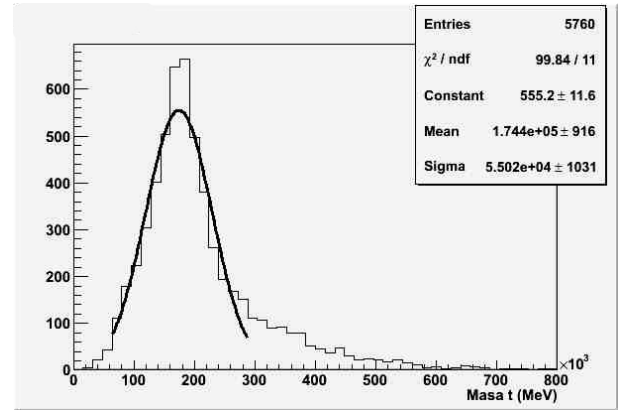


Figura 12: Masa del quark t utilizando la simulación completa.

■  $t + b \rightarrow \phi^\pm$

- El  $p_T$  del *jet* recalibrado debe ser  $> 25 GeV/c$ .
- La *pseudorapidity* ( $-2,5 < \eta < 2,5$ ).

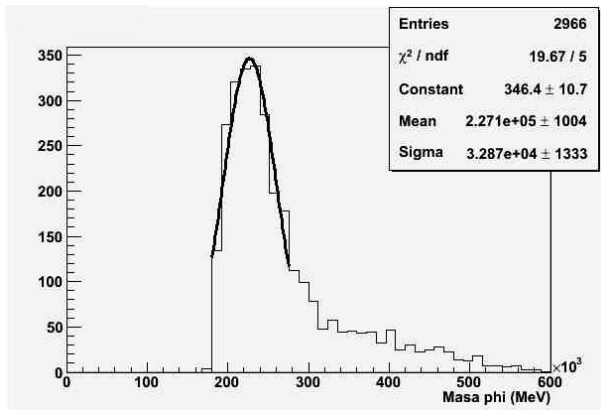


Figura 13: Masa de  $\phi^\pm$  utilizando Atlfast.

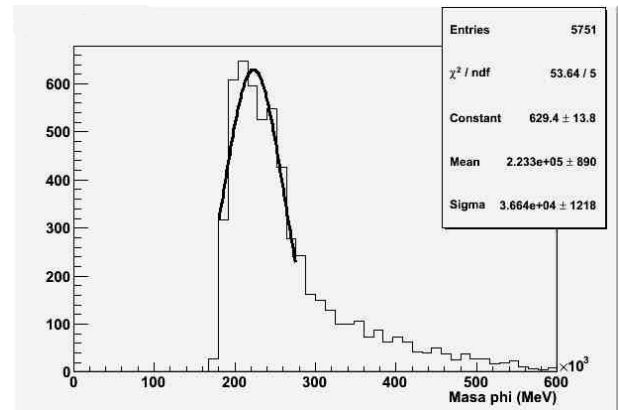


Figura 14: Masa de  $\phi^\pm$  utilizando la simulación completa.

■  $\phi^\pm + b \rightarrow T_H$

- El  $p_T$  del *jet* recalibrado debe ser  $> 100 GeV/c$ .
- La *pseudorapidity* ( $-2,5 < \eta < 2,5$ ).
- $p_T^{T_H} > 150 GeV/c$

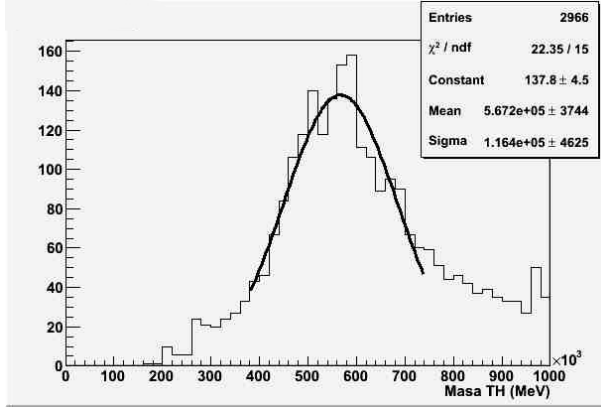


Figura 15: Masa de  $T_H$  utilizando Atlfast.

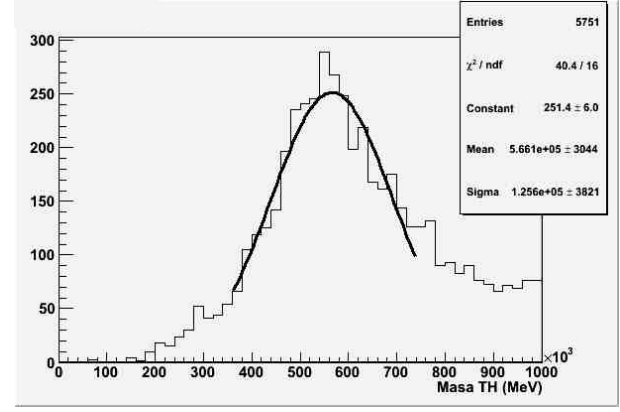


Figura 16: Masa de  $T_H$  utilizando la simulación completa.

■  $T_H + b \rightarrow W_H$

- El  $p_T$  del *jet* recalibrado debe ser  $> 150 GeV/c$ .
- La *pseudorapidity* ( $-2,5 < \eta < 2,5$ ).

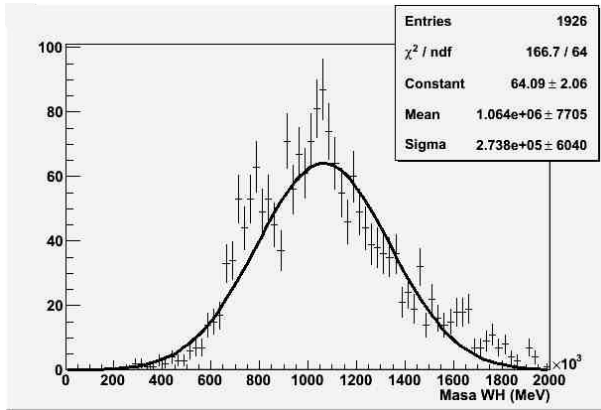


Figura 17: Masa invariante de  $W_H$  reconstruida utilizando Atlfast.

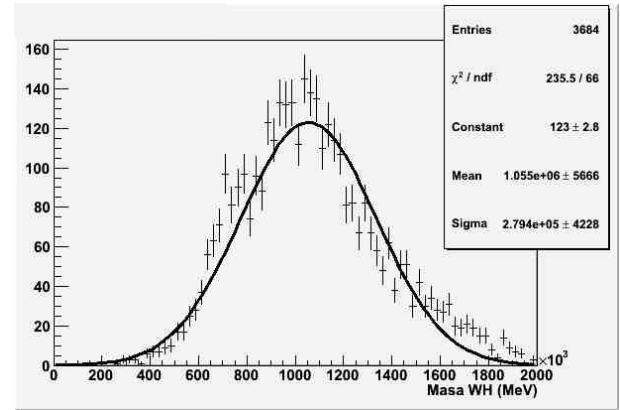


Figura 18: Masa invariante de  $W_H$  reconstruida utilizando la simulación completa.

Finalmente las figuras 17 y 18 nos muestran la reconstrucción de la masa invariante del bosón  $W_H$  que predice el modelo Twin Higgs. Como puede verse en las tablas 4 y 5 los valores que se obtienen tanto con Atlfast como con la simulación completa son perfectamente compatibles con el valor real (1000GeV).

Partícula	Masa (MeV)	$\sigma$ (MeV)	Aceptancia
$W^\pm$	$6,371x10^4 \pm 543$	$2,738x10^4 \pm 576$	0,96205
$t$	$1,764x10^5 \pm 1091$	$4,680x10^4 \pm 1185$	1,00000
$\phi^\pm$	$2,271x10^5 \pm 1004$	$3,287x10^4 \pm 1333$	1,00000
$T_H$	$5,672x10^5 \pm 3744$	$1,164x10^5 \pm 4625$	0,77781
$W_H$	$1,064x10^6 \pm 7705$	$2,738x10^5 \pm 6040$	—

Cuadro 4: Esta tabla muestra los valores obtenidos para las masas de las diferentes partículas según los datos obtenidos con Atlfast.

Partícula	Masa (MeV)	$\sigma$ (MeV)	Aceptancia
$W^\pm$	$6,142 \times 10^4 \pm 416$	$2,823 \times 10^4 \pm 426$	0,96061
$t$	$1,744 \times 10^5 \pm 916$	$5,502 \times 10^4 \pm 1031$	0,99843
$\phi^\pm$	$2,233 \times 10^5 \pm 890$	$3,664 \times 10^4 \pm 1218$	1,00000
$T_H$	$5,661 \times 10^5 \pm 3044$	$1,256 \times 10^5 \pm 3821$	0,78038
$W_H$	$1,055 \times 10^6 \pm 5666$	$2,794 \times 10^5 \pm 4228$	—

Cuadro 5: Esta tabla muestra los valores obtenidos para las masas de las diferentes partículas según los datos obtenidos con la simulación completa del detector.

## 4.2. Potencial de descubrimiento en ATLAS.

En las figuras 19 y 20 podemos ver unos histogramas que incluyen tanto la señal simulada como el fondo y en ambas figuras la señal es muy pequeña comparada con el fondo. Se considera que una señal puede ser observada si su significancia<sup>2</sup> es mayor que 5. En nuestro caso, como puede verse en la tabla 6, los valores obtenidos tanto con Atlfast como con la simulación completa del detector nos permiten concluir que podemos observar el canal  $W_H(1TeV/c^2) \rightarrow Tb$  en LHC con una luminosidad de  $30fb^{-1}$  para un  $W_H$  de 1000 GeV.

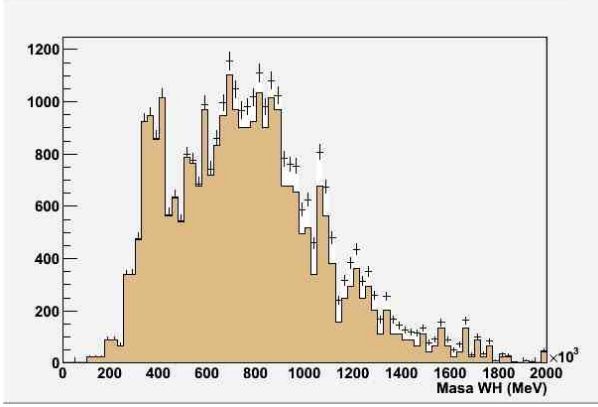


Figura 19: Señal resultante de la reconstrucción de un  $W_H$  de masa 1000 GeV utilizando Atlfast (Lineas con errores). Fondo procedente de la desintegración  $t\bar{t}$  (Área coloreada).

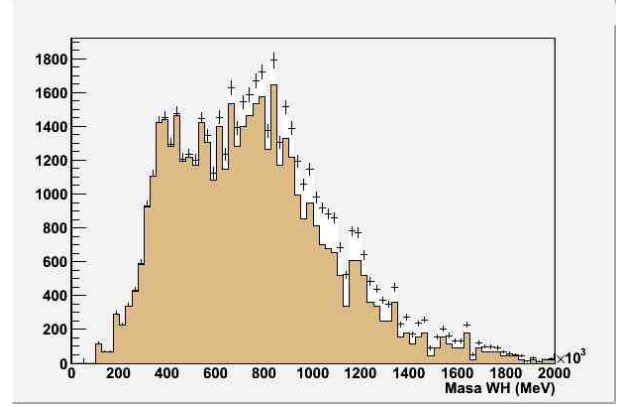


Figura 20: Señal resultante de la reconstrucción de un  $W_H$  de masa 1000 GeV utilizando la simulación completa (Lineas con errores). Fondo procedente de la desintegración  $t\bar{t}$  (Área coloreada).

Simulación	$N_{sig}$	$N_{bk}$	$N_{sig}/\sqrt{N_{bk}}$
Atlfast	1852	12323	17
Completa	3589	20118	25

Cuadro 6: Significancias.

<sup>2</sup>La significancia se define como  $N_{sig}/\sqrt{N_{bk}}$ , donde  $N_{sig}$  y  $N_{bk}$  son el número de eventos en la señal y en el fondo respectivamente.

## 5. Conclusiones y Expectativas de Futuro

Al iniciar este estudio nuestra intención era usar en la reconstrucción de  $W_H$  los mismos cortes que ya se usaron en el estudio [39]. Sin embargo con los primeros análisis quedó patente que no todos los cortes utilizados entonces son válidos para nuestro análisis. Desgraciadamente, con el tiempo disponible no ha sido posible realizar un estudio en profundidad de todos los cortes que se usaron en [39] y, por tanto, sólo hemos incluido en nuestro análisis aquellos cortes que pensamos son correctos. Esto explica que las aceptancias que aparecen en las tablas 4 y 5 muestren que los cortes usados son demasiado poco restrictivos.

Otro de los propósitos de este estudio es comparar los resultados obtenidos con la simulación completa del detector con los obtenidos con Atlfast. El hecho de que la significancia obtenida con la simulación completa (25) sea mayor que la obtenida con Atlfast (17) es un resultado inusual ya que, típicamente, la significancia obtenida con la simulación completa debería ser peor que la obtenida con Atlfast. También se aprecia un claro descenso en el número de sucesos que aparecen en Atlfast frente a los que aparecen en la simulación completa que, a priori no esperábamos encontrar. Actualmente estamos trabajando en entender el problema y, a ser posible, solucionarlo a tiempo para la defensa de esta tesis de máster.

Finalmente, nos gustaría destacar que en este estudio se han recorrido todos los pasos que constituyen un análisis típico dentro de ATLAS. La producción de datos utilizando el software de ATLAS y el GRID ha sido un éxito, hemos preparado nuestro análisis en el marco de Athena y hemos podido obtener los primeros resultados. En este sentido valoramos la experiencia obtenida en la realización de este trabajo como muy positiva.

## Referencias

- [1] [www.cern.ch](http://www.cern.ch)
- [2] <http://public.web.cern.ch/Public/en/LHC/LHC-en.html>
- [3] “The Dirac equation“, B. Thaller - 1992 - [osti.gov](http://osti.gov)
- [4] ”ALICE Technical Design Report“, CERN/LHCC 2001-021, ALICE TDR 9, 3 October 2001
- [5] ”LHCb : Technical Proposal“, CERN-LHCC-98-004 ; LHCC-P-4
- [6] ”CMS Technical Design Report“, CERN/LHCC 2006-001, CMS TDR 8.1, 02 February 2006
- [7] ”ATLAS DETECTOR AND PHYSICS PERFORMANCE Technical Design Report“, ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14
- [8] ”ATLAS Inner Detector Technical Design Report“, CERN/LHCC/97-16, 30 April 1997
- [9] ”Calorimeter Performance Technical Design Report“, CERN-LHCC 96-40
- [10] <http://ific.uv.es/tical>
- [11] ”ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report“, CERN/LHCC 97–22, 5 June 1997
- [12] ”ATLAS magnet system : Technical Design Report“, CERN. Geneva. LHC Experiments Committee ; LHCC, ATLAS-TDR-006 ; CERN-LHCC-97-018
- [13] “Application of Grid technologies and search for exotics physics with the ATLAS experiment at LHC”, Luis March, Tesis doctoral, noviembre 2007
- [14] “Distributed computing and farm management with application to the search for heavy gauge bosons using the ATLAS experiment at the LHC (CERN)”, Juan A. Lopez, Tesis doctoral, 2007
- [15] “ATLAS Computing Technical Design Report”, ATLAS TDR–017, CERN-LHCC-2005-022
- [16] <http://lcg.web.cern.ch/LCG/index.html>
- [17] “The GRID Computing face with the start of the LHC Experiments”, J.Salt, Contribución en la conferencia “Advanced Applications of GRID Technologies” (ADVCOMP 2008); 29 Septiembre- 4 Octubre 2008
- [18] “PROOF - The Parallel ROOT Facility”, B. Bellenot, R. Brun, G. Ganis , J. Iwaszkiewicz, G. Kicking, A.J. Peters, F. Rademakers
- [19] <http://root.cern.ch/>
- [20] <https://twiki.ific.uv.es/twiki/bin/view/Atlas/LustreStoRM>
- [21] “The ATLAS Computing Workbook”, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBook>
- [22] <http://www.python.org/>
- [23] “ATLAS Computing Model in a Nutshell”, Dario Barberis, CERN and Genoa University/INFN, Genova - 20 December 2007
- [24] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AtlfastDocumentation>
- [25] <http://geant4.web.cern.ch/geant4>

- [26] “Standard Model: An Introduction”, S.F. Novaes, hep-ph/0001283
- [27] “ELECTRO-WEAK THEORY”, J. Bernabéu, P. Pascual
- [28] “The LEP paradox”, R. Barbieri and A. Strumia, hep-ph/0007265.
- [29] “Natural Electroweak Breaking from a Mirror Symmetry”, Z Chacko, HS Goh, R Harnik, Physical Review Letters, 2006 - APS- Physical Review Letters, 2006 - APS
- [30] “A twin Higgs model from left-right symmetry”, Z Chacko, HS Goh, R Harnik, Journal of High Energy Physics, 2006 - adsabs.harvard.edu
- [31] “Phenomenology of the left-right twin Higgs model”, HS Goh, S Su, Physical Review D, 2007 - APS
- [32] “Introducing the Little Higgs”, M Schmaltz - Arxiv preprint hep-ph/0210415, 2002 - arxiv.org
- [33] <http://ganga.web.cern.ch/ganga>
- [34] <http://home.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>
- [35] <http://www.gnu.org/software/bash/bash.html>
- [36] “C++ Common Knowledge: Essential Intermediate Programming.”, Stephen C. Dewhurst, Addison-Wesley. ISBN 0-321-32192-8.
- [37] <https://twiki.ific.uv.es/twiki/bin/view/Atlas/AtlasTier2>
- [38] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBookStartingGrid>
- [39] “Update on the Left-Right twin higgs model”, S. González de la Hoz, L. March, E. Ros, M. Vos. Contribución a la conferencia “ATLAS overview week exotic physics group meeting”, 10 de Octubre de 2007