



Universidad de Oviedo

UNIVERSIDAD DE OVIEDO

TRABAJO FIN DE GRADO

GRADO EN FÍSICA

**Modelización de procesos de  
producción de pares quark top en el  
detector CMS del LHC**

*Andrea Trapote Fernández*

Tutorizado por

Javier Fernández Menéndez

Carlos Francisco Erice Cid

Junio de 2018

# Índice general

<b>Introducción</b> .....	<b>4</b>
<b>1. El Modelo Estándar</b> .....	<b>6</b>
1.1. Partículas del Modelo Estándar .....	6
1.1.1. Fermiones .....	6
1.1.2. Bosones .....	8
1.1.3. Hadrones .....	9
1.2. Interacciones del Modelo Estándar.....	10
1.2.1. Interacción electromagnética .....	10
1.2.2. Interacción fuerte .....	10
1.2.3. Interacción débil .....	11
<b>2. Dispositivo experimental: LHC y CMS</b> .....	<b>13</b>
2.1. El LHC.....	13
2.2. El detector CMS.....	16
2.2.1. Magnitudes interesantes.....	16
2.2.2. Diseño de CMS .....	18
2.2.3. Identificación de partículas.....	23
2.3. Computación en Física de Altas Energías.....	27
<b>3. Simulaciones de Monte Carlo</b> .....	<b>28</b>
3.1. Esquema de una colisión protón-protón .....	28
3.1.1. Colisión principal: cálculo de elementos de matriz (ME) .....	29
3.1.2. Parton Showers (PS).....	31
3.1.3. Combinación de ME y PS.....	31
3.1.4. Underlying event.....	32
3.2. Proceso físico de estudio: $t\bar{t}$ .....	34

3.3. Generadores de Monte Carlo .....	35
3.3.1. PYTHIA8 .....	36
3.3.2. POWHEG .....	36
3.3.3. MADGRAP5_AMC@NLO .....	36
3.4. Simulación del detector .....	37
3.5. Reconstrucción de observables físicos .....	39
3.5.1. Muones .....	39
3.5.2. Electrones .....	40
3.5.3. Jets .....	40
3.5.4. Energía transversa faltante (MET) .....	41
<b>4. Comparación de modelización del proceso <math>t\bar{t}</math> .....</b>	<b>42</b>
4.1. Condiciones ideales Vs. Condiciones realistas .....	42
4.1.1. Muones .....	43
4.1.2. Electrones .....	47
4.1.3. Jets .....	49
4.2. Simulación rápida Vs. Simulación completa .....	53
4.2.1. Muones .....	54
4.1.2. Electrones .....	55
4.2.3. Jets .....	57
4.2.4. MET .....	60
4.3. Comparación de generadores .....	63
4.3.1. Quark top .....	64
4.3.2. Sistema $t\bar{t}$ .....	66
4.3.3. Quarks $b$ .....	68
<b>Conclusiones .....</b>	<b>72</b>
<b>Bibliografía .....</b>	<b>74</b>

# Introducción

Hoy en día sabemos que la materia se puede dividir y que está formada por pequeños componentes, pero no es una idea actual. Ya en las antiguas culturas griegas e indias los atomistas tenían la hipótesis de que la materia estaba compuesta por átomos y vacío. Posteriormente muchos modelos modernos fueron propuestos por importantes científicos como Thomson (1904) o Bohr (1913), que parecían apoyar la idea original atomista. A lo largo de los años se ha seguido indagando sobre el tema y gracias al desarrollo de la Física de Partículas y la Física de Altas Energías se ha conseguido demostrar la existencia de numerosas partículas que constituyen el Universo, pero sigue habiendo preguntas sin respuestas tales como: ¿por qué hay más materia que antimateria? o ¿de qué está hecha la materia oscura?

El Modelo Estándar es la teoría existente de la Física de Partículas con mayor éxito. Describe todas las partículas elementales conocidas en la actualidad así como las distintas interacciones que sufren y las partículas inestables a las que dan lugar, cómo el protón y el neutrón. Aun así no es un modelo perfecto, no es capaz de explicar fenómenos como la gravedad y no consigue responder a las preguntas anteriormente mencionadas en el primer párrafo.

Para poder demostrar la existencia de todas estas partículas y conocer sus características se han desarrollado máquinas que las aceleran a altas energías para hacer que colisionen y den lugar a otras nuevas, de las que podemos estudiar su comportamiento mediante detectores y complejas herramientas informáticas. Existen varios aceleradores de partículas tales como el Tevatron, que colisionaba protones con antiprotones, y el LHC, que colisiona protones con protones. Este último es un acelerador circular que ha conseguido las colisiones más energéticas hasta ahora, produciendo un gran número de nuevas partículas en cada choque que a su vez se desintegran en poco tiempo; esto ha permitido estudiar un gran número de procesos que tienen lugar en un simple choque entre dos protones.

Nos vamos a centrar en el proceso en el que la colisión de dos protones en el detector CMS del LHC da lugar a un par de quarks top-antitop. Es uno de los procesos más importantes en el LHC porque tiene una alta sección eficaz, propiedad que lo convierte en un proceso de fondo presente en todas las búsquedas de nueva física como las teorías de SUSY (Supersimetría) o la materia oscura. Además, el quark top es la partícula más masiva conocida hasta la fecha, lo que la hace muy interesante porque va a ser la que más se acople al bosón de Higgs, otro campo de estudio muy relevante en la actualidad.

En particular, se tratará el tema de la modelización de dicho proceso, que consiste en la implementación de la teoría del Modelo Estándar a través de simulaciones con generadores de

Monte Carlo mediante el ajuste de parámetros que no se pueden determinar teóricamente. Éste es un problema muy complejo y abierto en el que se invierte una gran parte del esfuerzo de las colaboraciones ATLAS y CMS.

Este trabajo se encuadra dentro de las asignaturas obligatorias impartidas en el grado: Física Nuclear y de Partículas Elementales, Métodos Numéricos Aplicados a la Física y Técnicas experimentales; así como de la asignatura optativa Física de Altas Energías y Aceleradores.

Comenzaremos introduciendo en el Capítulo 1 las nociones fundamentales del Modelo Estándar para poder comprender lo que ocurre en el LHC, del que se hablará en el Capítulo 2, así como de la estructura del experimento CMS. En el Capítulo 3 se exponen los procesos que tienen lugar en una colisión entre dos protones y los programas especializados que se utilizan para simular dichas colisiones. Por último, en el Capítulo 4 compararemos distintas simulaciones del proceso de producción de pares top-antitop para estudiar las diferencias que aparecen, lo cual es muy importante ya que las simulaciones juegan un papel bastante relevante en los estudios de Física de Partículas.

# Capítulo 1

## El Modelo Estándar

El Modelo Estándar es una teoría que intenta explicar de qué está formado el mundo conocido y cómo funciona. Surgió en 1897 con el descubrimiento del electrón y a día de hoy se sigue investigando la existencia de posibles nuevas partículas.

En él se pueden distinguir dos partes: por un lado, hace una clasificación de las partículas que se conocen y que forman toda la materia; y por otro lado, explica como interaccionan dichas partículas entre sí, existiendo tres tipos diferentes de fuerzas de interacción (fuerte, débil y electromagnética).

### 1.1. Partículas del Modelo Estándar

[2] Se pueden dividir en dos grandes grupos según su espín: en primer lugar, están las partículas con espín semientero que son las que constituyen la materia, conocidas como **fermiones**; y en segundo lugar, están los **bosones**, que tienen espín entero y son los encargados de mediar las interacciones entre fermiones.

#### 1.1.1. Fermiones

Son partículas elementales con espín  $\frac{1}{2}$  que a su vez se pueden dividir en función del tipo de interacciones que sufren y en función de la familia o generación a la que pertenecen. Si nos fijamos en el tipo de interacción que sufren podemos distinguir los **leptones** y los **quarks**.

##### Leptones

Los leptones sufren interacción electromagnética y débil, pero no interacción fuerte debido a que su carga de color es nula. Existen seis leptones diferentes distribuidos a su vez en tres generaciones:

I	II	III
<b>Electrón</b> $e^-$ Masa: $0.511 \text{ MeV}/c^2$ $q_e : -1$ $s : 1/2$	<b>Muon</b> $\mu^-$ Masa: $105.67 \text{ MeV}/c^2$ $q_e : -1$ $s : 1/2$	<b>Tau</b> $\tau^-$ Masa: $1.77 \text{ GeV}/c^2$ $q_e : -1$ $s : 1/2$
<b>Neutrino del electrón</b> $\nu_e$ Masa: $< 2.2 \text{ eV}/c^2$ $q_e : 0$ $s : 1/2$	<b>Neutrino del muon</b> $\nu_\mu$ Masa: $< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ $q_e : 0$ $s : 1/2$	<b>Neutrino del tau</b> $\nu_\tau$ Masa: $< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ $q_e : 0$ $s : 1/2$

Figura 1. 1: Leptones del Modelo Estándar. Imagen de elaboración propia

Cada generación está formada por una partícula de carga eléctrica -1 y su correspondiente neutrino con carga eléctrica nula. La masa aumenta por generaciones, siendo el más pesado el tau y el más ligero el electrón, que es considerada una partícula estable, porque nunca se desintegra en otras, y elemental, porque no tiene componentes. Los neutrinos son muchos más ligeros y de su masa a día de hoy solo se ha podido establecer un límite superior ya que no tienen carga eléctrica y es muy difícil detectarlos directamente.

Además, los seis leptones recogidos en la figura 1.1 tienen asociados otros seis que son conocidos como antipartículas y que solo se diferencian de los anteriores en la carga eléctrica y en el número leptónico; la carga eléctrica de las antipartículas de la primera fila pasaría a ser +1. El número leptónico es +1 para  $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , y -1 para sus antipartículas ( $e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ).

### Quarks

Los quarks, a diferencia de los leptones, sufren todas las interacciones, incluyendo la fuerte ya que tienen carga de color no nula. Esta es una de las principales características de estas partículas, poseen un número cuántico de color que puede tener tres valores: rojo, azul y verde. Este número hay que tenerlo en cuenta a la hora de calcular probabilidades de transición porque cada quark presenta tres posibilidades distintas.

No se puedan observar en libertad, sino que aparecen combinados formando hadrones, como el protón o el neutrón que están formados por hadronización de los quarks  $u$  y  $d$  (lo explicaremos en el punto 1.1.3).

Hay seis tipos diferentes y están organizados también en tres generaciones:

I	II	III
<p><b>Up</b></p> <p><b>u</b></p> <p>Masa: 2.3 MeV/c<sup>2</sup></p> <p>q<sub>e</sub> : 2/3    s: 1/2</p>	<p><b>Charm</b></p> <p><b>c</b></p> <p>Masa: 1.275 GeV/c<sup>2</sup></p> <p>q<sub>e</sub> : 2/3    s: 1/2</p>	<p><b>Top</b></p> <p><b>t</b></p> <p>Masa: 172.5 GeV/c<sup>2</sup></p> <p>q<sub>e</sub> : 2/3    s: 1/2</p>
<p><b>Down</b></p> <p><b>d</b></p> <p>Masa: 4.8 MeV/c<sup>2</sup></p> <p>q<sub>e</sub> : -1/3    s: 1/2</p>	<p><b>Strange</b></p> <p><b>s</b></p> <p>Masa: 95 MeV/c<sup>2</sup></p> <p>q<sub>e</sub> : -1/3    s: 1/2</p>	<p><b>Bottom</b></p> <p><b>b</b></p> <p>Masa: 4.18 GeV/c<sup>2</sup></p> <p>q<sub>e</sub> : -1/3    s: 1/2</p>

Figura 1. 2: Quarks del Modelo Estándar. Imagen de elaboración propia.

Todos tienen carga eléctrica,  $2/3$  los de la primera fila y  $-1/3$  los de la segunda. La masa va aumentando por generaciones: el quark  $u$  es el más ligero y se cree que es estable, le sigue el quark  $d$  con el doble de masa, los siguientes serían el  $c$  y el  $s$ , donde se observa un gran aumento con respecto a los de la primera generación, pero el cambio es aún más brusco cuando pasamos a la tercera generación a la que pertenecen los quarks más pesados, siendo el  $t$  40 veces más pesado que el  $b$  y 180 veces más que el protón. Es la partícula más pesada conocida y es el único quark que se desintegra antes de formar hadrones (punto 1.1.3).

Además, cada quark tiene asociado un “*antiquark*” que solo se diferencia en que tiene carga eléctrica opuesta y su correspondiente “*anticolor*”.

### 1.1.2. Bosones

Los bosones son las partículas mediadoras de las interacciones entre fermiones que recoge el Modelo Estándar, tienen espín 1 y a día de hoy se conocen cinco distintas.

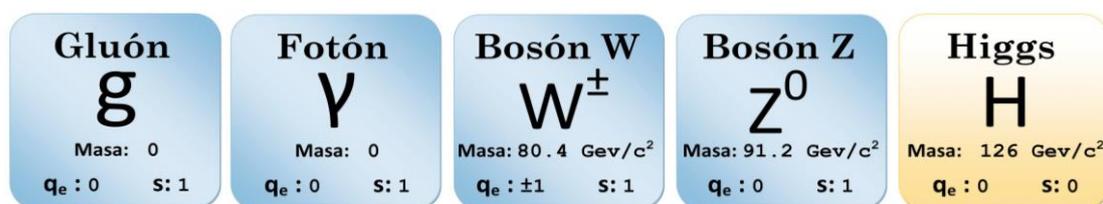


Figura 1. 3: Bosones del Modelo Estándar. Imagen de elaboración propia

El **gluón** es el responsable de la interacción fuerte entre quarks, no tiene masa ni carga eléctrica, pero sí posee carga de color, por lo que también sufre interacción fuerte y por ello tiene un rango de interacción menor de 1 fm. Tienen simultáneamente color y anticolor, lo que da lugar a ocho combinaciones diferentes y, por tanto, ocho tipos de gluones.

El **fotón** media la interacción electromagnética, tampoco tiene ni masa ni carga y su rango de interacción es infinito.

En la interacción débil tenemos dos bosones, el **W** y el **Z**, con rango de interacción del orden de  $10^{-3}$  fm. Ambos son muy masivos, pero tienen propiedades muy diferentes. El W tiene carga eléctrica  $+1$  ó  $-1$ , puede cambiar el sabor de las partículas y suele aparecer en desintegraciones de leptones y quarks (hadrones). Sin embargo, el Z es eléctricamente neutro, no puede cambiar el sabor de las partículas y aparece en procesos como aniquilación de electrones.

Por último, tenemos el bosón de **Higgs**, cuyo descubrimiento es el más reciente. No es mediador de ninguna interacción, pero es el responsable de dar masa a las partículas y tiene espín nulo.

### 1.1.3. Hadrones

Todos los quarks, excepto el top, se pueden agrupar formando hadrones, cuya carga de color es siempre nula. Ejemplos de este tipo de partículas son el neutrón y el protón:

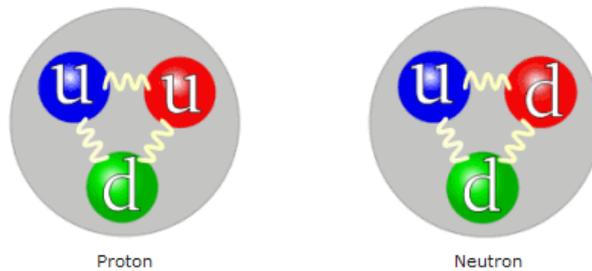


Figura 1. 4: Composición del protón y el neutrón. Tomada de [17]

En la imagen podemos ver los quarks de valencia, que son los quarks principales que conforman el hadrón, pero además también están formados por gluones y otros quarks de menos relevancia conocidos como quarks del mar que se forman a partir de los gluones.

Una composición más correcta del protón es la siguiente:

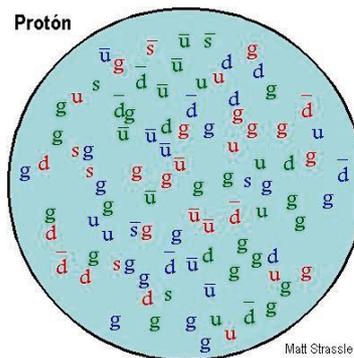


Figura 1. 5: Composición detallada del protón. Tomada de [32]

Está formado por todo tipo de quarks y gluones, siendo los más numerosos los  $u$ , seguidos de los  $d$ . En un choque entre protones, estos dos (quarks de valencia) son los quarks con más probabilidad de producir la colisión ya que aparecen en mayor proporción que el resto (quarks del mar).

Los hadrones más ligeros que se conocen son los piones. El término piones engloba tres hadrones diferentes:  $\pi^+(u\bar{d})$ ,  $\pi^-(d\bar{u})$  y  $\pi^0(d\bar{d}/u\bar{u})$ . Los dos primeros tienen una masa de  $139 \text{ MeV}/c^2$  y una vida media de  $2.6 \times 10^{-8}$  segundos, mientras que el  $\pi^0$  es un poco más ligero con una masa de  $135 \text{ MeV}/c^2$  y una vida media de  $8.4 \times 10^{-17}$  segundos, mucho más corta que la de los otros dos. Este tipo de hadrones es el más numeroso en las colisiones protón-protón ya que es el más fácil de formarse al estar compuesto por los dos quarks más ligeros.

Comentar también que cada una de las partículas que conforman un hadrón se llaman **partones**.

## 1.2. Interacciones del Modelo Estándar

Se conocen cuatro interacciones diferentes: gravitatoria, electromagnética, fuerte y débil, pero sólo las tres últimas están recogidas en el Modelo Estándar. La fuerza gravitatoria no se tiene en cuenta en Física de Partículas ya que es despreciable en comparación con las otras.

### 1.2.1. Interacción electromagnética

La interacción electromagnética afecta a partículas con carga eléctrica no nula y da lugar a la estructura del átomo. Cuando las partículas tienen carga del mismo signo aparece la fuerza repulsiva y cuando tienen cargas de signo opuesto aparece la atractiva. Esta fuerza viene dada por la ley de Coulomb:

$$F_E \propto \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \quad (1.1)$$

“La magnitud de cada una de las fuerzas eléctricas con que interactúan dos cargas puntuales en reposo es directamente proporcional al producto de la magnitud de ambas cargas e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia que las separa y tiene la dirección de la línea que las une”.

La partícula mediadora de esta interacción es el fotón que, al no tener masa, hace que el rango de interacción sea infinito. La intensidad de dicha interacción viene dada por la constante de acoplamiento,  $\alpha_{EM}$ , que decrece con la distancia y aumenta con la energía, teniendo un valor prácticamente constante de 1/137 cuando la energía es 0.

### 1.2.2. Interacción fuerte

Esta interacción afecta a partículas con carga de color, es decir, a quarks y gluones. Da lugar a la formación de hadrones, como el protón o el neutrón, y residualmente a núcleos.

Su partícula mediadora es el gluón, que al no tener masa se esperaría que el rango de interacción fuera infinito, pero experimentalmente se ha demostrado que es menor de 1 fm debido a que posee carga de color e interactúan con ellos mismos. De esta forma, nunca observamos quarks ni gluones en libertad y también se explica por qué los procesos mediados por interacción fuerte son los más rápidos, del orden de  $10^{-24}$  segundos.

En este caso, la constante de acoplamiento,  $\alpha_S$ , aumenta con la distancia y disminuye con la energía, es decir, la intensidad de la interacción fuerte es menor a altas energías de los quarks (donde  $\alpha_S$  decrece hacia 0 al aumentar la energía, conocido como **libertad asintótica**) que a bajas (en este caso el crecimiento de  $\alpha_S$  provoca el **confinamiento** de los quarks y gluones). Otra diferencia con la fuerza electromagnética es que, en este caso, la constante de acoplamiento depende fuertemente del régimen de energía en el que nos encontremos, mientras que  $\alpha_{EM}$  se

mantiene prácticamente constante en comparación. Esta diferencia se puede observar en la figura 1.6

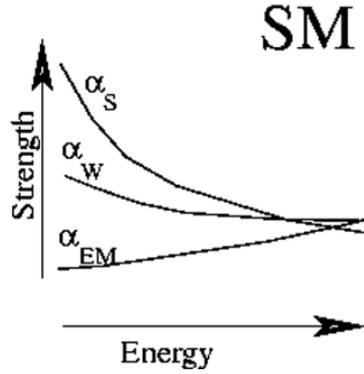


Figura 1. 6: Variación de las constantes de acoplamiento en función de la energía. Tomada de [2]

### 1.2.3. Interacción débil

A diferencia de las otras dos que ya hemos visto, esta interacción no da lugar a estructuras. Aparece mayormente en desintegraciones de partículas, como por ejemplo la desintegración de un neutrón a un protón, y en fenómenos de scattering cuando intervienen neutrinos.

La interacción débil es diferente para leptones y para quarks. En el caso de los leptones la intensidad de interacción siempre es la misma, propiedad conocida como **Universalidad de carga**, y que viene dada por la siguiente expresión:

$$\Gamma = \frac{G_F^2 E_0^2}{(\hbar c)^6 192\pi^3} \quad (1.2)$$

Dónde  $\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1.663 \cdot 10^{-5} GeV^{-2}$  es la constante de acoplamiento de Fermi y  $E_0$  es la diferencia de energías entre el estado final y el inicial.

Para los quarks también hay que tener en cuenta la probabilidad con la que cada quark se acopla a una mezcla de estados, que viene dada por la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa  $V_{CKM}$ :

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97419 & 0.2257 & 0.00359 \\ 0.2256 & 0.97334 & 0.0415 \\ 0.00874 & 0.0407 & 0.999133 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

En función de los quarks que aparecen en cada desintegración, se añade su término (o términos) correspondiente de la matriz al cuadrado multiplicando a la expresión 1.2.

Los leptones siempre se desintegran a neutrinos de su misma generación mientras que los quarks sí pueden cambiar de generación y también de sabor, pudiendo producirse procesos donde  $d \rightarrow u$  o  $c \rightarrow s$ .

Otra característica fundamental de la interacción débil es que depende del espín y el momento de la partícula, si se disponen paralelamente (destrógira) no se produce acoplamiento débil, mientras que si la disposición es antiparalela (levógira) sí que se produce.

Esta interacción, a diferencia de las otras, puede estar mediada por tres bosones:  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z^0$ . Su intensidad es muy similar a la electromagnética y sus constantes de acoplamiento se pueden relacionar con la siguiente expresión:

$$\alpha_{EM} = \alpha_W \sin^2(\theta_W) \quad (1.4)$$

Dónde  $\theta_W$  es el ángulo de Weinberg, que tiene un valor experimental de  $\sin^2(\theta_W) \approx 0.23146$ .

Además, ambas interacciones se pueden unificar dando lugar a la interacción electrodébil, que estaría mediada por un fotón, un  $W$  o un  $Z$ .

## Capítulo 2

### Dispositivo experimental: LHC y CMS

Una vez introducida la teoría del Modelo Estándar, vamos a pasar a la parte práctica. En el caso de la Física de Partículas, el mayor dispositivo experimental que existe es el LHC. En este apartado vamos a hablar de este famoso acelerador, centrándonos en el experimento CMS ya que más adelante trataremos datos medidos con él.

#### 2.1. El LHC

[3] El LHC (The Large Hadron Collider) es el acelerador de partículas circular más grande y poderoso del mundo. Se inició en 2008, después de 10 años de construcción y a día de hoy sigue siendo la última incorporación al complejo de aceleradores del CERN. Se encuentra en la frontera franco-suiza en un túnel de 27 km de circunferencia a 100 m bajo tierra.

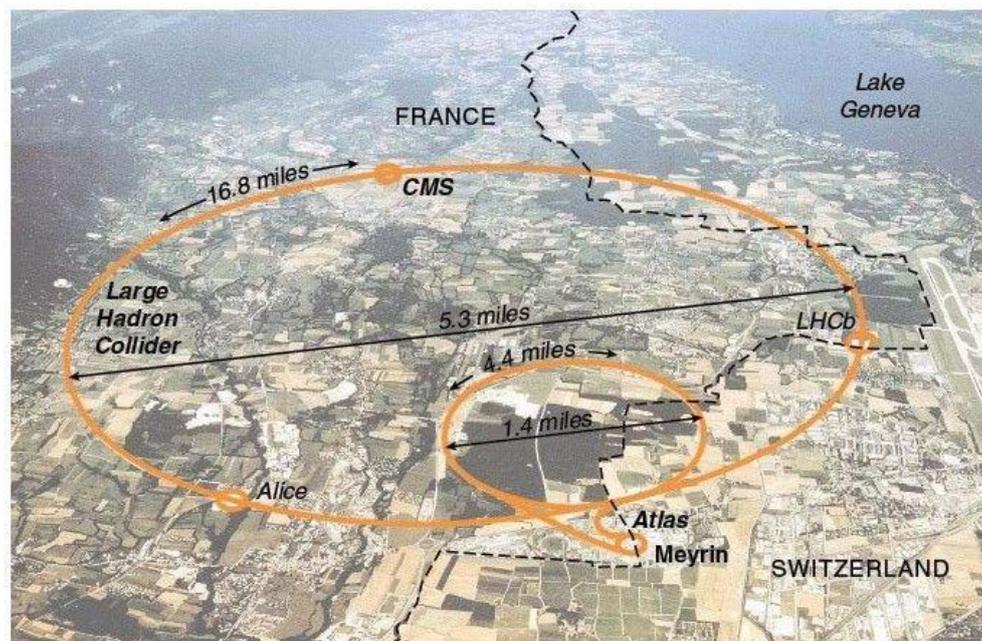


Figura 2. 1: Esquema del LHC. Tomada de [1]

En él se hacen colisionar dos haces de partículas a altas energías que viajan a una velocidad próxima a la de la luz en direcciones opuestas. Son guiados por dos tubos separados mediante campos magnéticos muy fuertes generados por electroimanes superconductores que son enfriados a  $-271.3^{\circ}\text{C}$  por un sistema de distribución de helio líquido. Por ello se dice que el LHC es el punto más frío del planeta.

En sus inicios, se hacían colisionar dos haces de protones con una energía en centro de masas de 7 TeV, pero esa energía ha ido aumentando hasta alcanzar los 13 TeV, con los que trabaja hoy

en día, produciéndose 40 millones de colisiones por segundo. La luminosidad integrada (número de colisiones por unidad de área) que consiguió el LHC a finales del 2017 fue de casi  $50 \text{ fb}^{-1}$ :

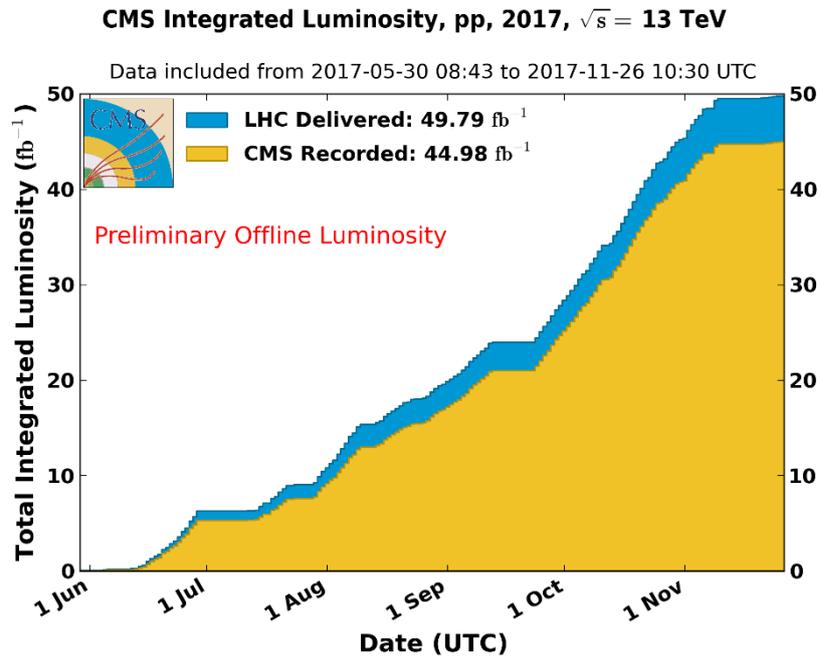


Figura 2. 2: Luminosidad integrada en el LHC y CMS durante la toma de datos de 2017 a energía en centro de masas de  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . Tomada de [36]

El procedimiento para acelerar estos protones es complejo y se puede ver esquematizado en la figura 2.3.

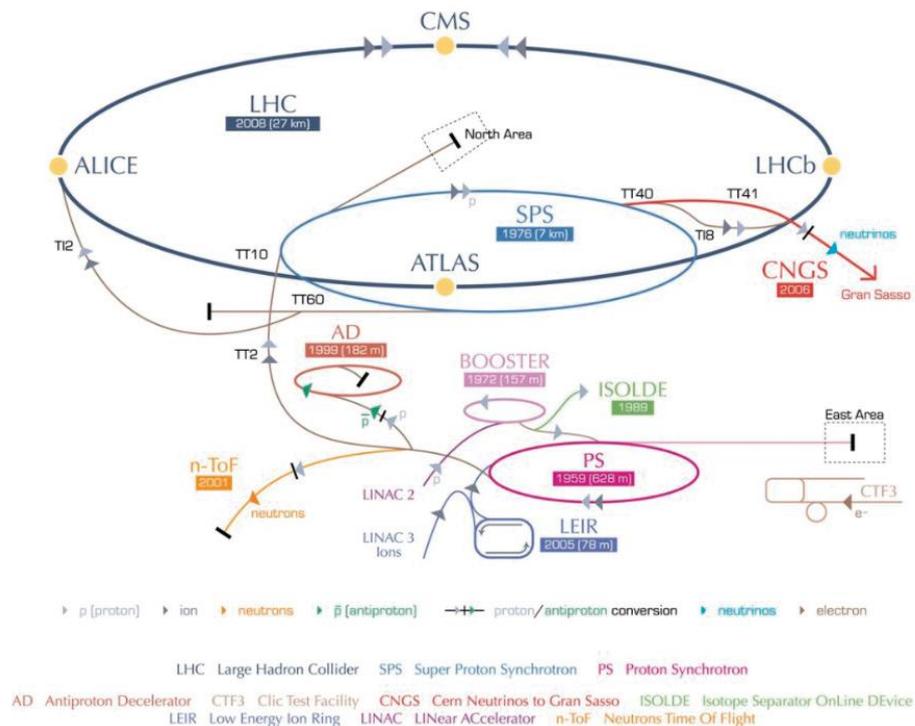


Figura 2. 3: Funcionamiento del LHC. Tomada de [4]

En primer lugar, separamos protones procedentes de átomos de hidrógeno mediante la aplicación de un campo magnético. Estos protones son introducidos en el acelerador lineal LINAC2, donde alcanzan una velocidad en torno a un tercio de la velocidad de la luz. Seguidamente, se divide el haz en cuatro haces que se aceleran en el PS BOOSTER, acelerador circular de unos 157 metros que consigue que los protones alcancen energías de 1.4 GeV y una velocidad de 0.9c.

Estos haces se recombinan en dos y pasan al PS (Proton Synchrotron), donde alcanzan 25 GeV y una velocidad de 0.99c. Después, son inyectados en el PSP (Super Proton Synchrotron), un acelerador circular de 7 km que acelera los protones hasta 450 GeV. Por último, estos dos haces se pasan al LHC y se hace que giren en dos anillos separados y en sentidos opuestos utilizando imanes superconductores a temperaturas por debajo de los 1.8 K y un sistema de radiofrecuencia para seguir acelerándolos.

Los dos haces de protones acelerados se hacen colisionar frontalmente (a un ángulo  $\gtrsim 140 \mu\text{rad}$  para que no se mezclen los haces) en cuatro puntos de la circunferencia del LHC. En estos puntos se encuentran los cuatro experimentos principales: ALICE, ATLAS, CMS y LHCb.

- **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment), es un experimento especializado en medir los efectos de núcleos pesados que se rompen y forman un plasma quark-gluón, es decir, un estado de la materia en el que los quarks y gluones no sufren confinamiento, lo cual es interesante para estudiar el estado del universo tras el Big Bang.
- **ATLAS** (A Toroidal LHC Apparatus), es uno de los experimentos más famosos del LHC y gracias a él se recopiló la mayoría de los datos que confirmaron la existencia del bosón de Higgs. Se caracteriza porque es el detector más voluminoso hasta la fecha y por su imán externo de forma toroidal.
- **LHCb** (LHC beauty), está diseñado para detectar hadrones formados por quarks b y busca dar respuesta a una de las mayores incógnitas de la Física de Partículas: ¿cómo ha podido llegar el universo a tener tanta materia y tan poca antimateria si se cree que en el Big Bang había la misma proporción?
- **CMS** (Compact Muon Solenoid), es un experimento con objetivos muy similares a ATLAS que busca descubrir nueva información del Modelo Estándar y también contribuyó en el descubrimiento del bosón de Higgs.

A continuación, nos vamos a centrar en CMS ya que es el experimento del que hemos tomado las herramientas y muestras de simulación para las comparaciones.

## 2.2. El detector CMS

[5] En este experimento colaboran más de 4300 físicos de partículas, técnicos, ingenieros estudiantes y personal de apoyo de 42 países y está reconocido como una de las colaboraciones científicas internacionales más grandes de la historia.

Se construyó con el fin de estudiar el Modelo Estándar, pero también colabora en la búsqueda de dimensiones extra y otro tipo de partículas que podrían constituir la materia oscura, objetivos comunes a los del ATLAS pero con un diseño de imanes muy diferente.

CMS se encuentra en una caverna subterránea cerca de Cessy (Francia); es un cilindro de 21 metros de largo y 15 metros de diámetro. Se necesitan dimensiones tan grandes porque las partículas tras la colisión tienen energías tan altas que necesitan grandes distancias para ser absorbidas. A diferencia de los otros detectores, se construyó en la superficie en 15 secciones y luego fue bajado a la caverna.

### 2.2.1. Magnitudes interesantes

Antes de adentrarnos en el diseño de este detector vamos a comentar algunas magnitudes necesarias para comprender su estudio:

- El **sistema de coordenadas** tomado por CMS tiene su origen en el punto de colisión, el eje **z** va en la dirección del túnel del LHC, el eje **y** apunta hacia la superficie y el eje **x** hacia el centro del LHC. En la siguiente figura se recoge una representación del eje de coordenadas para que quede claro el sistema de referencia:

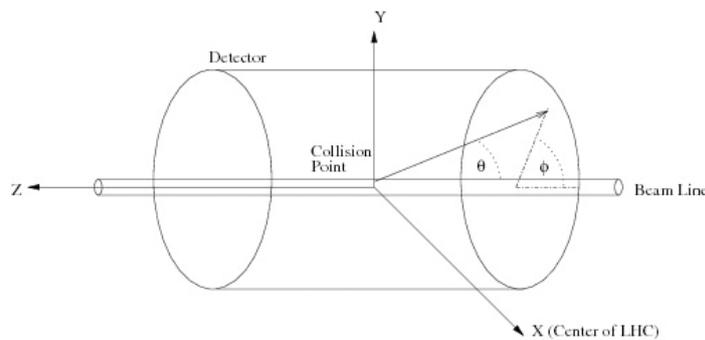


Figura 2. 4: Sistema de coordenadas de CMS. Tomada de [30]

Dónde  $\phi$  es el ángulo azimutal y  $\theta$  es el ángulo polar. Pero en realidad la mayoría de observables que vamos a tratar se encuentran en el **plano transverso (r-z)** debido al diseño en capas de CMS que luego veremos. Es por eso que el sistema de coordenadas que se suele utilizar no es el cartesiano, sino que se utilizan la rapidez y la pseudorapidez.

- La **rapidez** es una magnitud que viene dada por la siguiente expresión y es interesante porque es invariante bajo transformaciones de Lorentz en el eje **z**:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z} \quad (2.1)$$

- La **pseudorapidez**, que se iguala con la rapidez cuando el momento de la partícula es mucho mayor que su masa, depende del ángulo polar pero no depende del ángulo azimutal y recordemos que es invariante de Lorentz cuando la partícula no tiene masa:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.2)$$

Cuando hablemos de  $\eta = 0$  nos estaremos refiriendo al plano X-Y y  $\eta = \pm\infty$  es el eje z.

- El **momento transverso** de las partículas, que se obtiene a partir de los momentos en el eje x,  $p_x$ , y el eje y,  $p_y$ :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.3)$$

- El **cuadrimento** de una partícula es un cuadvectores que combina el momento lineal de una partícula y su energía:

$$P = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z\right) \quad (2.4)$$

Alternativamente se puede definir también en función del momento transverso y los ángulos  $\eta$  y  $\phi$ :

$$P = \left(\frac{E}{c}, p_T, \eta, \phi\right) \quad (2.5)$$

Un esquema del sistema de coordenadas más utilizado cuando nos referimos a la geometría de CMS se recoge a continuación.

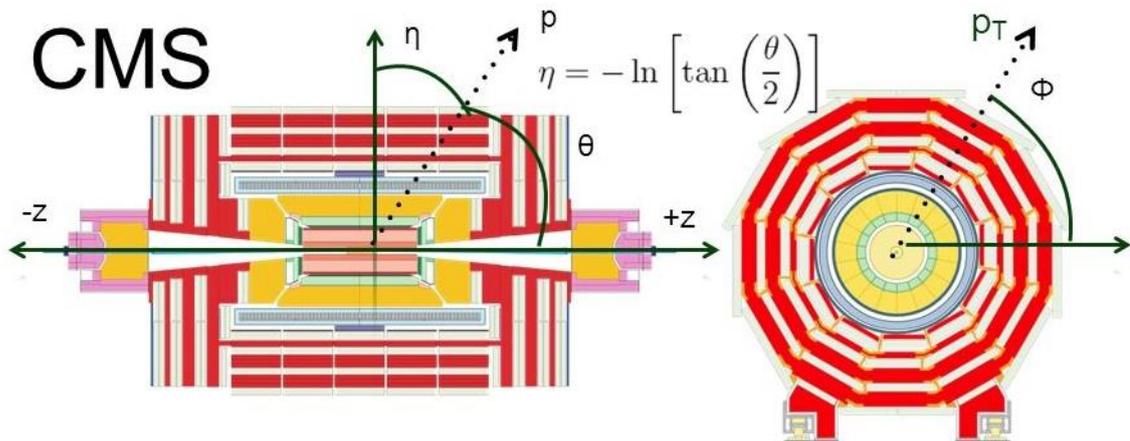


Figura 2. 5: Sistema de coordenadas de CMS más utilizado. Tomada de [45]

## 2.2.2. Diseño de CMS

[7] Está constituido por varios subdetectores, cada uno diseñado para detectar un tipo de partículas en concreto. En la figura 2.6 podemos encontrar un esquema de su distribución:

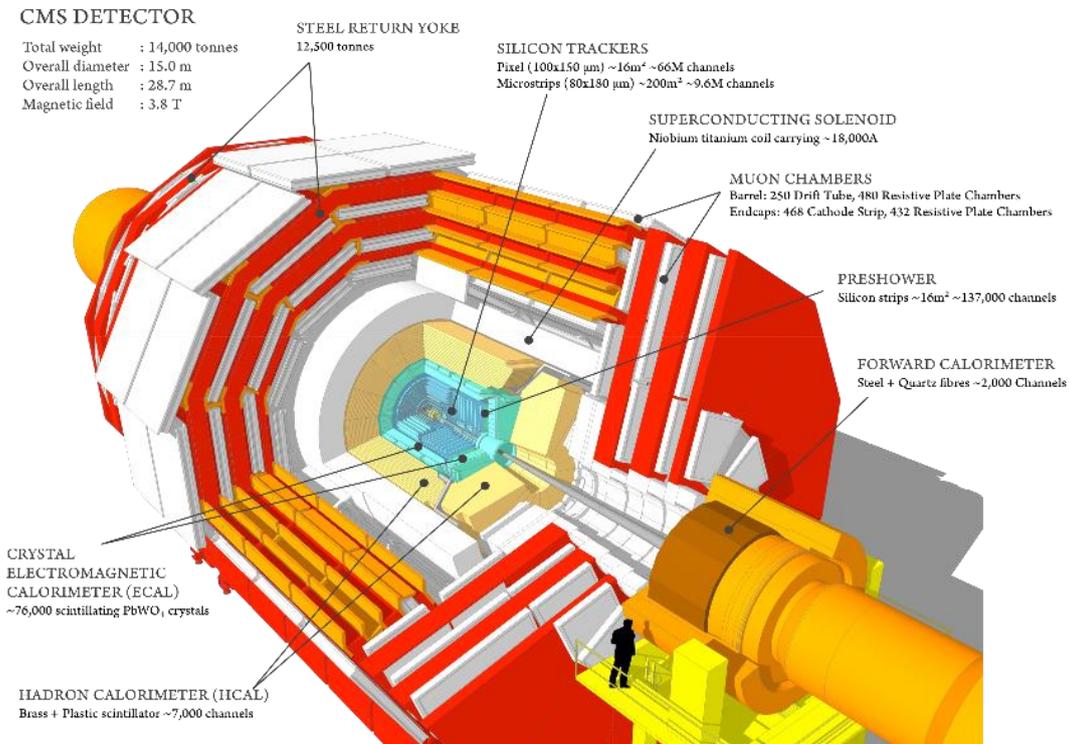


Figura 2. 6: Subdetectores de CMS Tomada de [6]

[8] Vemos que se distribuye en capas alrededor de un imán muy fuerte de solenoide que crea un campo magnético de 4 Teslas (100000 veces el campo de la tierra). Este campo magnético tan grande es necesario para poder curvar trayectorias de partículas con grandes impulsos y poder medir así su momento. El **solenoide** está formado por una bobina de alambre superconductor que crea un campo magnético cuando hacemos pasar electricidad a través de él. Es el imán superconductor más grande jamás construido y pesa 12000 toneladas. Además, su diseño permite que los dos calorímetros, que luego veremos, se ajusten perfectamente dentro de la bobina.

Está formado por cuatro subdetectores:

- **Detector de Trazas (Tracker)**

[9] El Detector de Trazas es la capa más cercana a la colisión de las partículas, por lo que recibe el mayor volumen de partículas. Su función es registrar con la mayor precisión posible las trayectorias de las partículas cargadas (electrones, muones, hadrones) y también ver pistas provenientes de la descomposición de partículas de larga vida media, como el quark  $b$ . Además, la interacción de las partículas con el Detector de Trazas tiene que ser muy pequeña para no perturbar su trayectoria.

Está hecho enteramente de silicio -material resiste a la radiación- y en él se pueden distinguir dos tipos de detectores según su forma, manteniendo ambos a temperaturas muy bajas para que no se sobrecalienten por la energía de las partículas que reciben:

- En la zona más interna, el detector está formado por 65 millones de píxeles distribuidos en 4 cilindros concéntricos y 6 discos que hacen de tapa. Cada pixel tiene un tamaño de  $100 \times 150 \mu\text{m}$  y genera  $50 \mu\text{W}$  de potencia. Fue diseñado para determinar con alta precisión los puntos de las trayectorias de las partículas en 3D y tiene una buena aceptación hasta una pseudorapidez  $|\eta| < 2.5$  gracias a las tapas externas:

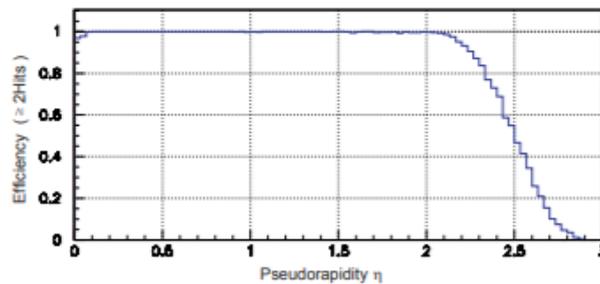


Figura 2. 7: Eficiencia del detector de píxeles en función de la pseudorapidez. Tomada de [28]

- Justo después, el detector pasa a estar compuesto por un total de 9.8 millones de tiras de distintos tamaños, las más cercanas a la capa de píxeles tienen un tamaño de  $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$  y las más alejadas de  $25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$ , para poder detectar la trayectoria de las partículas teniendo en cuenta que a medida que nos alejamos menos partículas llegarán. Está dividido en cuatro subsistemas: *The Detector de Trazas Inner Barrel and Disk (TIB/TID)*, *The Detector de Trazas Outer Barrel (TOB)* y *The Detector de Trazas EndCaps (TEC)*, en total consiguen realizar medidas muy precisas de posición en la región de  $|\eta| < 2.4$ .

Un esquema de este subdetector se puede observar a continuación:

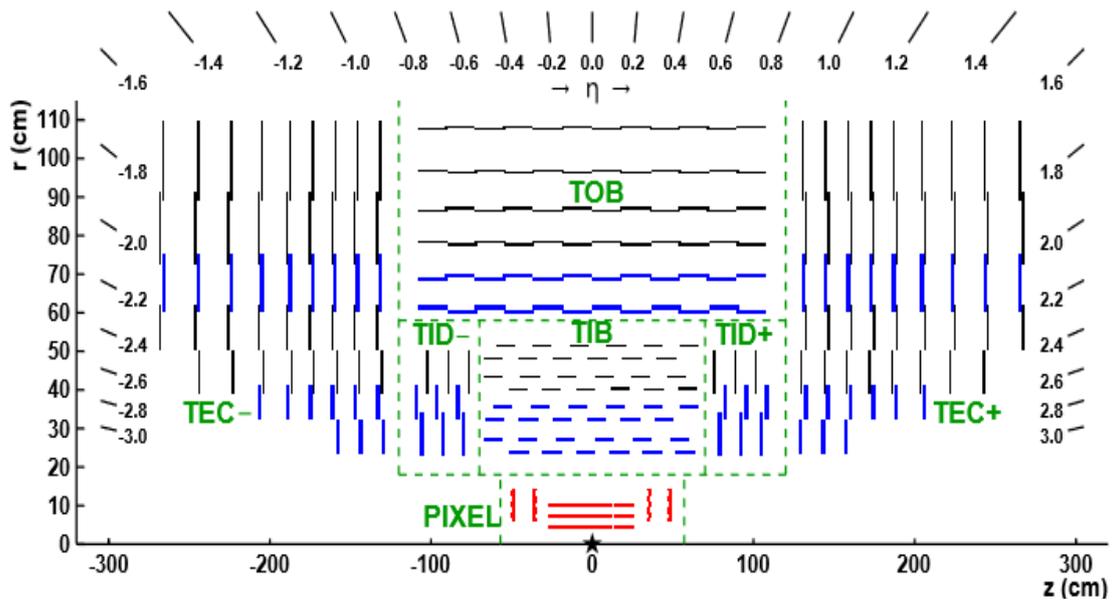


Figura 2. 8: Esquema del Detector de Trazas. Tomada de [15]

El Detector de Trazas está provisto además de un sistema de alineación láser (figura 2.9) que utiliza rayos infrarrojos para controlar la posición de los módulos. Su objetivo es generar de forma continua información de la alineación proporcionando así una mejor reconstrucción geométrica de las subestructuras del detector de para que el reconocimiento de las trayectorias sea óptimo y se pueda aplicar a la toma de datos.

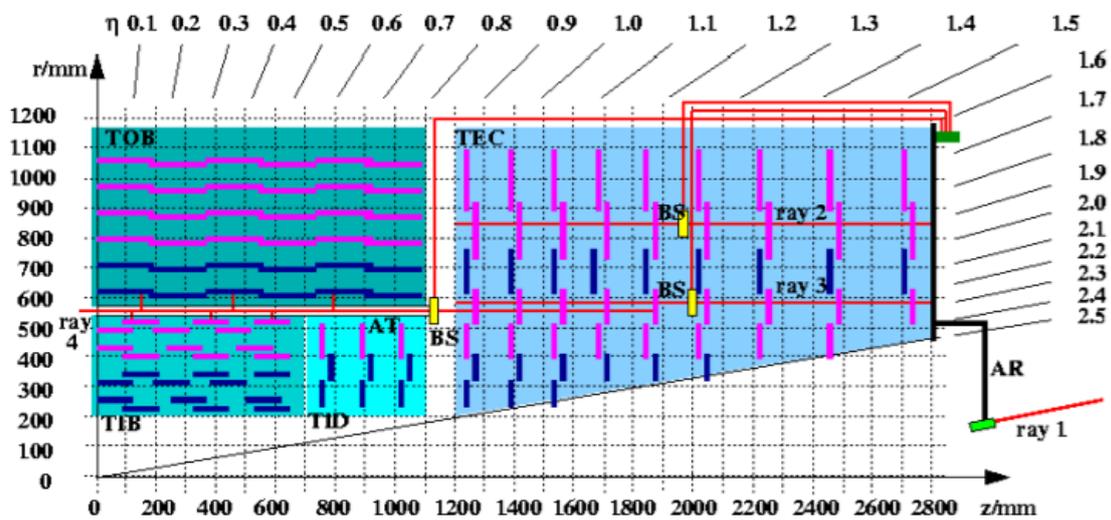


Figura 2. 9: Alineamiento láser. El rayo 1 es un enlace con la cámara de muones, los rayos 2 y 3 se utilizan para la alineación interna de las TEC y el rayo 4 sirve para alinear TIB, TOB y ambos TECs entre sí. Tomada de [28]

### ▪ Calorímetro Electromagnético (ECAL)

[10] [11] Es un centelleador formado por 80.000 cristales de tungstenato de plomo ( $\text{PbWO}_4$ ) muy densos, de 1.5 Kg cada uno. Estos cristales son transparentes, muy resistentes a la radiación y la elaboración de todos ellos llevó 10 años.

Detecta todo tipo de partículas, en particular fotones y electrones. Cuando pasan a través de los cristales producen luz proporcional a la su energía, estos destellos de luz son rápidos, cortos y bien definidos lo que hace que el detector sea muy preciso y rápido. Cada cristal está conectado a un fotodetector que convierte la señal luminosa en una señal eléctrica amplificada que es enviada para su análisis.

El Calorímetro Electromagnético tiene forma cilíndrica y se divide en dos partes: por un lado, está la *Barrel Part (EB)*, formada de cristales de dimensiones 26 x 26 x 230 mm y; por otro lado, están las *EndCaps (EE)* dónde los cristales son de 28.62 x 28.62 x 220 mm. Delante de ellas hay un *Preshower (ES)* construido por tiras de silicio que provoca cascadas de fotones a partir de los electrones y positrones que llegan. En la figura 2.10 podemos observar un esquema de este detector.

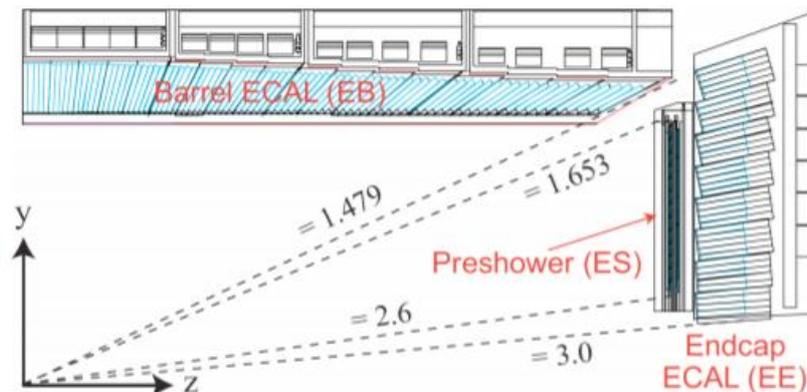


Figura 2. 8: Esquema del Calorímetro Electromagnético. Tomada de [10]

En la imagen anterior vemos que la EB abarca una pseudorapidez de  $|\eta| < 1.48$ , y la EE abarca un rango entre  $|\eta|=1.65$  y  $|\eta|=3$ , esto nos lleva a pensar que entre  $|\eta|=1.48$  y  $|\eta|=1.65$  se nos estarían escapando partículas y el detector ahí no sería tan eficaz.

### ▪ Calorímetro Hadrónico (HCAL)

[10] [12] Es un centelleador formado por tiras de latón unidas por fibras de acero. Mide la posición, la energía y el tiempo de llegada de hadrones utilizando capas alternas de materiales absorbentes y centelleadores fluorescentes que producen un pulso de luz cuando la partícula pasa. Esta luz es recogida por unas fibras ópticas especiales que la pasan a los fotodetectores para amplificar la señal.

A la hora de medir hay que tener en cuenta que los hadrones están formados por quarks y gluones, que se descomponen en nuevas partículas que pueden no dejar rastro, es el caso de los neutrinos. Para “detectarlos” hay que asegurarse de capturar cada una de las partículas que emergen de las colisiones, y así ver si hay desequilibrio en el momento y la energía. Los calorímetros juegan un papel muy importante en esta reconstrucción porque absorben la mayor parte de las partículas.

El Calorímetro Hadrónico está organizado en cuatro secciones: *Hadron Barrel (HB)* y *Hadron Endcaps (HE)* colocados a continuación de los EB y EE del Calorímetro Electromagnético, el *Hadron Outer (HO)* que está colocado después del solenoide y su función es detectar partículas muy energéticas que se hayan podido escapar de HB, y por último está el *Hadron Forward (HF)* que cubre las caras laterales de CMS para recoger partículas que salen con muy poca inclinación. A continuación se recoge un esquema de su distribución.



Figura 2. 9: Esquema del Calorímetro Hadrónico. Tomada de [10]

El HB y el HO cubren una región de  $|\eta| < 1.4$ , el HE cubre  $1.3 < |\eta| < 3.0$  y el HF abarca  $3 < |\eta| < 5$ . Por lo que queda cubierto todo el espacio y es muy difícil que una partícula no sea detectada.

- **Cámaras de muones**

[10] [13] Es la última capa de CMS y a ella solamente llegan muones y partículas no cargadas, como los neutrinos. De modo que cuando las cámaras de muones detectan una señal sabemos que se trata de un muón porque es la única partícula cargada capaz de penetrar varios metros de hierro sin interactuar.

Hay un total de 1400 cámaras, 250 de las cuales son tubos de deriva (DT), 540 son cámaras de tiras de cátodos (CSC) y 610 son cámaras de placas resistivas (RPC). Como se puede ver en la figura 2.11, se distribuyen en capas concéntricas y van detectando las trayectorias, que combinadas con las que midió el Detector de Trazas, permiten obtener una trayectoria muy precisa y así calcular su momento con ayuda de la curvatura de la traza y el campo magnético.

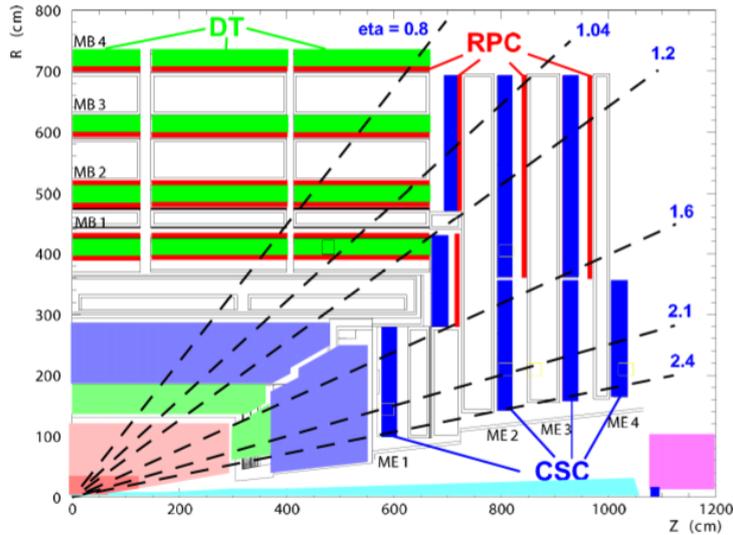


Figura 2. 10: Esquema de las cámaras de muones. Tomada de [10]

En total, las cámaras de muones cubre una región de pseudorapidez de  $|\eta| < 2.4$ , sin ninguna discontinuidad de por medio.

### 2.2.3. Identificación de partículas

Una vez recogidos los datos que han medido los detectores podemos identificar las distintas partículas producidas tras la colisión de los protones en función de su trayectoria. En la siguiente imagen se presenta un corte en el plano transverso de CMS que recoge el recorrido que harían distintos tipos de partículas:

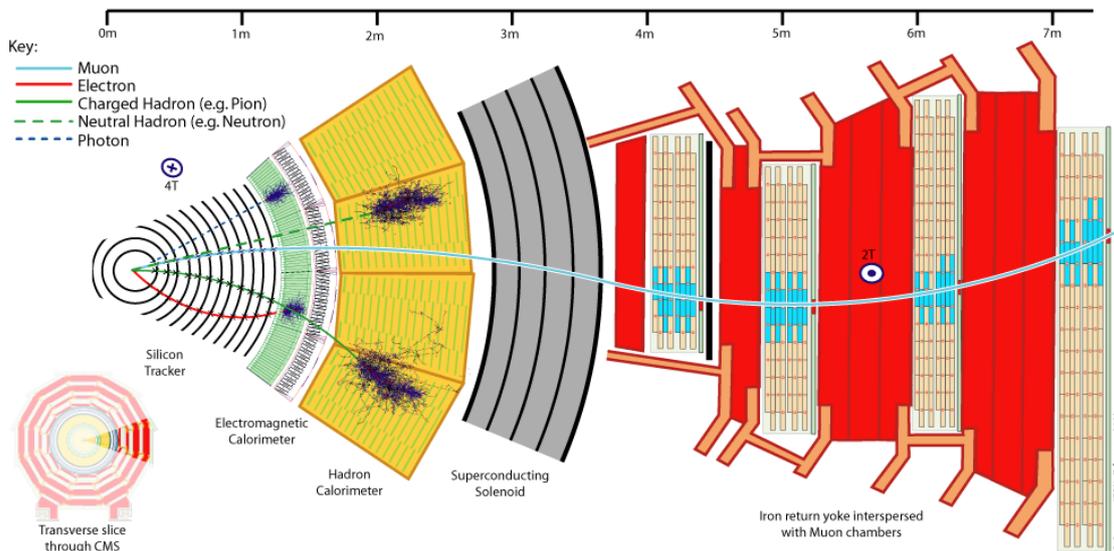


Figura 2. 11: Identificación de partículas en CMS. Tomada de [14]

Los más fáciles de identificar son los **muones**, ya que son los únicos que llegan a las cámaras de muones y dejan señal en todos los subdetectores. Hay varios candidatos de muón que se reconstruyen en CMS. Entre ellos están los **Tracker Muons** que son pistas reconstruidas en el Detector de Trazas combinadas con al menos una señal de las cámaras de muones, y los **Global**

**Muons** que son muones reconstruidos por combinación de deposiciones de energía en el Detector de Trazas y en las cámaras de muones. Que los muones sean tan fáciles de identificar va a ser muy importante a la hora de estudiar nuestro proceso ya que, como explicaremos más adelante, estas partículas aparecen en uno de los principales canales de desintegración del quark top.

Los **electrones** en cambio no pasan del Calorímetro Electromagnético y en él dejan varias trazas debido al efecto de bremsstrahlung que sufren, proceso que hay que tener en cuenta a la hora de calcular su energía inicial. Los reconocemos por que dejan una trayectoria en el Detector de Trazas con un depósito de energía asociado en el Calorímetro Electromagnético. También serán importantes en el proceso que vamos a estudiar.

Los **hadrones** se originan en cascadas de partículas, conocidas como jets, que llegan hasta el Calorímetro Hadrónico y en él podemos medir su deposición de energía. Los **piones**, de los que hablamos en el punto 1.1.3., son los hadrones más ligeros y por ello la mayoría solo llegan hasta el Calorímetro Electromagnético.

Por último estarían los **neutrinos** que, como ya hemos comentado antes, no se pueden detectar debido a que interaccionan muy poco con la materia. Lo que se hace es comprobar si se conserva el momento transversal en la colisión, ya que la suma vectorial de todos los momentos transversos de las partículas del estado final debe ser nula debido a que antes de la colisión  $p_x, p_y \ll p_z$ , por lo que se desprecian. Si no es así se puede calcular la **energía transversa faltante (MET)**, que correspondería a la energía del neutrino.

A continuación voy a describir unos términos que utilizaremos a lo largo del trabajo:

- Aunque para simplificar vamos a decir que la colisión tiene lugar entre dos protones, esto en realidad no es así. Lo que ocurre en el LHC es que se acelera una corriente continua de protones agrupados en paquetes que se cruzan cada 25 nanosegundos y en cada cruce de estos paquetes ocurre más de una interacción protón-protón, esto es conocido como **Pile-Up** o acumulación de eventos y es un factor muy importante en nuestros sucesos. En 2017 el número medio de interacciones por cruce a  $\sqrt{s} = 13$  TeV fue de 33.

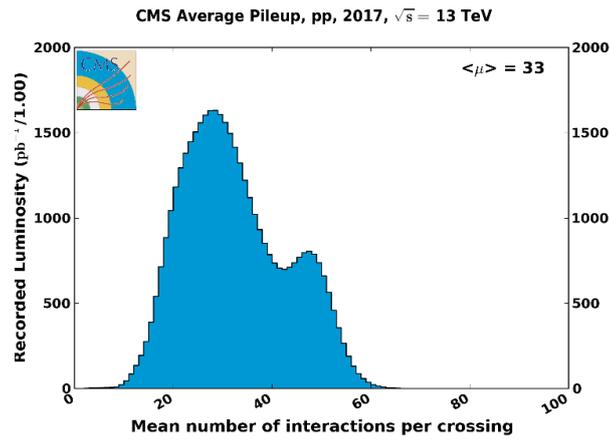


Figura 2. 12: Efecto Pile-Up en CMS en 2017. Tomada de [36]

- Entre todo el Pile-Up va a haber una colisión principal a la que se le asocia lo que llamamos el **vértice primario**, que se extrapola a partir de las trayectorias de las partículas detectadas principalmente en el Detector de Trazas
- Los **jets** son chorros de partículas en forma de cono que se detectan tras una colisión y que nos permiten identificar a los hadrones. Se observan así debido al confinamiento de la carga de color de los quarks y gluones, que sufren hadronización y van a emitir partículas hasta formar estados confinados.

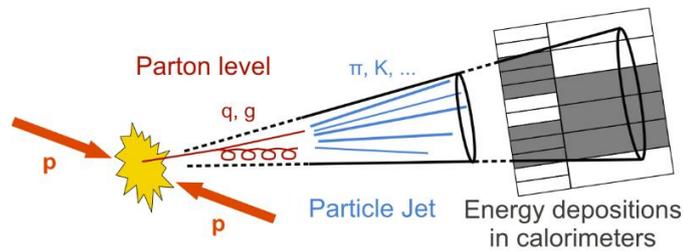


Figura 2. 13: Formación de un jet. Tomada de [31]

Además, cuando se desintegran quarks  $b$  se observa un vértice secundario debido a su larga vida media y podemos identificarlos fácilmente.

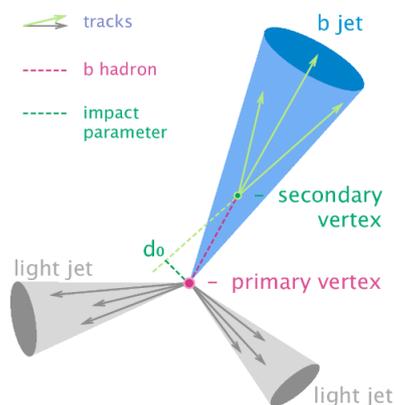


Figura 2. 14: Identificación de un b-jet. Tomada de [38]

Estos quarks van a jugar un papel muy importante en nuestro análisis porque siempre aparecen en la desintegración del quark top.

- Los **hits** son deposiciones de energía que dejan las partículas en los diferentes subdetectores y gracias a ellos se puede reconstruir luego las trayectorias de dichas partículas.

La imagen siguiente es un esquema del detector CMS dónde están recogidas varias trayectorias de distintas partículas, así como las deposiciones de energía (hits) que dejan en cada subdetector.

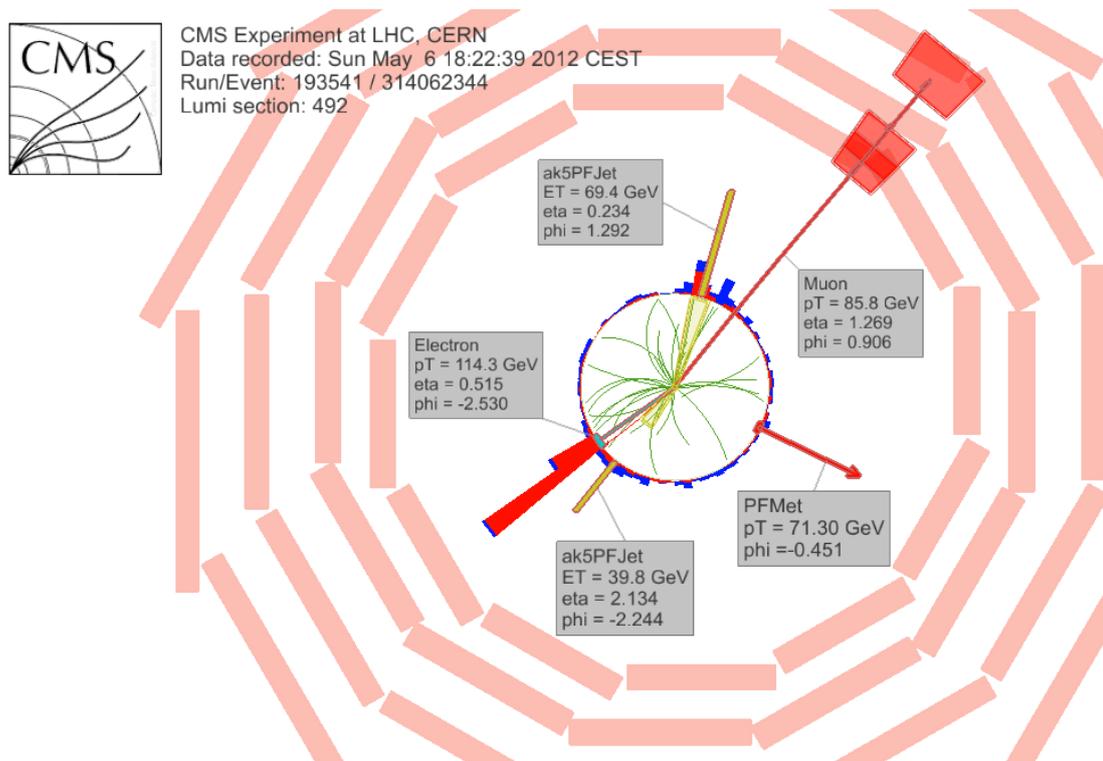


Figura 2. 15: Deposiciones de energía de distintas partículas en CMS. Tomada de [33]

Muchas de las gráficas que se recogen en el último capítulo tienen que ver con el número de hits que se detectan en la trayectoria de una partícula cargada, es decir, el número de deposiciones de energía que va dejando dicha partícula en cada uno de los subdetectores. Por ejemplo, un electrón va a dejar deposiciones de energía en cada pixel y tira de silicio del Detector de Trazas que atraviese además de una gran deposición de energía en el Calorímetro Electromagnético.

## 2.3. Computación en Física de Altas Energías

[43] En el campo de la Física de Altas Energías la computación juega un papel muy importante debido al gran número de sucesos simulados que hay que generar para reproducir la alta luminosidad del LHC y el tiempo finito de los procesadores de cálculo. Razón que justifica la existencia de simulaciones rápidas que consiguen menor tiempo de computación aunque para ello tengan que hacer aproximaciones.

En CMS se generan 1 MB de datos en cada colisión reconstruida a una frecuencia de 40 MHz, información que no se puede almacenar a la velocidad deseada y es por eso que existe un sistema de **trigger** que filtra los datos obtenidos hasta tener volúmenes manejables. Hace un análisis rápido de los productos de las colisiones determinando que colisión almacenar y cual descartar.

El sistema de trigger en CMS tiene dos partes: primero está el trigger L1 (Level One) que se basa en las mediciones directas, sin reconstruir, de los calorímetros y las cámaras de muones para hacer una primera selección y conseguir de este modo reducir en tres órdenes de magnitud la cantidad de datos registrados. Los sucesos que hayan superado este primer filtro pasan al siguiente nivel, el HLT (High-Level Trigger), que hace una primera reconstrucción del suceso y con la información obtenida toma la decisión de guardar o no los datos obtenidos.

Existen diversas configuraciones del trigger ya que no todos los procesos de interés físico estudiados tienen el mismo estado final y los criterios de selección no van a ser los mismos.

# Capítulo 3

## Simulaciones de Monte Carlo

Una vez que hemos introducido como se detectan las partículas en CMS vamos a pasar a otra parte muy importante que es la simulación de sucesos. Como ya hemos comentado, quedan muchas cosas por descubrir en el ámbito de la Física de Partículas y las simulaciones se utilizan continuamente para comprobar que la teoría que creemos saber es correcta, es decir, que se corresponde con los datos medidos. Además, las condiciones del detector (alineamiento, calibración, etc.) van cambiando y las simulaciones se tienen que adaptar a estos cambios para que el resultado sea el mejor posible, esto conlleva bastante tiempo de computación y en CMS hay muchas personas encargadas solo de programarlas. Más adelante veremos que hay dos tipos de simulaciones en CMS, según el grado de precisión o la rapidez necesaria.

En particular, nos centraremos en los generadores de sucesos de Monte Carlo que son programas que se utilizan para simular diferentes experimentos con el fin de realizar predicciones que puedan servir de orientación. En el campo de la Física de Altas Energías resultan muy útiles, un ejemplo claro son las simulaciones realizadas sobre el bosón de Higgs, que fueron de gran ayuda en su descubrimiento gracias a las predicciones realizadas a partir del marco del Modelo Estándar.

### 3.1. Esquema de una colisión protón-protón

[16] Antes de pasar a la parte de simulación vamos a introducir un poco los procesos que tienen lugar en una colisión entre dos protones ya que no es un proceso tan simple como el choque de dos partículas elementales, hay que tener en cuenta muchos factores.

Como ya indicamos en el Capítulo 1, los protones están formados por quarks (*uud*) y gluones. En una colisión de dos protones en realidad sólo una de las partículas que componen cada protón (partón) está llevando a cabo el choque principal, pero el resto de partones no van a desaparecer, dan lugar a nuevas partículas. También hay que tener en cuenta que no colisiona un único protón aislado contra otro protón aislado, sino que colisionan dos paquetes compuestos por  $10^{11}$  protones cada uno que van a dar lugar a la formación de distintas partículas cargadas que a su vez pueden emitir fotones y gluones. Esto quiere decir que aparte de las partículas que se forman en la colisión principal de los dos partones más energéticos de los protones, va a haber otras muchas partículas que se van a detectar y forman parte del Pile-Up y de los partones menos energéticos de los protones de dicha colisión principal.

Por todo ello, el esquema de esta colisión es bastante complejo, como se recoge en la siguiente imagen:

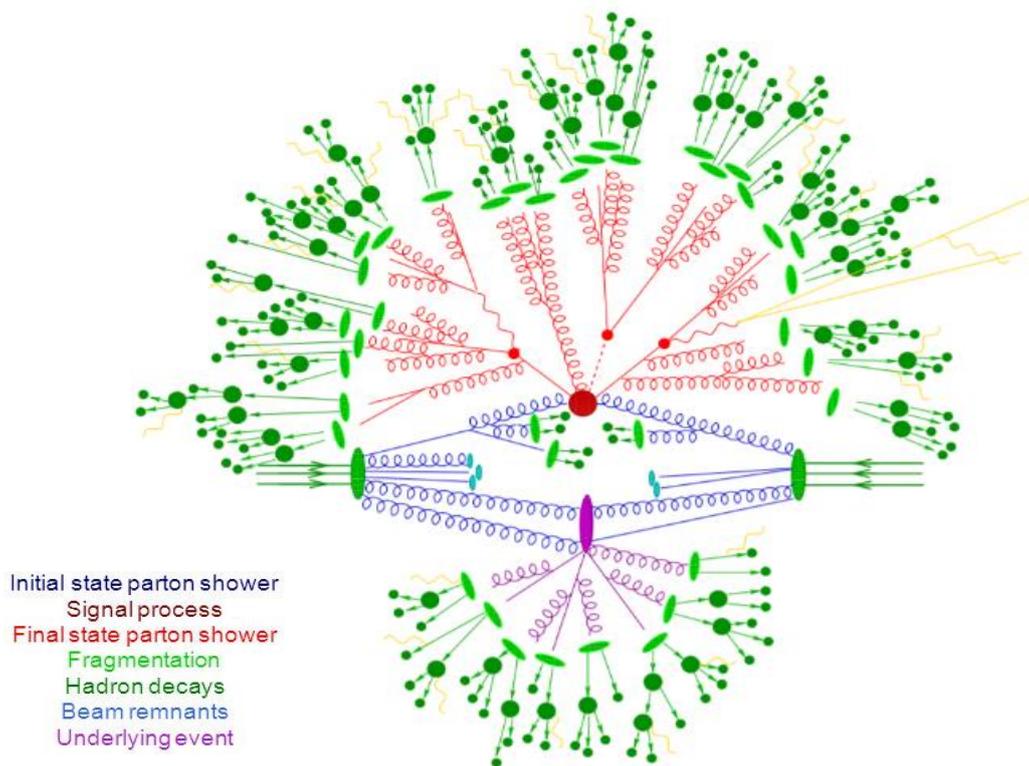


Figura 3. 1: Representación de los procesos que tienen lugar en una colisión protón-protón. Tomada de [16]

Tienen lugar numerosos procesos. Fijándonos en los colores podemos distinguir en granate la **colisión principal**, en azul la radiación de estado inicial y en rojo la radiación de estado final; el conjunto de estos partones (componentes del protón) radiados se conoce como **parton showers (PS)** o cascadas de partones. En verde claro tendríamos la hadronización de los quarks y en verde oscuro la desintegración de los hadrones formados inestables. Por último, en morado se muestran interacciones menos energéticas entre los partones de los protones implicados, englobadas en el término **underlying event (UE)** o remanente de la colisión, y dan lugar a otros jets de hadrones no relacionados con el proceso principal.

Vamos a estudiar cada uno de estos procesos más a fondo.

### 3.1.1. Colisión principal: cálculo de elementos de matriz (ME)

[18] Como ya hemos visto en el primer capítulo, uno de los principales problemas de la colisión de protones es su composición, que hace que sea difícil determinar el estado inicial del choque. Lo que se hace para intentar remediarlo es simular cada protón como una función de densidad de partones (PDF):

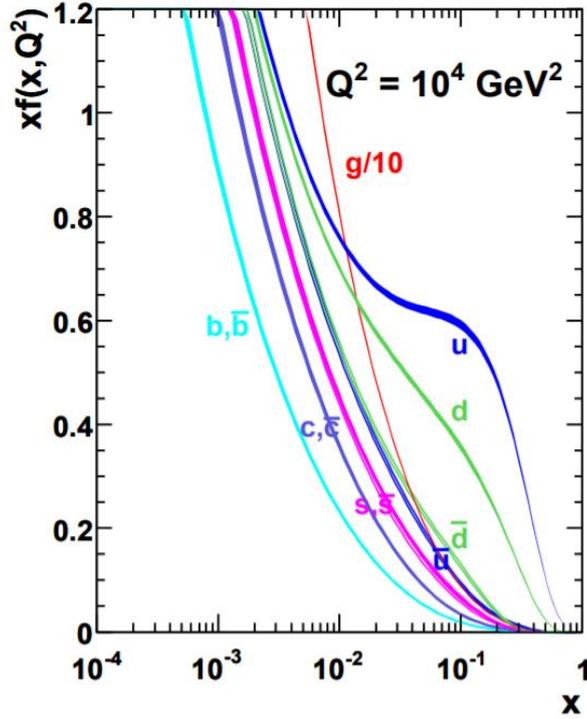


Figura 3. 2: Fracción del momento del protón que toma cada componente del mismo. Tomada de [18]

En esta figura se recogen las PDFs en función de la porción del momento del protón que tiene cada uno de sus constituyentes. Los quarks dominantes son el  $u$  y el  $d$ , lo cual era de esperar ya que son los quarks de valencia del protón; hay también aportaciones de los quarks del mar pero se puede ver que el otro elemento que destaca son los gluones, cuya contribución está multiplicada por un factor 0.1 para que la gráfica sea más clara.

El proceso de la colisión principal se simula a través del cálculo de elementos de matriz (ME) que son importantes porque se utilizan para calcular secciones eficaces de los procesos que se quieren estudiar.

En el caso de colisiones entre dos partones  $a$  y  $b$  que dan lugar a  $n$  nuevas partículas, podemos calcular la sección eficaz de la siguiente forma:

$$\sigma = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b \int d\phi_n f_a(x_a, \mu) f_b(x_b, \mu) \frac{1}{2x_a x_b S} |\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}(\phi_n, \mu, \mu_R)|^2 \quad (3.1)$$

Dónde:

- $x_a, x_b$  son las fracciones de momento de los partones  $a$  y  $b$ , respectivamente
- $d\phi_n$  es el elemento diferencial sobre el espacio de fases para las  $n$  partículas del estado final
- $f_a(x_a, \mu), f_b(x_b, \mu)$  son las PDF de los partones  $a$  y  $b$ , siendo  $\mu$  un parámetro de escala

- $s$  es la energía en centro de masas al cuadrado
- $|\mathcal{M}_{ab \rightarrow n}(\phi_n, \mu, \mu_R)|^2$  es el elemento de matriz al cuadrado del proceso  $ab \rightarrow n$ , se calcula a partir de sumas de diagramas de Feynman simulados utilizando diferentes generadores de Monte Carlo. Nosotros trataremos con dos generadores de ME: POWHEG y MADGRAPH\_AMC@NLO. ( $\mu_R$  es un parámetro de escala de renormalización)

Esta expresión es válida a cualquier orden en teoría de perturbaciones pero no refleja algunas de las particularidades que tiene el cálculo de los elementos de matriz más allá del **Leading Order (LO)**, orden principal de precisión) o **Next-to Leading Order (NLO)**, mayor precisión que LO).

### 3.1.2. Parton Showers (PS)

[16] Las parton showers (cascadas de partones) recogen todas aquellas partículas producidas a partir de la radiación de otras partículas. Cuando una partícula con carga eléctrica es acelerada es capaz de radiar fotones, que a su vez pueden crear pares electrón-positrón y así continuamente. De la misma forma, partículas con carga de color pueden emitir gluones que pueden dar lugar a la producción de otras muchas partículas. Estas cascadas pueden producirse tanto en el estado inicial como en el final y se conocen como radiación de estado inicial (ISR) y radiación de estado final (FSR).

En la colisión principal tendremos dos partículas que colisionan para dar lugar a otras dos (como el proceso  $pp \rightarrow t\bar{t}$  que veremos luego), pero el producto de esta colisión en realidad da un total de  $n$  partículas de las cuales  $n - 2$  son fruto de la radiación de las dos partículas iniciales y de las dos finales.

La parte de simulación de PS coge el testigo donde acaba el cálculo de ME y simula la evolución temporal y espacial de los partones generados en el cálculo de ME. Para la simulación de las PS utilizaremos un generador de Monte Carlo llamado PYTHIA8 del que hablaremos más adelante.

### 3.1.3. Combinación de ME y PS

[20] Las dos técnicas se utilizan para calcular secciones eficaces para distintos estados finales, complementándose la una a la otra. El cálculo de ME permite simular emisiones de partones energéticos y separados, pero falla cuando las emisiones son poco energéticas o colineales y crea problemas al calcular estados finales con un gran número de partículas debido a la complejidad computacional del cálculo. Por otra parte, las PS son válidas justamente en la simulación de emisiones colineales y poco energéticas para muchos partones, mientras que fallan cuando estos dejan de ser colineales.

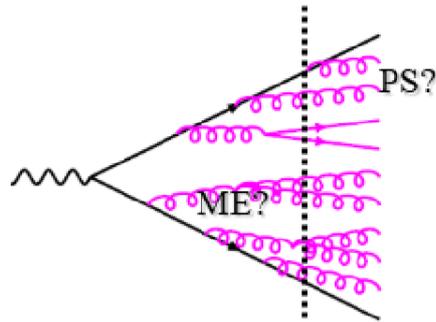


Figura 3. 3: Emisiones clasificables como ME o PS. Tomada de [35]

Para marcar la distinción entre cuándo usar ME y cuándo PS se emplea un corte o cut-off en energía que ronda los 20 GeV. En general, aquellas partes del suceso que posean una cantidad elevada de jets serán descritos mediante ME, mientras que aquellos con estructuras de baja energía pertenecerán a las PS. Para energías próximas al valor de cut-off lo ideal sería una combinación de las dos técnicas, pero esto no se puede realizar de forma trivial ya que vamos a tener problemas como contar dos veces el mismo diagrama de Feynmann o la suma de probabilidades. Estos problemas se solucionan mediante algoritmos de *Matching* que usan PS sobre ME evitando así el doble conteo.

### 3.1.4. Underlying event

Este término engloba todos los procesos que se producen en la colisión exceptuando la colisión principal, incluye tanto las múltiples interacciones entre partones menos energéticos (MPI) que se suelen relacionar con el Pile-Up, como los remanentes de la colisión.

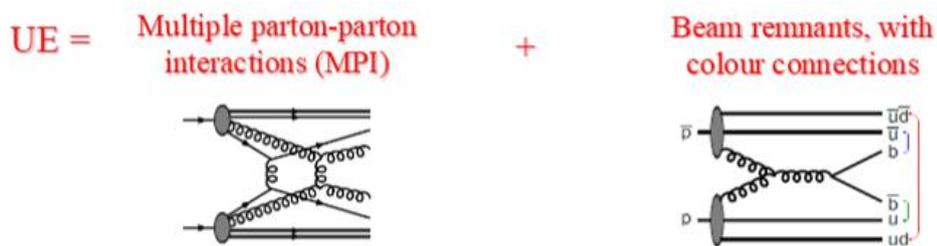


Figura 3. 4: Componentes del underlying event. Tomada de [35]

Son procesos poco energéticos comparados con la colisión principal por ello ésta es fácil de identificar. El underlying event se trata como ruido que se simula a través de ajustes en los parámetros involucrados.

### 3.1.5. Hadronización

[21] La hadronización se da cuando los partones remanentes en el estado final se agrupan dando lugar a hadrones que, dependiendo de lo pesados que sean, pueden decaer originando hadrones más ligeros. Nos encontramos ya en una escala de energía cerca de 1 GeV, aquí no se

pueden hacer los cálculos perturbativos usados en los ME y las PS por lo que necesitamos introducir nuevos modelos.

Existen dos grandes modelos para la hadronización de partículas: *modelo de string* (*PYTHIA*) y *modelo de cluster* (*HERWIG*). Ambos son aproximaciones al tratamiento de QCD (teoría cuántica de campos que describe la interacción fuerte) de una manera no perturbativa, por lo que supone una aproximación a una teoría bastante compleja.

El modelo de string supone un sistema formado por un par quark-antiquark que se mueven en sentidos opuestos, a medida que se separan la interacción fuerte entre las dos partículas va creciendo (confinamiento lineal), esto se puede visualizar como la energía potencial de una cuerda elástica que une las partículas. Si el par se sigue separando la cuerda puede llegar a romperse, dando lugar a un nuevo par quark-antiquark independiente. Este proceso está descrito en la siguiente figura:

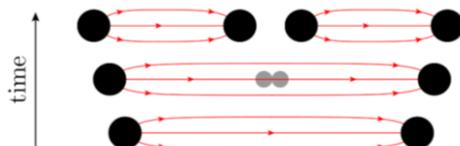


Figura 3. 5: Rotura de un string para dar lugar a un par quark-antiquark. Tomada de [21]

De esta forma se llegaría a varios hadrones independientes a partir de un único par de quarks.

El modelo de cluster parte de que todos los gluones emitidos se separan en pares quark-antiquark y se distribuyen en agrupaciones (clusters) atendiendo al confinamiento de la carga de color. A partir de ahí, aquellos clusters que posean aproximadamente 3-4 GeV de masa se convierten en hadrones, mientras que los que se vean por encima de esto se fragmentan en clusters más pequeños hasta cumplir dicho requisito.

No se puede decir que un modelo es mejor que otro porque los dos tienen sus pros y sus contras. Sin embargo, el modelo de string está más extendido porque PYTHIA está mejor mantenido y surgió antes. Es uno de los primeros generadores de Monte Carlo que se crearon en Física de Altas Energías y permite realizar simulación de procesos de ME a LO (Leading Order), además de las consiguientes PS, como se verá en el apartado 4.3.

### 3.1.6. Desintegración de hadrones

Los hadrones que se han podido formar pueden desintegrarse en multitud de partículas, incluyendo hadrones más ligeros, y éstas también pueden dar lugar a nuevas desintegraciones.

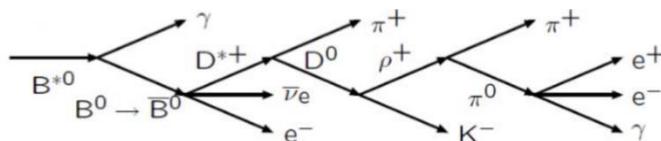


Figura 3. 6: Ejemplo de cadena de desintegración de un hadrón  $B^*0$ . Tomada de [35]

En consecuencia, nos vamos a encontrar con miles de desintegraciones hasta llegar al estado final definitivo y esto va a tener un gran coste computacional.

### 3.2. Proceso físico de estudio: $t\bar{t}$

En este trabajo nos vamos a centrar en el proceso que consiste en la colisión de dos protones que va a dar lugar a un par de quarks  $t\bar{t}$ .

Es el proceso del Modelo Estándar más estudiado en la actualidad en el LHC debido a su alta sección eficaz, la cual ha ido aumentando a lo largo de los años a medida que la energía de la colisión en el centro de masas crecía:

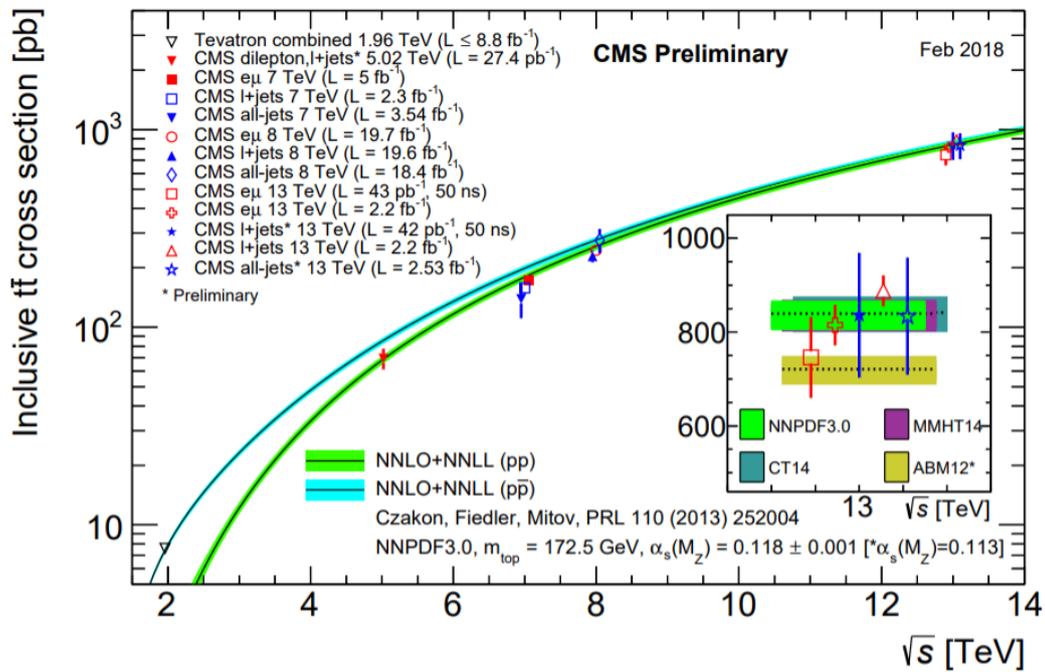


Figura 3. 7: Sección eficaz total del proceso de producción  $t\bar{t}$ . Tomada de [44]

La sección eficaz de la producción de pares  $t\bar{t}$  a  $\sqrt{s} = 13$  TeV, calculada a precisión NNLO es:

$$\sigma_{t\bar{t}} = 832^{+20}_{-29} \text{ (escala)} \pm 35 \text{ (PDF} + \alpha_s) \text{ pb}$$

Que sea tan alta en comparación con la de otros procesos hace que sea muy interesante porque implica que va a ser un proceso de fondo presente en todas las búsquedas de nueva física.

Otra característica que lo hace interesante es que el quark top es el único lo suficientemente inestable para desintegrarse antes de que pueda tener lugar su hadronización, esto permite un estudio más directo y preciso de estos quarks con el que verificar la validez de distintos modelos.

Pasando ya al esquema de la colisión sabemos que lo que sucede en realidad es que colisiona un quark o gluón de un protón (partón) con un quark o gluón del otro protón. Los posibles diagramas de Feynman (a primer orden) para la producción de quarks top en colisiones con protones se muestran a continuación:

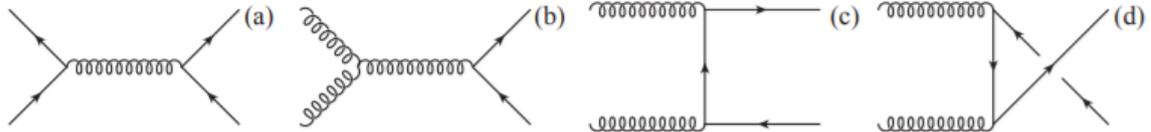


Figura 3. 8: Diagrama de Feynman de producción  $t\bar{t}$ . (a) por aniquilación de quarks (contribución del 10 %) y el resto por fusión de gluones (contribución del 90 %). Tomada de [23]

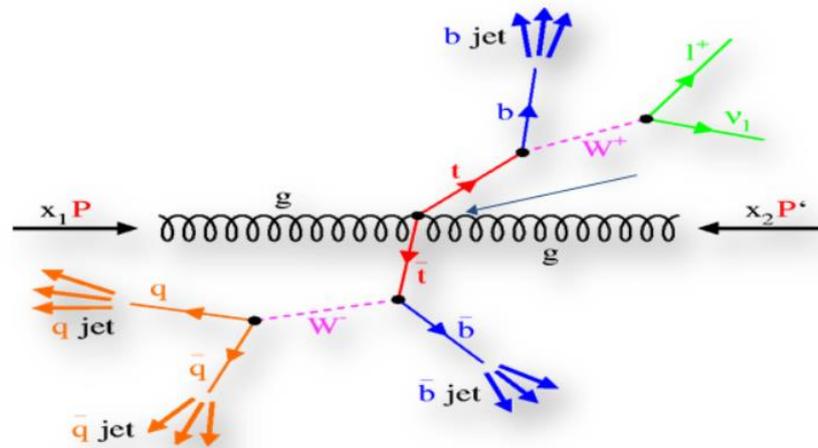


Figura 3. 9: Producción y desintegración del quark top.

El quark top se desintegra la mayor parte de las veces (95.7%) dando lugar a un bosón  $W$  y un quark  $b$ . A su vez el  $W$  se puede desintegrar produciendo un par quark-antiquark o produciendo un par leptón-neutrino. Para el proceso  $t\bar{t}$  tenemos entonces tres canales de desintegración diferentes: el dileptónico con una proporción de  $1/9$ , cuando los dos  $W$  decaen a leptón-neutrino; el semileptónico con una proporción de  $4/9$ , que se da cuando un  $W$  decae a quarks y el otro a leptón-neutrino; y el hadrónico con una proporción también de  $4/9$ , cuando ambos  $W$  decaen a quarks. Normalmente a la hora de realizar un estudio se utilizan los dos primeros canales debido a la gran cantidad de fondo de quarks y gluones que tiene el canal hadrónico en el LHC al carecer de leptones en el estado final.

### 3.3. Generadores de Monte Carlo

[19] Este tipo de generadores fundamentalmente consisten en la generación de números aleatorios para un determinado proceso físico que va a tener un comportamiento que se puede ajustar por una distribución conocida (gaussiana, poissoniana, binomial, etc), entonces se realiza

una discretización del continuo y se estudia la probabilidad de que sucedan los diferentes valores posibles.

A día de hoy existen varios programas creados expresamente para simular distintos procesos que tienen lugar en el LHC, cada uno con sus ventajas e inconvenientes. A continuación vamos a tratar los diferentes generadores que vamos a utilizar a lo largo del trabajo.

### 3.3.1. PYTHIA8

[24] El generador PYTHIA es un programa estándar que permite la generación de sucesos en colisiones de alta energía entre partículas elementales, fallando a partir de energías en centro de masas por debajo de los 10 GeV. Es un generador de PS que consigue una simulación completa de toda la colisión a LO, pero se puede conseguir una eficiencia mejor si se combina con otros generadores de ME y añadiendo los efectos de hadronización según el modelo string que vimos antes.

En este trabajo utilizaremos la versión PYTHIA 8.1 que fue la primera en estar al completo en C++.

### 3.3.2. POWHEG

[25] El generador POWHEG está especializado en simulaciones de producción de quarks pesados en colisiones de hadrones. Se basa en ME por lo que necesita combinarse con otros programas especializados en PS, como PYTHIA, para tener el listado final de partículas tras las cascadas y desintegración de hadrones. POWHEG es capaz de hacer el ME, la desintegración de los quarks top y la de los consecuentes Ws con precisión NLO, y ahí coge el relevo PYTHIA que trabaja a LO, pues no hay tratamiento de PS a día de hoy a NLO.

### 3.3.3. MADGRAP5\_AMC@NLO

[26] Este programa surgió de la combinación de dos generadores anteriores, MADGRAP5 y AMC@NLO. Aprovecha las ventajas de ambos para proporcionar cálculos con precisión NLO de ME y, al igual que POWHEG, se complementa con otros generadores de PS.

La simulación de la desintegración de los tops y los Ws la hace con MadSpin, que preserva la correlación de spin en el proceso. También es capaz de tener en cuenta diagramas de Feynman adicionales donde haya  $t\bar{t}bar + jets$ , lo que se llama “multileg”. En concreto, la muestra que voy a usar en el siguiente capítulo se conoce como FxFx y tiene en cuenta  $t\bar{t}bar$ ,  $t\bar{t}bar + 1 jet$  y  $t\bar{t}bar + 2 jets$  a NLO y se combina después con los algoritmos de Matching a través de PYTHIA teniendo en cuenta los duplicados.

La principal diferencia entre POWHEG y MADGRAP5\_AMC@NLO es que el primero únicamente tiene en cuenta el diagrama del proceso  $pp \rightarrow t\bar{t}$  mientras que el otro tiene en cuenta

también procesos  $pp \rightarrow t\bar{t} + 1 \text{ ó } 2 \text{ jets}$ . Esto hace que POWHEG realice los cálculos de manera más rápida y que sea más preciso en el proceso  $pp \rightarrow t\bar{t}$  pero no contempla ninguno más, por otro lado MADGRAP5\_AMC@NLO sí que tiene en cuenta procesos con uno o dos jets pero sus cálculos son más lentos.

### 3.4. Simulación del detector

[27] Una vez generados los sucesos con los simuladores que hemos vistos, lo siguiente que hay que hacer es ver como se observan en el detector estos sucesos. Para ello se utiliza el software GEANT4 que permite simular el paso de las partículas a través de los distintos materiales del detector y las deposiciones de energía en cada uno de los subdetectores. Además, también simula la respuesta electrónica del detector desde la salida de la señal de los subdetectores por el paso de las partículas hasta su transformación en información (bits) y la correspondiente reconstrucción (apartado 3.5), lo que se conoce como digitalización. Este software se utiliza en la “simulación completa” que compararemos en el próximo capítulo con la “simulación rápida”, por ello me parece interesante comentar ahora alguna de sus características y diferencias.

La **simulación completa** (full simulation) usa de base el software GEANT4 que acabamos de comentar y tiene en cuenta toda la geometría detallada de CMS, incluidas las eficiencias y el alineamiento de los subdetectores. Simula también el efecto de las interacciones múltiples por cruces de haces y la superposición de eventos (Pile-Up).

[29] La **simulación rápida** (fast simulation) del detector CMS es un programa orientado a objetos escrito en C++ y dirigido por archivos de configuración de Python. Es necesaria porque consigue una respuesta más rápida que la simulación completa, pero para ello tiene que hacer una serie de aproximaciones. Las únicas interacciones que simula son: bremsstrahlung, conversión de fotones, scattering, pérdida de energía por ionización, interacciones nucleares y cascadas de fotones, electrones y hadrones. Los primeros cinco procesos se simulan para las partículas que atraviesan el Detector de Trazas mientras que el último se parametriza en el Calorímetro Electromagnético y el Calorímetro Hadrónico. Por otro lado, los muones se propagan a través del Detector de Trazas, los calorímetros y las cámaras de muones teniendo en cuenta efectos de scattering y pérdida de energía por ionización.

Otra aproximación importante que hace la simulación rápida es una simplificación de la geometría del Detector de Trazas. Supone que está formado por varios cilindros delgados anidados que representan las capas sensibles de los detectores de píxeles y tiras, intercalados con cilindros no instrumentados con material muerto (cables, soporte, etc.). También supone que el material del que está hecho es silicio puro y que se distribuye uniformemente sobre cada cilindro, teniendo en cuenta el grosor de cada capa para reproducir la cantidad de material visto por las partículas que lo atraviesan y las interacciones que sufren con él.

Una comparación de la estructura que utiliza cada simulación se puede ver a continuación:

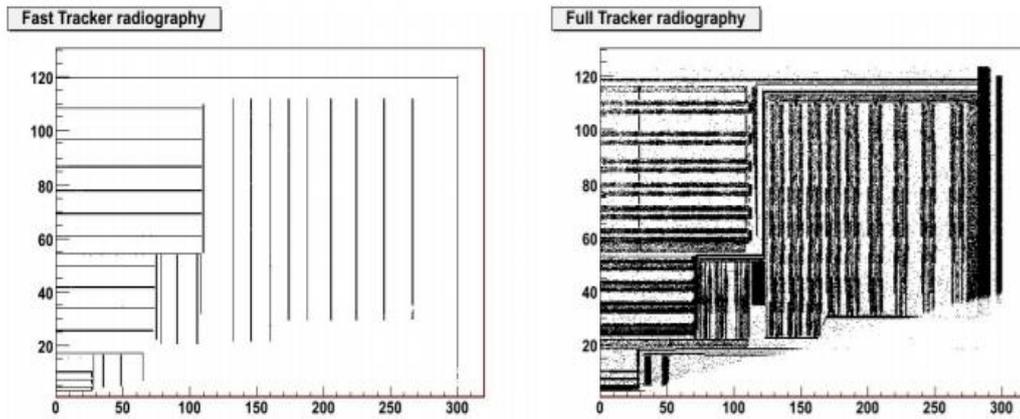


Figura 3. 10: Geometría del Detector de Trazas en el plano transversal ( $r$ - $z$ ) para la simulación rápida (izquierda) y la simulación completa (derecha). Tomada de [29]

Esto va a hacer que encontremos diferencias a la hora de analizar hits. Mientras que en la simulación completa cada hit simulado se convierte con cierta eficiencia en un hit reconstruido con su correspondiente posición y resolución para poder encontrar las posibles trayectorias que ha seguido la partícula, la simulación rápida para ahorrar tiempo de ejecución utiliza la “verdad de Monte Carlo” que consiste en verificar antes que al menos una combinación de impactos asociados a una partícula cargada cumple los criterios de selección iniciales, esto hace que no se realice ningún reconocimiento de patrón real por lo que no hay pistas falsas. También hay discrepancias en la eficiencia utilizada, generalmente más alta en la simulación rápida. Otra aproximación que hace es no combinar dos hits simulados en la misma posición en un solo hit reconstruido, esto hace que jets con alto  $p_T$  que dejan gran densidad de energía en su trayectoria no sean bien simulados.

Otra aproximación de la simulación rápida es que asume que todos los hadrones son piones (tipo de hadrón más numeroso que se produce en una colisión protón-protón por ser el más ligero).

La simulación en los demás subdetectores de CMS es similar en ambas simulaciones, con pequeñas discrepancias pero que no influyen demasiado a la hora de la reconstrucción de trayectorias.

Con todo ello el tiempo de actuación en segundos por evento para la producción de  $t\bar{t}$  a 13 TeV utilizando los mismos eventos a nivel de generación se recoge en la siguiente tabla (datos de 2012, a día de hoy el tiempo de la simulación rápida se ha reducido):

Step	Full, no PU	Fast, no PU	Full, PU 2012	Fast, PU 2012
Generator (PYTHIA)	0.02	same	same	same
Detector simulation	88	0.20	same as no PU	0.88
Digitization	0.7	0.24	3.2	0.30
Reconstruction	1.9	1.2	10.6	2.8

Tabla 1: Tiempo de computación para simulación completa y rápida cuando no se tiene en cuenta el Pile-Up y cuando sí. Tomada de [29]

Se comprueba que en general, siempre el tiempo es mayor para la simulación completa, notándose esta diferencia sobre todo en el tiempo de simulación del detector debido a todas las aproximaciones de la geometría del detector que hace la simulación rápida que hemos comentado.

Hacer muestras con cualquiera de los generadores que hemos visto supone un coste computacional muy grande: un suceso de MADGRAP5\_AMC@NLO requiere un par de segundos de CPU frente a menos de un segundo de POWHEG y si a esto le sumamos lo de la tabla 1 se llega casi a dos minutos para simulación completa). Si luego lo almacenamos en disco, aproximadamente un suceso completo ocupa 1 MB. Además, la estadística simulada debería de ser idealmente 10 veces la real para evitar problemas; si tenemos en cuenta la luminosidad del detector (figura 2.2) y el Pile Up (figura 2.14) al final se espera acumular sobre  $160 \text{ fb}^{-1}$ , lo que en CMS implica 100 millones de sucesos  $t\bar{t}$  reales. Por todo ello es necesario contar con la simulación rápida, para crear muestras simuladas de manera mucho menos lenta y con menor coste de memoria y de CPU.

### 3.5. Reconstrucción de observables físicos

La capacidad de CMS para una reconstrucción eficiente y precisa de los objetos físicos observables es un aspecto clave para cualquier medida que se quiera realizar o para la búsqueda de nueva física.

Seguidamente comentaremos brevemente como se reconstruyen las partículas más relevantes en nuestro proceso.

#### 3.5.1. Muones

[39] La identificación y reconstrucción de muones se lleva a cabo esencialmente a partir del Detector de Trazas y de las cámaras de muones. La reconstrucción es diferente en los dos tipos de muones que vimos en el capítulo anterior:

- Global Muons: primero se identifica el muón aislado por las señales que deja en los subsistemas de las cámaras de muones y se unen formando una traza. Si se encuentra otra traza en el Detector de Trazas que se corresponda con la anterior, ambas se ajustan formando una trayectoria global.

- Tracker Muons: considera todas las trazas del Detector de Trazas con un momento transverso superior a 0.5 GeV/c y momento total superior a 2.5 GeV/c como posibles muones y son extrapoladas a las cámaras de muones si se encuentra al menos un hit en la primera de las cámaras.

Para valores de momento transverso elevado ( $p_T \geq 200$  GeV/c) la reconstrucción global tiene mejor resolución, sin embargo, para valores de momento bajos ( $p_T < 5$  GeV/c) la reconstrucción de Tracker Muons funciona mejor porque requiere solamente un hit en las cámaras de muones mientras que para Global Muons se exigen dos hits mínimo.

### 3.5.2. Electrones

[40] En el caso de los electrones, la información se recoge del Detector de Trazas y del Calorímetro Electromagnético. Primero se seleccionan los supercúmulos de energía depositada en el Calorímetro Electromagnético, exigiendo cortes en  $E_T$  y  $p_T$ , a partir de un algoritmo que tiene en cuenta su anchura en la coordenada  $\eta$  y su difusión en  $\phi$  debida al campo magnético. Luego estos supercúmulos se enlazan con las señales recogidas en el Detector de Trazas reconstruyéndose así la traza del electrón.

### 3.5.3. Jets

[41] [42] Los jets son objetos más complejos de reconstruir ya que están formados por la unión de varias trazas de partículas que se han desintegrado. Vamos a comentar tres tipos de jets que se reconstruyen en CMS de forma muy breve:

- Jets del calorímetro: se reconstruyen relacionando geoméricamente las deposiciones de energía en los subsistemas de los calorímetros. Para eliminar la contribución de Pile-Up solamente se consideran jets con  $E_T < 0.3$  GeV.
- Jet-Plus-Track: primero se reconstruyen como los anteriores y luego se les asocia una trayectoria en el Detector de Trazas, mejorando así la resolución y el cálculo del momento transverso.
- Particle-Flow: es el algoritmo de reconstrucción más avanzado y potente de CMS. Combina información de todos los detectores, utilizando todas las trazas y deposiciones de energía para identificar y reconstruir todas las partículas de un suceso, en nuestro caso de un jet, con la mejor resolución posible. En CMS el 99% de los jets se reconstruyen utilizando este método.

También es importante en nuestro proceso el etiquetado de los quarks  $b$ , para ello se utilizan numerosos algoritmos complejos basados en la posición del vértice secundario, el parámetro de impacto de las trazas ( $d_o$  de la figura 2.16) y el momento transverso.

### 3.5.4. Energía transversa faltante (MET)

[43] Ya hemos visto que las partículas neutras, como los neutrinos, atraviesan el detector sin producir ninguna señal. El valor de MET es calculado como el opuesto de la suma vectorial de todas las componentes del momento transverso de las partículas en el estado final reconstruidas.

Al igual que para los jets, se utilizan tres algoritmos principales: *CaloMET* si se utiliza información de los calorímetros, *tcMET* si combina dicha información con la de Detector de Trazas para mejorar el  $p_T$  y *PFMET* si utiliza reconstrucción Particle-Flow, mejorando aún más la resolución del  $p_T$ .

# Capítulo 4

## Comparación de modelización del proceso $t\bar{t}$

Una vez introducida la teoría vamos a pasar a la parte experimental. Estudiaremos el proceso de producción de pares  $t\bar{t}$  en CMS a una energía en centro de masas  $\sqrt{s} = 13$  TeV.

Este capítulo está dividido en tres partes: primero haremos una comparación de magnitudes reconstruidas tras la simulación con PYTHIA para condiciones realistas del detector frente a condiciones ideales; a continuación compararemos magnitudes reconstruidas a partir de una simulación rápida con magnitudes reconstruidas a partir de una simulación completa; y por último compararemos los generadores POWHEG, MADGRAP5\_AMC@NLO y PYTHIA8.

Las comparaciones las haremos utilizando la herramienta web DQM (Data Quality Monitoring) [34] de CMS, en la que se han cargado las muestras que vamos a necesitar. Entre los cientos de gráficas que aparecen, veremos qué magnitudes son más relevantes y cuáles muestran diferencias estadísticamente significativas para implementarlas luego con ROOT [37], que permite hacer gráficos más completos y no tiene tantas limitaciones como DQM.

Todas las gráficas que van a aparecer están escaladas para poder realizar una mejor comparación ya que no todas las muestras cuentan con la misma cantidad finita de sucesos totales. Por otro lado, en la parte inferior de las figuras aparecerá el cociente entre la distribución de referencia (en rojo) y las restantes, así como sus respectivas bandas de error para indicar si las entradas se encuentran dentro de sus correspondientes incertidumbres o no.

### 4.1. Condiciones ideales Vs. Condiciones realistas

Comenzaremos comparando dos muestras generadas con PYTHIA, una de ellas supone unas condiciones del detector ideales y la otra supone unas condiciones más realistas.

La idealista tiene en cuenta las siguientes pautas, entre otras:

- Alineamiento perfecto de los subdetectores
- Eficiencia y precisión de diseño
- Se usa la geometría de diseño del detector, con todos los subdetectores activos (sin fallos)
- Calibraciones de los subdetectores perfectamente conocidas

Mientras que la realista supone unas características, como su nombre indica, más cercanas a la realidad del detector que conocemos y hemos introducido en el Capítulo 2. Por tanto las condiciones ideales nos darían una cota superior del rendimiento del detector.

#### 4.1.1. Muones

Comenzaremos analizando las diferencias encontradas entre estas dos simulaciones en procesos de producción de pares top-antitop en los que aparecen muones. Este observable físico es muy relevante ya que aparece en el canal principal de desintegración de los quarks top (canal leptónico) y es mucho más fácil de detectar que los quarks.

En el Capítulo 2 vimos que un muón atravesaba todo el detector (figura 2.13), por ello va a dejar señal en las capas de todos los subdetectores de CMS, siendo mejor la medida de la trayectoria cuanto más número de capas (layers) haya atravesado.

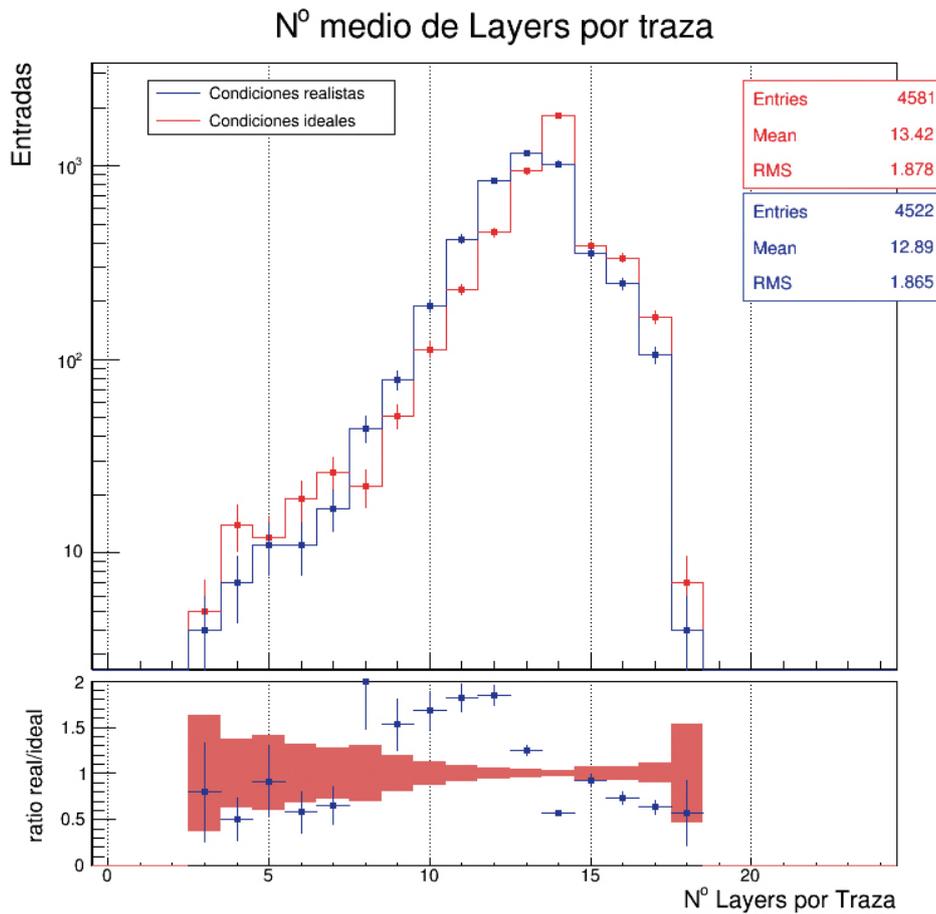


Figura 4. 1: Número de capas atravesadas por cada muón

El valor medio de capas atravesadas del detector por cada trayectoria de un muón es mayor cuando tenemos condiciones ideales, y en torno a ese valor se observan discrepancias que no entran dentro del rango de incertidumbre aceptable. Esto puede deberse a numerosas razones como que en la realidad algún muón poco energético podría no dejar señal en alguna de las capas,

a que pasara justo entre dos subsistemas de la capa y no fuera detectado o a que alguno de estos subsistemas no funcionara correctamente.

Ahora vamos a representar el número medio de capas atravesadas en función de  $\eta$  y  $\phi$ :

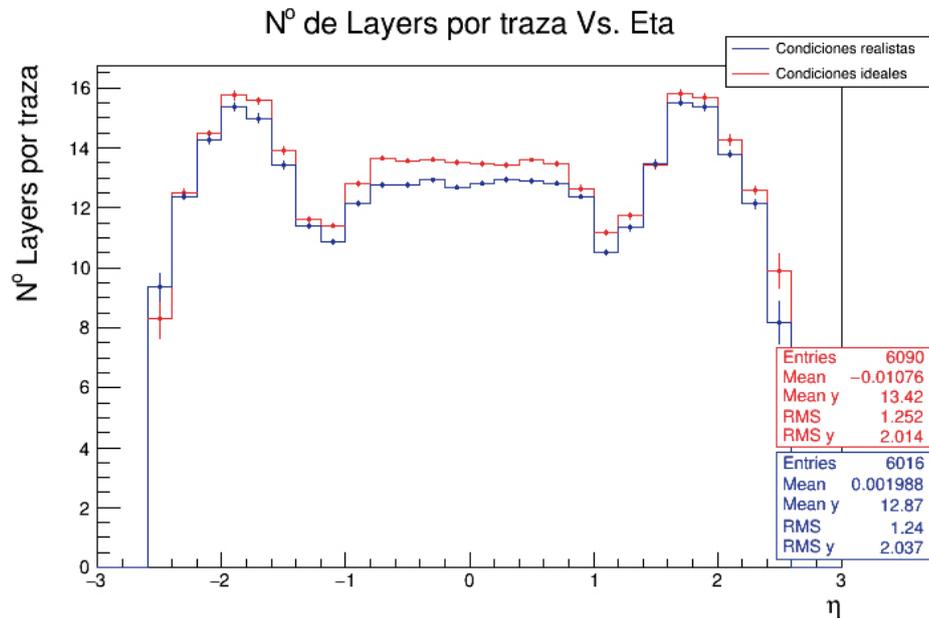


Figura 4. 2: Número medio de capas atravesadas por cada muón en función de la pseudorapidez

Ambas distribuciones tienen la forma esperada, con más capas atravesadas en la zona de EndCaps ( $1.4 < |\eta| < 2.4$ ) ya que aquí el muón recorre más camino, y menos en el área en el que solapan la zona de barrel con las EndCaps ( $1 < |\eta| < 1.4$ ). En general, en toda la geometría del detector se observan más capas atravesadas por muón en la simulación ideal.

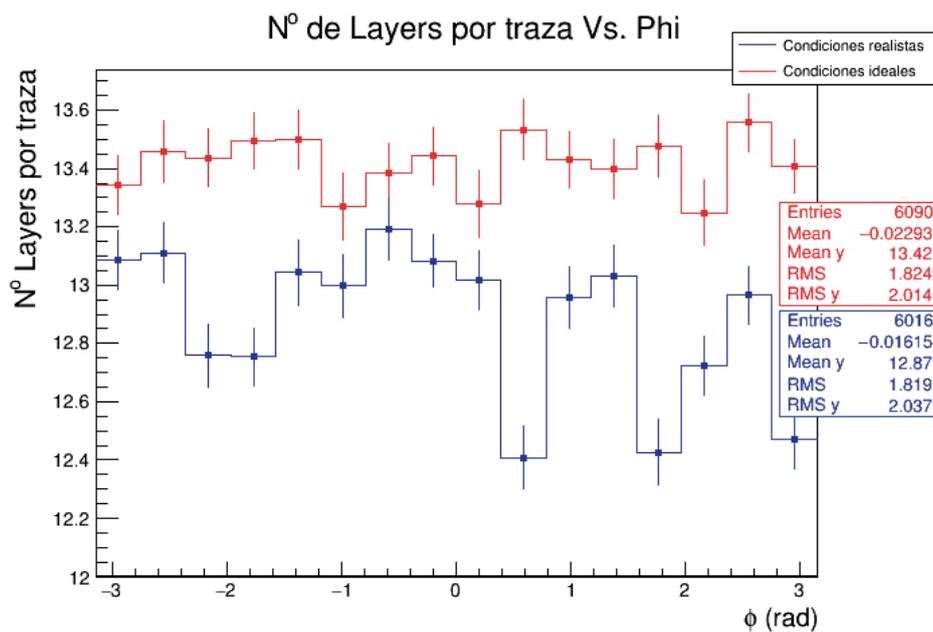


Figura 4. 3: Número medio de capas atravesadas por cada muón en función de Phi

Otra vez queda comprobado que la simulación con condiciones ideales encuentra más capas atravesadas por muones que la simulación con condiciones realistas. Se esperaría un valor más o menos constante en todo el ángulo porque los muones pueden salir en cualquier dirección con igual probabilidad.

Ahora vamos a ver qué ocurre en el punto de colisión de los protones:

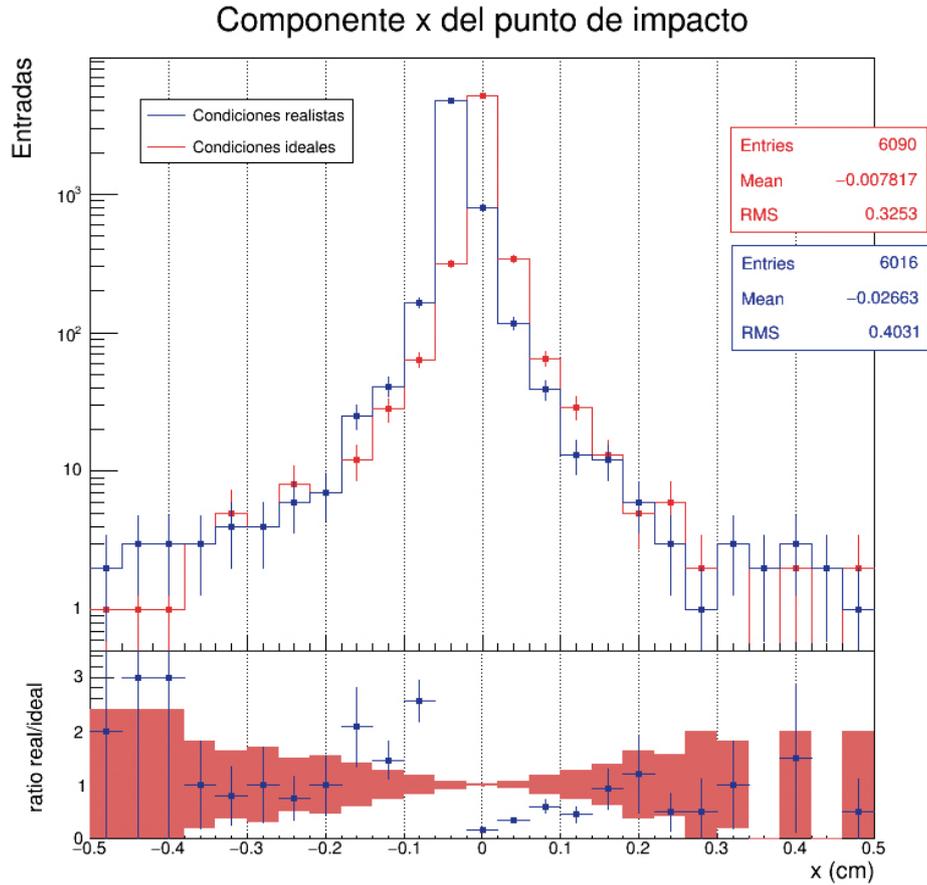


Figura 4. 4: Coordenada x del punto de impacto

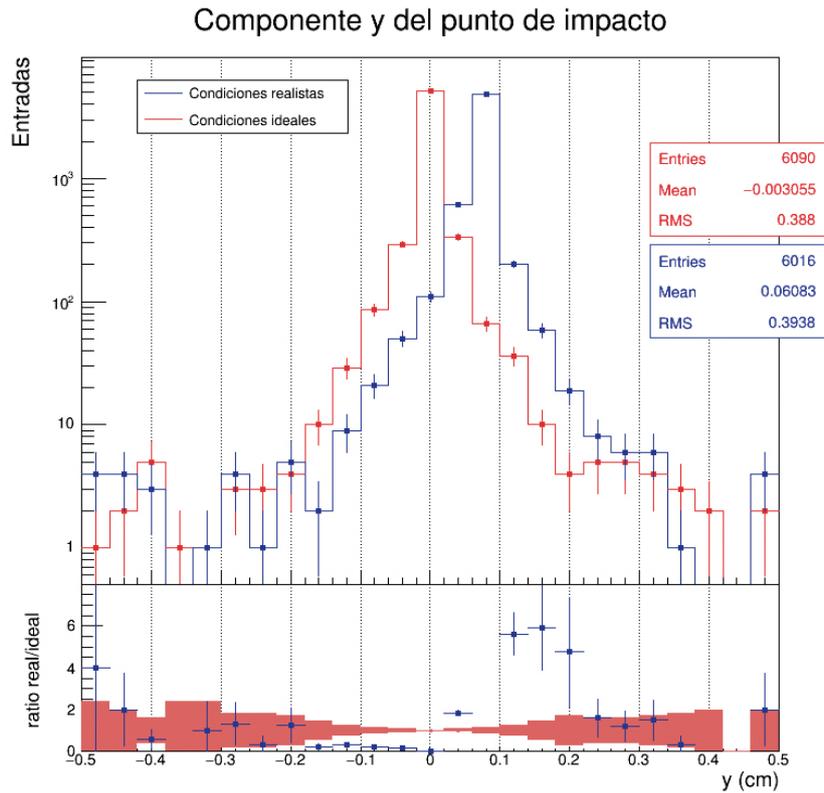


Figura 4. 5: Coordenada y del punto de impacto.

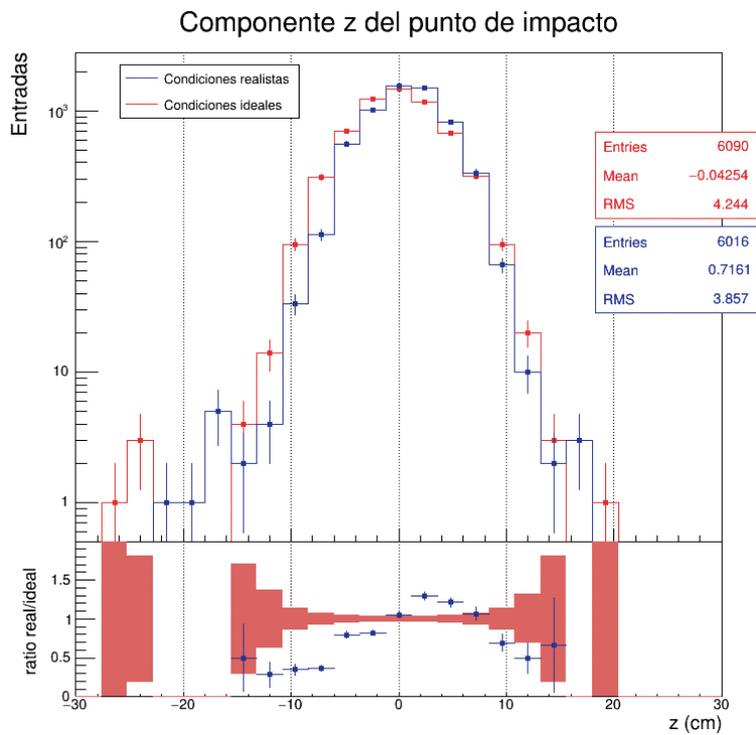


Figura 4. 6: Coordenada z del punto de impacto.

Lo que está representado en estos tres gráficos son las coordenadas  $x, y, z$  de la primera posición extrapolada del muón después de la colisión de los protones. En unas condiciones ideales este punto sería el  $(0, 0, 0)$  pero en la realidad este punto está un poco desviado del centro.

El LHC produce la colisión en torno al origen pero el enfoque depende de los cuadrupolos magnéticos.

#### 4.1.2. Electrones

Vamos a pasar ahora a otro tipo de leptones, también muy interesantes por su fácil detección y por ser uno de los principales canales de desintegración del quark top.

Fijándonos otra vez en la figura 2.13 sabemos que un electrón va a dejar señal en el Detector de Trazas y en el Calorímetro Electromagnético. Primero vamos a representar el número de hits que deja en su trayectoria:

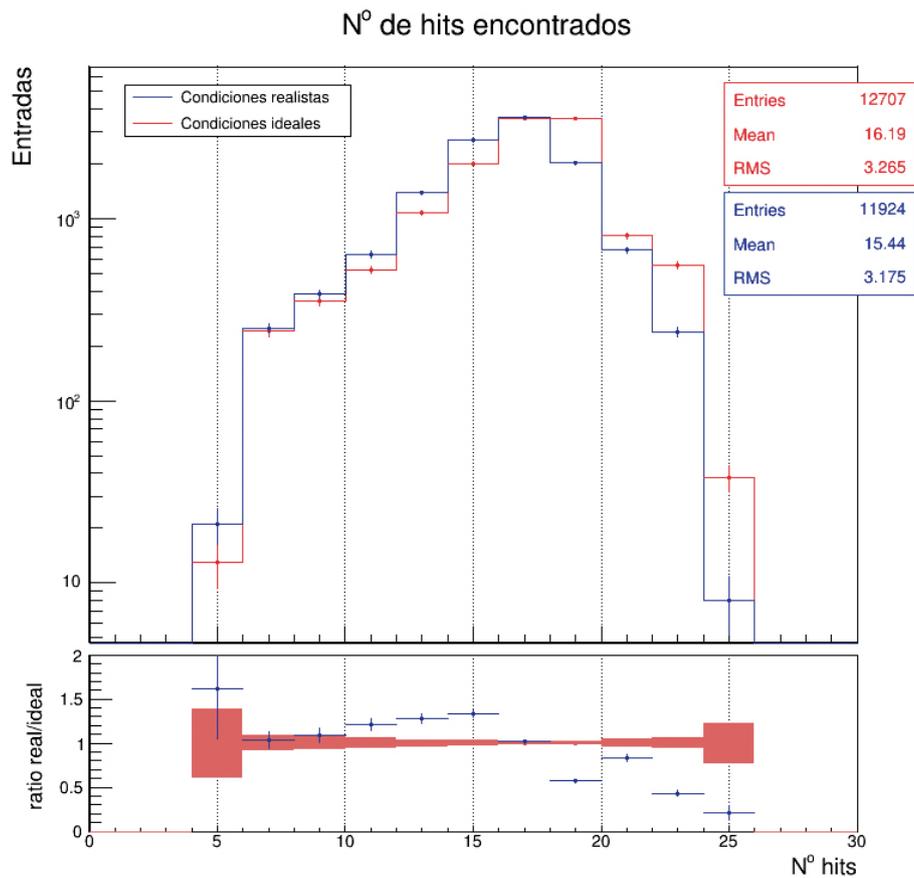


Figura 4. 7: Número de hits detectados

Se observan discrepancias entre ambas simulaciones, teniendo una media más alta de hits la simulación ideal por las mismas posibles razones que vimos antes con los muones.

Si estudiamos ahora esta variable en función de la geometría del detector:

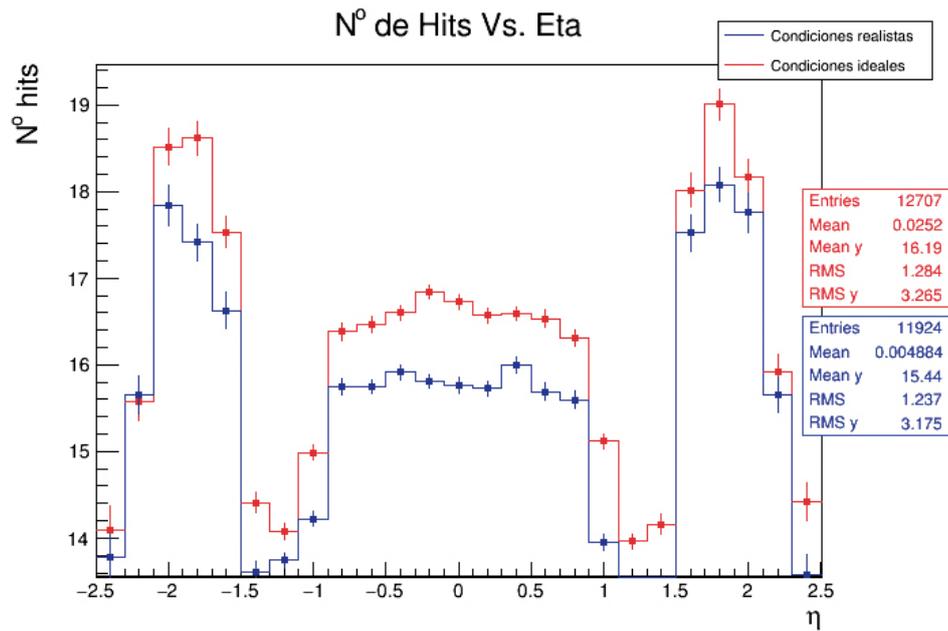


Figura 4. 8: Número de hits por electrón en función de la pseudorapidez

La distribución tiene la misma forma que la de la figura 4.2 y las razones son similares. En este caso también se encuentran más hits con las condiciones ideales que con las realistas.

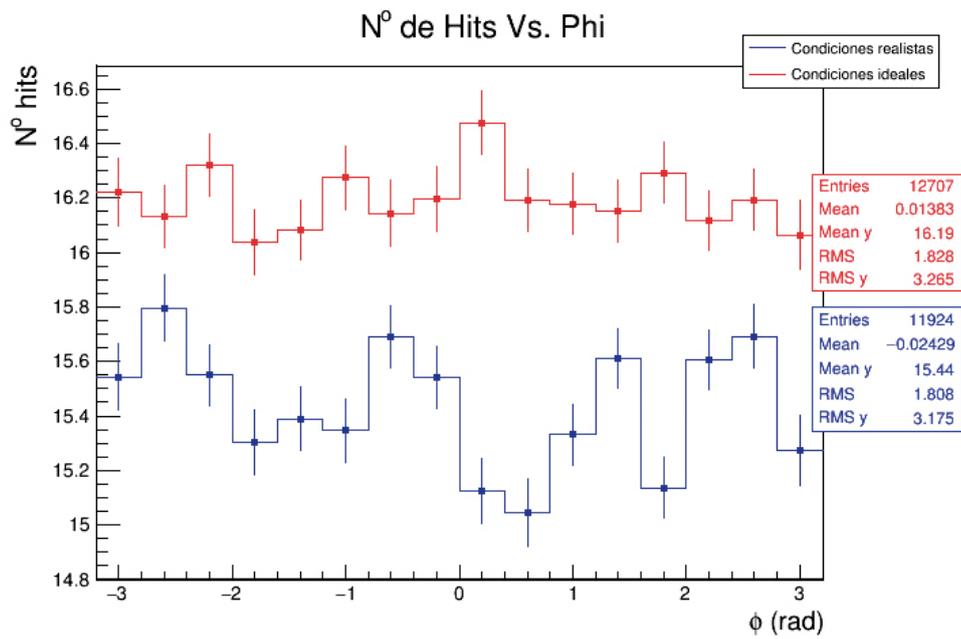
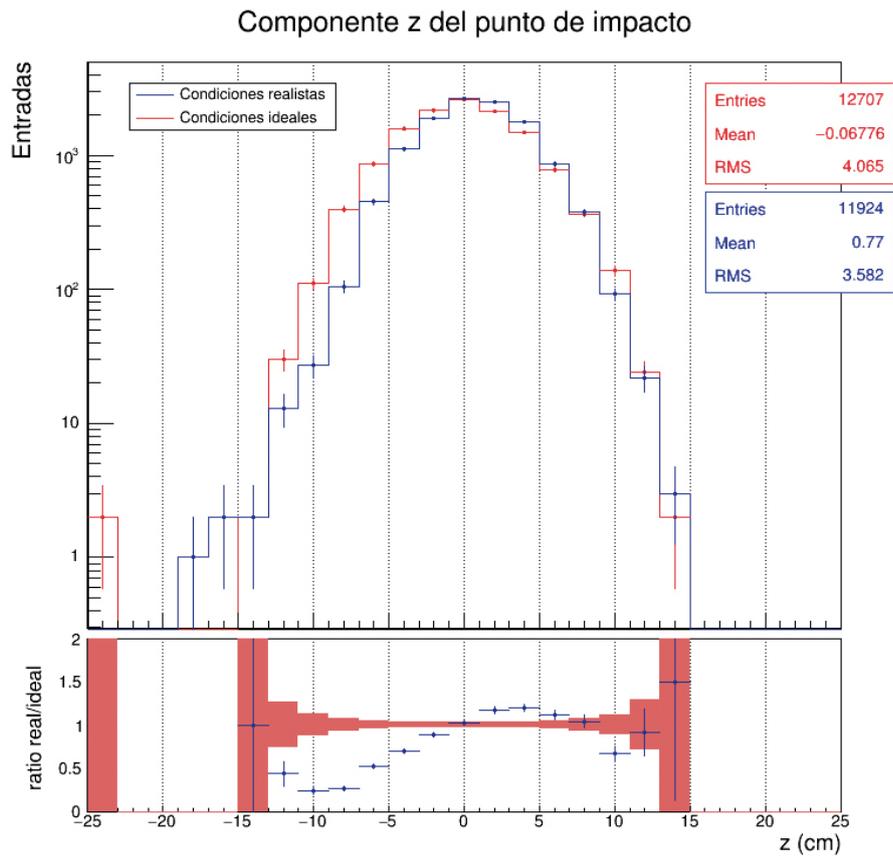


Figura 4. 9: Número de hits por electrón en función de phi

Vuelve a ser superior el número de hits en las condiciones ideales.

Represemos ahora la componente z del punto de impacto de los protones extrapolado:



*Figura 4. 10: Componente z del punto de impacto*

Al igual que para los muones, el punto de impacto reconstruido a partir de electrones detectados para las condiciones realistas se encuentra desplazado un poco hacia el eje positivo mientras que para las condiciones ideales se vuelve a encontrar en el centro casi exacto.

### 4.1.3. Jets

Aunque el canal de desintegración del W hadrónico no es el más usado debido a la cantidad de quarks y gluones que genera y a que es mucho más difícil de modelar en PYTHIA porque implica simular todos los procesos de PS, hadronización, etc, vamos a analizar jets procedentes de distintos tipos de quarks.

Representaremos el número de deposiciones de energía que dejan en el Detector de Trazas:

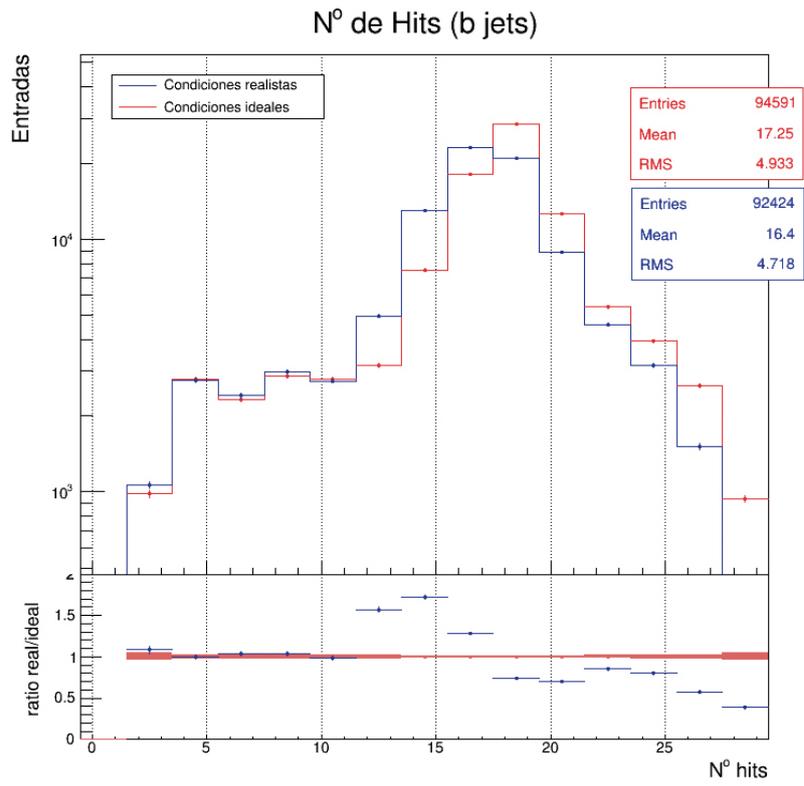


Figura 4. 11: Número de hits de un jet de quark b

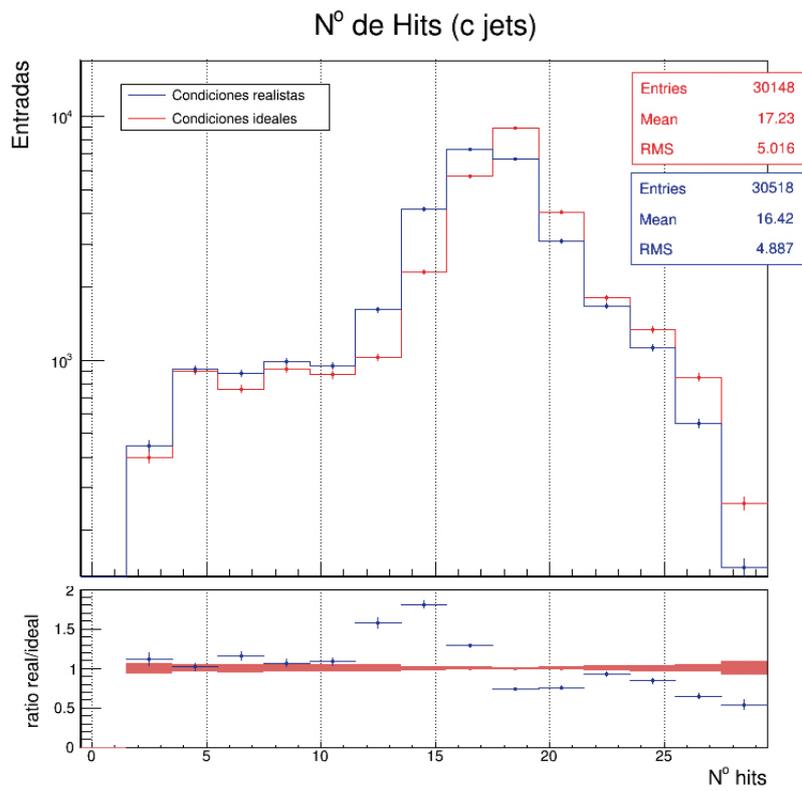


Figura 4. 12: Número de hits de un jet de quark c

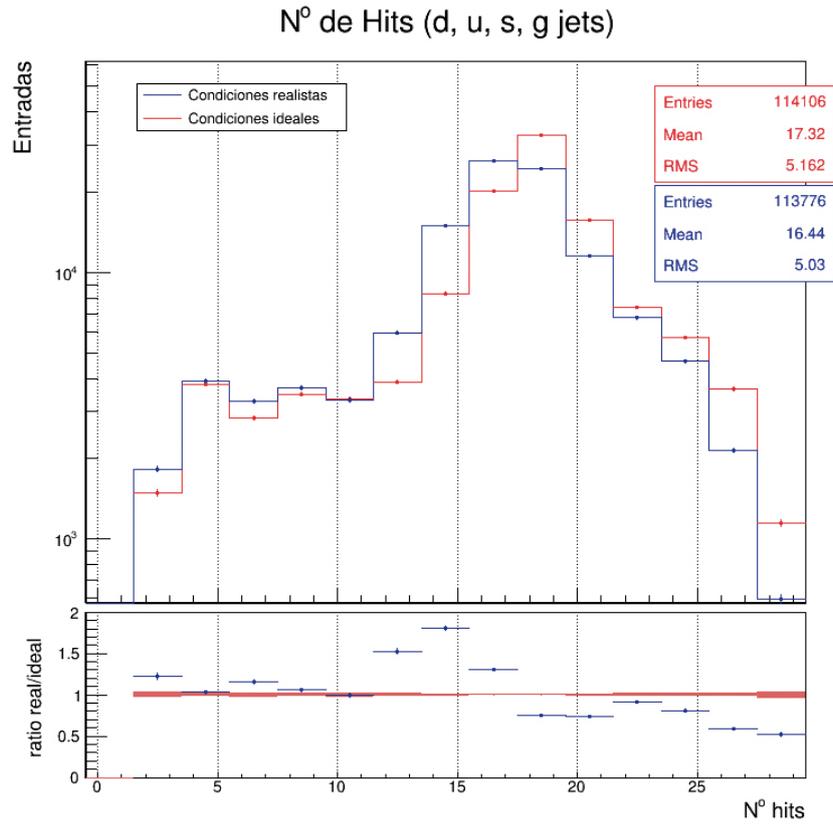


Figura 4. 13: Número de hits de un jet de quarks  $d, u, s$  o gluones

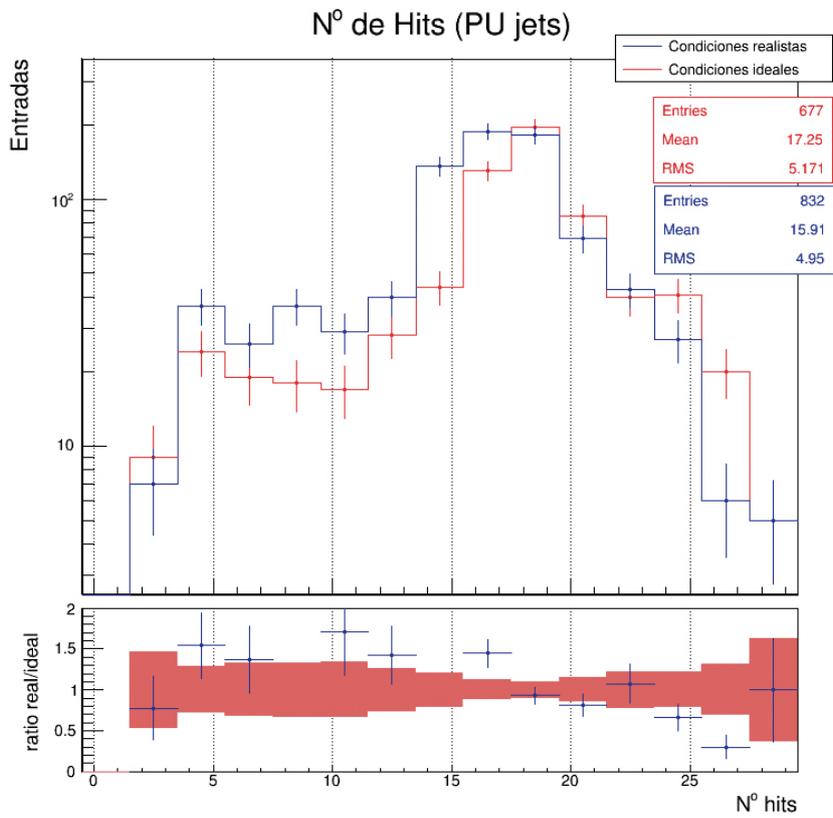


Figura 4. 14: Número de hits de un jet de Pile-Up

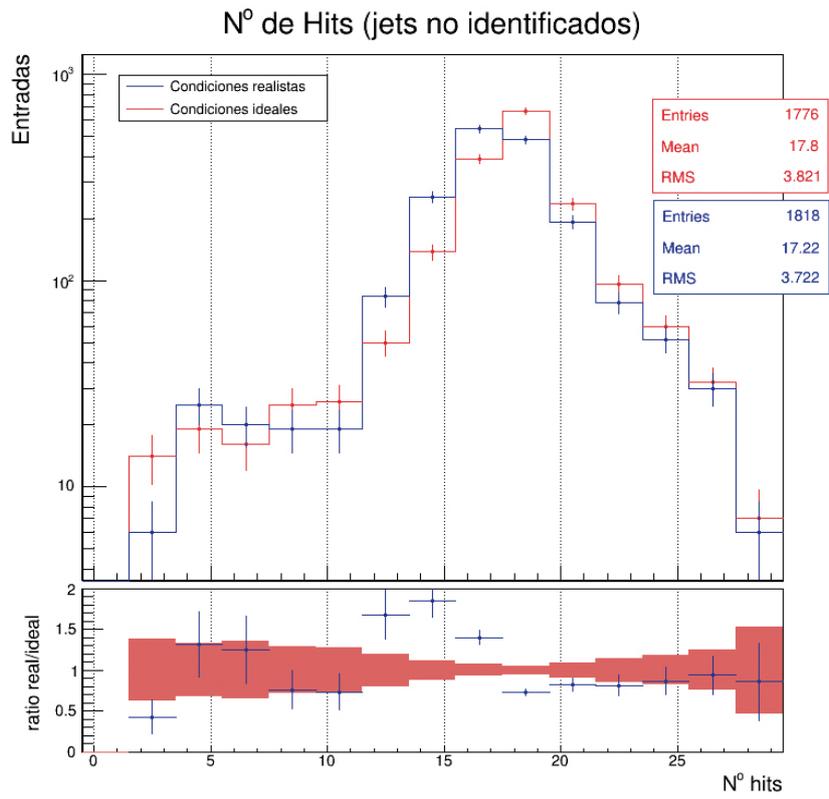


Figura 4. 15: Número de hits de un jet no identificado

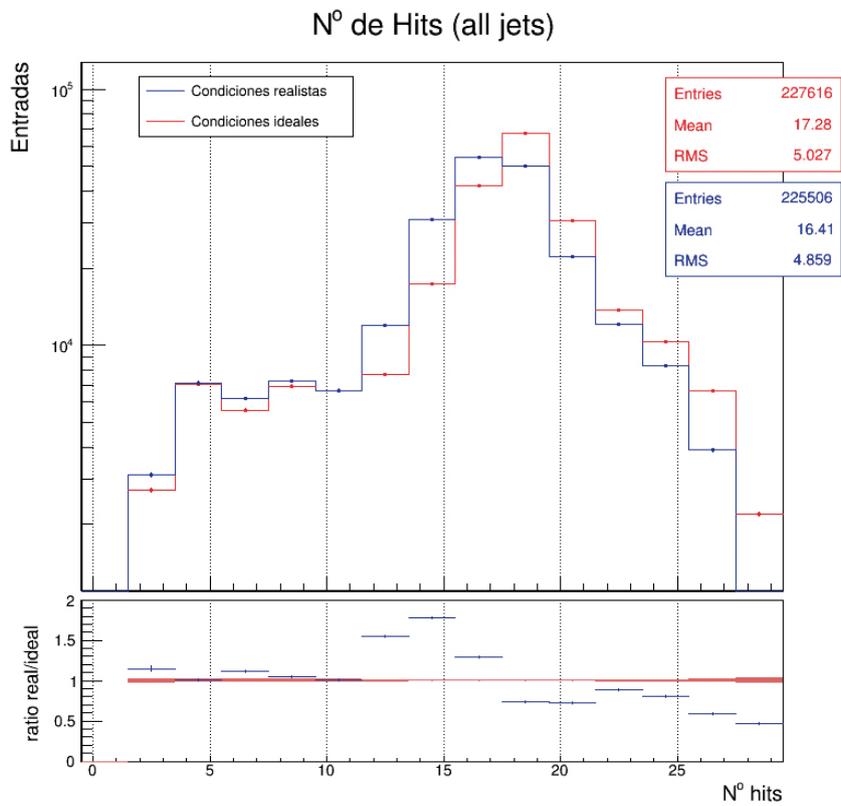


Figura 4. 16: Número de hits de un jet de cualquier tipo

Fijándonos en las 6 últimas figuras vemos que todas las distribuciones tienen la misma forma debido a que todos los jets interactúan igual, con una media en torno a 17.2 para la simulación con condiciones ideales y a 16.4 para la simulación realista. Comentar también que para los jets no identificados (jets que PYTHIA no puede relacionar con un único quark) tenemos menos estadística, por lo que casi todos los jets se pueden identificar; y que la mayor parte provienen de quarks  $b$ , lo cual era de esperar ya que estamos analizando el proceso  $t\bar{t}$  y, como vimos en el apartado 3.2., la forma más común de desintegrarse del quark top es dando un quark  $b$  más leptón-neutrino o quarks, pero siempre aparece un quark  $b$  mínimo. Aparecen jets de Pile-Up, pero muy pocos en comparación con el resto porque el Pile-Up es una interacción de bajo momento transversal (10 GeV o menos) mientras que los jets que se esperan en la desintegración de una partícula tan masiva como el quark top son de 30 GeV mínimo.

## 4.2. Simulación rápida Vs. Simulación completa

En este apartado compararemos la simulación completa con la simulación rápida. Las principales discrepancias entre estas dos simulaciones ya fueron introducidas en el punto 3.4 pero las resumiremos a continuación para que quede más claro:

- La simulación rápida tiene en cuenta menos interacciones entre partículas y de partículas con el material del detector que la simulación completa, que las contempla todas.
- La geometría del Detector de Trazas que utiliza la simulación rápida es mucho más simple.
- La eficiencia del Detector de Trazas que supone la simulación completa es realista mientras que la simulación rápida supone una eficiencia más alta.
- La simulación rápida no tiene en cuenta posibles trayectorias falsas, pero la completa sí.
- La simulación rápida toma todos los hadrones como si fueran piones, aproximación que no hace la simulación completa.

Vamos a pasar a representar los observables físicos en los que hemos encontrado más discrepancias entre ambas simulaciones con relación al proceso  $t\bar{t}$ .

### 4.2.1. Muones

Como ya vimos, tanto los muones como los electrones juegan un papel muy importante en el proceso de producción de quarks  $t\bar{t}$  ya que aparecen en sus principales canales de desintegración.

Comenzaremos analizando el número de hits que deja un muón en el Detector de Trazas que son válidas para reconstruir posteriormente la trayectoria del muón.

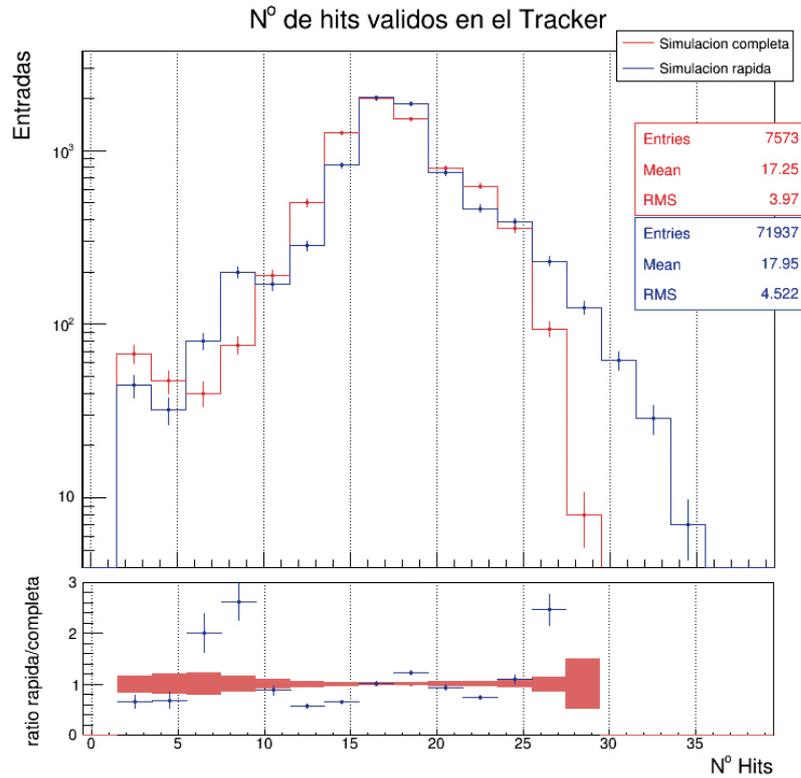


Figura 4. 17: Número de hits válidos en la trayectoria de un muón en el Detector de Trazas.

Hay más hits válidos en la simulación rápida debido a que no tiene en cuenta falsas trayectorias por lo que no todos los hits que encuentre van a ser válidos en realidad, sin embargo la simulación completa sí que encuentra falsos muones y los descarta. Aun así, la diferencia en la media de hits válidos no es muy diferente entre ambas simulaciones debido a que la fracción de falsos muones es prácticamente insignificante.

Sin embargo, si representamos la eficiencia de reconstrucción de los muones en función de su momento transversal encontramos que ambas simulaciones coinciden:

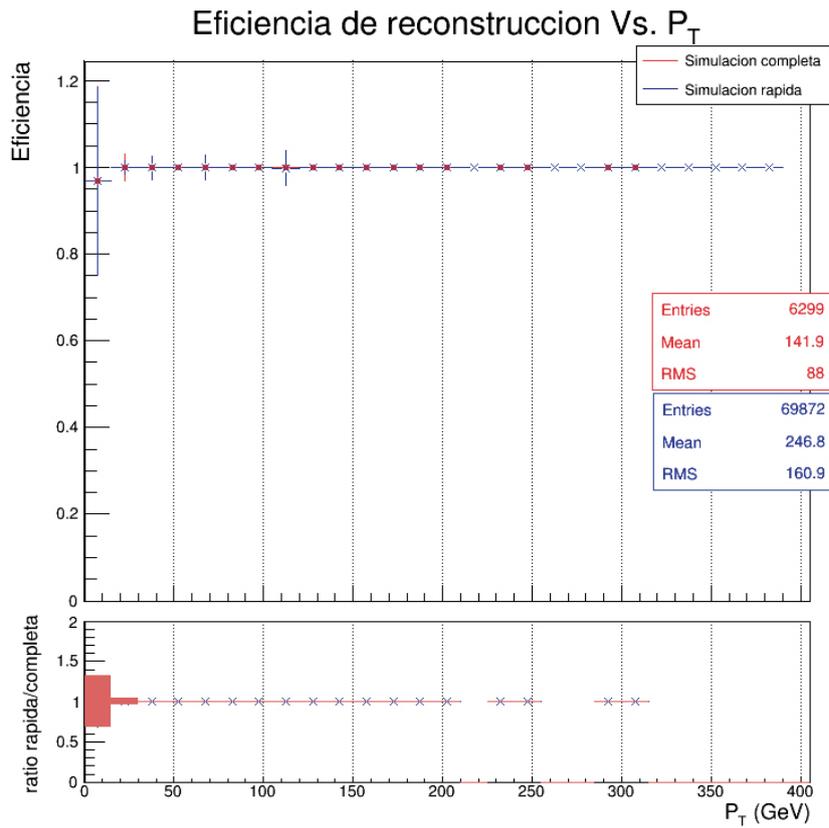


Figura 4. 18: Eficiencia de reconstrucción de la trayectoria de un muón en función de su momento transverso

Esto quiere decir que, aunque hayamos encontrado alguna discrepancia, al final ambas simulaciones coinciden bastante bien en la reconstrucción del muón, que es una magnitud muy importante.

#### 4.1.2. Electrones

La diferencia más significativa que encontramos en los electrones es el número de hits en una trayectoria:

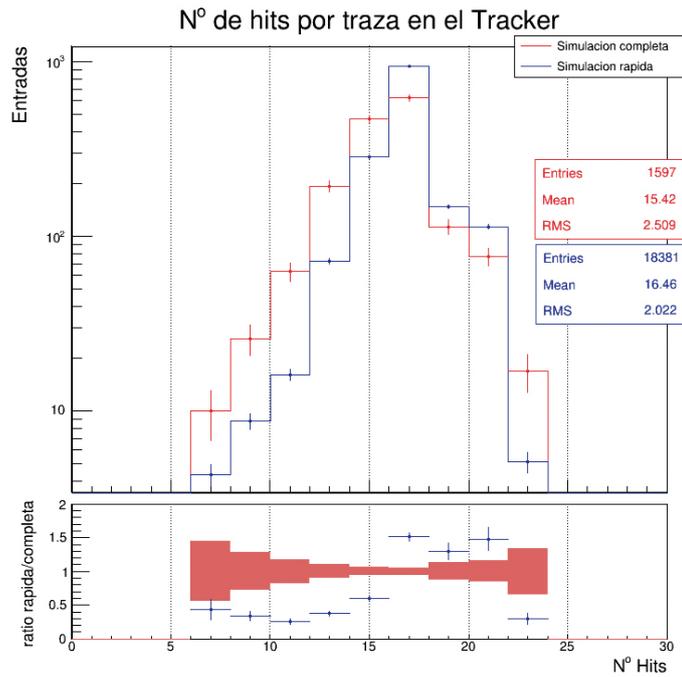


Figura 4. 19: Número de hits por cada trayectoria de un electrón en el Detector de Trazas

Volvemos a encontrar más hits en la simulación rápida debido a varias razones como las aproximaciones que hace en la geometría del Detector de Trazas que comentamos antes, a que no tiene en cuenta falsas trayectorias y a que toma una mayor eficiencia de detección.

En el resto de variables las dos simulaciones coinciden bastante bien, como por ejemplo la coordenada z del punto de impacto de los protones o el momento transversal del electrón:

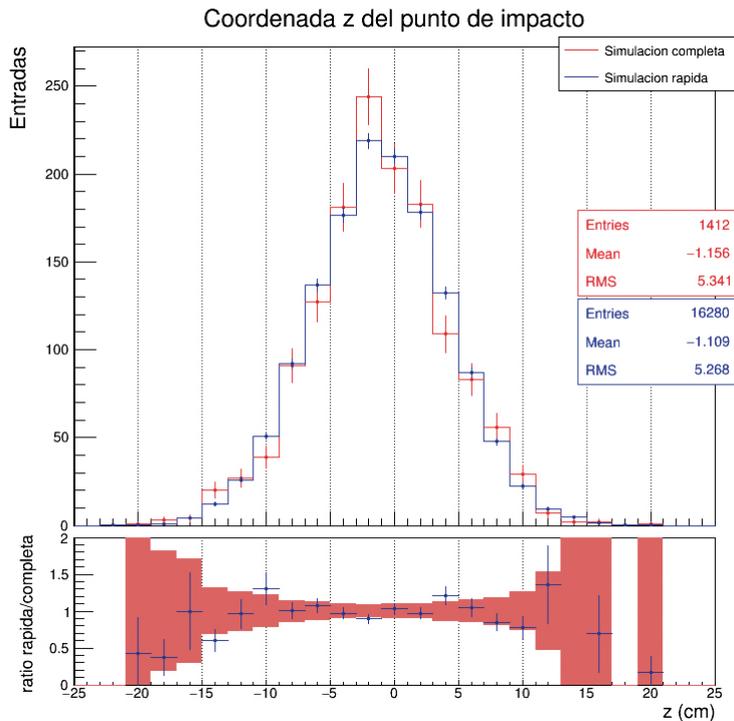


Figura 4. 20: Coordenada z extrapolada del punto de impacto de los protones

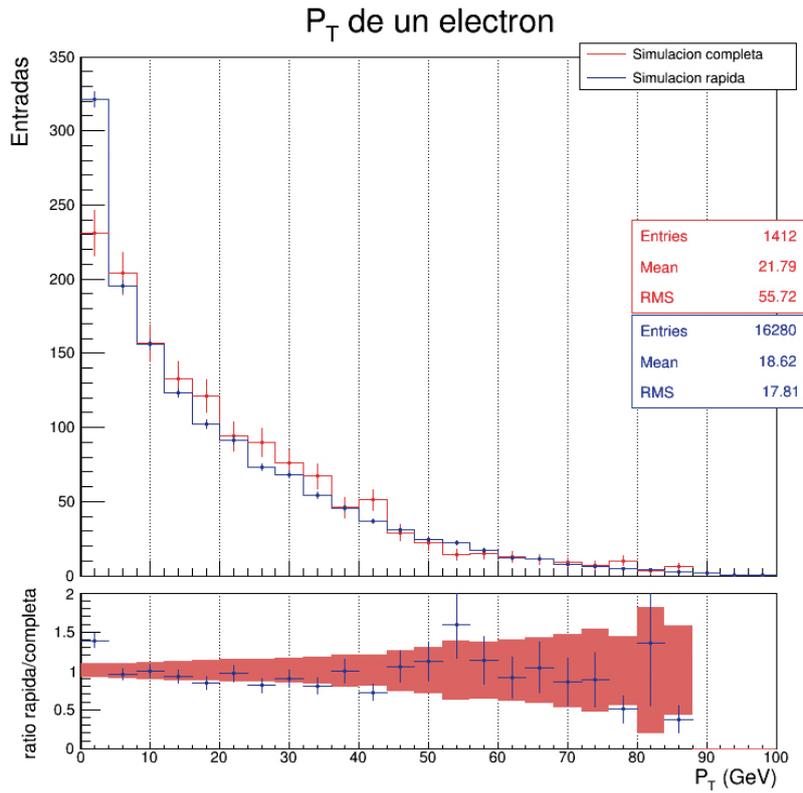


Figura 4. 21: Momento transverso de un electrón

### 4.2.3. Jets

Al igual que para la comparación de condiciones realistas frente a ideales, vamos a representar el número de hits en las trayectorias de distintos tipos de jets.

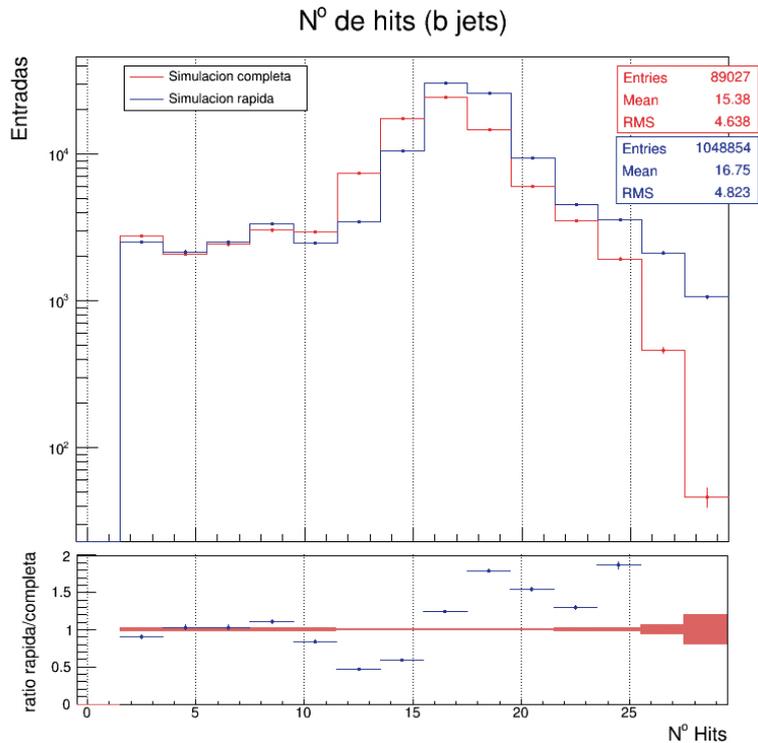


Figura 4. 22: Número de hits de un jet de quark b

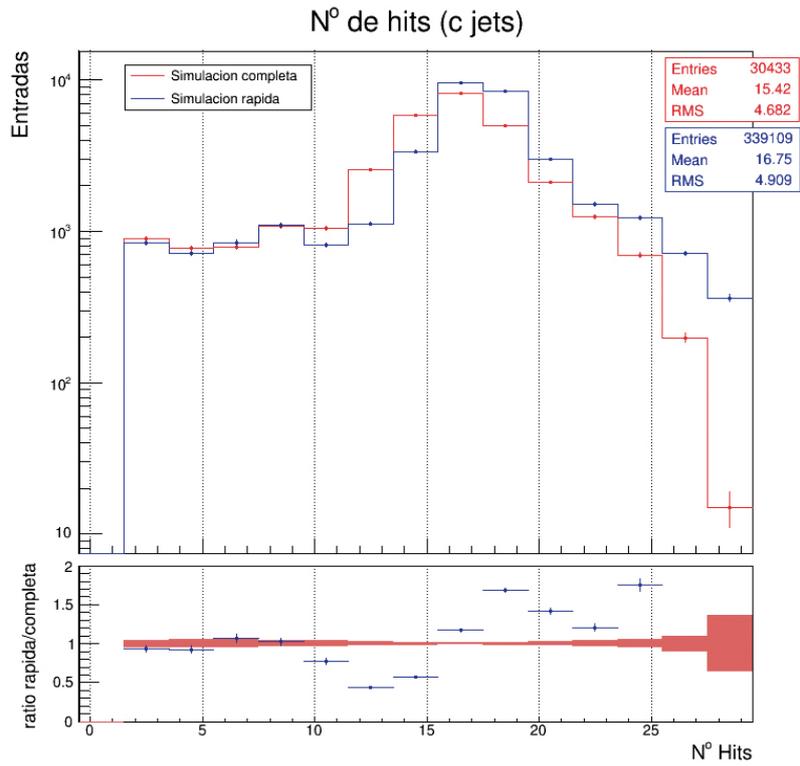


Figura 4. 23: Número de hits de un jet de quark c

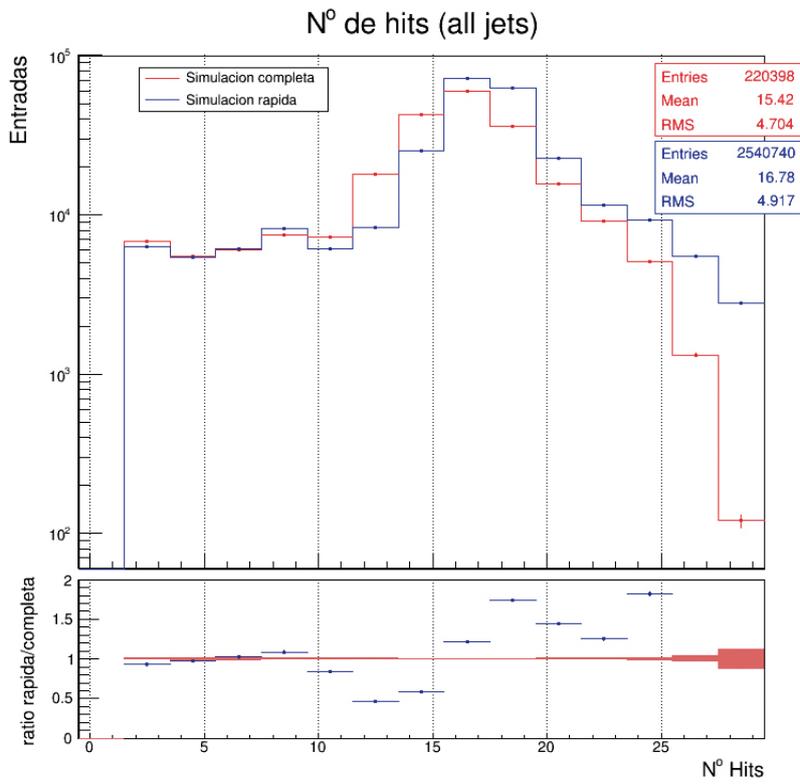


Figura 4. 24: Número de hits de un jet de cualquier tipo

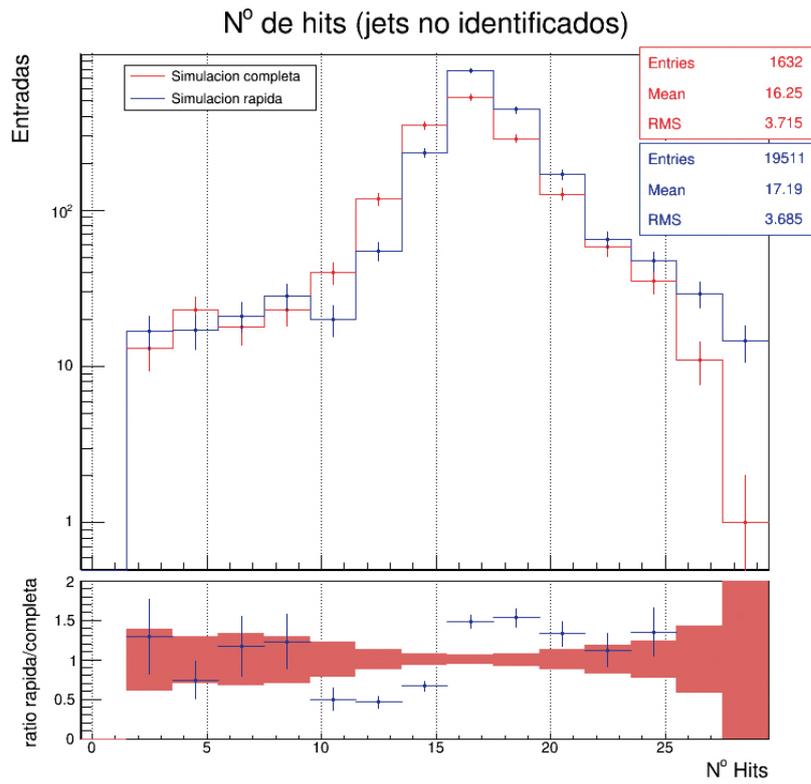


Figura 4. 25: Número de hits de un jet no identificado

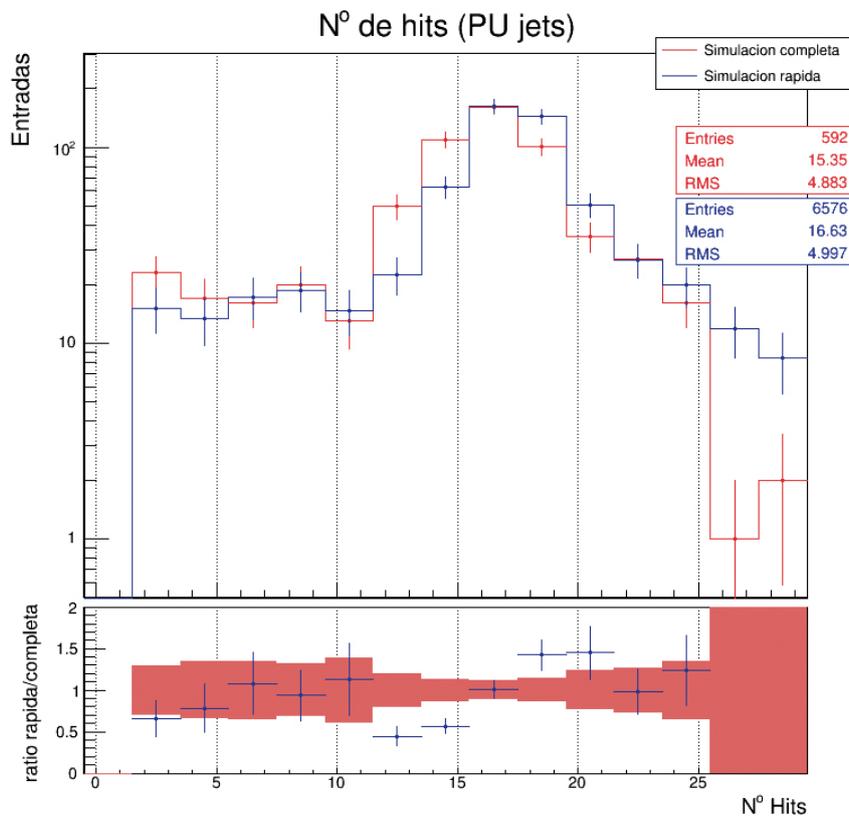


Figura 4. 26: Número de hits de un jet de Pile-Up

Las gráficas para los otros tipos de jets son similares. En todas el número de hits es mayor en la simulación rápida, con una media que oscila sobre los 16.7 hits frente a los 15.4 de la simulación completa. Esto es debido a las mismas razones que vimos para los electrones, principalmente a la aproximación en la geometría del Detector de Trazas. Además, comentar que el número de jets no identificados o de Pile-Up es mucho menor que el resto, lo cual es bueno ya que quiere decir que ambas simulaciones son capaces de relacionar la mayor parte de los jets con un quark en concreto y que no hay casi sucesos de fondo.

Una magnitud que sin embargo coincide perfectamente y que es muy importante en casi todos los estudios que se hacen en CMS es el número de jets encontrados en una colisión con momento transversal mayor de 40 GeV:

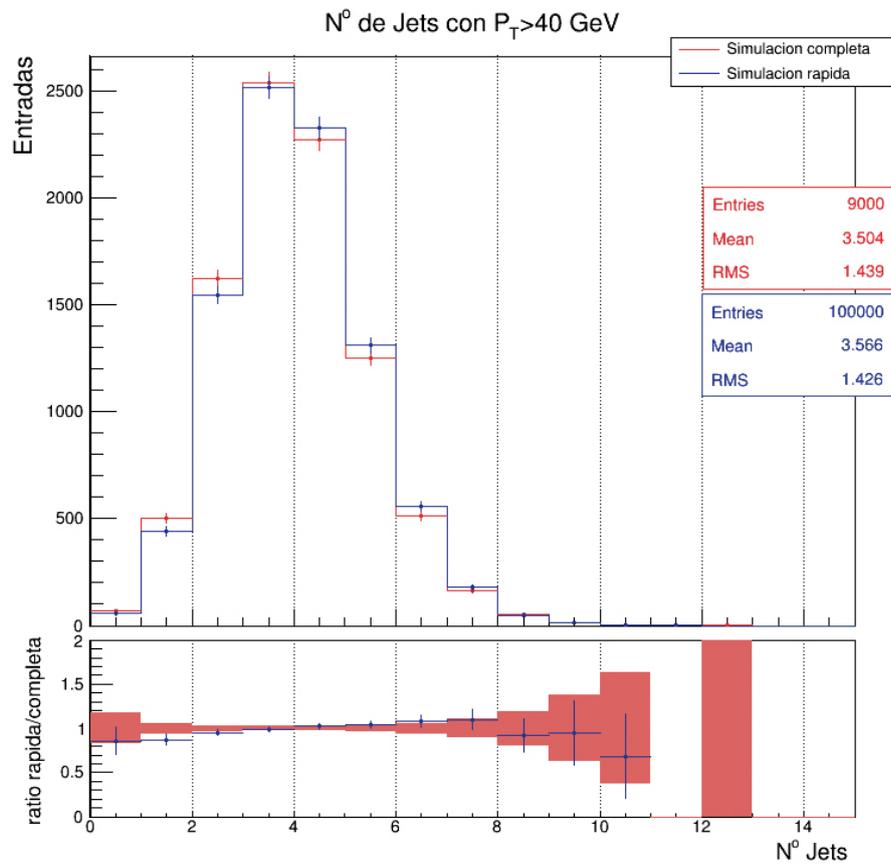


Figura 4. 27: Número de jets en un suceso con  $P_T > 40$  GeV

#### 4.2.4. MET

Recordemos que la energía transversal faltante (MET) se asocia a la “detección” de neutrinos, partícula interesante en nuestro proceso porque aparece en la desintegración del quark top por el canal leptónico y semileptónico.

Comenzaremos analizando la fracción de MET que se “detecta” en el Calorímetro Electromagnético y en el Calorímetro Hadrónico.

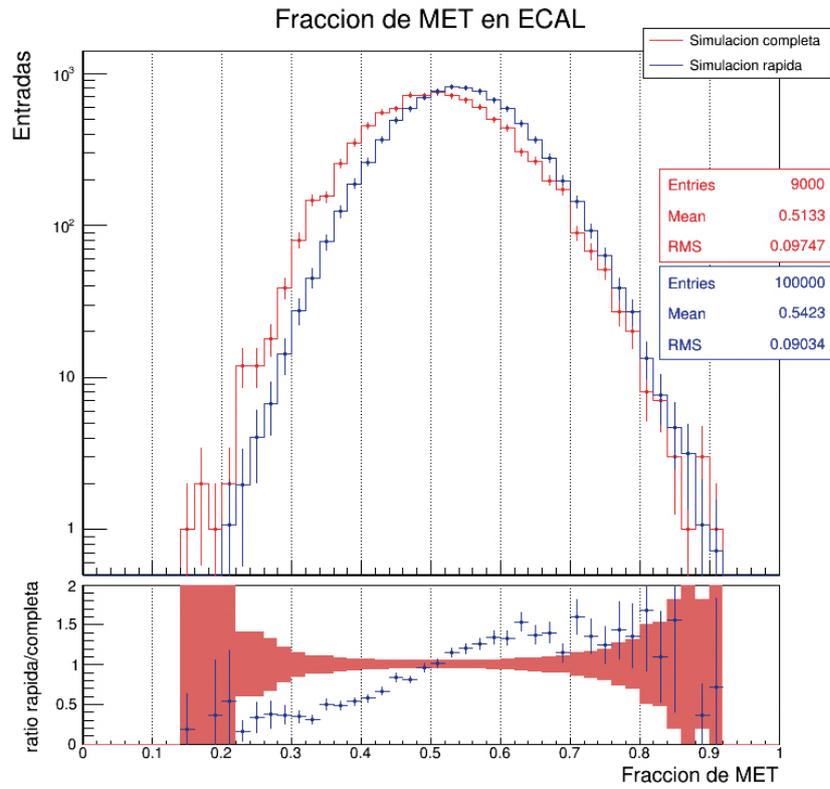


Figura 4. 28: Fracción de MET que aparece en el Calorímetro Electromagnético

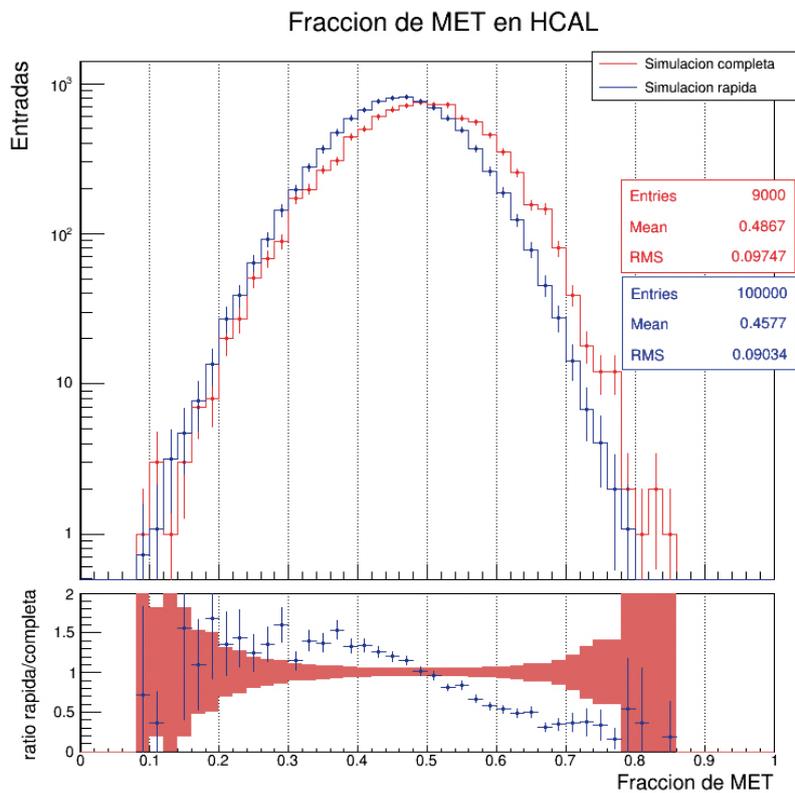


Figura 4. 29: Fracción de MET que aparece en el Calorímetro Hadrónico

La fracción de MET en el Calorímetro Electromagnético es mayor en la simulación rápida que en la completa mientras que la fracción de MET en el Calorímetro Hadrónico es mayor en la simulación completa que en la rápida. Esto es debido a la aproximación de la simulación rápida que toma todos los hadrones como piones y consecuentemente la energía depositada en el Calorímetro Hadrónico es menor en dicha simulación. Aun así, la aproximación no es mala porque aproximadamente el 80% de los hadrones que se detectan son piones.

Si representamos el módulo de MET global reconstruida a partir de los dos calorímetros casi no hay discrepancias:

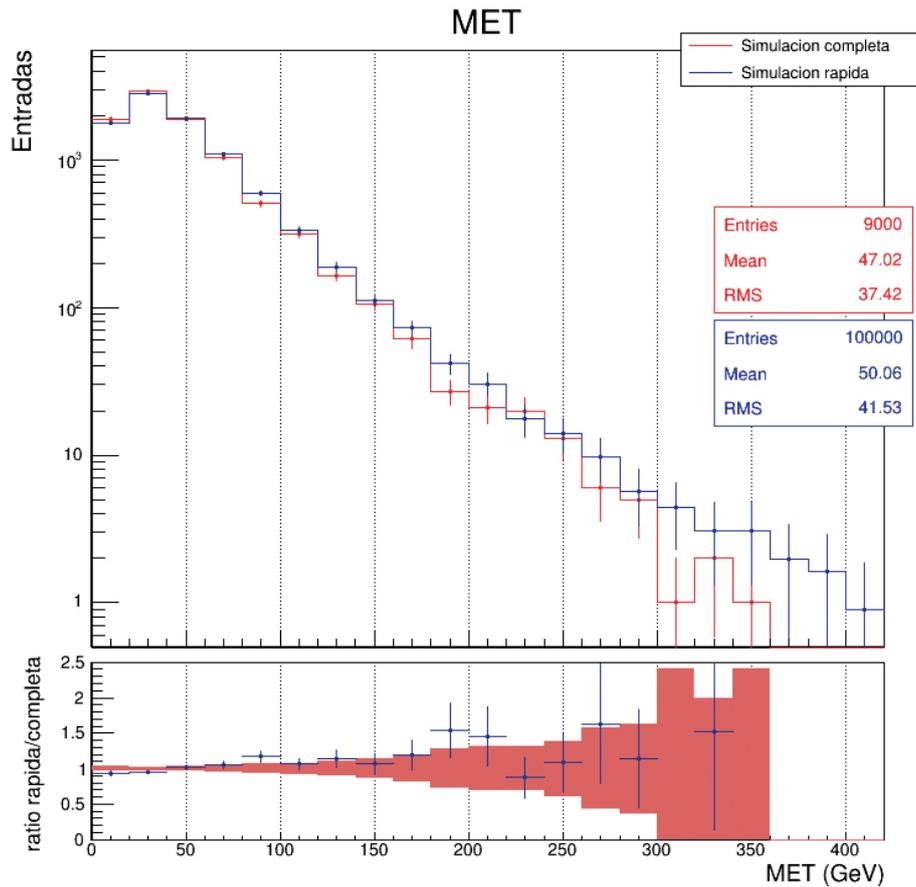


Figura 4. 30: Energía transversa faltante (MET)

Esto es una buena señal, ya que aunque haya discrepancias entre la MET reconstruida en los dos calorímetros por separado, al final esas dos contribuciones se compensan dando como resultado una MET perfectamente calculada. Además, como sabemos, la MET es obtenida a partir de los momentos del resto de partículas que sí se detectan en el suceso, y si ambas simulaciones coinciden en la MET quiere decir que aunque se hayan encontrado discrepancias en otros observables al final el resultado es bueno.

Comprobemos que pasa si representamos el ángulo  $\phi$  (ángulo en el plano X-Y) de la MET:

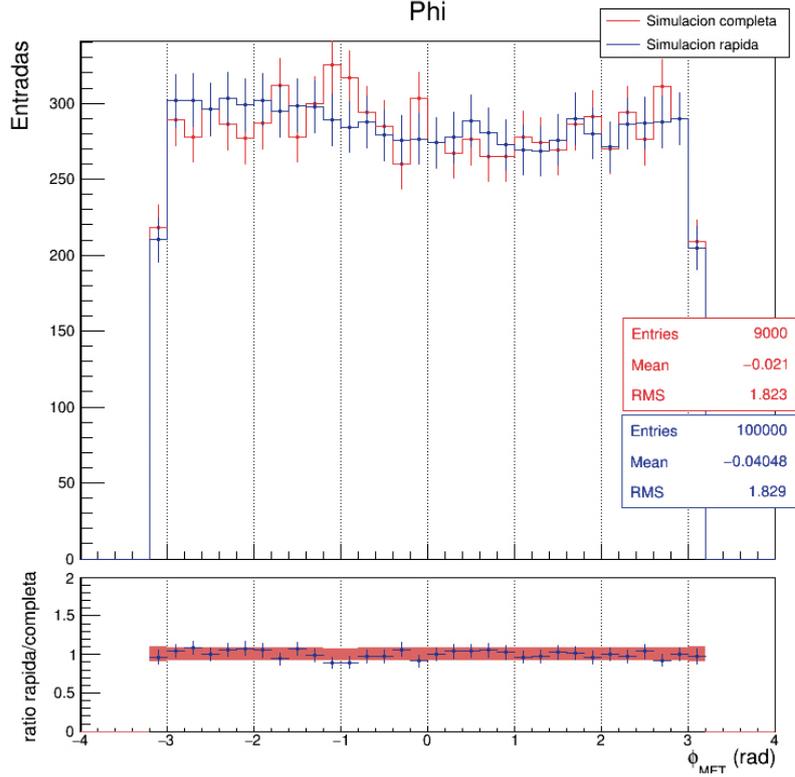


Figura 4. 31: Energía transversa faltante en función de Phi

La coincidencia de las dos simulaciones es perfecta en toda la geometría del detector, constante porque los neutrinos pueden salir en cualquier dirección con igualdad de probabilidad.

En conclusión, aunque sí que se encuentra alguna diferencia entre ambas simulaciones, la simulación rápida se puede utilizar perfectamente ya que en general las coincidencias encontradas son más relevantes y merece la pena correr ese “riesgo” con todo lo que se ahorra en tiempo de CPU.

### 4.3. Comparación de generadores

Ahora compararemos tres generadores del proceso de producción de pares  $t\bar{t}$ : POWHEG+PYTHIA8, MADGRAPH5\_AMC@NLO+PYTHIA8 y PYTHIA8. Como vimos en el Capítulo 3, POWHEG y MADGRAPH5\_AMC@NLO son simuladores de elementos de matriz de precisión NLO mientras que PYTHIA8 está especializado en parton showers, por lo que se esperan discrepancias entre sucesos generados por cada uno de estos simuladores a nivel de elementos de matriz. Analizaremos partículas inestables de nuestro proceso como son el quark top y sus descendientes directos (quarks  $b$ ) ya que la parte de PS está simulada en las tres muestras con PYTHIA.

### 4.3.1. Quark top

Comenzaremos representando la masa de un sólo quark top, cuyo valor experimental actual es 172.5 GeV (figura 1.2).

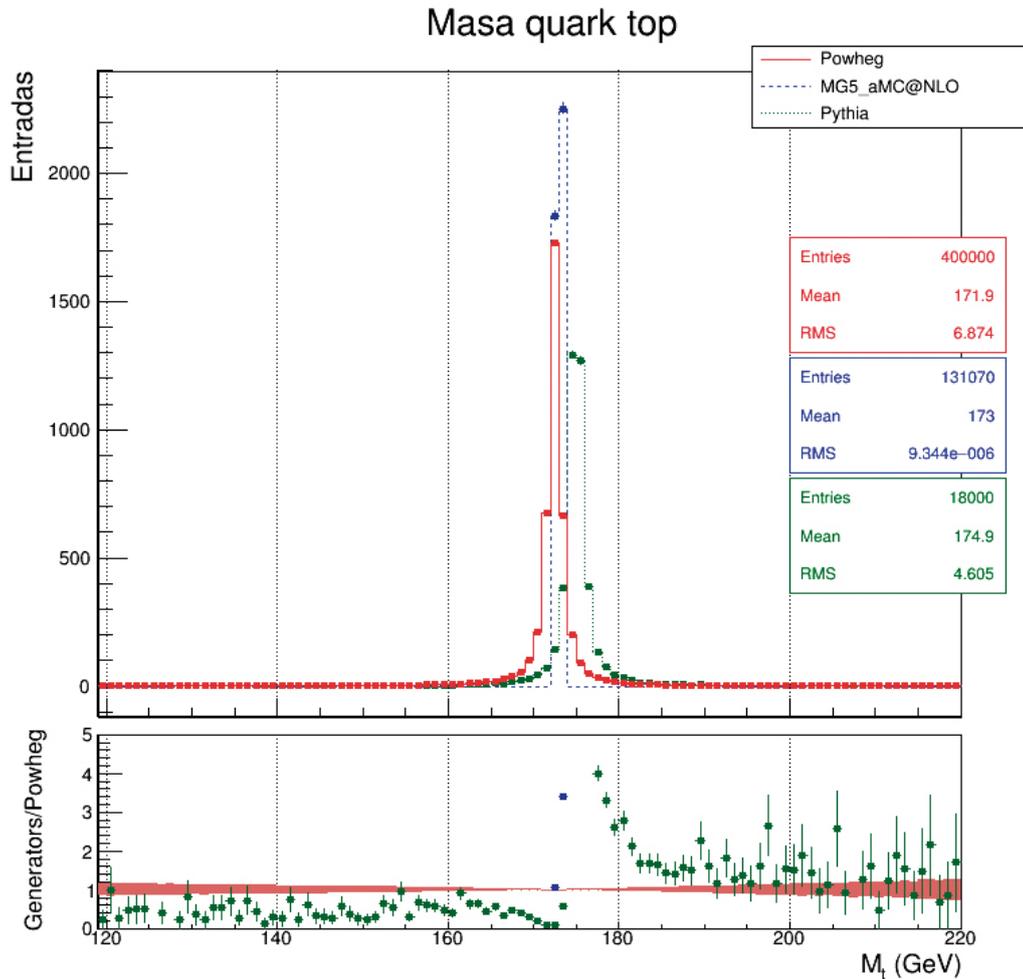


Figura 4. 32: Masa del quark top

Todas las distribuciones parecen tener la forma de una distribución Breit-Wigner, lo cual era de esperar ya que la masa del quark top es un parámetro del Monte Carlo, con una distribución de este tipo. Para POWHEG ese valor es de 171.9 GeV, para MADGRAPH5\_AMC@NLO 173.0 GeV y para PYTHIA8 de 174.9 GeV. La simulación que más se acerca al valor de la masa conocido es la combinación de MADGRAPH5\_AMC@NLO + PYTHIA8 mientras que PYTHIA8 tiene un valor desfasado.

El momento transversal del quark top se representa a continuación:

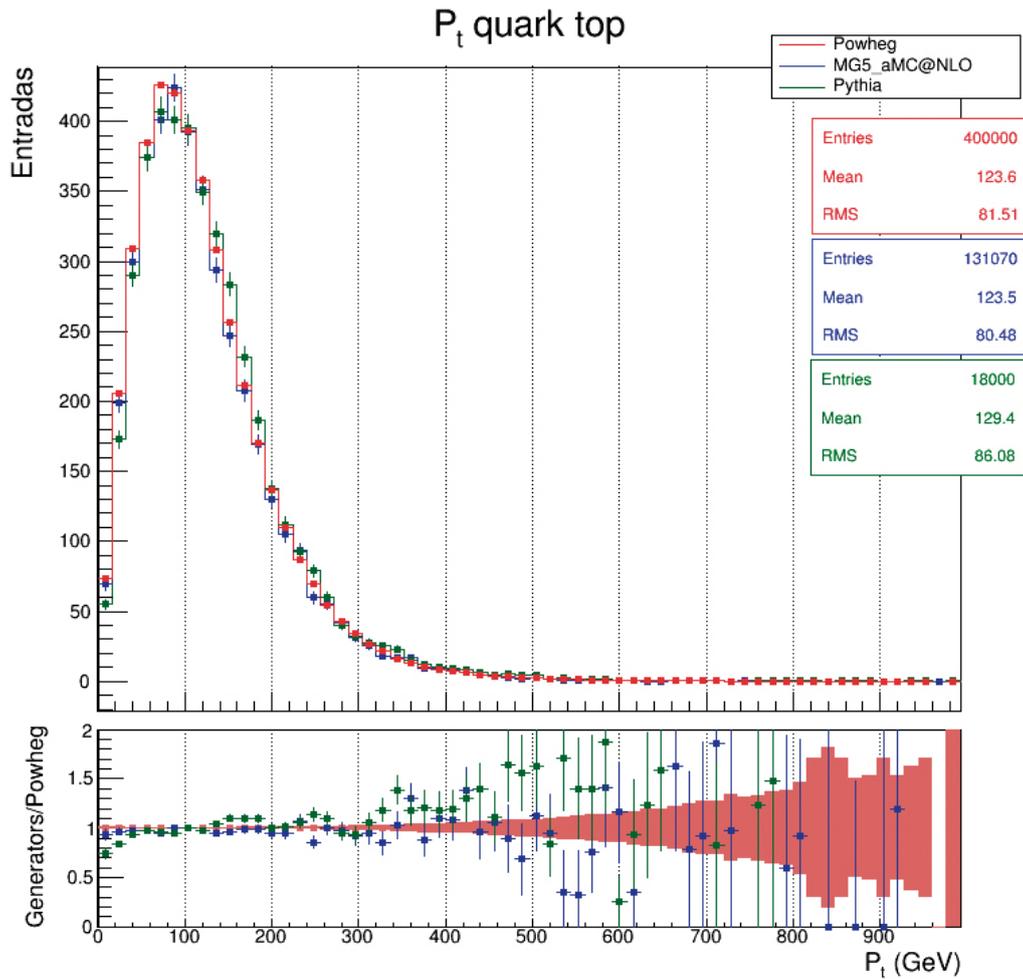


Figura 4. 33: Momento transversal del quark top

El nivel de coincidencia es bastante aceptable, aunque si nos fijamos en la media vemos que PYTHIA8 predice aproximadamente 6 GeV de momento transversal más que las otras dos simulaciones.

Veamos ahora que pasa con la detección del quark top en función de la geometría del detector, en este caso en función de la rapidez:

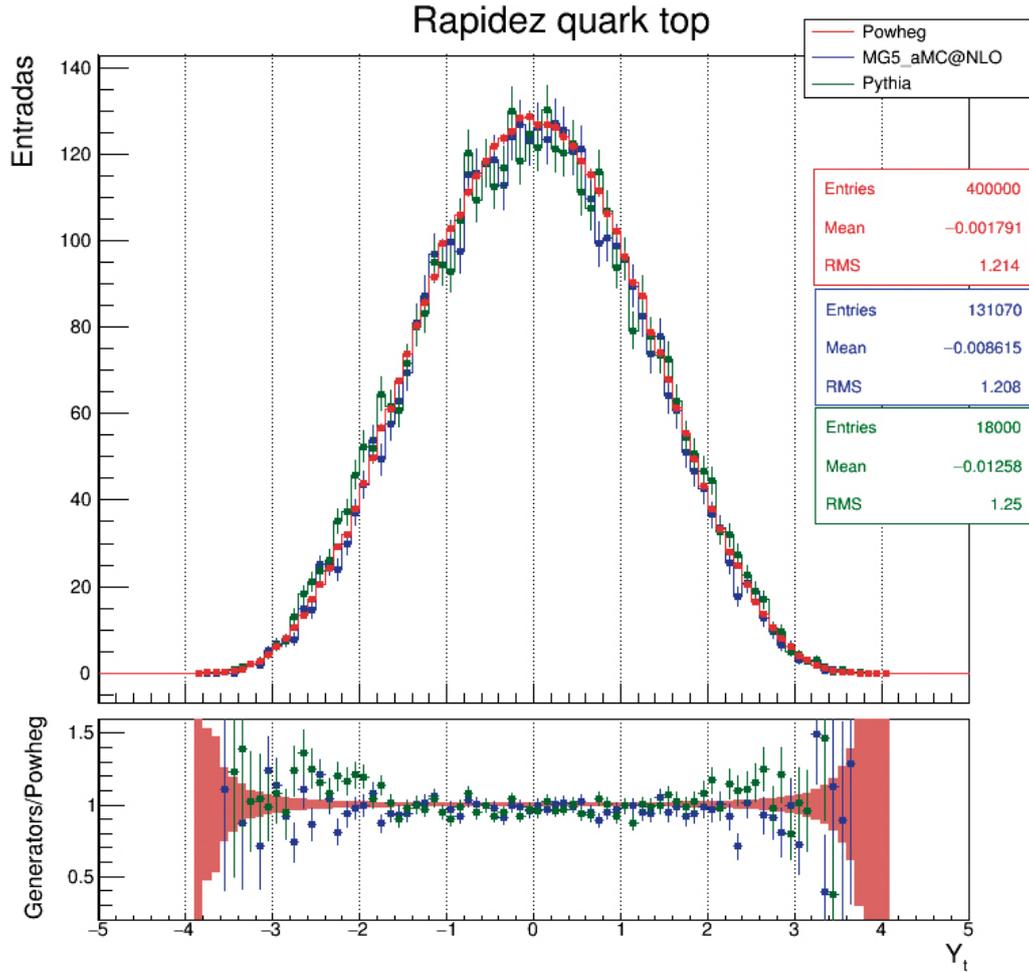


Figura 4. 34: Rapidez del quark top

Las 3 simulaciones coinciden bastante bien en toda la región cubierta por los subdetectores ( $|\eta| < 2.5$ ) con alguna fluctuación que entra dentro de las incertidumbres aceptables.

#### 4.3.2. Sistema $t\bar{t}$

Pasamos ahora a analizar el sistema  $t\bar{t}$  cuyo cuadrimento (definido en el apartado 2.2.1) es la suma de los cuadrimentos de los quarks  $t$  y  $\bar{t}$  por separado. Representaremos las mismas magnitudes que en el punto anterior.

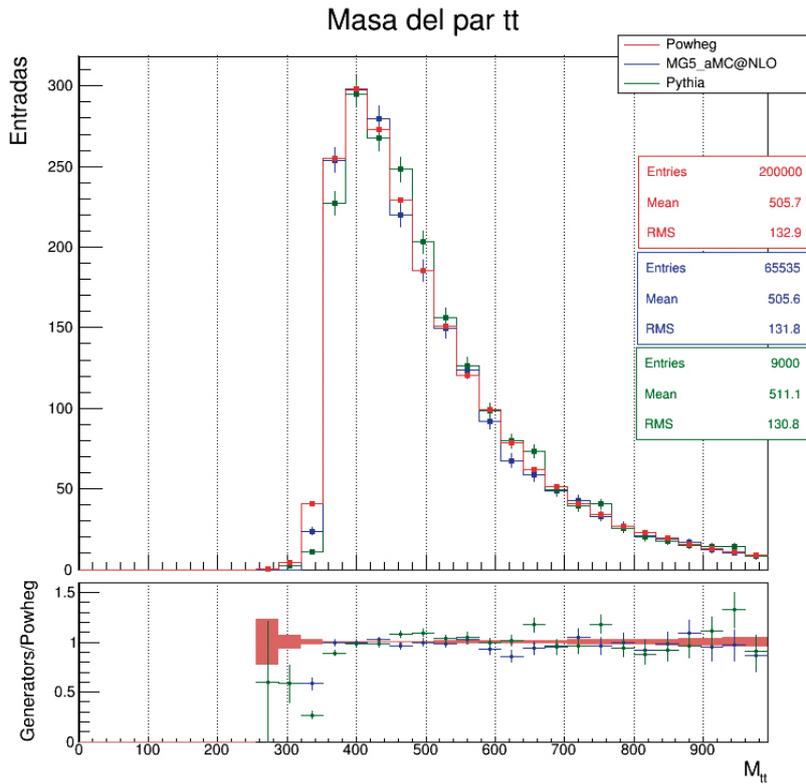


Figura 4. 35: Masa del sistema  $t\bar{t}$

Se aprecian discrepancias a valores de la masa inferiores a 350 GeV (cifra que coincide con la suma de la masa de dos quarks top), pero en torno al máximo de la distribución las tres simulaciones ofrecen resultados muy similares.

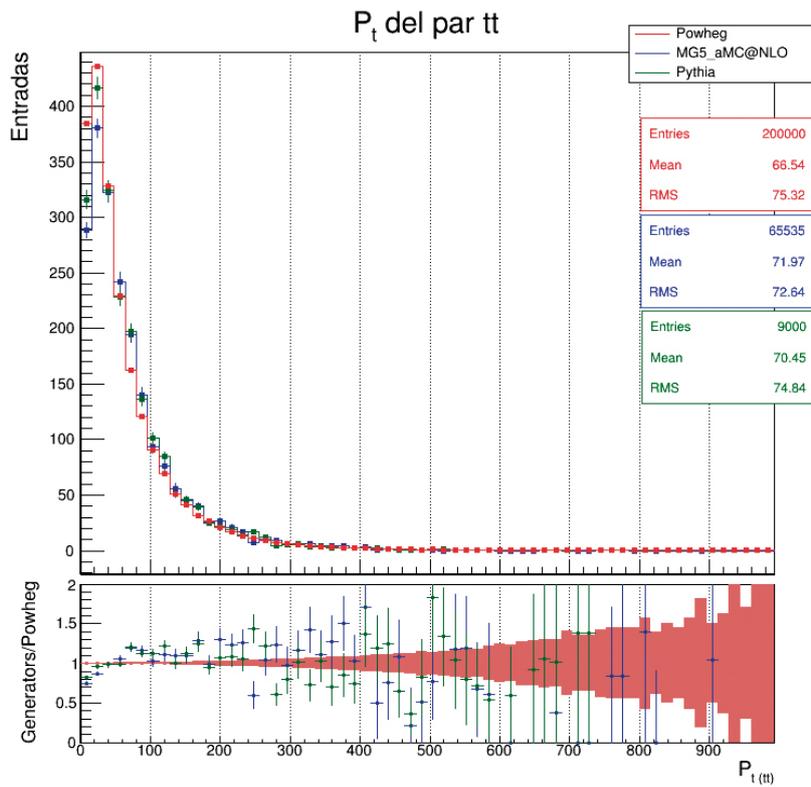


Figura 4. 36: Momento transversal del sistema  $t\bar{t}$

En este caso POWHEG+PYTHIA8 predice menor momento transverso que las otras dos simulaciones y se observan bastantes fluctuaciones a lo largo de toda la distribución, pero la mayoría entran dentro de las incertidumbres aceptables.

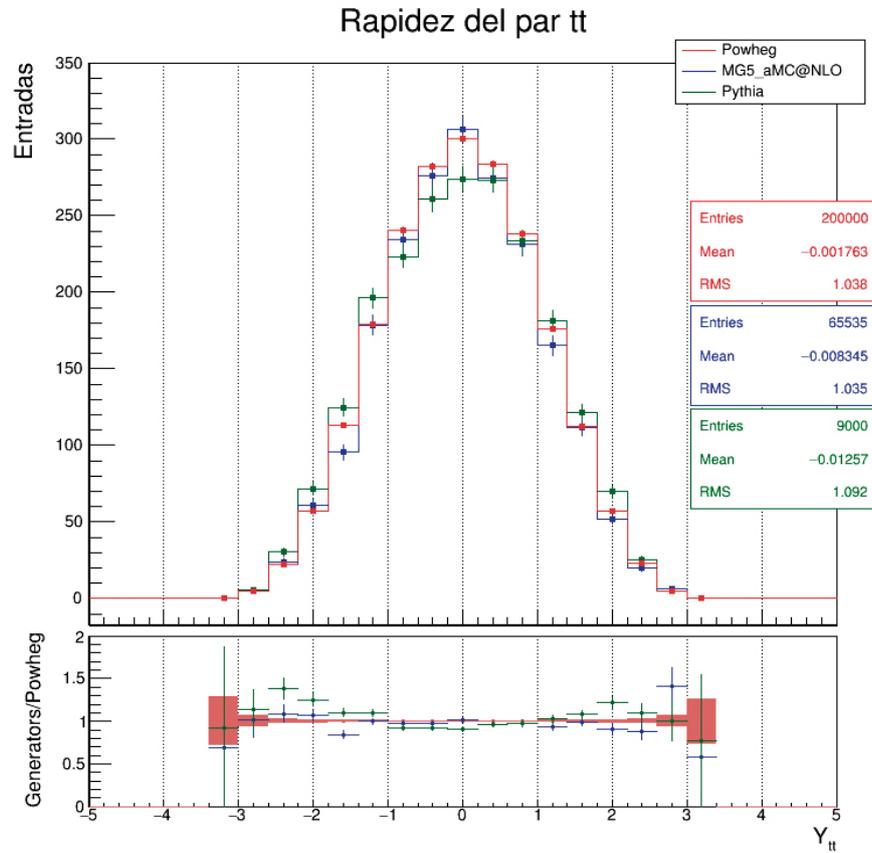


Figura 4. 37: Rapidez del sistema  $t\bar{t}$

En la zona central las tres simulaciones coinciden bastante bien pero a medida que nos acercamos a  $|Y| = 2$  las discrepancias van aumentando, sobretodo en PYTHIA8 que predice más sucesos que las otras dos en los bordes de la distribución y menos en el máximo.

### 4.3.3. Quarks $b$

Por último, analizaremos distintos observables físicos relacionados con los quarks  $b$  que aparecen en la desintegración de los quarks  $t$  y  $\bar{t}$ , ya que son muy importantes porque caracterizan fuertemente el proceso que estamos estudiando.

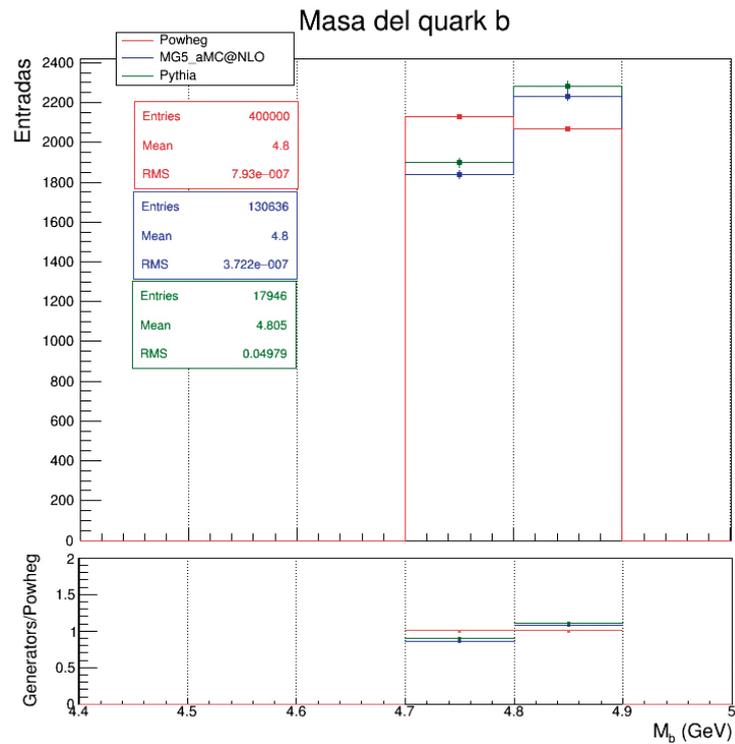


Figura 4. 38: Masa del quark  $b$

Los datos de las simulaciones no permitían hacer los bins del histograma más estrechos por lo que no se pueden conseguir distribuciones de Breit-Wigner como en el caso de la masa del quark top. Aun así, las masas medias de las tres simulaciones son similares y con un valor algo superior a la masa del quark  $b$  que se conoce de 4.18 GeV, pero la discrepancia es del 10 % así que nuestro resultado es aceptable.

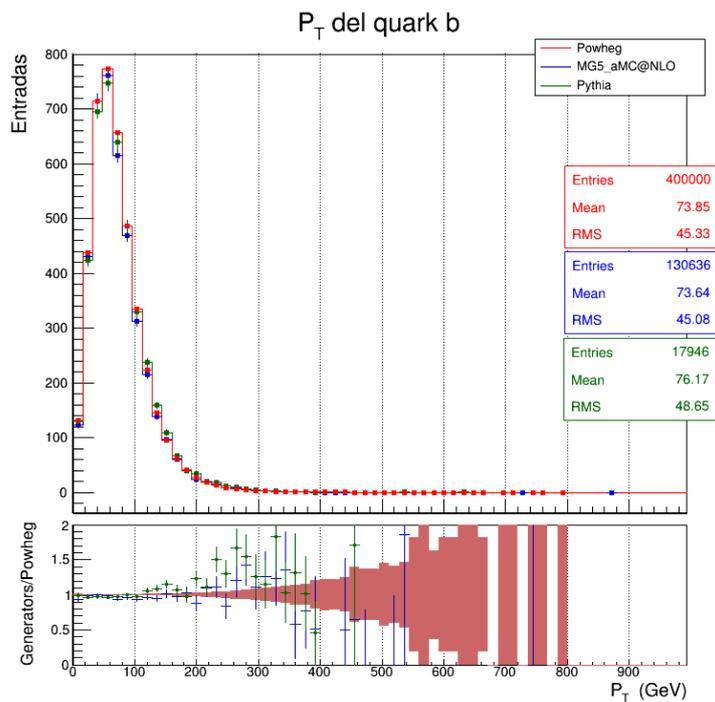


Figura 4. 39: Momento transverso del quark  $b$

Las coincidencias son prácticamente del 100% hasta un momento de 100 GeV, dónde empieza a haber discrepancias mayores. Además la distribución de PYTHIA8 está ligeramente desplazada hacia la derecha y proporciona una media de casi 3 GeV superior a las otras, esto puede deberse a que ya predecía una masa y un momento transverso mayor del quark top y los errores se van propagando.

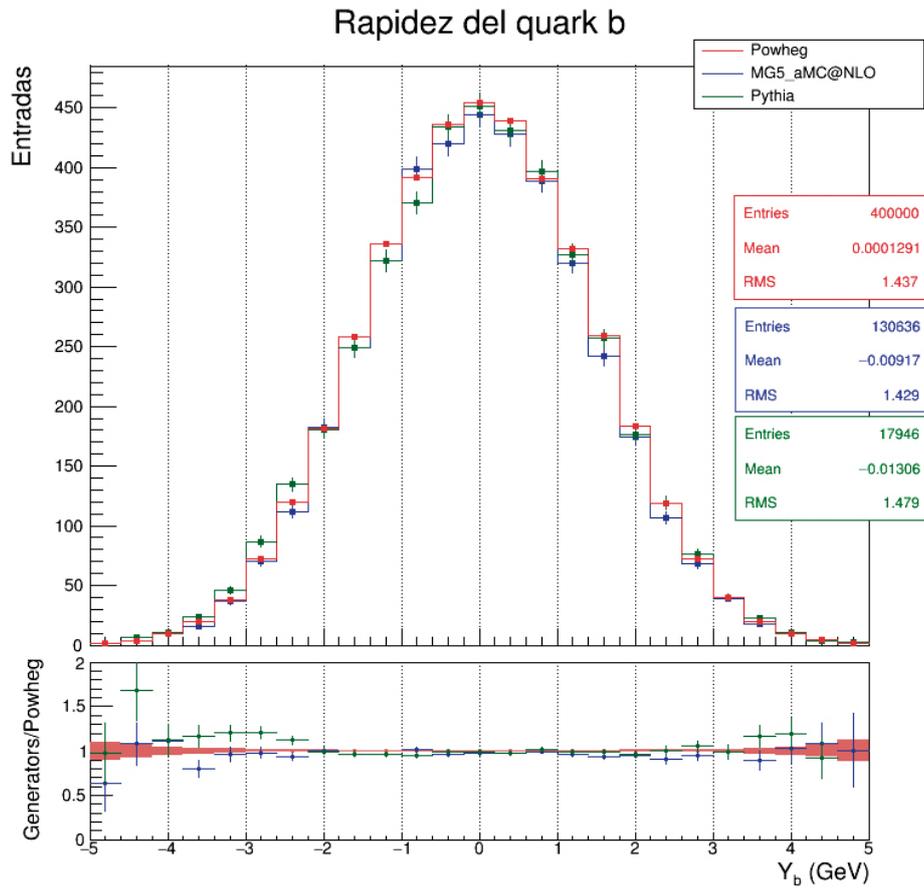
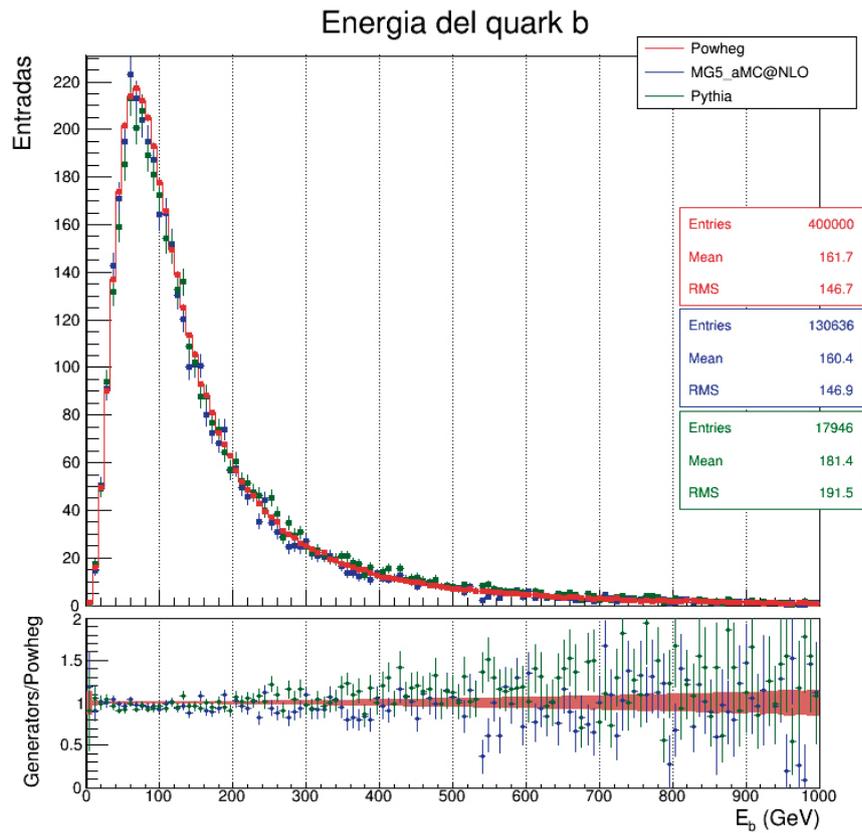


Figura 4. 40: Pseudorapidez del quark b

Vuelve a aparecer la misma tendencia que en las gráficas anteriores de rapidez, en las que las tres simulaciones eran similares en el centro y PYTHIA8 predecía más sucesos en los bordes de la distribución.



*Figura 4. 41: Energía del quark b*

En torno al valor máximo los tres simuladores coinciden bastante bien pero a energías mayores las diferencias son más notables. PYTHIA8 presenta mayor número de sucesos a altas energías y MADGRAPH5\_AMC@NLO menos, estando POWHEG entre ambas.

En general, hay bastante concordancia entre las tres simulaciones.

# Conclusiones

En este trabajo se han introducido las nociones básicas para poder entender el proceso de simulación de las colisiones de protones en el LHC y se han presentado algunos de los programas utilizados para ello.

Por un lado, se ha comprobado que la simulación que supone condiciones ideales del detector predice más número de hits en la trayectoria de las partículas cargadas que la simulación realista. También contemplamos que la posición del impacto de los protones que nos daba la simulación idealista era justo el centro del eje de coordenadas utilizado por CMS, pero en la realidad esto no sucede así ya que siempre van a existir desviaciones en los haces de protones, por muy pequeñas que sean. Aun así las discrepancias encontradas no fueron muchas.

Las condiciones ideales se usan para detectar problemas en la simulación y permiten poner una “cota” superior en la detección, las reales se usan en la práctica y son cambiantes, es decir, el detector se está calibrando y alineando continuamente y gran parte del trabajo consiste en actualizar esas condiciones para poder aplicarlas a la hora de producir muestras.

Por otro lado, comparamos la simulación rápida con la completa y vimos que el grado de coincidencia era alto. La simulación rápida predecía un número de hits mayor debido a que no tiene en cuenta trayectorias falsas de partículas y a las aproximaciones que hace, sobre todo influye la aproximación en la geometría del Detector de Trazas.

La simulación rápida no es que sea peor, es simplemente necesaria, pues no se dispone de capacidad de computación infinita y Geant4 es demasiado lento aunque real. De hecho hay procesos, como búsqueda de nueva física en SUSY, en los que las señales se hacen con simulación rápida porque si no sería inviable. La simulación completa se usa para medidas de precisión, como la sección eficaz del proceso de producción de pares  $t\bar{t}$ . Además, comentar que el proceso que hemos estudiado es tan completo por disponer de todos los objetos físicos (leptones, jets, neutrinos como MET) que se utiliza como punto de referencia para ajustar la simulación rápida.

Finalmente, estudiamos el efecto que conlleva combinar generadores de ME y PS, obteniendo que las predicciones al emplear solamente PYTHIA8 se desmarcaban de los resultados que nos proporcionaban las combinaciones de este simulador con POWHEG o MADGRAPH5\_AMC@NLO. Pero aquí entra en juego el tiempo de procesamiento, MADGRAPH5\_AMC@NLO a día de hoy es un factor 10 más lento respecto a POWHEG, por lo que por defecto en  $t\bar{t}$  en CMS y ATLAS se utiliza POWHEG+PYTHIA8, que no es tan preciso, pero es funcional. PYTHIA8 por sí solo es muy rápido pero muy poco preciso.

Concluyo comentando que, a pesar de las discrepancias encontradas en las tres comparaciones hechas en este trabajo, no se puede saber si una simulación es mejor que otra hasta que no entren en juego datos experimentales.

# Bibliografía

- [1] G. Templeton, *How does the Large Hadron Collider work?*, disponible en <https://www.extremetech.com/extreme/210215-extremetech-explains-what-is-the-large-hadron-collider>
- [2] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018)
- [3] CERN, *The Large Hadron Collider*, disponible en <https://home.cern/topics/large-hadron-collider>
- [4] C. Lefèvre, *The CERN accelerator complex*, disponible en <http://cds.cern.ch/record/1260465>
- [5] CERN, *CMS*, disponible en <https://home.cern/about/experiments/cms>
- [6] CMS Experiment, *CMS detector design*, disponible en <http://cms.web.cern.ch/news/cms-detector-design>
- [7] CMS Collaboration, *The Computing: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2005-023 (2005)
- [8] CMS Experiment., *Superconducting Magnet*, disponible en <http://cms.web.cern.ch/news/superconducting-magnet>
- [9] CMS Experiment, *Detector de Trazas detector*, disponible en <http://cms.web.cern.ch/news/Detector de Trazas-detector>
- [10] B. Isildak, *Measurement of the differential dijet production cross section in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , *Physical Review D* **87**.11 (2013), arXiv:1308.6064
- [11] CMS Experiment, *Electromagnetic Calorimeter*, disponible en <http://cms.web.cern.ch/news/electromagnetic-calorimeter>
- [12] CMS Experiment, *Hadron Calorimeter*, disponible en <http://cms.web.cern.ch/news/hadron-calorimeter>
- [13] CMS Experiment, *Muon Detectors*, disponible en <http://cms.web.cern.ch/news/muón-detectors>

- [14] P. Govoni, *Data analysis techniques*, disponible en [http://th-www.if.uj.edu.pl/~erichter/dydaktyka/Dydaktyka2013/LAB-2013/HCPs\\_2011\\_govoni\\_1.pdf](http://th-www.if.uj.edu.pl/~erichter/dydaktyka/Dydaktyka2013/LAB-2013/HCPs_2011_govoni_1.pdf)
- [15] CMS Collaboration, *Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS Detector de Trazas*, *Journal of Instrumentation* **9.10** (2014), arXiv:1405.6569
- [16] S. Höche, *Introduction to parton-shower event generators*, *Journeys Through the Precision Frontier: Amplitudes for Colliders: TASI 2014 Proceedings of the 2014 Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics* (2016), arXiv:1411.4085
- [17] J. Varela, *El descubrimiento del neutrón. A hombros de gigantes. Ciencia y tecnología*, disponible en <https://ahombrosdegigantescienciaytecnologia.wordpress.com/2016/02/29/el-descubrimiento-del-neutron-chadwick/>
- [18] A. D. Martin et al, *Parton distribution for the LHC*, *The European Physical Journal C* **63.2** (2009), arXiv:0901.0002
- [19] A. Buckley et al, *General-purpose event generators for LHC physics*, *Physics Reports* **504.5** (2011), arXiv:1101.2599
- [20] P. Nason, *A New Method for Combining NLO QCD with Shower Monte Carlo Algorithms*, *Journal of High Energy Physics* **2004.11** (2004), arXiv:hep-ph/0409146
- [21] P. Nason, *Monte Carlo Techniques*, disponible en <http://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-mc-event-gen.pdf>
- [22] CMS Collaboration, *Measurement of the differential cross sections of top quark pair production as a function of kinematic event variables in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, *Journal of High Energy Physics* (2004), arXiv:1803.03991
- [23] K. Kröninger, A. B. Meyer, P. Uwer, *Top-Quark Physics at the LHC*, *The Large Hadron Collider* (2015), arXiv:1506.02800
- [24] T. Sjöstrand et al, *An introduction to PYTHIA 8.2*, *Computer physics communications* **191** (2015), <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pdfdoc/pythia8200.pdf>
- [25] T. Jezo, *Top quark modelling in Powheg Box*, arXiv:1801.06511

- [26] J. Alwall et al, *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, Journal of High Energy Physics 2014.7 (2014), arXiv:1405.0301
- [27] Geant4 Collaboration, *Geant4 User's Guide for Application Developers*, disponible en <http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>
- [28] *Inner tracking system*, disponible en <https://jinst.sissa.it/LHC/CMS/ch03.pdf>
- [29] A. Giammanco, *The fast simulation of the CMS Experiment*, Journal of Physics: Conference Series 513.2 IOP Publishing (2014), <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/513/2/022012/pdf>
- [30] M. Schott, M. Dunford, *Review of single vector boson production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, The European Physical Journal C 74.7 (2014), arXiv:1405.1160
- [31] CMS Experiment, *Jet at CMS and the determination of their energy scale*, disponible en <http://cms.web.cern.ch/news/jets-cms-and-determination-their-energy-scale>
- [32] F. Villatoro et al, *La masa de un protón, la masa de sus quarks y la energía cinética de sus gluones*, La Ciencia de la Mula Francis, disponible en <http://francis.naukas.com/2012/04/30/la-masa-de-un-proton-la-masa-de-sus-quarks-y-la-energia-cinetica-de-sus-gluones/>
- [33] CMS Experiment, *New CMS results at Moriond (Electroweak) 2013*, disponible en <http://cms.web.cern.ch/news/new-cms-results-moriond-electroweak-2013>
- [34] CMS Collaboration, *The Data Quality Monitoring Software for the CMS experiment at the LHC*, Journal of Physics: Conference Series 664.7 IOP Publishing (2015), <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/664/7/072039/pdf>
- [35] R. Chierici, *Monte Carlo generators (for the LHC)*, disponible en <http://www.slideserve.com/lam/roberto-chierici-cnrs-ipnl>
- [36] CERN, *CMS Luminosity - Public Results*, disponible en [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2018\\_proton\\_proton\\_13\\_TeV\\_collis](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2018_proton_proton_13_TeV_collis)
- [37] CERN, *ROOT a Data analysis Framework*, disponible en <https://root.cern.ch/>

- [38] Wikipedia, *B-tagging*, disponible en [https://en.wikipedia.org/wiki/B-tagging#/media/File:B-tagging\\_diagram.png](https://en.wikipedia.org/wiki/B-tagging#/media/File:B-tagging_diagram.png)
- [39] CMS Collaboration, *Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , CMS-MUO-10-004 (2013), arXiv:1206.4071
- [40] CMS Collaboration, *Performance of electron reconstruction and selection with the CMS detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$* , (2015), arXiv:1502.02701
- [41] CMS Collaboration, *The Jet Plus Tracks Algorithm for Calorimeter Jet Energy Corrections in CMS*, (2013), <https://cds.cern.ch/record/1190234/files/JME-09-002-pas.pdf>
- [42] CMS Collaboration, *Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and  $E_T^{\text{miss}}$* , (2009), <http://inspirehep.net/record/925379/files/PFT-09-001-pas.pdf>
- [43] CMS collaboration, *The CMS trigger system*, (2016), arXiv:1609.02366\_
- [44] CERN, *CMS Top Summary Figures - Public Results*, disponible en [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/PhysicsResultsTOPSummaryFigures/tt\\_curve\\_sqrt\\_s\\_cms.pdf](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/PhysicsResultsTOPSummaryFigures/tt_curve_sqrt_s_cms.pdf)
- [45] F. Villatoro et al, *CMS no observa el efecto magnético quiral sugerido por STAR y ALICE*, La Ciencia de la Mula Francis, disponible en <http://francis.naukas.com/2017/06/21/cms-no-observa-efecto-magnetico-quiral-sugerido-star-alice/>