



Universidad de Oviedo

# Modelización de procesos de producción de pares quark top en el LHC

David Martínez Suárez

Grado en Física

13 de junio de 2017

# Índice

<b>1. Introducción</b> .....	<b>7</b>
<b>2. Modelo Estándar</b> .....	<b>8</b>
2.1. Interacciones fundamentales.....	9
2.1.1. Interacción fuerte (S).....	9
2.1.2. Interacción electromagnética (EM).....	11
2.1.3. Interacción débil (W).....	11
2.1.4. Interacción gravitatoria .....	12
2.2. Partículas fundamentales.....	13
2.2.1. Fermiones.....	13
2.2.1.1. Quarks.....	13
2.2.1.2. Leptones .....	14
2.2.2. Bosones .....	15
2.2.2.1. Gluón .....	15
2.2.2.2. Fotón.....	15
2.2.2.3. $W$ y $Z$ .....	15
2.2.2.4. Higgs .....	16
2.3. Hadrones .....	16
2.3.1. Mesones .....	17
2.3.2. Bariones.....	17
<b>3. Dispositivo experimental</b> .....	<b>19</b>
3.1. LHC .....	19
3.2. Experimento CMS.....	22
3.2.1. Sistema de referencia en CMS .....	23
3.2.2. Subdetectores .....	24
3.2.2.1. Detector de trazas .....	24

3.2.2.2. Calorímetro electromagnético .....	25
3.2.2.3. Calorímetro hadrónico .....	26
3.2.2.4. Solenoide .....	27
3.2.2.5. Cámaras de muones .....	28
3.2.3. Magnitudes fundamentales .....	28
3.2.3.1. Momento transverso .....	28
3.2.3.2. Pseudorrapidez .....	29
3.2.3.3. Rapidez .....	29
3.2.3.4. Energía faltante .....	30
3.2.4. Jets .....	30
<b>4. Simulaciones de Monte Carlo .....</b>	<b>31</b>
4.1. Proceso físico considerado: producción de pares de quarks $t\bar{t}$ .....	31
4.2. Simulación de la colisión protón-protón .....	34
4.2.1. De partones a hadrones .....	34
4.2.2. Colisión principal .....	34
4.2.3. Underlying event .....	36
4.2.4. Parton showers .....	37
4.2.5. Combinación de ME y PS .....	38
4.2.6. Hadronización .....	38
4.2.7. Desintegración de hadrones .....	40
4.3. Simulación del detector .....	40
4.4. Generadores de Monte Carlo .....	41
4.4.1. Generadores de elementos de matriz .....	43
4.4.1.1. Powheg .....	43
4.4.1.2. MadGraph5_aMC@NLO .....	43
4.4.2. Generadores de parton showers .....	44
4.4.2.1. Pythia8 .....	44

4.4.2.2. Herwig++.....	44
4.4.3. Generadores de partículas de larga vida media.....	44
4.4.3.1. EvtGen .....	44
4.4.3.2. Tauola .....	45
<b>5. Comparaciones de diferentes generadores en la producción de <math>t\bar{t}</math>.....</b>	<b>46</b>
5.1. Observables físicos relacionados con los partones de estado final .....	46
5.1.1. Quark $t$ .....	47
5.1.1.1. Masa de los quarks $t$ .....	47
5.1.1.2. Momento transversal.....	48
5.1.1.3. Rapidez .....	49
5.1.2. Sistema $t\bar{t}$ .....	49
5.1.2.1. Masa del sistema $t\bar{t}$ .....	50
5.1.2.2. Momento transversal.....	51
5.1.2.3. Rapidez .....	51
5.2. Observables físicos relacionados con los productos de desintegración del quark $t$ .....	52
5.2.1. Bosones $W$ .....	52
5.2.1.1. Masa de los bosones $W$ .....	52
5.2.1.2. Momento transversal.....	53
5.2.1.3. Rapidez .....	53
5.2.2. Quarks $b$ .....	55
5.2.2.1. Masa de los quarks $b$ .....	55
5.2.2.2. Momento transversal.....	56
5.2.2.3. Pseudorrapidez.....	57
5.3. Observables físicos relacionados con partículas hadrónicas: efecto del generador de elementos de matriz .....	57
5.3.1. Jets.....	57
5.3.1.1. Número de jets.....	57

5.3.1.2. Momento transverso.....	59
5.3.1.3. Pseudorrapidez.....	61
5.4. Observables físicos de partículas de estado final: efecto del generador específico para colisiones con hadrones de tipo $B$ .....	62
5.4.1. Quarks $b$ .....	62
5.4.1.1. Masa de los quarks $b$ .....	63
5.4.1.2. Momento transverso.....	63
5.4.1.3. Pseudorrapidez.....	64
5.4.2. Jets.....	65
5.4.2.1. Número de jets.....	65
5.4.2.2. Momento transverso.....	66
5.4.3. Mesones $B$ .....	67
5.4.3.1. Número de mesones tipo $B$ .....	67
5.4.3.2. Momento.....	68
5.4.3.3. Pseudorrapidez.....	68
5.4.4. Fotones.....	69
5.4.4.1. Número de fotones .....	69
5.4.4.2. Momento transverso.....	70
5.4.4.3. Pseudorrapidez.....	70
5.4.5. Partículas cargadas.....	71
5.4.5.1. Número de jets cargados según su momento.....	71
5.4.5.2. Número de partículas cargadas.....	72
5.4.6. Electrones.....	72
5.4.6.1. Número de electrones.....	73
5.4.6.2. Momento transverso.....	73
5.4.7. Muones.....	74
5.4.7.1. Número de muones.....	74
5.4.7.2. Momento transverso.....	75

5.4.8. Taus .....	75
5.4.8.1. Número de taus .....	76
5.4.8.2. Momento transverso .....	76
5.4.9. Neutrinos .....	77
5.4.9.1. Número de neutrinos .....	77
5.4.9.2. Momento .....	80
5.5. Observables físicos de partículas de estado final: efecto del generador de parton showers .....	82
5.5.1. Jets .....	82
5.4.2.1. Número de jets .....	82
5.4.2.2. Momento transverso .....	83
5.5.2. Fotones .....	84
5.5.2.1. Número de fotones .....	84
5.5.2.2. Momento transverso .....	85
5.5.3. Partículas cargadas .....	85
5.5.3.1. Número de jets cargados según su momento .....	86
5.5.3.2. Número de partículas cargadas .....	86
5.5.4. Electrones .....	87
5.5.4.1. Número de electrones .....	87
5.5.4.2. Momento transverso .....	88
5.5.5. Muones .....	89
5.5.5.1. Número de muones .....	89
5.5.5.2. Momento transverso .....	89
5.5.6. Taus .....	90
5.5.6.1. Número de taus .....	90
5.5.6.2. Momento transverso .....	91
5.5.7. Neutrinos .....	91
5.5.7.1. Número de neutrinos .....	92

5.5.7.2. Momento.....	92
5.6. Observaciones.....	93
<b>6. Conclusiones y bibliografía.....</b>	<b>94</b>

# 1. INTRODUCCIÓN

En la naturaleza existe una gran variedad de partículas, cada una con sus características propias, unas mejor conocidas y otras menos, que conforman todo cuanto conocemos. En nuestra vida cotidiana, sin embargo, cuando contemplamos una hoja no observamos cada uno de sus pequeños componentes, sino lo que tiene lugar cuando una inmensa cantidad de partículas concretas, dentro del amplio elenco que existe, se agrupa.

Estas partículas llevan poblando el universo desde su mismo origen, pero aun a día de hoy no somos capaces de entender por qué lo hacen como lo hacen, si es que hubiese razones más allá de la pura casualidad. ¿Por qué hay mucha más materia que antimateria? ¿A qué se debe la enorme diferencia existente entre las masas de algunas partículas? Para poder encontrar respuestas a estas y otras muchas preguntas es necesario pasar por un exhaustivo estudio de las partículas que componen toda la materia, y la mejor forma de estudiarlas se lleva a cabo mediante colisiones de las mismas, y es ahí donde entran en juego unas de las máquinas más refinadas construidas por el ser humano: los colisionadores de partículas.

En el mundo se han construido multitud de colisionadores gracias a los que se han conseguido hallazgos tales como la estructura del protón, evidencias sobre tetraquarks, el bosón de Higgs... Hoy en día, el buque insignia de este campo es el *Large Hadron Collider* o LHC, construido por la Organización Europea para la Investigación Nuclear, mejor conocida como CERN, en la frontera entre Francia y Suiza. En él se realizan colisiones con haces de protones a las energías más altas conseguidas por cualquier acelerador de partículas construido, y el producto de dichas colisiones supone la fuente de estudio para este trabajo. Concretamente el proceso que estudiaremos es el  $pp \rightarrow t\bar{t}$ , donde  $t$  es el quark top, la partícula más masiva conocida hasta la fecha, pero antes de tratar con los datos experimentales será necesario asentarnos dentro del marco teórico en el que nos encontramos, así como saber qué es exactamente lo que se está haciendo en el LHC para llegar a observar este tipo de fenómenos.

El ámbito dentro del que se encuentra este trabajo entronca con los conocimientos impartidos en las asignaturas obligatorias del grado *Introducción a la Física Computacional, Técnicas Experimentales III y Física Nuclear y de Partículas Elementales*, así como en la asignatura optativa *Física de Altas Energías y Aceleradores*.

## 2. MODELO ESTÁNDAR

En un intento de aunar bajo la misma teoría todo cuanto se conocía del mundo subatómico, en la década de 1970 se desarrolla el conocido como Modelo Estándar (*Standard Model, SM*), un marco teórico que todavía a día de hoy sigue resultando muy útil, a pesar de las lagunas que presenta. Se distinguen esencialmente dos partes en este modelo: por un lado, la descripción de cuatro fuerzas fundamentales en la naturaleza, que son las responsables de cualquier tipo de interacción entre la materia; por otro, la existencia de una serie de partículas elementales que son los constituyentes mínimos (al menos, conocidos hasta la fecha) de toda la materia.

mass	$\approx 2.4 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 172.44 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 125.09 \text{ GeV}/c^2$
charge	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> Higgs
<b>QUARKS</b>	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
	$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b><math>\gamma</math></b> photon	
	$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 105.67 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$	
	-1	-1	-1	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	<b>e</b> electron	<b><math>\mu</math></b> muon	<b><math>\tau</math></b> tau	<b>Z</b> Z boson	
<b>LEPTONS</b>	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 1.7 \text{ MeV}/c^2$	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$	
	0	0	0	$\pm 1$	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	<b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	<b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	<b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino	<b>W</b> W boson	
				<b>GAUGE BOSONS</b>	<b>SCALAR BOSONS</b>

Figura 2.1: partículas elementales del Modelo Estándar. Extraída de [17].

## 2.1. Interacciones fundamentales

Como decimos, existen cuatro tipos de interacciones posibles entre la materia, cada una con sus partículas mediadoras y constantes de acoplamiento.

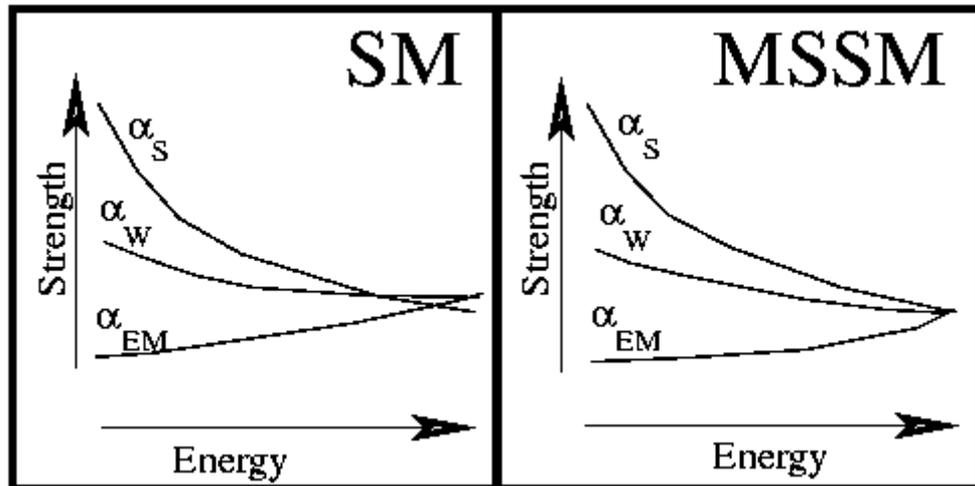


Figura 2.2: variación de los valores de las constantes de acoplamiento en función de la energía. Extraída de [1].

En la figura 2.2 vemos una ilustración de los valores que toman las constantes de acoplamiento de las interacciones fuerte ( $\alpha_S$ ), débil ( $\alpha_W$ ) y electromagnética ( $\alpha_{EM}$ ). A la vista está que no son “constantes” estrictamente hablando: sus valores se ven influenciados por el régimen de energía en el que nos encontremos. Si bien normalmente la interacción fuerte es la dominante, al ir a energías superiores a  $10^{10}$  TeV se prevé que las constantes se aproximen, y dependiendo del modelo convergen a un mismo valor (gráfica de la derecha, Minimal Supersymmetric Standard Model) o no (gráfica de la izquierda, Standard Model).

Vamos a ver a continuación cuáles son las características de las distintas interacciones.

### 2.1.1. Interacción fuerte (S)

Como su mismo nombre sostiene, esta interacción es la más fuerte de todas. Actúa sobre las partículas con carga de color, un tipo de magnitud que puede tomar múltiples valores: rojo, verde y azul para los quarks (de los que hablaremos más adelante) y antirrojo, antiverde y antiazul para los antiquarks.

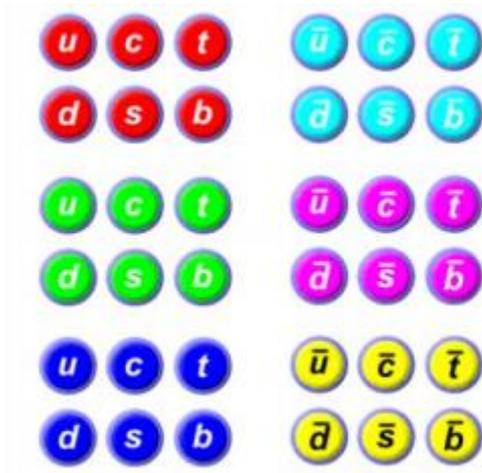


Figura 2.3: diferentes posibles valores de carga de color. Extraída de [1].

La partícula mediadora de esta interacción es el gluón, cuya característica más destacable es que él mismo también posee carga de color (en concreto, debido a las diferentes combinaciones posibles de colores, existen 8 tipos de gluones diferentes). Dada esta propiedad, el gluón interactúa consigo mismo, lo que en último término lleva al limitado rango que presenta esta interacción, en torno a 2 fm ( $2 \cdot 10^{-15}$  m).

La rama de la Física que se encarga del estudio de este tipo de interacción se conoce como Cromodinámica Cuántica (QCD), y da cuenta de características tan importantes como lo son la libertad asintótica, que nos dice que cuanto mayor sea la energía de los quarks (o menor la distancia entre ellos) menos intensa será la fuerza  $S$  que experimentan, o el confinamiento de la carga de color, pues se observa que toda la materia que conocemos tiene carga de este tipo nula salvo en sus constituyentes, es decir, solo se manifiesta al nivel de las partículas que sufren esta interacción.

Además de dar lugar a la formación de hadrones (como por ejemplo los protones) mediante aglomeración de quarks y gluones, esta interacción presenta un carácter residual fuera de dichas partículas. Esta fuerza residual es la responsable de la formación de los núcleos atómicos, manteniendo cohesionados protones y neutrones por encima de la repulsión electromagnética que experimentan los primeros y consiguiendo que los últimos se comporten como partículas estables (en libertad, un neutrón se desintegra con una vida media de unos 881 segundos).

### 2.1.2. Interacción electromagnética (EM)

La interacción electromagnética interviene cuando tenemos partículas cargadas eléctricamente, con diferentes posibles valores, tanto positivos como negativos. El signo de la carga de las partículas da lugar al hecho de que esta interacción pueda ser tanto atractiva como repulsiva, lo cual se puede ver reflejado en la famosa ley de Coulomb:

$$F_E = cte \times \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}$$

Donde tenemos que la fuerza que experimentan dos partículas en reposo cargadas eléctricamente es proporcional al producto de sus cargas (de modo que cuanto mayores sean estos valores, mayor será la fuerza), con el añadido de una dependencia con la distancia entre ellas al cuadrado.

Descrita clásicamente mediante las ecuaciones de Maxwell, las observaciones de Einstein sobre la cuantización de la luz desembocaron en la necesidad de una descripción cuántica de esta interacción y sus partículas mediadoras, los fotones, mediante la Electrodinámica Cuántica (QED).

### 2.1.3. Interacción débil (W)

Aunque su nombre pueda resultar engañoso, en primera instancia esta fuerza es casi tan intensa como la electromagnética y, de hecho, las constantes de acoplamiento de ambas interacciones están relacionadas mediante la igualdad:

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

Donde  $\theta_W$  es el ángulo de Weinberg, con un valor experimental de  $\sin^2(\theta_W)$  en torno a 0.23.

La interacción débil es la responsable directa del decaimiento de las partículas en otras más ligeras, y goza de ciertas propiedades que la hacen única respecto al resto de interacciones:

Universalidad de carga: todas las partículas se acoplan con la misma intensidad a W.

Cambio de sabor: conversión de unas partículas en otras dentro de la misma generación (más adelante se verá cuáles son las diferentes generaciones).

Cambio de generación: conversión de partículas en otras de diferentes generaciones, respetando la conservación de momento y energía.

Decimos que la carga débil o isospín débil es universal, pero hay que concretar esto. Dependiendo de si el espín y el momento de una partícula se disponen paralelamente (R) o antiparalelamente (L), el isospín débil puede tomar el valor 0 o  $\pm 1/2$ , respectivamente, o lo que es lo mismo, mientras que las partículas L o levóginas interaccionan débilmente, las R o dextróginas no. El valor del isospín para partículas levóginas puede observarse a continuación:

$I_3$						
+1/2	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	$u$	$c$	$t$
-1/2	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	$d$	$s$	$b$

Figura 2.4: agrupación de las partículas elementales (levóginas) según su isospín débil.

En cuanto a las partículas mediadoras de esta interacción, en este caso son tres:  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z^0$ . Pese a que, como decíamos antes, la constante de acoplamiento débil es del orden de la electromagnética, debido a la enorme masa que poseen estas tres partículas, a la hora de la verdad esta interacción presenta un carácter mucho menos intenso que la electromagnética, y por eso recibe su nombre.

#### 2.1.4. Interacción gravitatoria

La fuerza gravitatoria es, de lejos, la menos intensa de todas, con una relación frente a la fuerza fuerte de  $10^{-39}$  órdenes de magnitud. Debido a esto, su efecto a nivel subatómico es completamente despreciable, y gracias a esto el Modelo Estándar ha podido funcionar tan bien, pues es incapaz de encajar esta fuerza en el modelo junto a las demás, lo cual supone una de las mayores brechas del mismo, pero sin alterar la validez de las descripciones que reciben el resto de interacciones.

Como vemos, por ejemplo, con la interacción gravitatoria, el Modelo Estándar resulta ser muy útil, pero dista de dar una descripción completa de la realidad. Algunos de los mayores problemas que presenta son la incapacidad para explicar la total diferencia en abundancia entre materia y antimateria, de qué se compone la materia oscura, o la masa de los neutrinos. Con el fin de encontrar solución a estas incógnitas han surgido numerosas teorías, como la Supersimetría, agrupadas bajo el nombre de *Beyond the Standard Model* (BSM, Más allá del Modelo Estándar). Sin embargo, habidas cuentas de los resultados experimentales con los que contamos por el momento, ninguna de dichas teorías ha conseguido probarse válida.

## 2.2. Partículas elementales

Dentro del Modelo Estándar existe una clasificación fundamental de las partículas atendiendo al espín de las mismas. Mientras que aquellas con espín semientero se denominan fermiones, las partículas con espín entero reciben el nombre de bosones.

### 2.2.1. Fermiones

Los fermiones son partículas regidas por la estadística de Fermi-Dirac, y pueden ser tanto fermiones fundamentales como fermiones compuestos por otros fundamentales. Al estar hablando de partículas fundamentales, nos referimos únicamente a los primeros.

Dentro del grupo de los fermiones podemos realizar una clasificación en función de las interacciones a las que se acoplan estas partículas, o atendiendo a las diferentes familias o generaciones existentes.

#### 2.2.1.1. Quarks

Por un lado tenemos a los quarks, fermiones sensibles a todas las interacciones atendiendo a las diferentes cargas correspondientes que presenta cada uno.

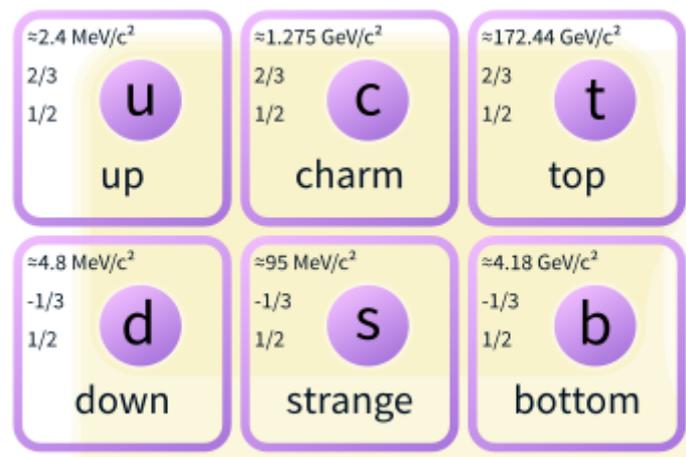


Figura 2.5: quarks del Modelo Estándar y sus propiedades principales.

Existen 6 tipos diferentes de quarks distribuidos en 3 familias diferentes. La primera de ellas está compuesta por los quarks  $u$  y  $d$ , los más ligeros de todos y con carga eléctrica  $2/3$  y  $-1/3$  (referido a la carga del electrón en valor absoluto, que en el SI es  $1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ). Si nos fijamos,

vemos que al cambiar a la segunda y tercera generación la masa de las partículas va en aumento, pero se conservan las cargas de manera que los quarks  $u$ ,  $c$  y  $t$  tienen carga  $2/3$ , y  $d$ ,  $s$  y  $b$ ,  $-1/3$ . Cabe destacar la brutal diferencia de masa en juego, ya que el quark  $t$  posee una masa 40 veces superior a la del siguiente quark más pesado, el  $b$ , y cuatro órdenes de magnitud por encima del más ligero, el  $u$ . La existencia de este rango de masas tan amplio supone una de las mayores incógnitas para la física de partículas.

Una de las principales características de los quarks es que es imposible observarlos en libertad. Debido a la interacción fuerte, cualquier quark en supuesta libertad se agrupa con otros para dar lugar a hadrones en un tiempo, conocido como tiempo de hadronización, del orden de  $10^{-24}$  s (esto es así para todos los quarks menos el top, ya que su vida media ronda los  $10^{-25}$  s, de modo que no le da tiempo a hadronizarse).

### 2.2.1.2. Leptones

Los leptones son fermiones que no se ven afectados por la interacción fuerte.

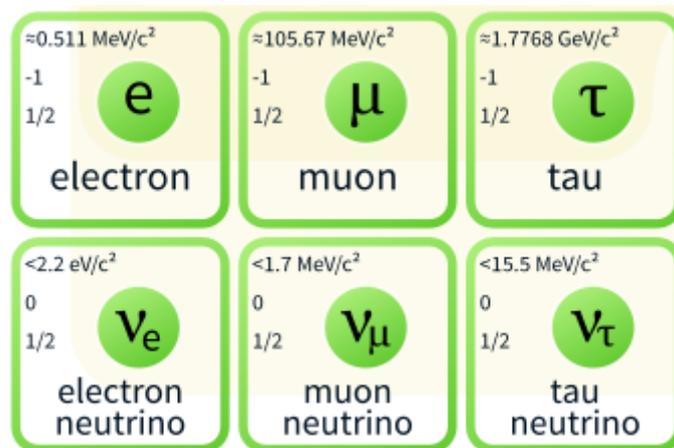


Figura 2.6: leptones del Modelo Estándar y sus propiedades principales.

Continuando con la división por generaciones, en todas ellas tenemos una partícula con carga eléctrica  $-1$ , electrón, muón y tau, y otra de carga nula, los neutrinos correspondientes, y, en principio, la masa también incrementa al subir de generación (las masas de los neutrinos aún están por determinar debido a la incapacidad que tenemos para medirlos directamente, pues únicamente interaccionan débilmente).

Como dato, con la primera generación de fermiones se compone prácticamente en su totalidad la materia ordinaria del universo. No sabemos qué papel juegan las otras dos familias, pero suponemos que alguno deben de tener.

## **2.2.2. Bosones**

A diferencia de los fermiones, los bosones son partículas que siguen la estadística de Bose-Einstein. Estas partículas son las mediadoras de las interacciones descritas por el Modelo Estándar (no se contempla la interacción gravitatoria) con la reciente adición de un nuevo bosón, conocido como bosón de Higgs.

### **2.2.2.1. Gluón**

Partícula mediadora de la interacción fuerte, presenta la peculiaridad de que, además de portar la carga de color, también la posee, como ya se ha mencionado antes. Además, no tiene carga eléctrica ni tampoco masa. A pesar de que pueden constituir una considerable cantidad de la masa de partículas no fundamentales (como los protones) como energía de intercambio entre quarks, a día de hoy no se ha descubierto la existencia de ninguna partícula compuesta únicamente por gluones (denominadas bolas de gluones), aunque sí se ha teorizado sobre ellas y precisamente podrían descubrirse en el LHC.

### **2.2.2.2. Fotón**

Desde las ondas de radio, pasando por la luz visible y hasta los rayos gamma, cualquier onda electromagnética está compuesta por paquetes de energía o cuantos, llamados fotones. Igual que los gluones, tampoco tienen masa, pero a diferencia de estos no poseen carga de la interacción que portan, es decir, son eléctricamente neutros. Esto desemboca en un rango de interacción infinito.

### **2.2.2.3. $W$ y $Z$**

Estos bosones, en contraposición con los gluones y fotones, son tremendamente masivos. Mientras que el  $W$  puede tener carga eléctrica  $+1$  o  $-1$ , el  $Z$  es eléctricamente neutro, y ninguno posee carga de color. Aunque ambas partículas son las mediadoras de la interacción

débil, el  $W$  es responsable de las desintegraciones nucleares, mientras que el  $Z$  participa en procesos en los que simplemente existe transferencia de momento, pudiendo competir en algunos de ellos con el fotón (en un régimen de energía adecuado existen procesos como  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  que pueden tener como partícula mediadora a un fotón o un  $Z$ , atendiendo a la probabilidad de que sea uno u otro).

#### 2.2.2.4. Higgs

Sin ser la partícula mediadora de ninguna interacción, el papel de este bosón es igual de importante que el resto. Con una masa de  $125 \text{ GeV}/c^2$  (la segunda partícula conocida más pesada), el bosón de Higgs es el responsable de dar masa a todas las partículas elementales, de manera que cuanto más intensa sea la interacción de una partícula con el campo de Higgs, mayor será su masa.

### 2.3. Hadrones

A partir de los quarks, vistos anteriormente, se forman agrupaciones denominadas hadrones cuya carga de color, atendiendo a la propiedad de confinamiento explicada, es siempre nula. Dichas agrupaciones se distinguen según se lleven a cabo entre dos o entre tres quarks:

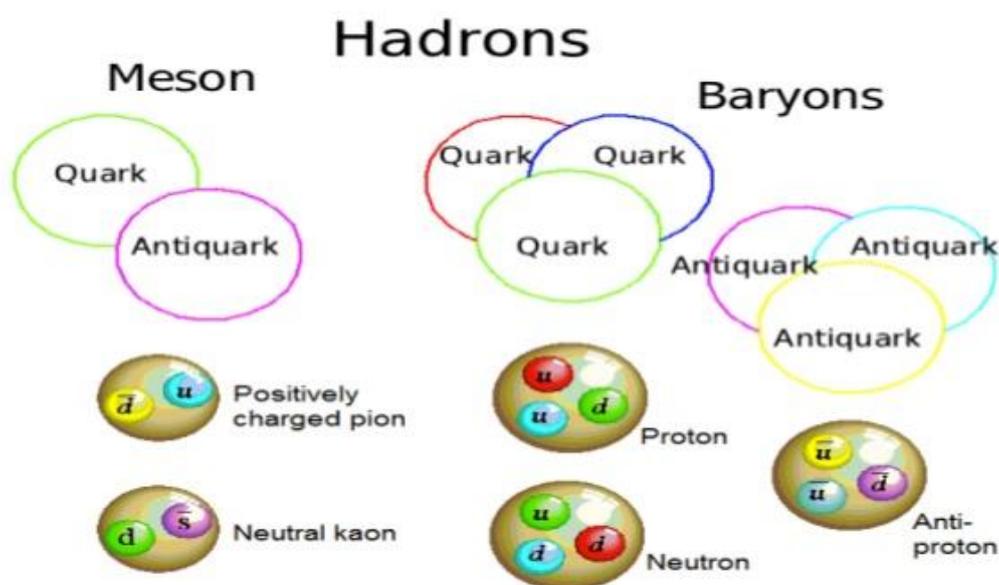


Figura 2.7: ejemplos de hadrones según distintas combinaciones de quarks. Extraída de [32]

### 2.3.1. Mesones

Estos hadrones se caracterizan por estar compuestos por un par quark-antiquark, lo que les confiere un espín entero ( $-1, 0$  ó  $1$ ) suma de los espines de sus quarks y, por tanto, se encuentran dentro de la categoría de los bosones. Ejemplos comunes de mesones pueden ser los piones o los kaones.

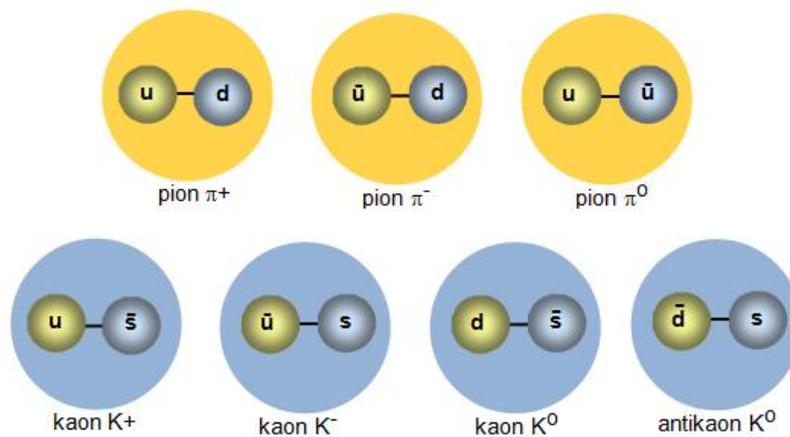


Figura 2.8: diferentes piones y kaones según los quarks que los forman. Extraída de [33].

### 2.3.2. Bariones

Los bariones son partículas conformadas a partir de la agrupación de tres quarks, hecho que supone que su espín sea semientero, de manera que son fermiones. Cada barión cuenta con su correspondiente antipartícula formada a partir de los quarks o antiquarks correspondientes a sus constituyentes. Los dos bariones más conocidos son los neutrones y los protones.

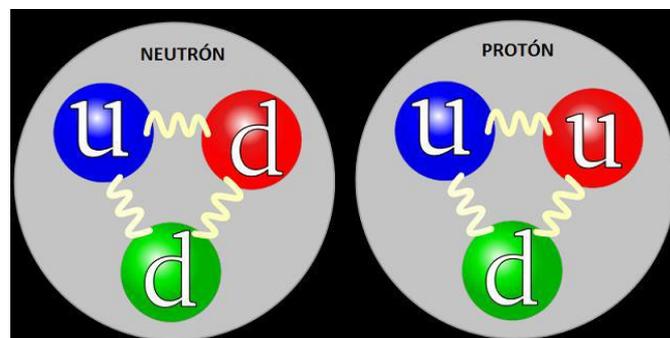


Figura 2.9: representación esquemática de la composición de los neutrones y de los protones.

Extraída de [34]

Profundizando un poco más acerca de la estructura de los bariones, la esquematización de la figura 2.9 solamente refleja lo que se conoce como quarks de valencia, que son los quarks fundamentales que conforman un barión. Sin embargo, y deteniéndonos sobre el protón (ya que nos interesa su comprensión para poder tratar los fenómenos que se verán más adelante), su composición se ve representada más correctamente en la siguiente figura:

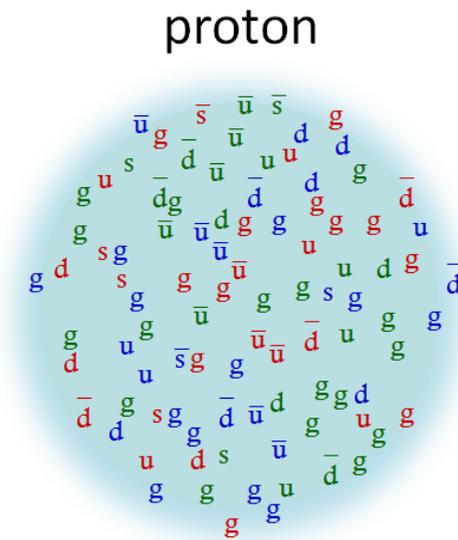


Figura 2.10: representación de los constituyentes de un protón. Extraída de [35]

Además de los quarks de valencia, podemos ver que existe una multitud de gluones que mantienen al protón como un conjunto, y una enorme cantidad de quarks, formados en pares quark-antiquark a partir de los gluones, que reciben el nombre de quarks del mar.

### 3. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

#### 3.1. LHC

El LHC [30] es un colisionador de partículas circular, el más grande hasta la fecha con sus 27 kilómetros de longitud, construido en la frontera franco-suiza a unos 100 metros bajo la superficie.

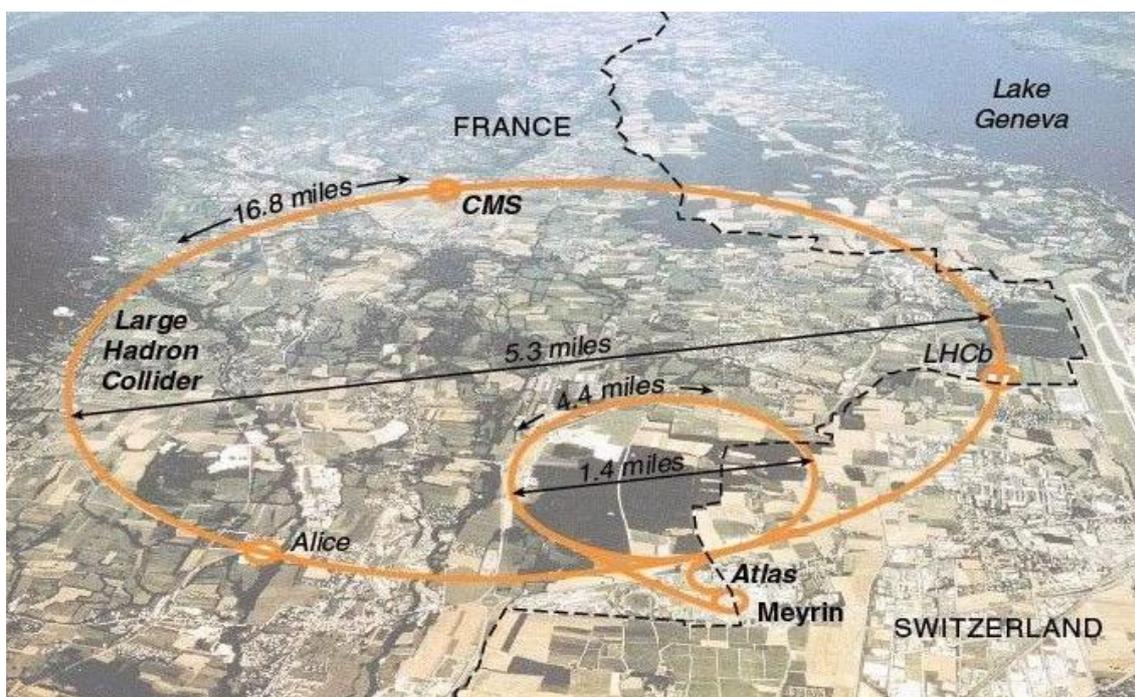


Figura 3.1: vista aérea del terreno ocupado por el LHC. Extraída de [18].

La construcción de esta inmensa máquina, llevada a cabo a lo largo de diez años hasta que finalmente se puso en marcha en 2010, ha sido posible gracias a la colaboración de más de 4000 científicos e ingenieros provenientes de alrededor de cuarenta países, con el fin de poder encontrar respuestas a las incógnitas que nos deja el Modelo Estándar, a través de colisiones entre protones.

Al principio, entre 2010 y 2011, los haces de protones eran acelerados a 3.5 TeV cada uno, lo que supondría una energía en el centro de masas de 7 TeV, en torno a 3.5 veces superior a lo conseguido hasta el momento, en el Tevatron. Esta energía aumentó hasta los 8 TeV en el año 2012 y desde 2015 hasta la actualidad ha funcionado a 13 TeV.

El procedimiento empleado en el experimento se puede ver esquematizado en la figura 3.2, y concretamente es el siguiente:

1. En primer lugar, se inyecta hidrógeno gaseoso en un cilindro metálico conocido como duoplasmatrón, donde se eleva la temperatura a varios miles de grados y, mediante la acción de un campo magnético, se consigue separar los protones de los electrones.
2. Una vez tenemos los protones, se introducen en un acelerador lineal, donde alcanzan una velocidad en torno a un tercio de la velocidad de la luz ( $\frac{1}{3}c$ ).
3. Después de esto se divide el haz de protones en cuatro haces, que se aceleran en cuatro tubos circulares de unos 150 metros gracias a la combinación de un campo eléctrico (para acelerar) con uno magnético (para curvar las trayectorias), hasta alcanzar una velocidad del orden de  $0.9c$ .
4. Estos haces se recombinan en dos, que son llevados hasta el acelerador *Proton Synchrotron* (PS), de 628 metros de longitud, donde su velocidad llega a  $0.99c$ . En este punto la energía de los protones ronda los 25 GeV.
5. A continuación se llevan al *Super Proton Synchrotron* (SPS), un anillo de casi 7 kilómetros de circunferencia en el que los protones adquieren una energía de 450 GeV.
6. Los haces ya están listos para pasar al LHC en sí, donde serán acelerados utilizando cavidades de radiofrecuencia hasta conseguir las energías antes mencionadas, girando en sentidos opuestos (gracias a una serie de imanes superconductores) para poder obtener colisiones prácticamente frontales.

Concretamente, estas colisiones se producen en cuatro puntos diferentes a lo largo del LHC:

# CERN Accelerator Complex

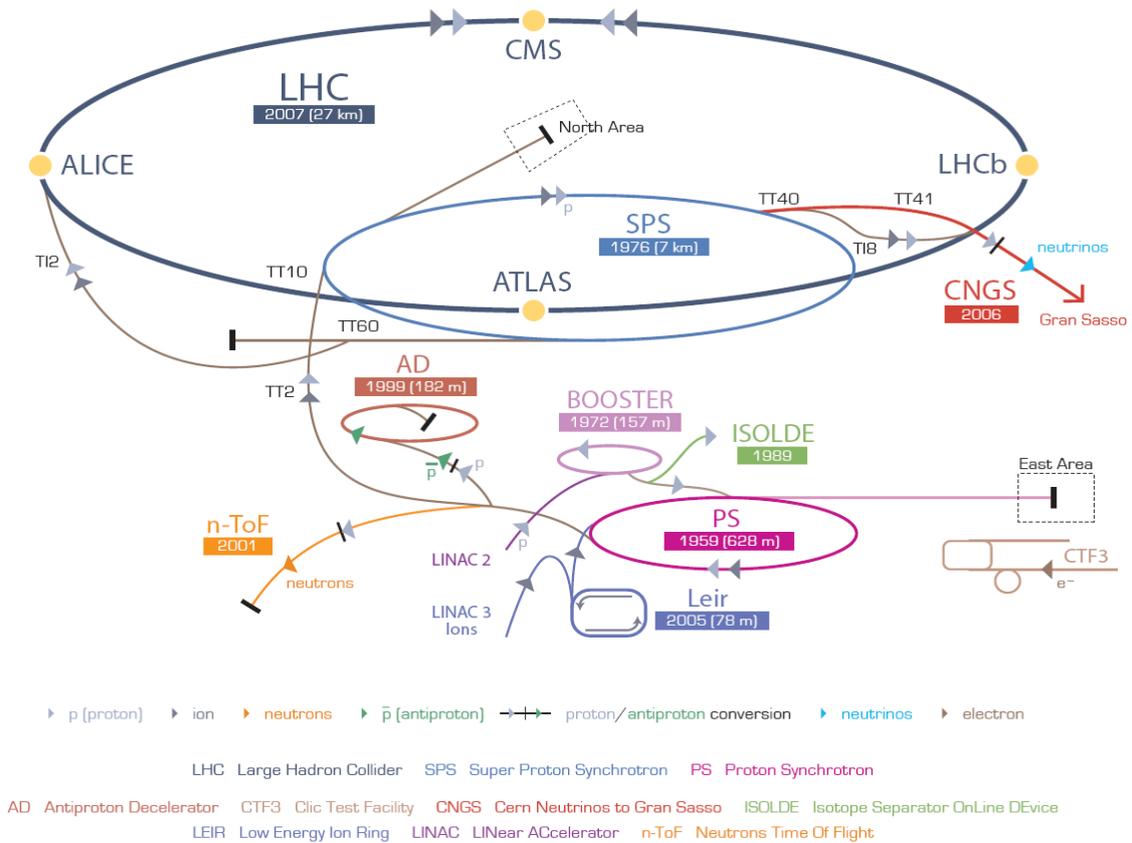


Figura 3.2: esquema de las instalaciones en el LHC. Extraída de [19].

En torno a estos puntos de colisión se sitúan los diferentes experimentos del LHC [29], de los cuales los cuatro principales son:

- CMS (*Compact Muon Solenoid*), de corte general, abarcando mediciones más precisas sobre magnitudes ya conocidas, búsqueda de nueva información perteneciente al SM, o hallazgos que puedan alentar teorías BSM.
- ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), cuyos objetivos son análogos a los del CMS, solo que se diferencian en su estructura y en los materiales empleados.
- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), que trata las colisiones de iones pesados con el fin de estudiar un estado de la materia, el plasma de quarks-gluones, que podría corresponderse con el estado del universo instantes después del Big Bang.
- LHCb (*Large Hadron Collider beauty*), especializado en el estudio de hadrones constituidos por quarks b, en busca de respuestas a uno de los mayores problemas de la física de partículas, que recibe el nombre de “violación CP”.

Además de estos cuatro, existen otros tres experimentos con detectores más específicos:

- LHCf (*Large Hadron Collider forward*), que mide la cantidad de piones neutros  $\pi_0$  producidos, así como su energía, con el objetivo de poder explicar el origen de los rayos cósmicos ultraenergéticos.
- MoEDAL (*Monopole and Exotics Detector At the LHC*), cuyo propósito principal es la detección de monopolos magnéticos.
- TOTEM (*TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement*), encargado de medir secciones eficaces y procesos difractivos y de *scattering* elástico.

De todos estos, a continuación vamos a profundizar en el experimento CMS, pues es aquel sobre el que se fundamenta este estudio.

### 3.2. Experimento CMS

El detector CMS es un enorme cilindro de 21.6 metros de largo y 15 metros de diámetro, constituido por un conjunto de subdetectores, cada uno de ellos destinado a medir diferentes tipos de partículas. En la imagen siguiente podemos observar un esquema de su composición:

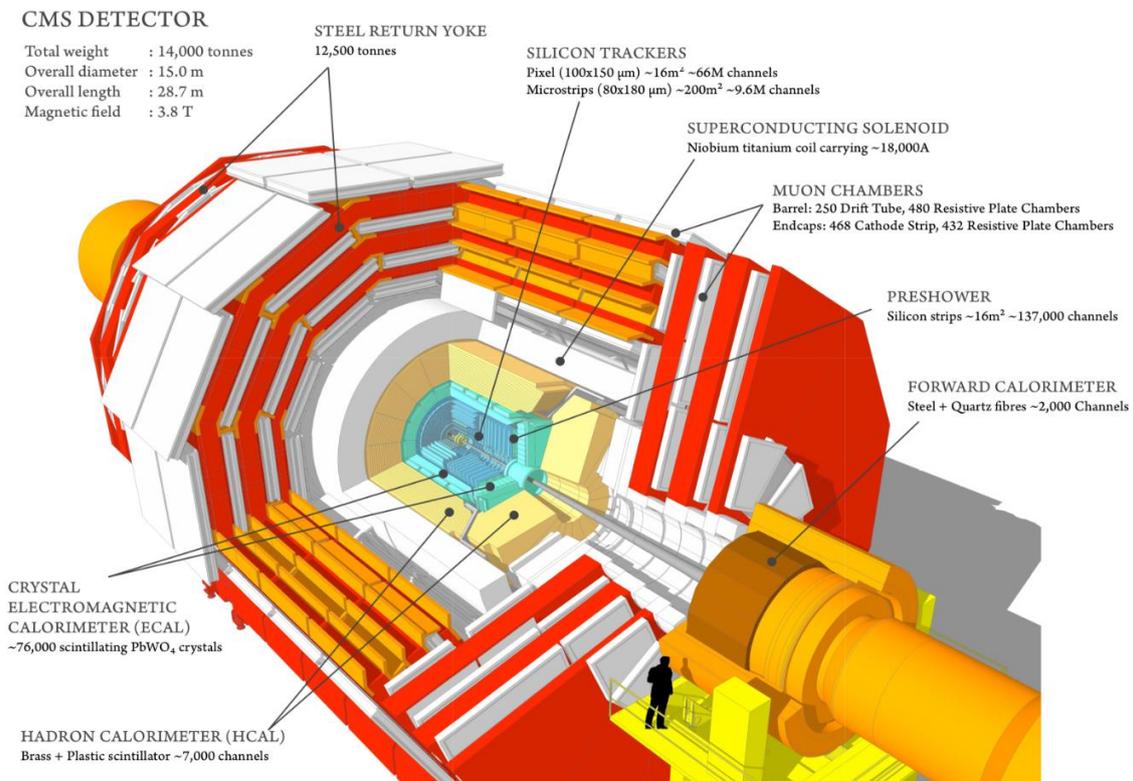


Figura 3.3: esquema de CMS y sus diferentes partes. Extraída de [20].

Como vemos, los subdetectores se disponen formando capas concéntricas, pasando por el eje del detector el conducto por el que circulan los haces de protones. Según el orden en el que estos subdetectores están colocados, las partículas producidas tras las colisiones se encuentran en primer lugar con el detector de trazas o *tracker* de silicio [2], donde las trayectorias de todas las partículas cargadas quedan registradas. A continuación hay dos calorímetros, el calorímetro electromagnético o ECAL [3] y el calorímetro hadrónico o HCAL [4], destinados a medir la energía de las partículas que se depositan en ellos. Por último tenemos las estaciones de muones [7], cuatro capas de detectores orientados hacia la identificación de muones. Además, entre las cámaras de muones y el HCAL se encuentra el solenoide magnético [5] que da nombre al experimento (*Compact Muon Solenoid*).

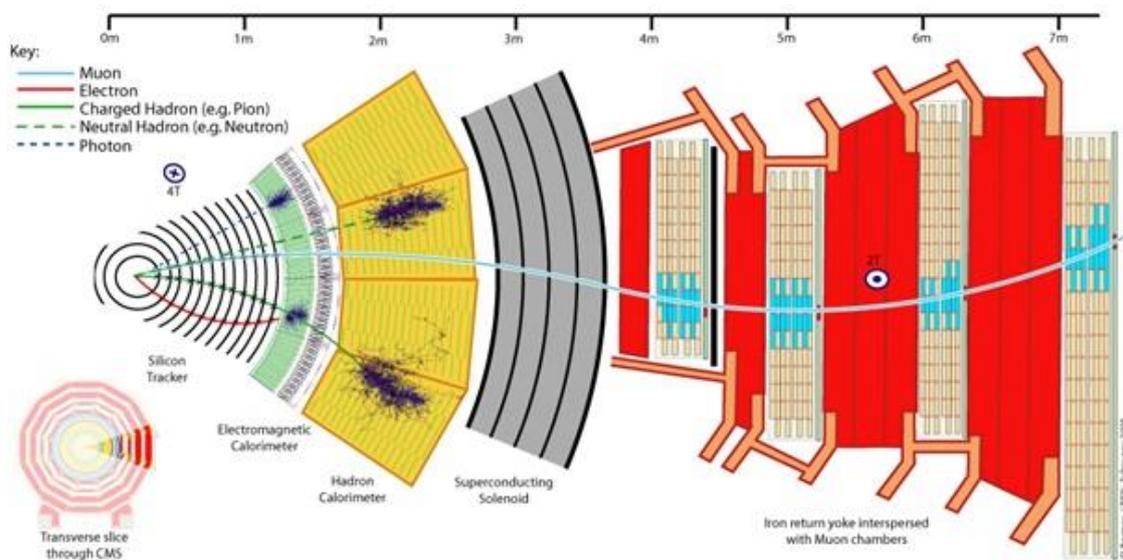


Figura 3.4: funcionamiento de la detección de diferentes tipos de partículas en CMS. Extraída de [26].

Profundizaremos más adelante en cada uno de los distintos subdetectores.

### 3.2.1. Sistema de referencia en CMS

El sistema de coordenadas en CMS se establece de manera que el origen se encuentra en la intersección entre los haces de protones,  $z$  viene dado por la dirección del tubo por el que viajan los haces,  $y$  va perpendicularmente a la superficie terrestre y  $x$  es perpendicular a estas dos, apuntando hacia el centro del LHC.

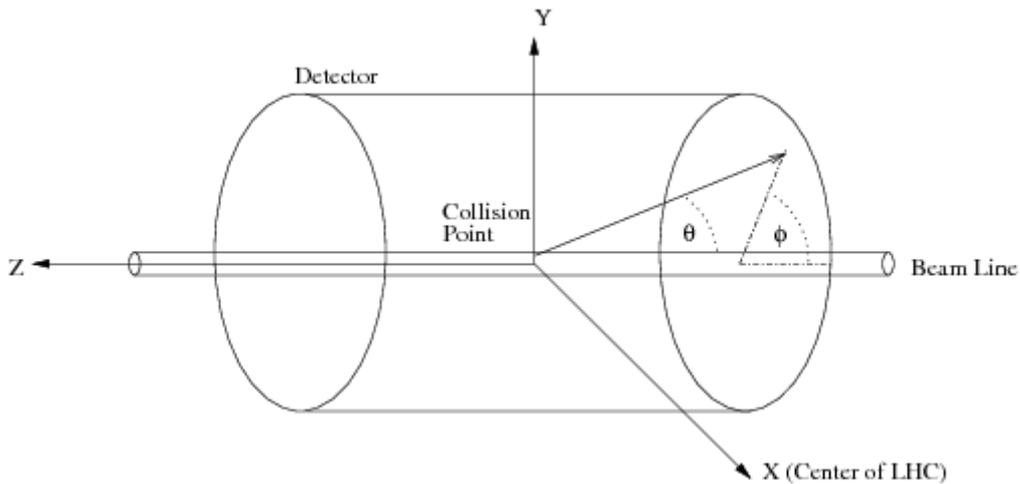


Figura 3.9: sistema de referencia en CMS. Extraída de [22]

### 3.2.2. Subdetectores

#### 3.2.2.1. Detector de trazas

En un primer momento el diseño de este detector no estaba planteado ya que se pensó que no podría desarrollarse un tracker capaz de soportar las elevadas energías de las partículas producidas en el LHC.

El tracker está diseñado para observar el camino que siguen las partículas cargadas bajo el efecto del campo magnético aplicado por el solenoide, de manera que se puede estimar el momento de estas partículas a partir de la curvatura de sus trayectorias y, precisamente por lo importante que es conocer correctamente estas trayectorias, la interacción con el tracker debe de ser lo más pequeña posible, con el fin de no perturbarlas.

Dentro de la parte correspondiente al tracker podemos encontrar dos tipos de detectores diferentes según avanzamos de dentro hacia fuera:

- En primer lugar las partículas pasan por unos píxeles de silicio de aproximadamente  $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ , distribuidos en 3 cilindros concéntricos a distancias de 4, 7 y 11 cm respecto a los haces de protones, dando lugar a un total de 65 millones de píxeles. Aunque cada uno de los píxeles genere en torno a  $50 \mu\text{W}$  de potencia solamente, el conjunto de todos ellos hace que la energía total eleve la temperatura hasta algunos cientos de grados centígrados, de manera que los píxeles se montan sobre tubos refrigerantes para poder funcionar correctamente.
- Al alejarnos más del centro, el flujo de partículas disminuye, lo cual da pie a que a unos 30 cm se coloquen unas tiras de silicio de  $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$  para poder tomar nota del

recorrido de las partículas, y a una distancia aproximada de 55 cm se utilizan unas tiras mayores de hasta 25 cm x 180  $\mu\text{m}$ . En total hay unos 10 millones de tiras en esta zona, que se mantienen a  $-20\text{ }^\circ\text{C}$  por el mismo motivo visto con los píxeles.

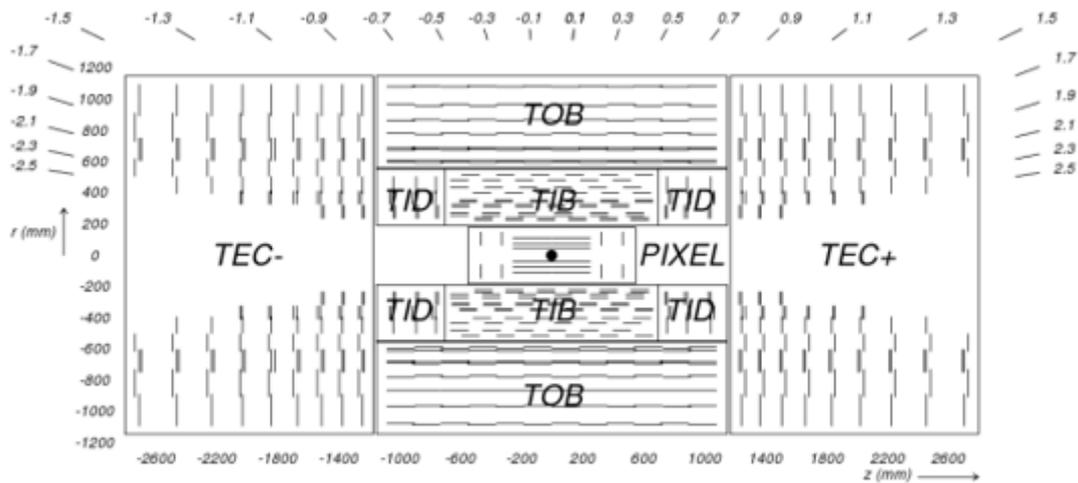


Figura 3.5: composición del tracker de CMS visto en el plano  $r - z$ . Extraída de [6].

En la figura 3.5 podemos ver la distribución del tracker (cada línea indica un módulo de detección) y sus diferentes secciones: la zona central de píxeles (PIXEL), los barriles interior y exterior (TIB y TOB), los discos de detección que cierran el TIB (TID) y finalmente los endcaps del tracker (TEC).

### 3.2.2.2. Calorímetro electromagnético

El ECAL está pensado para medir la energía de los electrones, positrones y fotones producidos en las colisiones. Al contrario de lo que ocurría en el tracker, donde se busca que las deposiciones de energía sean mínimas, en el ECAL se registra la energía que llevan estas partículas, de modo que son frenadas totalmente. Esta energía se mide a partir de la cantidad de pares electrón-positrón que producen dichas partículas cuando penetran en el detector.

Para llevar a cabo estas mediciones se emplea un material muy específico: 75.848 cristales de tungstenato de plomo ( $\text{PbWO}_4$ ) crecidos artificialmente a lo largo de 10 años (cada cristal requiere aproximadamente de dos días para estar completo). Estos cristales, a pesar de estar compuestos casi en su totalidad por metal, son altamente transparentes, y presentan la cualidad de que actúan como centelladores: emiten luz acorde a la energía que absorben de los pares electrón-positrón, de modo que los fotones emitidos por los cristales pasan a unos fotodetectores colocados tras ellos, con el fin de analizar cuánta energía se ha registrado.

El ECAL presenta una forma cilíndrica, dentro de la que se distinguen lo que se conocen como endcaps, compuestos por conjuntos de cristales de  $3 \times 3 \times 22$  cm que dan lugar a las caras paralelas del cilindro, y el barrel, donde se encuentran el resto de cristales, de  $2.2 \times 2.2 \times 23$  cm.

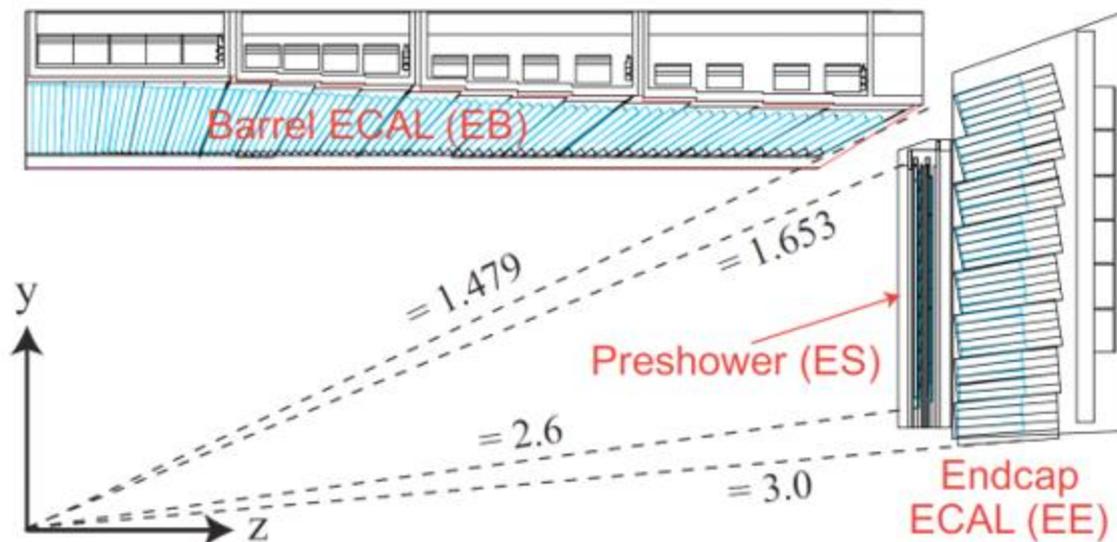


Figura 3.6: composición del ECAL de CMS visto el plano  $r - z$ . Extraída de [6].

En la figura podemos ver la disposición del barrel y uno de los endcaps. Además, se puede apreciar la presencia de un detector de preshower colocado delante del endcap, destinado a provocar cascadas de fotones a partir de electrones y positrones.

### 3.2.2.3. Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico, como su propio nombre indica, tiene como objetivo la medición de la energía de los hadrones, es decir, partículas compuestas por quarks y gluones como lo son el protón o el neutrón, y esencialmente está compuesto por varias capas alternadas de materiales absorbente y centellador.

Dado que los hadrones se desintegran dando lugar a partículas más ligeras, es sumamente importante que el HCAL sea capaz de detectar todos y cada uno de los subproductos de las colisiones con el fin de que, si el balance energético no es correcto, se deba a partículas indetectables (como los neutrinos) y no a carencias del detector, lo que en última instancia puede ayudar al descubrimiento de nuevas partículas.

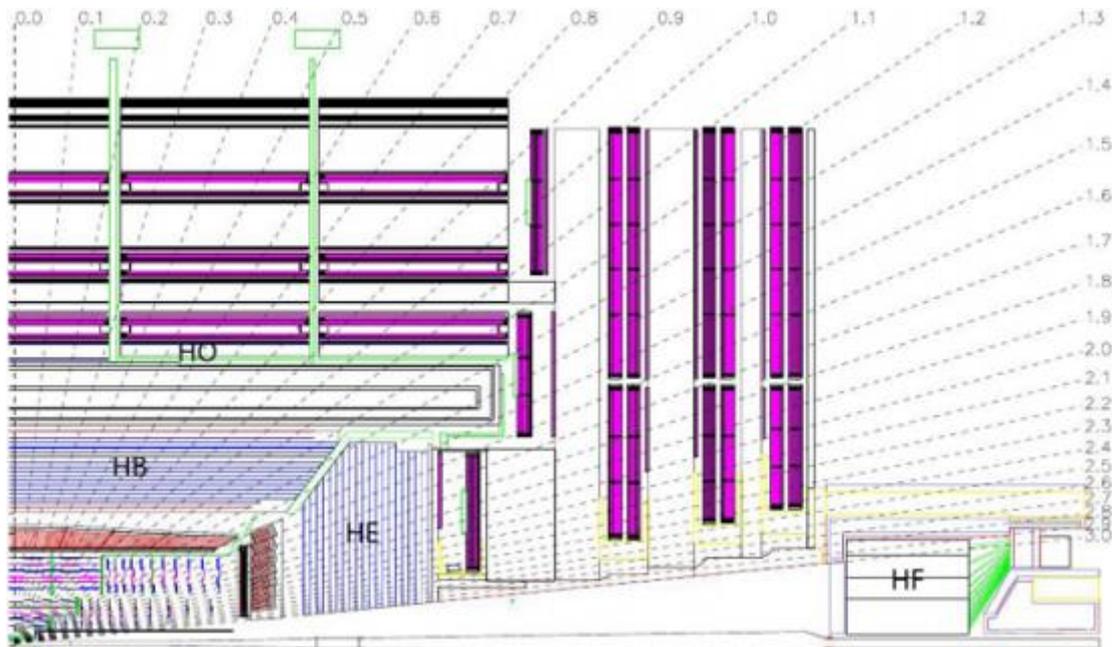


Figura 3.7: composición del HCAL de CMS visto en el plano  $r - z$ . Extraída de [6].

El HCAL consta de cuatro partes diferentes: el barrel (HB), colocado justo a continuación del ECAL y que abarca hasta llegar al solenoide; los endcaps (HE), dispuestos de manera análoga a los endcaps vistos en el ECAL; el outer (HO), que se encuentra después del solenoide para complementar al HB; y el forward (HF), desplazado hacia las caras laterales de CMS para detectar partículas con mucha inclinación.

#### 3.2.2.4. Solenoide

Como se ha mencionado antes, el efecto de un campo magnético es crucial para medir el momento de las partículas a partir de sus trayectorias. En CMS este campo se consigue gracias a la inclusión de un solenoide, un bobinado de cables capaz de generar un campo magnético de hasta 4 T (teslas) cuando circula la corriente eléctrica por él. Para conseguir un campo tan intenso, unas 100.000 veces mayor que el terrestre, es necesario que el solenoide se encuentre en estado de superconducción para evitar en todo lo posible pérdidas por la resistencia del material, motivo por el que se emplea helio líquido para mantener una temperatura de  $-268.5$  °C, muy próxima al cero absoluto [5].

### 3.2.2.5. Cámaras de muones

Más allá del HCAL solo pueden llegar partículas que interactúan débilmente, como los neutrinos, o los muones. Debido a la ínfima capacidad de interacción que presentan las primeras, las únicas partículas que se observan en esta parte son los muones. En las cuatro estaciones de muones se encuentran un total de 1400 cámaras de muones, de las cuales 250 son las cámaras de deriva (o *drift tubes*, DTs) que componen el cilindro central, 540 son las cámaras de tiras catódicas (*cathode strip chambers*, CSCs) colocadas en los extremos, y las 610 restantes son las cámaras de placas resistivas (*resistive plate chambers*, RPCs) que sirven de apoyo a las DTs y a las CSCs. En la figura podemos ver la distribución de las diferentes cámaras:

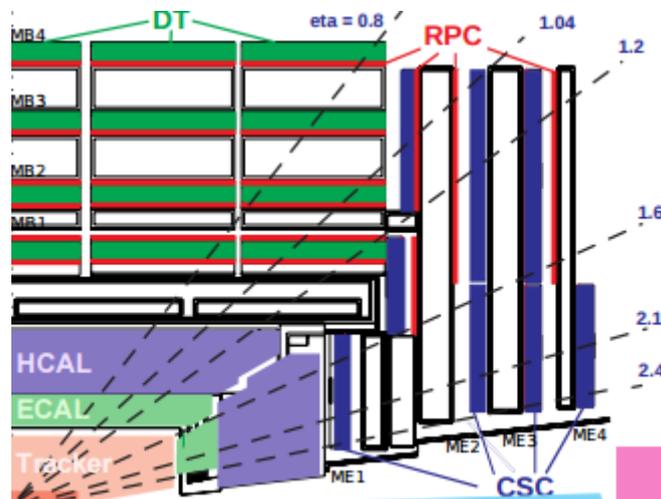


Figura 3.8: composición del sistema muónico en CMS visto en el plano  $r - z$ . Extraída de [6].

### 3.2.3. Magnitudes fundamentales

Antes de empezar a tratar el apartado de simulación, existen algunos conceptos importantes relativos a cualquier experimento de física de partículas de alta energía que merecen ser explicados:

#### 3.2.3.1. Momento transverso

El momento transverso de las partículas se obtiene a partir de sus momentos en los ejes  $x$  e  $y$ ,

$$p_x \text{ y } p_y, \text{ siendo la relación } p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}.$$

### 3.2.3.2. Pseudorrapidez

En coordenadas esféricas, la posición de una partícula depende tanto del ángulo polar,  $\theta$ , como del azimutal,  $\varphi$ . Debido a la simetría cilíndrica de CMS se puede prescindir de  $\varphi$ , y se define una nueva magnitud denominada pseudorrapidez que viene dada por

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

En CMS, los diferentes valores de pseudorrapidez que abarcan los subdetectores se pueden contemplar a continuación:

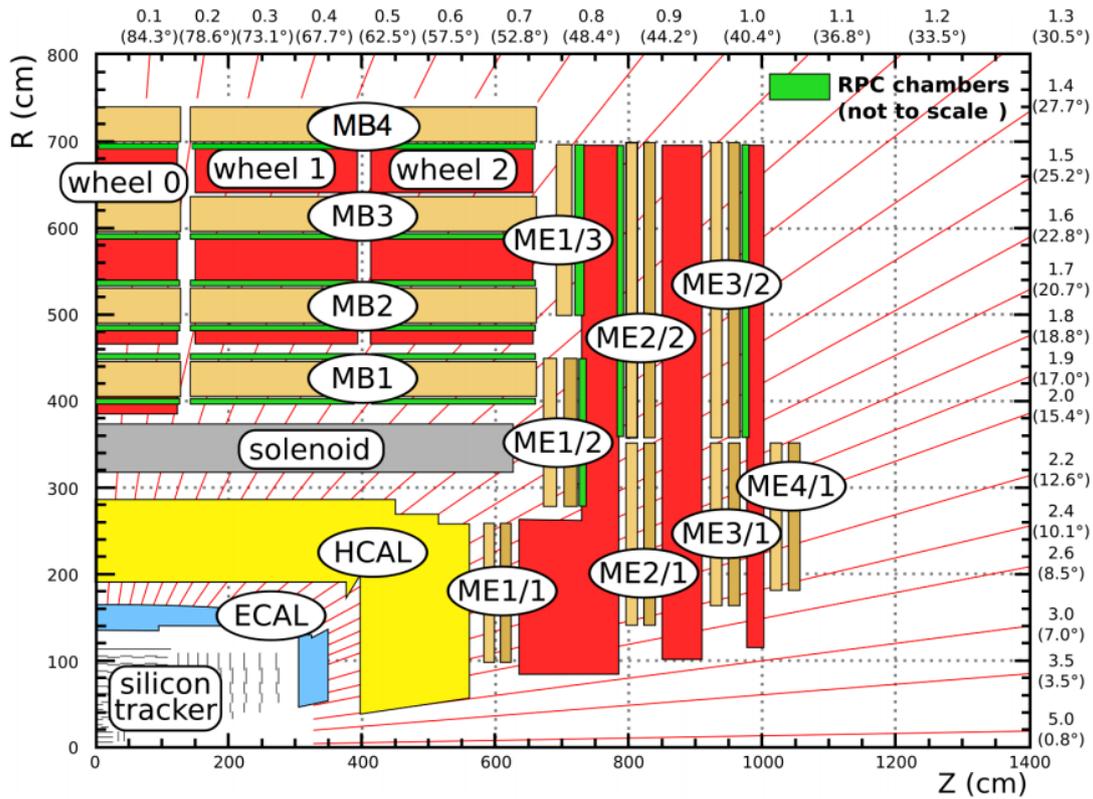


Figura 3.10: dimensiones y pseudorrapidez abarcada por los subdetectores de CMS. Extraída de [6].

### 3.2.3.3. Rapidez

Similar a la pseudorrapidez, existe otra magnitud llamada rapidez y que se obtiene como

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}.$$

Esta magnitud está relacionada con la pseudorrapidez de manera que, cuando el momento de la partícula es mucho mayor que su masa, se cumple que  $y \approx \eta$ . En general, hablaremos de

pseudorrapidez a menos que tratemos con partículas muy pesadas, como quarks  $t$  o bosones  $W$ .

#### 3.2.3.4. Energía faltante (MET, *Missing Transverse Energy*)

Sabemos que las leyes de conservación de energía y momento se deben respetar en cualquier tipo de proceso que estudiemos. Dado que las colisiones se realizan en el eje  $z$  (aunque no sea al 100%), la suma vectorial del momento transverso resultado de todas las partículas producidas debe ser prácticamente nulo. Cuando los datos parezcan no respetar dichas leyes, se debe analizar si esta energía faltante se puede atribuir a partículas fuera de las capacidades del detector, como pueden ser los neutrinos.

#### 3.2.4. Jets

Mientras que en CMS los leptones se identifican como tales y los neutrinos se toman como MET, para la identificación de hadrones se recurre a un nuevo concepto: los jets.

Los jets, desde el punto de vista de la detección, son agrupaciones de partículas en forma de cono construidas atendiendo a la propiedad de confinamiento de la carga de color.

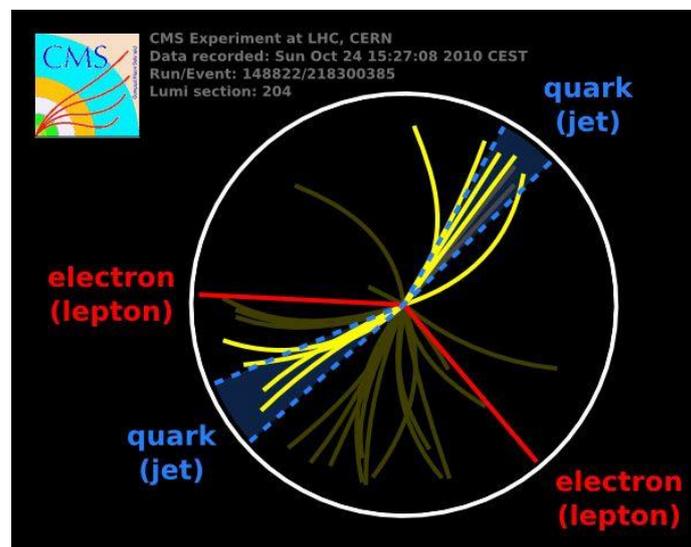


Figura 3.11: comparativa entre la reconstrucción de electrones y jets. Extraída de [36]

Debido a su complejidad, es especialmente importante determinar qué se toma como jet y qué no.

## 4. Simulaciones de Monte Carlo

Los generadores de sucesos de Monte Carlo son programas empleados en la simulación de diferentes experimentos con el fin de realizar predicciones que puedan servir de orientación. En el campo de la Física de Altas Energías resultan extremadamente útiles: por ejemplo, las simulaciones realizadas sobre el bosón de Higgs fueron de gran ayuda en su descubrimiento gracias a las predicciones realizadas a partir del marco del SM.

### 4.1. Proceso físico considerado: producción de pares de quarks $t\bar{t}$

El proceso a estudiar en este trabajo consiste en la colisión entre dos protones, que da lugar a un par de quarks  $t\bar{t}$  (concretamente chocan un quark o gluón de uno de los protones con un quark o gluón del otro). A cualquiera de las partículas integrantes de los protones a colisionar se les denomina partones, de modo que podemos decir que la colisión se produce entre partones. Este proceso es interesante debido a la escasa vida media del  $t$ , ya que, al ser menor que el tiempo típico necesario para que los quarks se unan para dar lugar a un hadrón, permite un estudio más directo que si observásemos la formación de otros quarks. A continuación podemos ver el diagrama de Feynman del proceso principal:

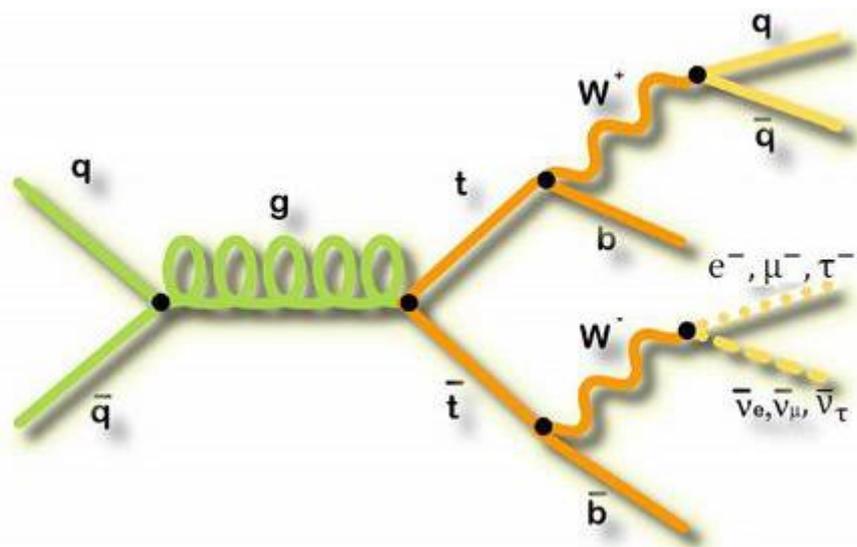


Figura 4.1: posible diagrama de Feynman de una colisión  $pp \rightarrow t\bar{t}$ . Extraída de [21].

Como vemos, tras la formación del par  $t\bar{t}$  estos decaen (en la mayoría de los casos) a un  $W^\pm$  y a un quark  $b$ /antiquark  $\bar{b}$ , respectivamente. Por su parte, los  $W$  pueden desintegrarse en un par de quarks o en un leptón y su correspondiente neutrino, lo que significa que tenemos tres

canales diferentes en el proceso: el dileptónico, en el caso de que ambos  $W$  originen a un par leptón-neutrino, con una probabilidad del 10.5%; el semileptónico, cuando uno de los  $W$  da lugar al leptón y su neutrino mientras que el otro se desintegra en dos quarks, con una probabilidad del 44.75%; y el hadrónico, en caso de que los dos  $W$  se desintegren en un par de quarks, también con una probabilidad del 44.75%. Debido al problema que supone la hadronización de los quarks a la hora de realizar el estudio, es más viable emplear los dos canales leptónicos por encima del hadrónico puro.

Como ya se ha mencionado, a la hora de la colisión solo una de las partículas que componen a los protones está llevando a cabo el choque principal, ¿qué pasa con las demás? Por otro lado, del mismo modo que cuando una partícula cargada eléctricamente es acelerada y emite fotones, una partícula con carga de color puede emitir gluones. Además, recordemos que no estamos lanzando un único protón aislado contra otro protón aislado, sino que cada paquete está compuesto por unos  $1.5 \cdot 10^{11}$  protones. Por lo tanto, teniendo en cuenta la cantidad de partículas que intervienen, pasamos de tener un proceso tan simple como el visto antes a otro que, esquemáticamente, se parece más a la imagen siguiente:

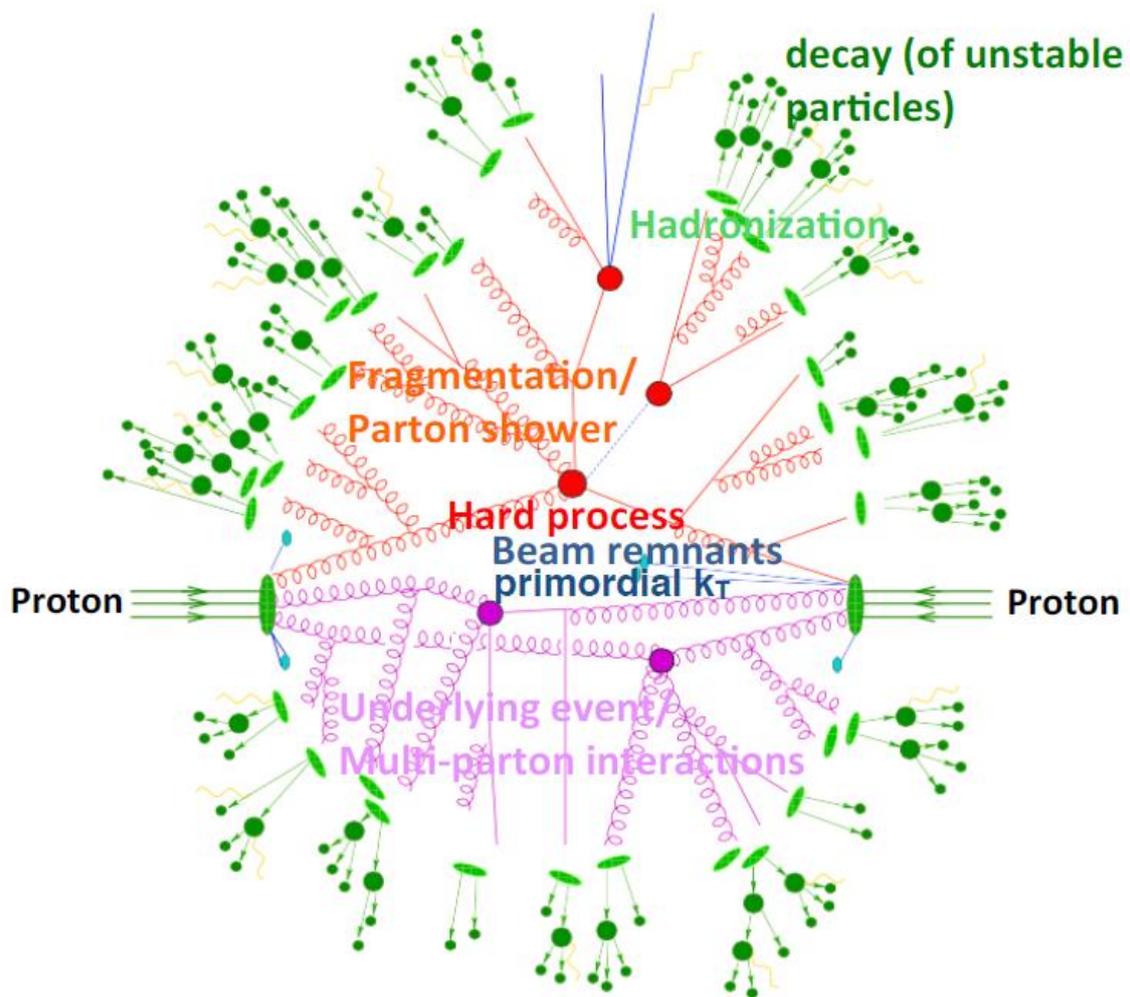


Figura 4.2: Representación de los diferentes fenómenos que se pueden observar en una colisión protón-protón. Según el código de colores, podemos ver en rojo el proceso principal, en naranja las radiaciones de estado inicial y final, en azul los remanentes de la colisión, en morado interacciones menos energéticas entre partones de los protones involucrados, en verde claro la hadronización de los quarks y en verde oscuro la desintegración de los hadrones inestables. Extraída de [1].

El conjunto de partones radiados en estos procesos reciben el nombre de *parton showers* (PS). A la hora de trabajar con los generadores de sucesos, las PS son uno de los gruesos de las simulaciones, ya que mediante estas se puede construir la simulación completa. La otra opción a seguir se fundamenta en el cálculo de los elementos de matriz, como se verá más adelante.

## 4.2. Simulación de la colisión protón-protón

### 4.2.1. De partones a hadrones

En la colisión  $pp \rightarrow t\bar{t}$ , a medida que avanzamos en el tiempo los diferentes elementos que podemos observar cada vez presentan menor energía (siempre conservándose la energía total). Dada esta proporcionalidad inversa entre el tiempo y la energía, podemos ordenar los diversos fenómenos físicos que surgen de la manera siguiente:

$t < 10^{-2} \text{ GeV}^{-1}$	$t \approx 1 \text{ GeV}^{-1}$	$t > 1 \text{ GeV}^{-1}$
-Información sobre los constituyentes del protón (PDFs) -Colisión principal	-Radiación QCD y QED de los <u>partones</u> iniciales y finales -Descripción del <u>underlying event</u> (UE)	- <u>Hadronización</u> de los quarks -Desintegración de partículas inestables
<b>Tratamiento <u>perturbativo</u></b>	<b>Tratamiento <u>no perturbativo</u></b>	<b>Tratamiento <u>no perturbativo</u></b>

Figura 4.3: escala de tiempos de los diferentes fenómenos presentes en la colisión  $pp \rightarrow t\bar{t}$ .

A la hora de realizar cálculos perturbativos hay que tener en cuenta a qué orden estamos trabajando: LO (Leading Order), NLO (Next-to Leading Order), NNLO (Next-to Next-to Leading Order)... Actualmente no se ha conseguido llegar más allá de NNLO, y las simulaciones que veremos más adelante simplemente serán a LO y NLO.

### 4.2.2. Colisión principal

Mientras que en un acelerador en el que se colisionasen electrones el estado inicial estaría perfectamente definido al ser éstos partículas elementales, uno de los mayores problemas que supone la colisión de protones nace de su composición, pues esto añade trabajo dado que la determinación del estado inicial deja de ser trivial. En base a su composición y sus diferentes constituyentes, los protones se simulan como objetos definidos por distribuciones, conocidas como funciones de densidad de probabilidad o PDFs:

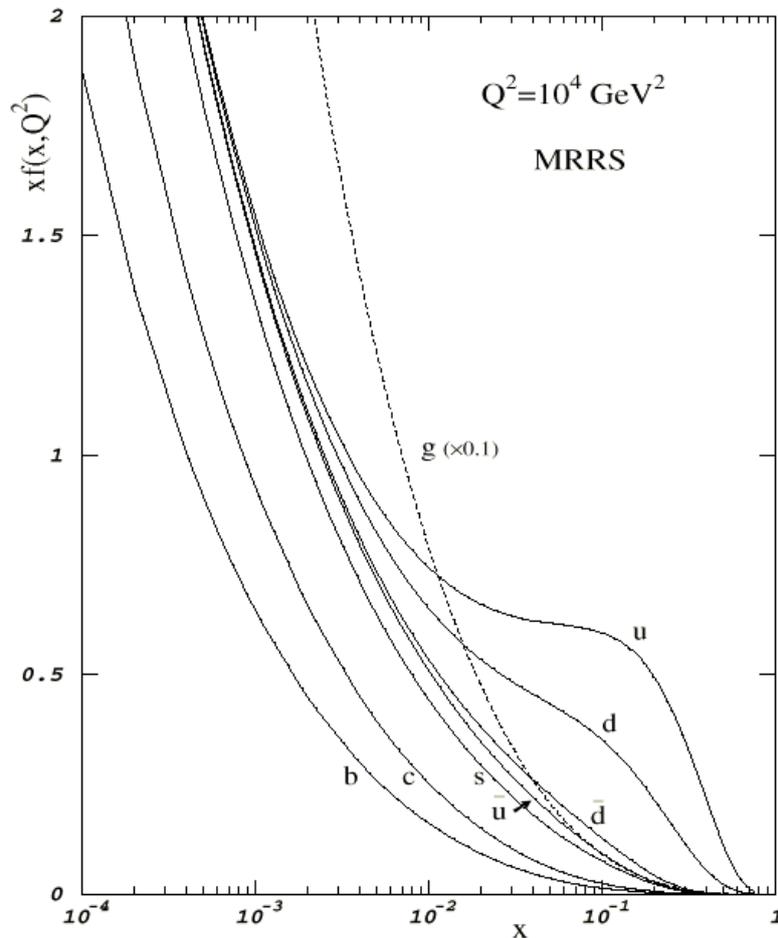


Figura 4.4: distribuciones sobre el momento del protón que toma cada constituyente del mismo. Extraída de [23].

En esta figura podemos ver las distribuciones correspondientes a la porción del momento que toman los diferentes constituyentes del protón. Como vemos, aunque se aprecian contribuciones debidas a quarks del mar, los quarks  $u$  y  $d$  son los dominantes debido a los quarks de valencia, y por su parte los gluones también juegan un importante papel (su distribución está multiplicada por un factor 0.1 para una mayor claridad).

En cuanto a la colisión de los protones y el proceso principal como tal, se simula a través del cálculo de los llamados elementos de matriz (ME). La importancia de los ME surge del hecho de que se pueden emplear para calcular las secciones eficaces de los procesos a estudiar. Experimentalmente, las secciones eficaces de los procesos se extraen a partir de la estadística de los datos, y si los valores no coinciden con las secciones eficaces teóricas significa que puede haber parámetros mal modelados, por eso es interesante calcular correctamente una sección eficaz.

Para una colisión entre dos partículas (o dos partones en nuestro caso)  $a$  y  $b$  que da a  $n$  nuevas partículas, la sección eficaz se puede escribir de la manera siguiente:

$$\sigma = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b \int f_a^{h_1}(x_a, \mu_F) f_b^{h_2}(x_b, \mu_F) d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow n}(\mu_F, \mu_R)$$

$$= \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b \int d\phi_n f_a^{h_1}(x_a, \mu_F) f_b^{h_2}(x_b, \mu_F) \frac{|M_{ab \rightarrow n}(\phi_n; \mu, \mu_R)|^2}{2x_a x_b s}$$

Dentro de esta fórmula y para el proceso que estamos tratando, tenemos:

- $x_a$  y  $x_b$ , las fracciones de momento del protón que poseen  $a$  y  $b$ .
- $\phi_n$  hace referencia al espacio de fases final de las  $n$  partículas
- $f_a^{h_1}(x_a, \mu_F)$  y  $f_b^{h_2}(x_b, \mu_F)$  son las funciones de densidad de  $a$  y  $b$ .
- $s$  es la energía en el centro de masas elevada al cuadrado.

Y además de estos factores tenemos los ME (en módulo al cuadrado) dados por  $|M_{ab \rightarrow n}(\phi_n; \mu, \mu_R)|^2$ . El cálculo de estos elementos se puede llevar a cabo mediante la suma de diagramas de Feynman, los cuales se simulan empleando diferentes generadores de Monte Carlo. En concreto trataremos con dos generadores de ME: Powheg y MadGraph5\_aMC@NLO.

### 4.2.3. Underlying event

Esta parte de los procesos engloba todo aquello que se encuentre en la colisión exceptuando la colisión principal, lo que incluye tanto las múltiples interacciones entre partones menos energéticos (MPI) como los remanentes de la colisión:

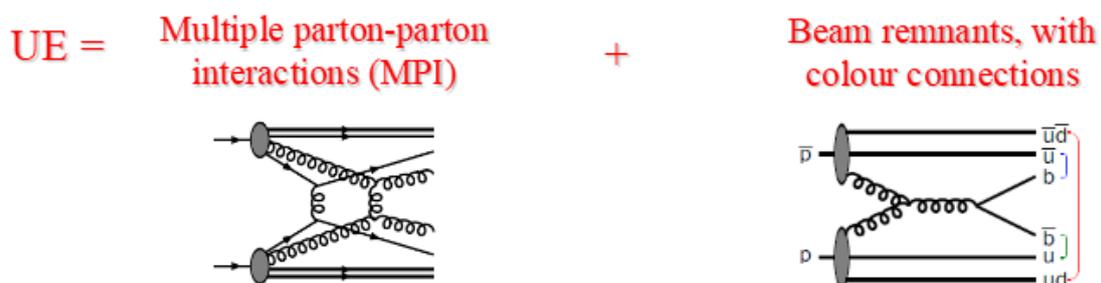


Figura 4.5: componentes del underlying event. Extraída de [23].

Debido a la escala de energía tan baja que presenta, su existencia supone un ruido para la colisión principal que es relativamente fácil de identificar, aunque no se puede aplicar QCD perturbativo y por lo tanto se simula a través de ajustes de los parámetros involucrados.

#### 4.2.4. Parton showers

Las parton showers son cascadas de partículas producidas a partir de la radiación de otras partículas. Cuando una partícula cargada eléctricamente se ve acelerada es capaz de radiar fotones, que a su vez pueden dar lugar a pares electrón-positrón, que pueden producir nuevos fotones... De la misma manera, una partícula con carga de color puede llegar a emitir gluones, con la consiguiente posibilidad de producción de otras muchas más partículas. Estas cascadas pueden producirse tanto en el estado inicial como en el final, lo que se conoce como radiación de estado inicial y radiación de estado final:

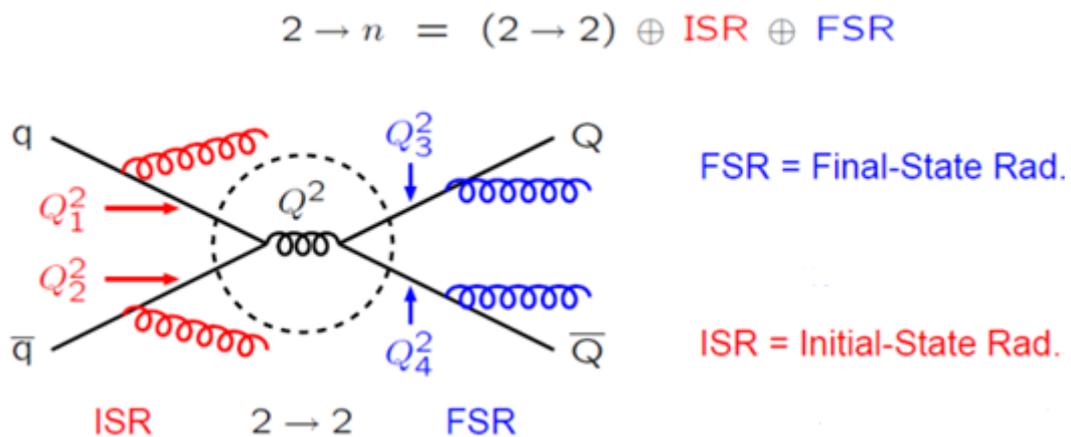


Figura 4.6: radiaciones de estado inicial y final en una colisión  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ . Extraída de [23].

Como se expresa en la figura, en la colisión principal tenemos 2 partículas que colisionan para dar lugar a otras 2 ( $pp \rightarrow t\bar{t}$ ), pero el producto de esta colisión da un total de  $n$  partículas, de manera que esas  $n - 2$  partículas son el fruto de la radiación de las dos iniciales (ISR) y las dos finales (FSR) del proceso principal.

La modelización de las PS es uno de los principales caballos de batalla para los simuladores de Monte Carlo, pues no existe un generador que sea mejor que el resto, si no que las diferentes posibilidades de modelización dan lugar a simuladores con diferentes virtudes y defectos. En concreto veremos dos más adelante, Pythia8 y Herwig++, así como las diferencias entre ellos.

#### 4.2.5. Combinación de ME y PS

Las dos técnicas comentadas anteriormente permiten calcular secciones eficaces para distintos estados finales. Sin embargo, sus particularidades hacen que sean complementarias una de la otra. El cálculo de ME permite simular emisiones de partones energéticos y separados, pero falla cuando las emisiones son colineales o poco energéticas; también ofrece 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 precisamente en emisiones colineales y permiten simular correctamente emisiones colineales y poco energéticas para muchos partones, mientras que fallan cuando estos dejan de ser colineales.

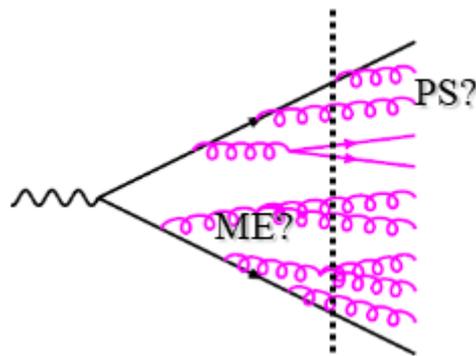


Figura 4.7: emisiones clasificables como ME o PS. Extraída de [23].

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, aquellos sucesos que posean una cantidad elevada de jets serán descritos mediante ME, mientras que aquellos con estructuras de baja energía pertenecerán a las PS.

Además, el cut-off no establece una distinción absoluta en dos regiones de energía, si no que para energías próximas al valor escogido se emplearán tanto ME como PS, de modo que es necesario utilizar lo que se conocen como algoritmos de “matching”, como por ejemplo el algoritmo FxFx, que permiten combinar ME y PS evitando diagramas de Feynman duplicados [16, 27].

#### 4.2.6. Hadronización

La hadronización tiene lugar cuando los partones remanentes en el estado final se agrupan entre sí para dar lugar a hadrones, y estos, dependiendo de lo pesados que sean, pueden a su vez

decaer para originar hadrones más ligeros. Las simulaciones de hadronización se ejecutan principalmente empleando el modelo *string* o el modelo *cluster*.

El modelo string se fundamenta en la siguiente idea: supongamos un par quark-antiquark de manera que estas dos partículas se mueven en sentido opuesto. A medida que se separan, la interacción fuerte entre ellas se ve incrementada (confinamiento lineal) de manera que existe un potencial de la forma  $V(r) = K \cdot r$ , análogo al potencial elástico que sufre una goma que se estira. Si el par se sigue separando, puede llegar un momento en el que el string “se rompa” dando lugar a un nuevo par quark-antiquark y, por lo tanto, a dos sistemas quark-antiquark independientes, como podemos ver a continuación en la imagen:

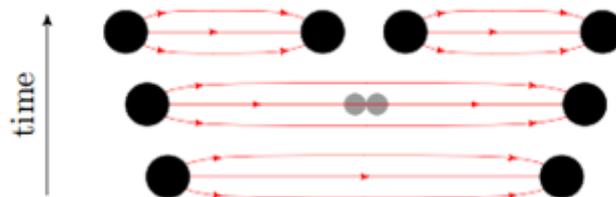


Figura 4.8: ilustración de la rotura de un string para dar lugar a un par quark-antiquark. Extraída de [25].

En cuanto al modelo cluster, su funcionamiento resulta algo menos intuitivo. En esencia, todos los gluones emitidos se separan en pares  $q\bar{q}$  y se distribuyen todos los quarks en agrupaciones (los 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.

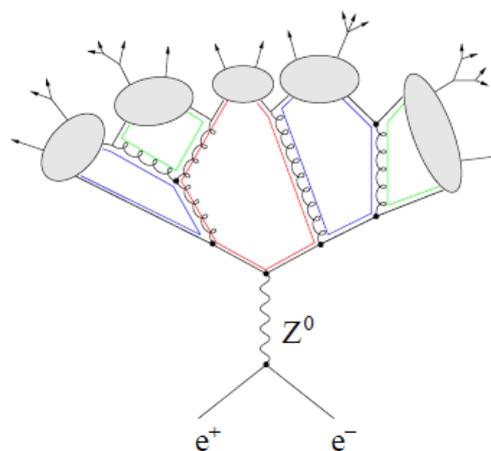


Figura 4.9: ilustración del funcionamiento del modelo cluster. Extraída de [23].

### 4.2.7. Desintegración de hadrones

La mayor parte de las partículas estables que quedan tras la colisión provienen de las desintegraciones de los hadrones que se hayan podido formar.

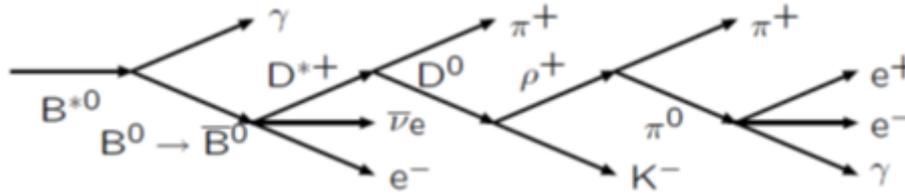


Figura 4.10: ejemplo de una cadena de desintegración proveniente de un hadrón  $B^{*0}$ . Extraída de [23].

Existe una gran variedad de posibles hadrones, los cuales pueden desintegrarse en multitud de partículas (incluso hadrones más ligeros), y estas también pueden dar lugar a nuevas desintegraciones. En definitiva, se abarcan miles de desintegraciones diferentes hasta obtener los productos finales. Hay generadores exclusivos de desintegración especializados en, por ejemplo, las desintegraciones de hadrones de tipo  $B$ , como el generador EvtGen que veremos más tarde.

### 4.3. Simulación del detector

Todos los aspectos tratados hasta este punto comprendían únicamente la generación de eventos con los simuladores. A partir de ahí, el siguiente paso supone simular cómo se observan en el detector estos sucesos. Para ello se utiliza la herramienta Geant4 [31], con el fin de simular el paso de las partículas a través de los distintos materiales y las deposiciones de energía en cada uno de los subdetectores, con una precisión ajustable en función del estudio requerido. Además de esto, también se simula la respuesta electrónica de los subdetectores por el paso de las partículas, lo que se conoce como digitalización.

Con estas simulaciones ya se puede pasar a reconstruir las partículas y analizar los resultados obtenidos, de modo que los datos simulados se puedan comparar con los datos experimentales.

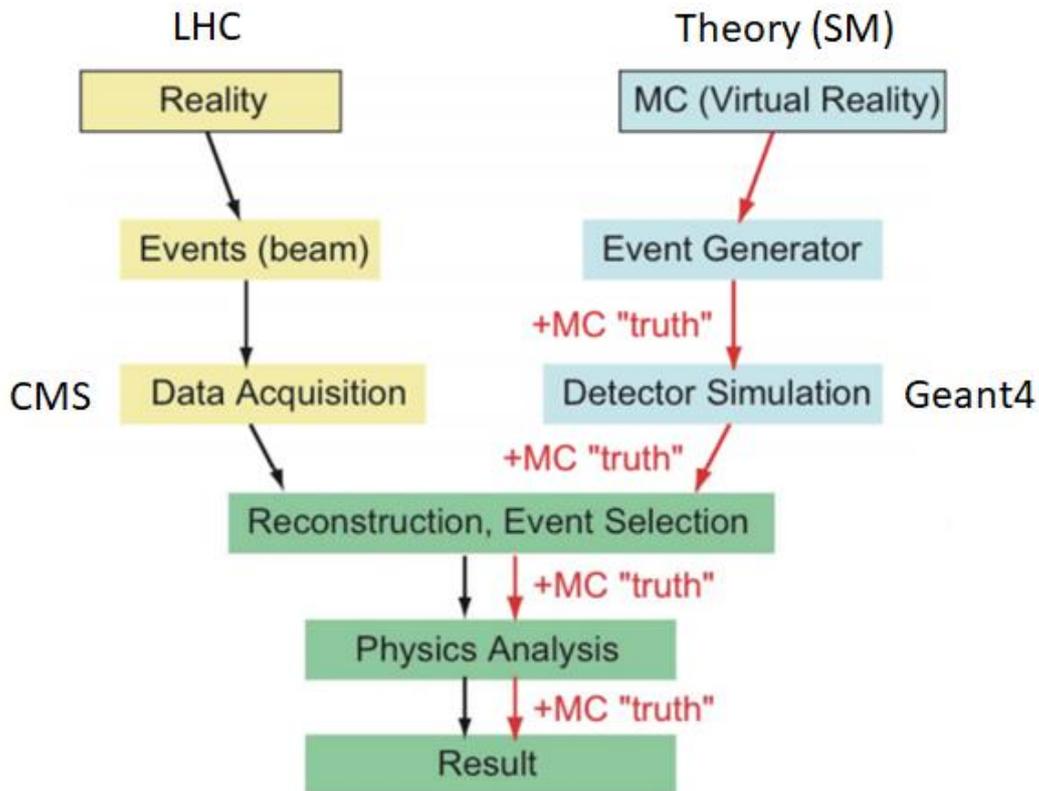


Figura 4.11: esquema de los pasos a seguir para contrastar los datos experimentales con los resultados proporcionados por la modelización empleada. Extraída de [26].

#### 4.4. Generadores de Monte Carlo

Fundamentalmente estos generadores [8, 9, 10, 24] se valen de la generación de números aleatorios: el parámetro físico a estudiar presenta un comportamiento que responde a una distribución determinada (gaussiana, binomial, etc), se realiza una discretización del continuo y se examina la probabilidad de que sucedan los diferentes valores posibles.

Más concretamente, de lo que se trata es de generar sucesos de acuerdo a una distribución de la forma  $\frac{d\sigma_{ab \rightarrow X}}{d\phi(n)}$ , donde  $\sigma_{ab \rightarrow X}$  es la sección eficaz de una colisión entre dos partículas  $a$  y  $b$  para dar lugar a un estado final  $X$ , y  $\phi$  es el espacio de fases en  $n$  dimensiones. De este modo, tenemos que  $\frac{1}{\sigma_{ab \rightarrow X}} \frac{d\sigma_{ab \rightarrow X}}{d\phi(n)}$  se puede ver como una función de densidad de probabilidad (PDF) en  $n$  dimensiones para conseguir  $X$ .

El método más extendido para la generación de eventos es la técnica de ensayo y error. Lo que hace este método es generar un valor  $x$  en un entorno  $x_{min} + R(x_{max} - x_{min})$  y buscar  $f(x_{max})$  o un valor superior dentro de ese entorno. A continuación genera un valor de  $y$  entre 0 y  $f(x_{max})$ , de manera que si  $y < f(x)$  el programa guarda el valor de  $x$ , y en caso contrario lo desecha y vuelve a comenzar el mismo proceso. A continuación podemos ver las delimitaciones que puede llevar a cabo esta técnica sobre el espacio de fases:

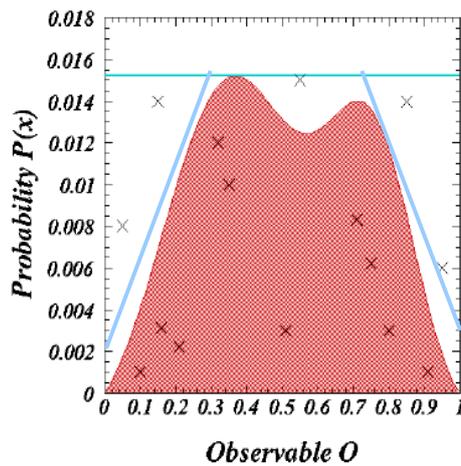


Figura 4.12: ejemplo de la técnica de ensayo y error con un observable  $O$  cualquiera. Extraída de [23].

El mayor problema que presenta este método es su dependencia con la forma del espacio de fases, ya que según las irregularidades que presentase el programa podría llegar a diferir mucho al definir su superficie. Para mejorar el método se emplean funciones lineales o escalón de modo que la maximización de  $f(x)$  sea óptima, o se buscan transformaciones mediante el jacobiano que lleven a formas más simples:

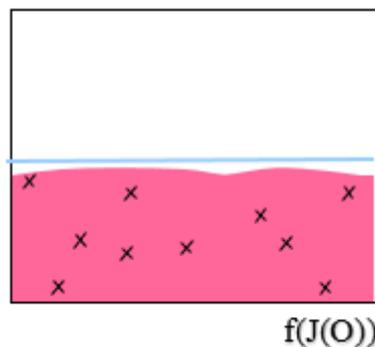


Figura 4.13: espacio de fases simplificado mediante el jacobiano del observable  $O$ . Extraída de [23].

Dicho esto, ¿por qué no se estudian los procesos en su totalidad, con todas las posibilidades cubiertas? Si llamamos  $n$  al número de partículas en el estado final, la cantidad de diagramas de Feynman distintos a tratar va como  $(2n)!$ . Mientras que para 4 partículas tendríamos 40.320 diagramas diferentes, para 5 pasaríamos a 3.628.800, y con 6 a 479.001.600: el coste computacional se ve enormemente incrementado con cada paso.

Ya hemos visto cuáles son los diferentes puntos a tratar a la hora de simular las colisiones, veamos ahora los generadores escogidos para realizar el trabajo.

#### **4.4.1. Generadores de elementos de matriz**

##### **4.4.1.1. Powheg**

El programa Powheg [13] se especializa en la producción de quarks pesados fruto de colisiones entre hadrones, con precisión NLO. Resulta muy útil combinado con programas más especializados en las PS y con carencias para obtener los ME, como PYTHIA o HERWIG, con el fin de obtener simulaciones más precisas en conjunto, ya que el nivel de precisión que consigue cada programa por separado no se pierde al combinarlos.

##### **4.4.1.2. MadGraph5\_aMC@NLO**

MadGraph5\_aMC@NLO [14] surge de la combinación de dos paquetes previos, MadGraph5 y aMC@NLO, y aprovecha sus respectivas ventajas para proporcionar cálculos con precisión NLO de ME. Al igual que Powheg, no permite llevar a cabo parton showers ni la hadronización de las partículas producidas, por lo que sus resultados se usan con generadores más completos pero imprecisos en los ME.

La diferencia entre estos dos generadores radica en los diagramas utilizados para obtener los ME. Por un lado tenemos que Powheg únicamente trabaja con el diagrama del proceso  $pp \rightarrow t\bar{t}$ , lo que supone que sus cálculos resulten muy precisos sobre dicho diagrama pero también que no contempla ninguno más. Por su parte, MadGraph5\_aMC@NLO contempla ese mismo diagrama, pero también  $pp \rightarrow t\bar{t} + 1 \text{ jet}$  y  $pp \rightarrow t\bar{t} + 2 \text{ jets}$ , de manera que, si bien sus cálculos no son tan rápidos como los ofrecidos por Powheg (lo cual puede ser interesante cuando hablamos de generar millones de sucesos), MadGraph5\_aMC@NLO considera también los diagramas con uno y dos jets. En consecuencia, esperamos que a la hora de realizar las

comparaciones entre estos dos generadores aparezcan diferencias referentes al número de jets simulados.

#### **4.4.2. Generadores de parton showers**

##### **4.4.2.1. Pythia8**

El generador de sucesos Pythia [11] es uno de los empleados en colisiones altamente energéticas, concretamente a partir de energías en el centro de masas de unos 10 GeV, ya que por debajo el modelo al que responde el programa falla. El modelo a emplear, Pythia 8.2, es el resultado de más de 35 años de desarrollo. Inicialmente escrito en Fortran 77, Pythia 8.100 fue la primera versión en estar al completo en C++.

Si bien está diseñado para poder proporcionar una simulación completa de toda la colisión a LO, se consigue una mayor eficiencia si se combina con otros programas que lleven a cabo un cálculo más preciso de los ME, restringiendo a Pythia a fenómenos como la radiación de estado inicial, la radiación de estado final o la hadronización, ejecutando este último mediante el modelo string.

##### **4.4.2.2. Herwig++**

De forma similar a Pythia, Herwig++ [12] es un generador a LO de corte general para las colisiones a altas energías entre leptones, hadrones, o colisiones hadrón-leptón. Basado en el generador Herwig escrito en Fortran (de las versiones 1 a la 6, actualmente existe Herwig7 pero no fue posible utilizarlo en este trabajo), Herwig++ se encuentra escrito en C++ y con diferentes mejoras respecto a dichas versiones, así como con una estructura más flexible para poder seguir desarrollándose.

Aunque también se especializa en las PS, la principal diferencia con Pythia radica en el hecho de que la formación de hadrones mediante quarks y gluones producidos en las mismas se realiza a través del modelo cluster.

#### **4.4.3. Generadores de partículas de larga vida media**

##### **4.4.3.1. EvtGen**

Este generador de sucesos [15] está esencialmente enfocado en la física de los mesones B (mesones compuestos por, al menos, un quark b), de modo que, combinado con otros paquetes,

podemos obtener una simulación más precisa gracias a una descripción más detallada de todo lo referente a quarks b. Su efecto quedará patente cuando veamos las diferencias que introduce en una simulación proporcionada por Powheg+Pythia8, donde las partículas de larga vida media serán el principal foco de discrepancias.

#### **4.4.3.2. Tauola**

Tauola [28] es un complemento especializado en taus que tiene en cuenta las correlaciones de espín de estas partículas en su desintegración. Su impacto no es tan amplio como puede serlo el de EvtGen, aunque no son excluyentes y se pueden combinar para conseguir una simulación aún más detallada de los sucesos. Lo veremos implementado en todas las simulaciones en las que se haya utilizado Pythia8, de manera que a la hora de comparar Pythia8 y Herwig++ esperamos la existencia de discrepancias en las magnitudes relacionadas con taus.

## 5. Comparaciones de diferentes generadores en la producción de $t\bar{t}$

En los siguientes apartados estudiaremos las simulaciones proporcionadas por diversas combinaciones de generadores de sucesos sobre el proceso de producción de pares de quarks  $t\bar{t}$ . En primer lugar compararemos los resultados de los cálculos de ME realizados por las simulaciones de Powheg+Pythia8, aMC@NLO+Pythia8 (llamaremos a MadGraph5\_aMC@NLO como aMC@NLO o simplemente aMC para abreviar) y Pythia8 (apartados 5.1., 5.2. y 5.3.), después observaremos el efecto de EvtGen aplicado sobre desintegraciones en Pythia8 con aMC@NLO+Pythia8 y aMC@NLO+Pythia8+EvtGen (apartado 5.4.), y por último estudiaremos las diferencias que introducen los generadores de PS al comparar Powheg+Pythia8 con Powheg+Herwig (apartado 5.5.). Recordamos además que el generador Tauola está presente en todas las configuraciones con Pythia8.

Para una correcta interpretación de las gráficas hay que tener en cuenta que todas las distribuciones se encuentran normalizadas a la integral para poder realizar las comparaciones, ya que las muestras no cuentan con la misma estadística. Por otro lado, en la parte inferior de las figuras aparecerá el cociente entre la distribución de referencia (en negro) y las restantes, así como las bandas de error para indicar si las entradas se encuentran dentro de sus correspondientes incertidumbres o no.

Mención aparte, la interfaz empleada para realizar las comparaciones (una versión local del Graphics User Interface (GUI) de Data Quality Monitoring (DQM) de CMS, implementada en una máquina del grupo de Altas Energías de la Universidad de Oviedo) tiene un fallo a la hora de presentar el título del eje horizontal cuando se pide que aparezca el cociente de las representaciones. En consecuencia, hay gráficas en las que no ha sido posible deshacerse del mismo.

### 5.1. Observables físicos relacionados con los partones de estado final

En las representaciones siguientes podremos encontrar en negro la simulación de Powheg+Pythia8, en azul la de aMC@NLO+Pythia8 y en naranja la de Pythia8.

## 5.1.1. Quarks $t$

### 5.1.1.1. Masa de los quarks $t$

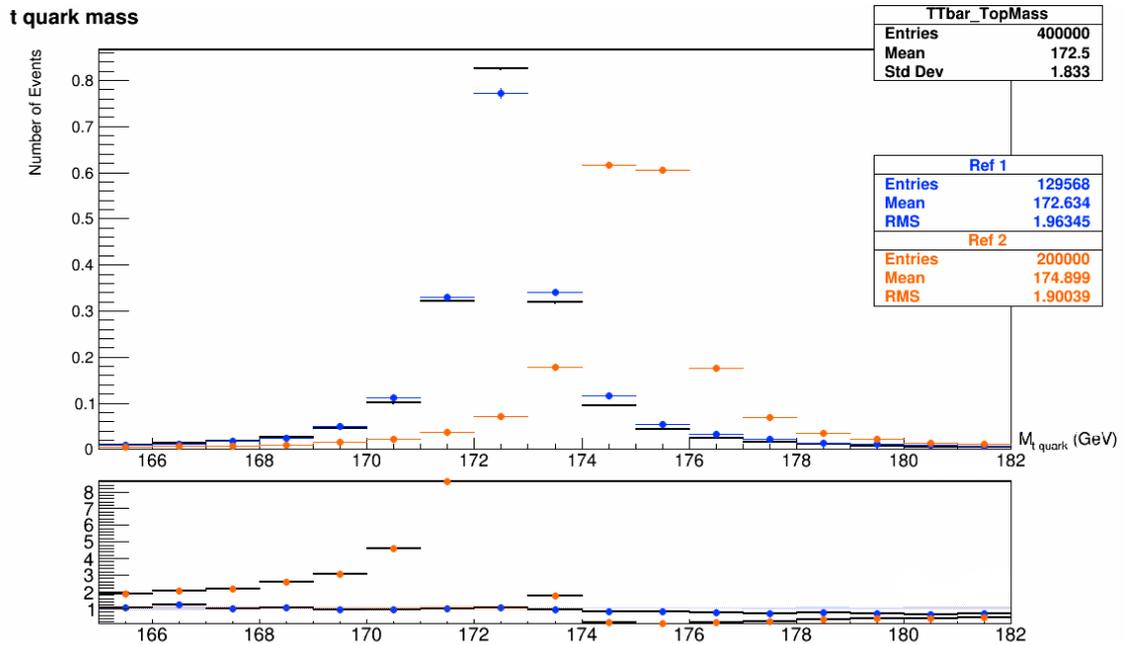


Figura 5.1: masa de los quarks  $t$ .

Los valores de la masa del quark  $t$  que podemos ver se establecen a la hora de realizar las simulaciones, y se espera que el resultado sea una distribución Breit-Wigner, tal como parece indicar la gráfica. Fijándonos en las medias extraemos que Powheg y aMC están centrados en 172.5 GeV y 172.63 GeV, mientras que Pythia sola está en 174.89 GeV: esta diferencia condicionará los resultados de gráficas posteriores. Como referencia, el valor experimental actual de la masa del quark  $t$  es  $173.1 \pm 1.6$  GeV [1].

### 5.1.1.2. Momento transverso

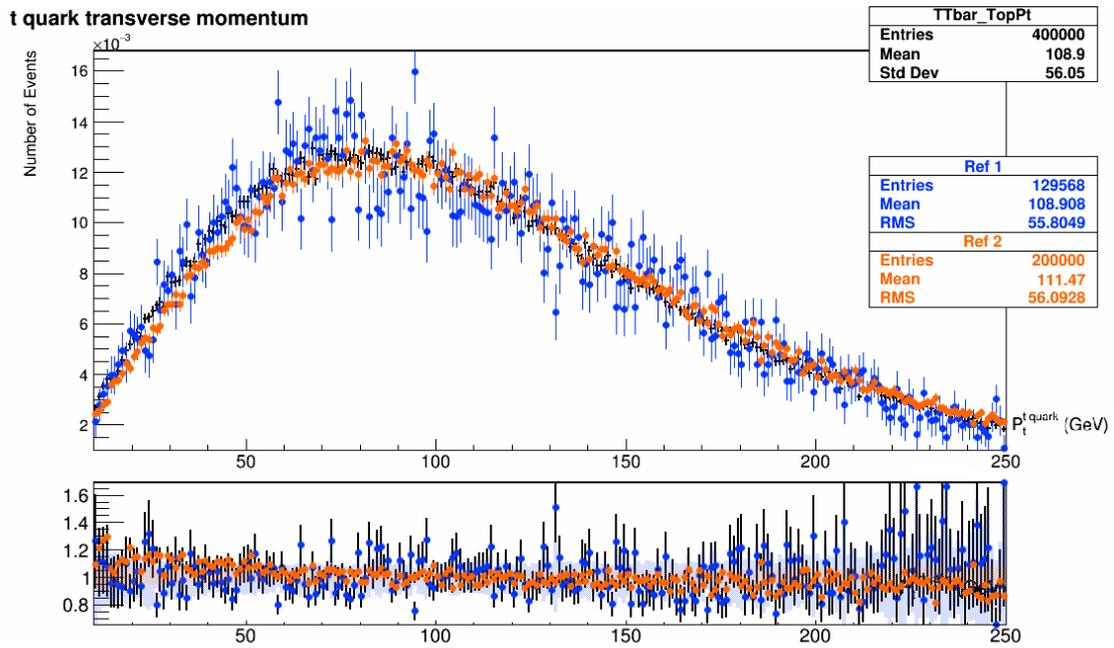


Figura 5.2: momento transverso de los quarks  $t$ .

Existe un buen nivel de coincidencia, las discrepancias caen dentro de un error inferior al 20% en torno al máximo, aunque en la media podemos ver que Pythia predice aproximadamente 3 GeV de momento transverso más que las otras dos simulaciones.

### 5.1.1.3. Rapidez

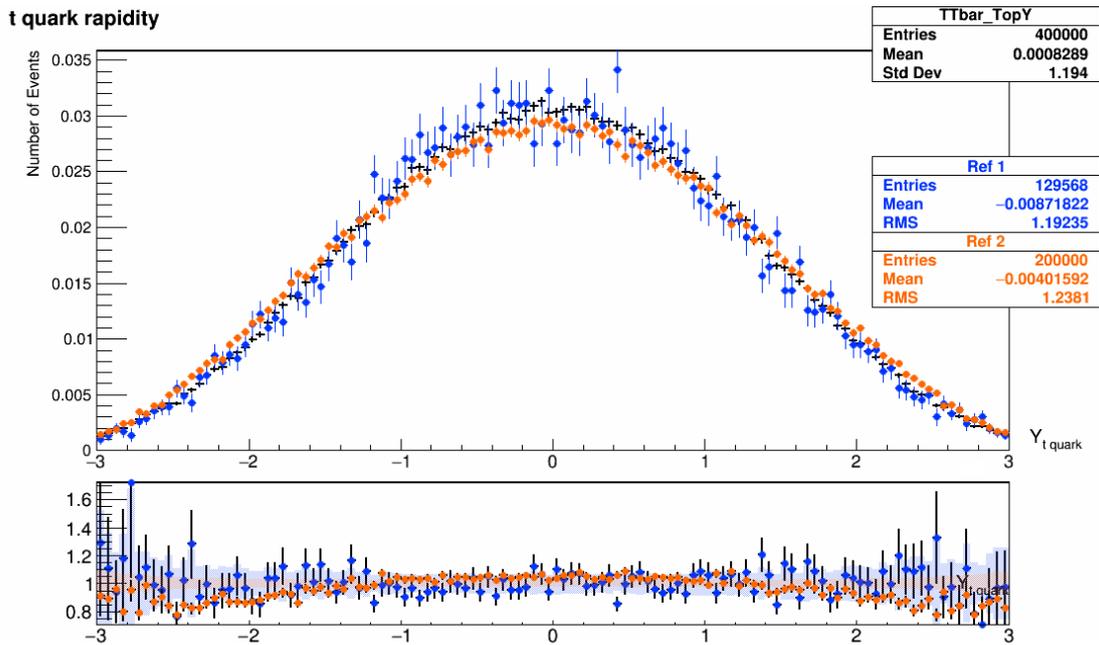


Figura 5.3: rapidez de los quarks  $t$ .

Salvo fluctuaciones, las tres simulaciones entran en un buen acuerdo del 20% en toda la región de rapidez cubierta por los subdetectores ( $\eta < |2.5|$ ). Aparte de esto, se aprecia también un cierto desplazamiento hacia las colas de la distribución por parte de Pythia, que a su vez presenta unos pocos sucesos menos en la zona central (recordamos que las distribuciones están normalizadas).

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

El sistema  $t\bar{t}$  es aquel cuyo cuadrimomento es la suma de los cuadrimomentos de los quarks  $t$  y  $\bar{t}$ . A continuación examinaremos las mismas magnitudes que las vistas para quarks  $t$ .

### 5.1.2.1. Masa del sistema $t\bar{t}$

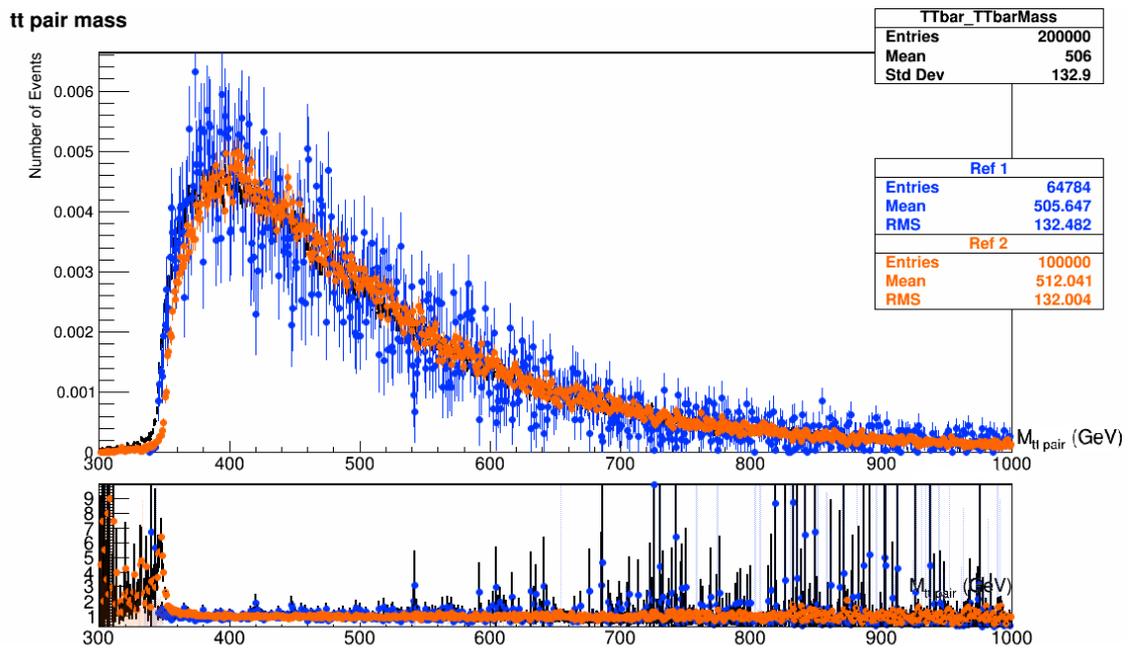


Figura 5.4: masa del sistema  $t\bar{t}$ .

Si bien existen fuertes fluctuaciones a valores de masa elevados y hasta unos 350 GeV (recordamos que la masa de dos quarks  $t$  ronda los 350 GeV), así como por la escasez de estadística por parte de aMC, podemos afirmar que en el entorno del máximo de la distribución las tres simulaciones ofrecen resultados muy similares.

### 5.1.2.2. Momento transverso

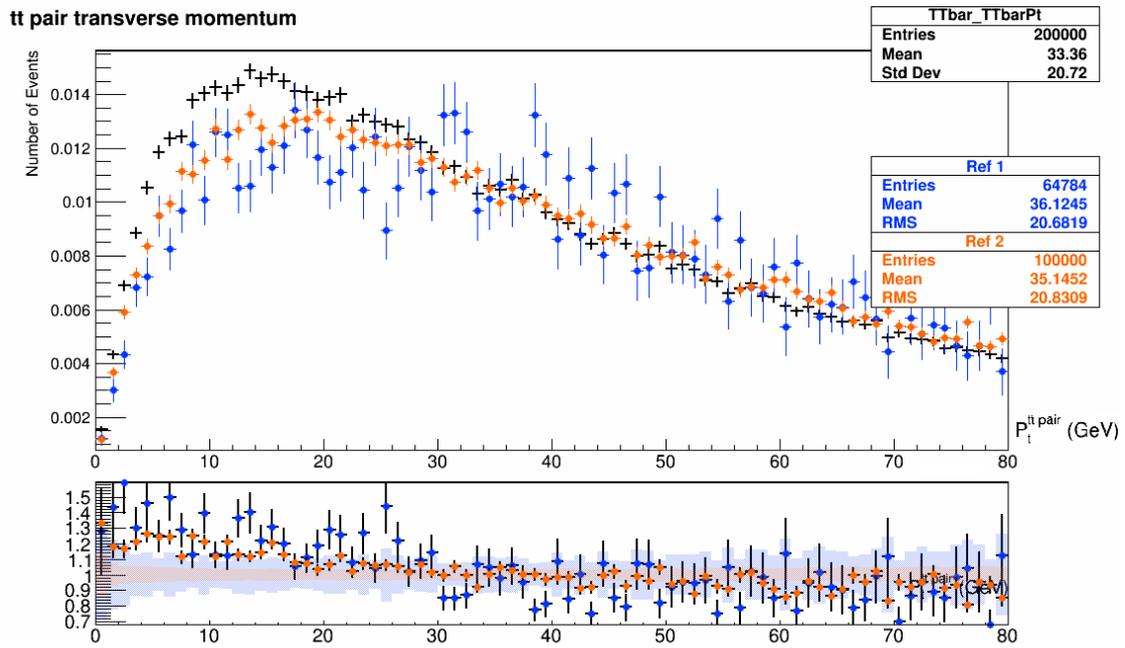


Figura 5.5: momento transverso del sistema  $t\bar{t}$ .

En este extracto a bajo momento se puede ver con claridad que aMC predice mayor momento transverso que Powheg, mientras que Pythia se encuentra en una posición intermedia.

### 5.1.2.3. Rapidez

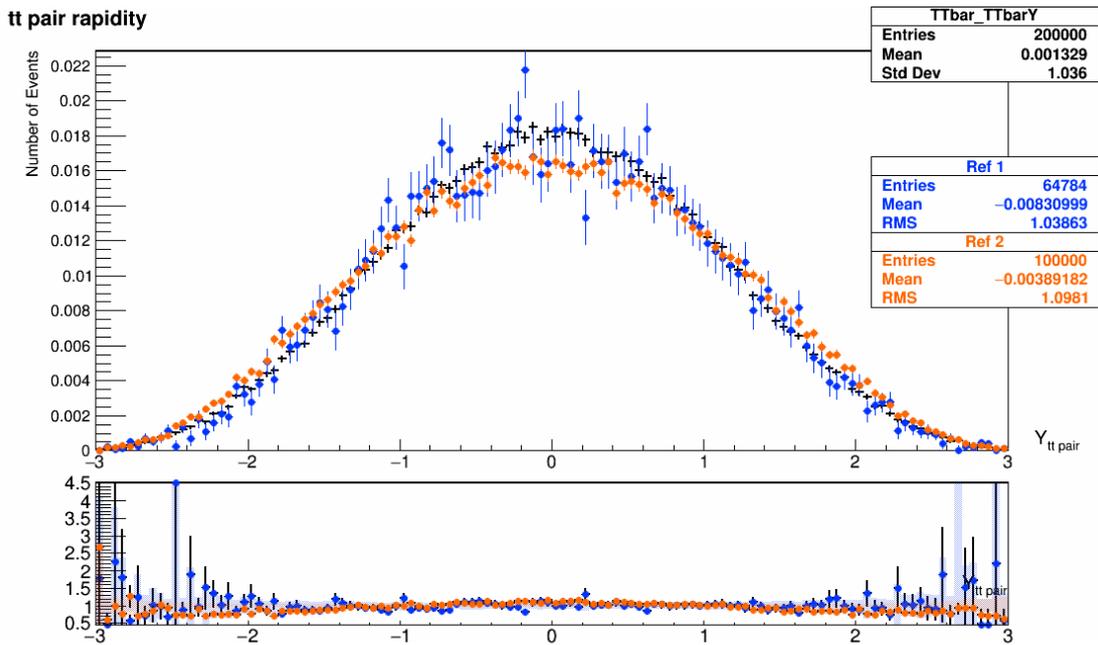


Figura 5.6: rapidez del sistema  $t\bar{t}$ .

Aproximadamente hasta  $y = |2|$  las simulaciones están en un acuerdo del 20%, pero más allá las discrepancias se hacen algo más notables, hasta un 40% (obviando las fluctuaciones). Igual que ocurría con la rapidez del  $t$ , al emplear solamente Pythia los sucesos en el centro se encuentran por debajo de Powheg y aMC, encontrándose desplazados hacia valores altos de rapidez.

## 5.2. Observables físicos relacionados con los partones de estado final

### 5.2.1. Bosones $W$

Los resultados sobre los  $W$  en la interfaz se encuentran repartidos en cuatro categorías, según su desintegración de lugar a un muón, un electrón o sus antipartículas, lo que supone que la estadística de las siguientes representaciones es bastante limitada. En concreto, las gráficas que vamos a ver se corresponden con el canal de desintegración muónico.

#### 5.2.1.1. Masa de los bosones $W$

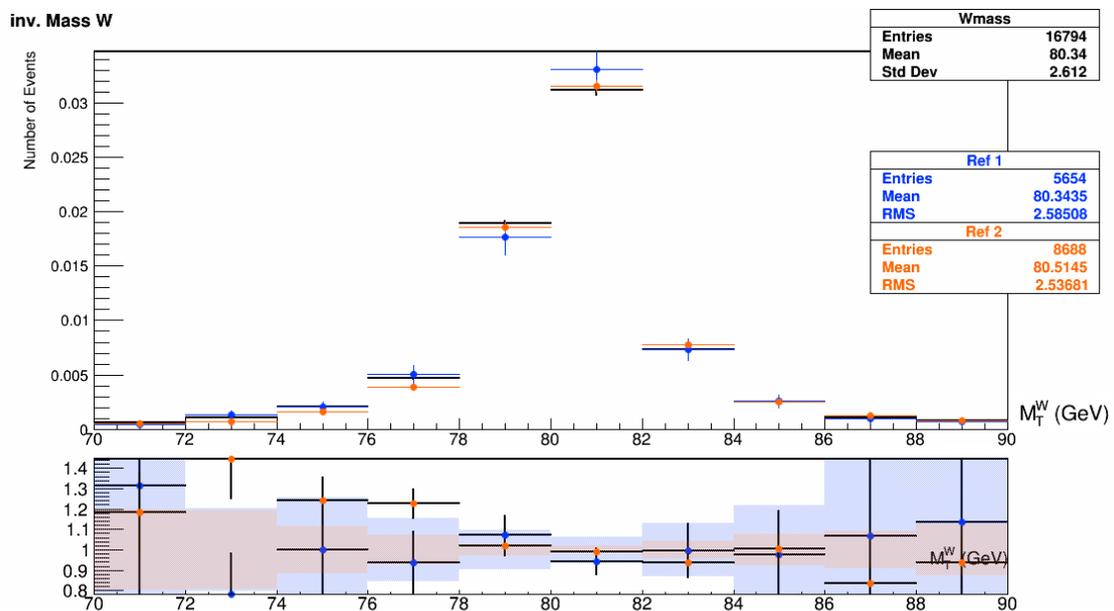


Figura 5.7: masa de los bosones  $W$  (canal muónico).

Las tres simulaciones parecen estar de acuerdo en lo que a la masa del bosón  $W$  se refiere, especialmente aMC y Powheg (80.34 GeV) mientras que Pythia da un valor algo desplazado

(80.51 GeV). Recordamos que el valor experimental actual de la masa del W es de  $80.385 \pm 0.015$  GeV [1].

### 5.2.1.2. Momento transverso

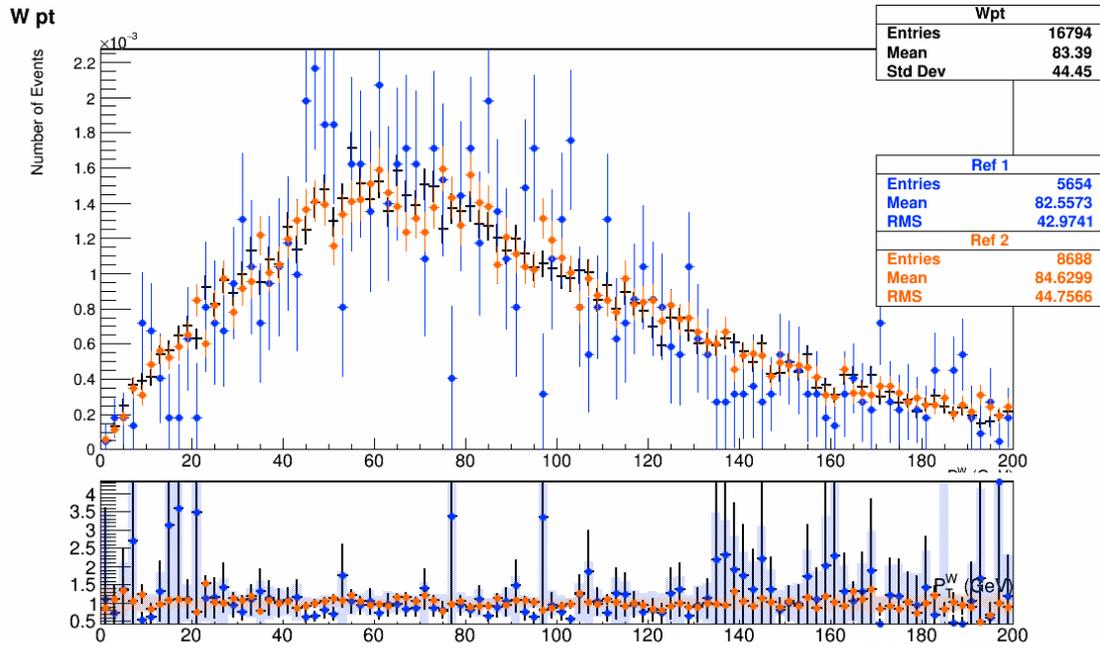


Figura 5.8: momento transverso de los bosones  $W$  (canal muónico).

En torno al máximo las discrepancias parecen ser inferiores al 20% pero hay algunas entradas con un error enorme debido a la escasez de estadística y no se aprecia bien el cociente a menos que se tomen franjas muy reducidas.

### 5.2.1.3. Rapidez

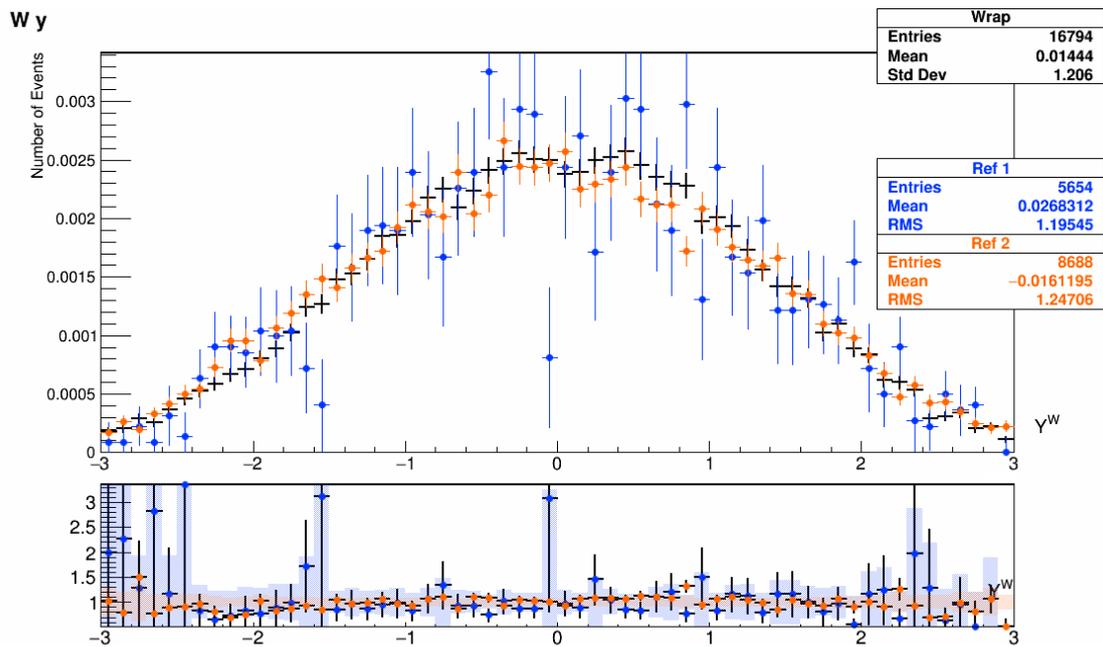


Figura 5.9: rapidez de los bosones  $W$  (canal muónico).

El problema de la estadística sigue siendo patente, pero aun así, las simulaciones parecen coincidir bastante en todo el espacio y, aunque sutilmente, también se aprecia cierta tendencia de Pythia hacia valores mayores de rapidez.

## 5.2.2. Quarks $b$

### 5.2.2.1. Masa de los quarks $b$

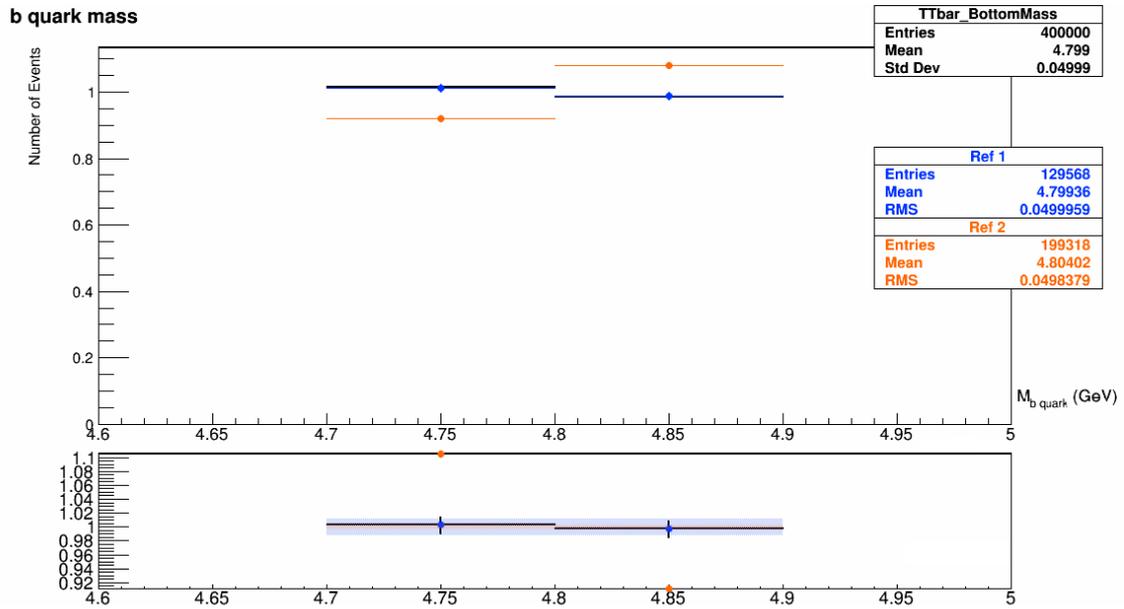


Figura 5.10: masa de los quarks  $b$ .

La interfaz no permite cambiar el número de canales, así que esta es la única representación posible de las simulaciones, si quisiésemos observar distribuciones del tipo Breit-Wigner necesitaríamos canales con una anchura del orden de los MeV, pero de cualquier manera se ve que las tres simulaciones dan un valor muy próximo al actual sobre la masa del  $b$  (4.78 GeV, [1]).

### 5.2.2.2. Momento transverso

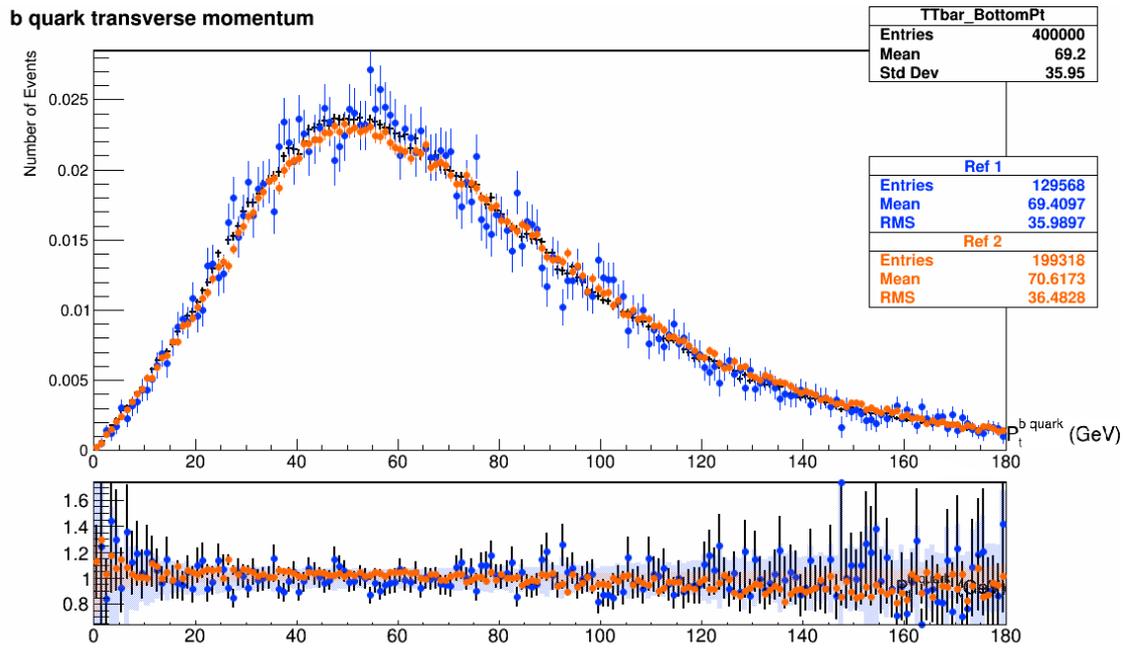


Figura 5.11: momento transverso de los quarks  $b$ .

Manteniendo lo que se ha observado hasta ahora, las representaciones muestran una gran similitud, por encima del 80% entre 10 y 100 GeV aproximadamente (con alguna excepción puntual). Además, la simulación de Pythia parece ligeramente desplazada hacia la derecha (debido a la masa mal configurada del quark  $t$ ).

### 5.2.2.3. Pseudorrapidez

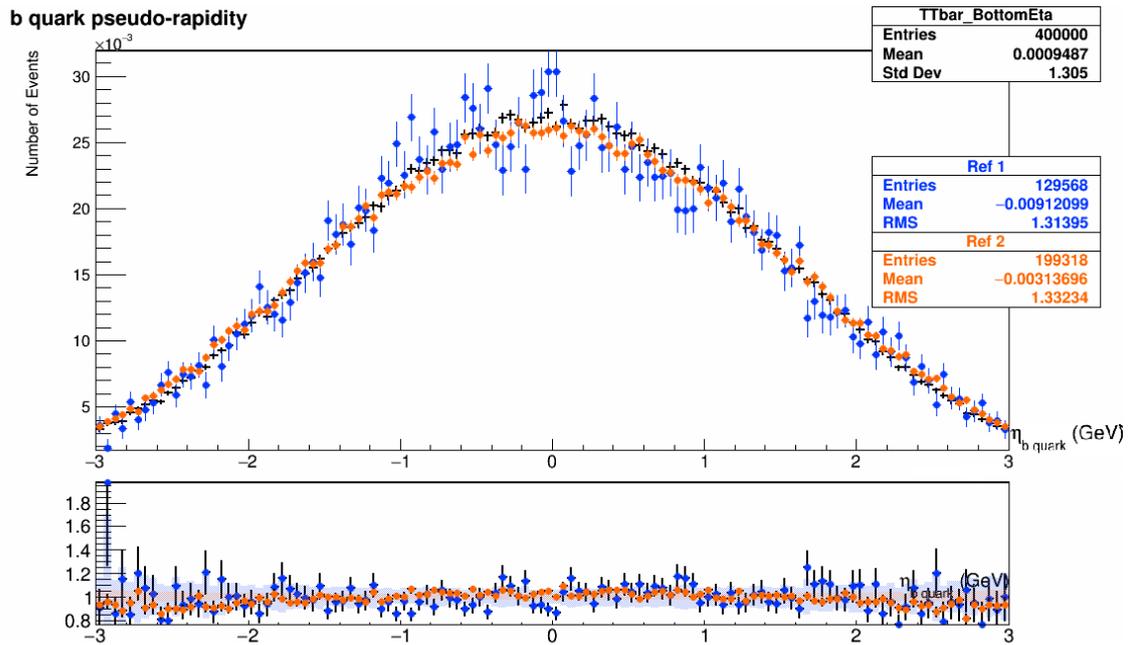


Figura 5.12: pseudorrapidez de los quarks  $b$ .

De nuevo, las tres simulaciones muestran una alta coincidencia, comenzando a diferenciarse más allá de  $|\eta| = 2,5$ . Fijándonos más en detalle se observa de nuevo una cierta tendencia de Pythia8 frente a las otras dos simulaciones, ya que en el pico parece algo más achatada y sus colas más altas.

## 5.3. Observables físicos relacionados con partículas hadrónicas: efecto del generador de elementos de matriz

Finalizando con la comparación entre las tres primeras configuraciones de generadores descritas, vamos a estudiar los resultados obtenidos sobre los jets.

### 5.3.1. Jets

#### 5.3.1.1. Número de jets

Comenzamos comparando la cantidad total de jets que tendríamos en una zona de  $|\eta| < 2,5$ , es decir, dentro de la región cubierta por los detectores:

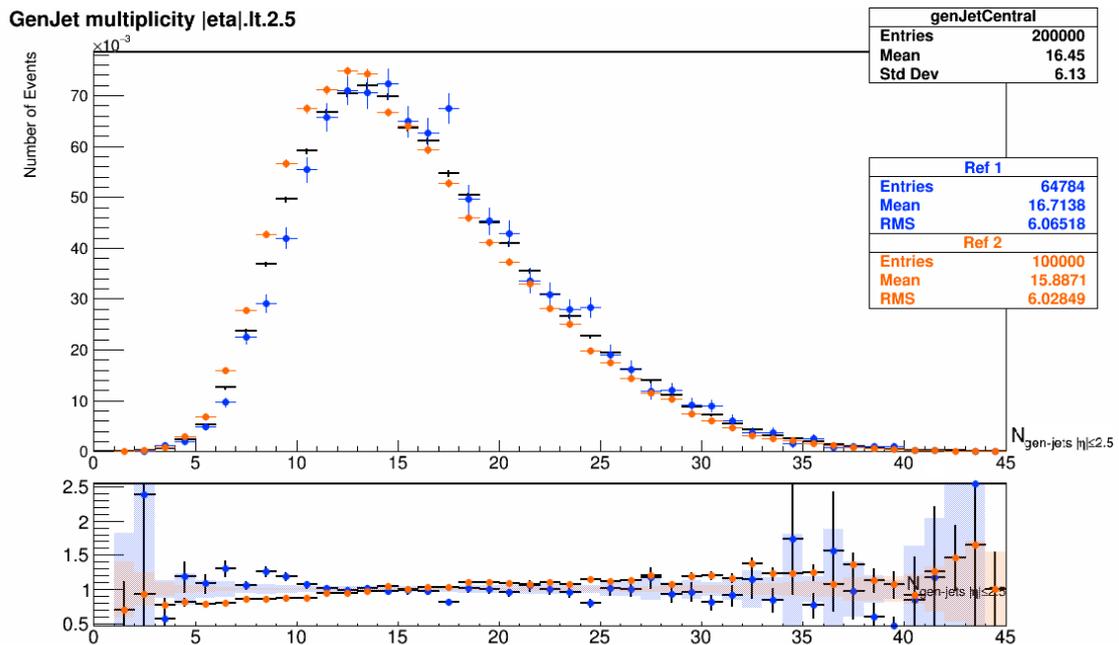


Figura 5.13: número de jets totales con  $|\eta| < 2.5$ .

Se aprecian desplazamientos entre las tres simulaciones: Pythia da un mayor número de sucesos con pocos jets bajo la condición mencionada, a continuación está Powheg, y aMC es la que predice un mayor número de jets.

La modelización por debajo de unos 20-30 GeV es realmente complicada, por eso normalmente los jets se toman a partir de estas energías. Concretamente, con un corte en 25 GeV los resultados en número de jets son los siguientes:

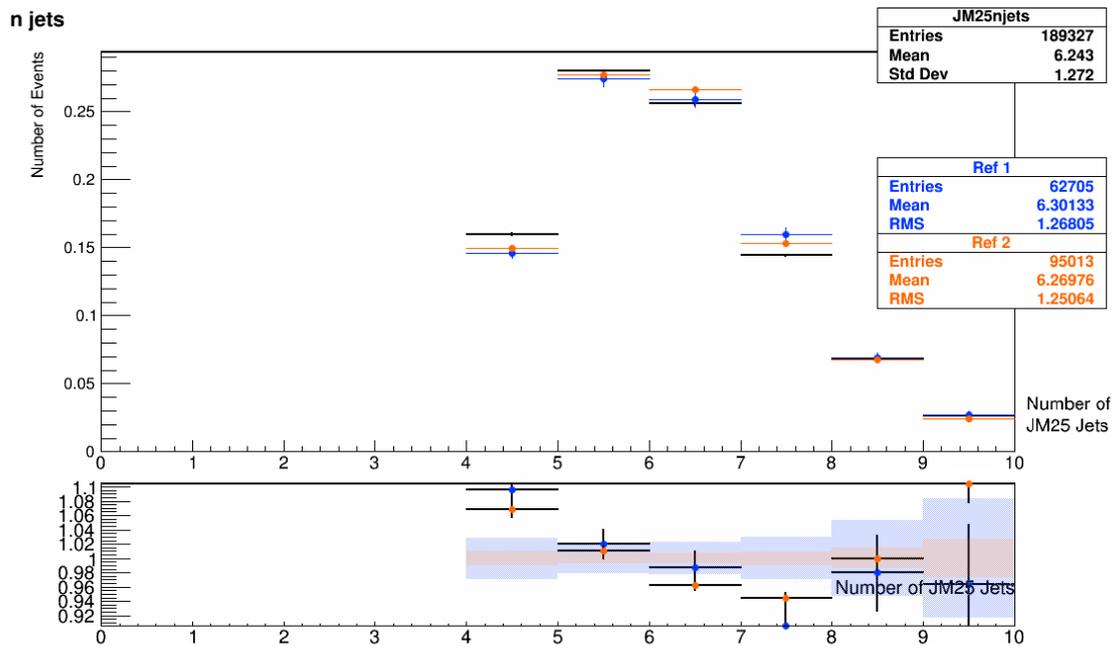


Figura 5.14: número de jets con un momento transverso superior a 25 GeV.

En primer lugar, vemos que no existen entradas con menos de 4 jets, y esto se debe a que las simulaciones están considerando que tras la colisión deberían haber al menos dos jets provenientes de los quarks  $b$  y otros dos de la desintegración de los  $W$  (canal semileptónico de la desintegración del par  $t\bar{t}$ ). Para 4 y 5 jets Powheg presenta el mayor número de sucesos, seguido por Pythia y después aMC. Por el contrario, al movernos hacia un mayor número de jets vemos que Powheg pasa a dar menos sucesos, mientras que no queda claro entre Pythia y aMC cuál es el que se decanta por eventos con mayor cantidad de jets.

### 5.3.1.2. Momento transverso

Para contrastar los resultados sobre el momento transverso nos fijaremos en los dos jets más energéticos, estableciendo como condición que estos tengan, al menos, 25 GeV de energía:

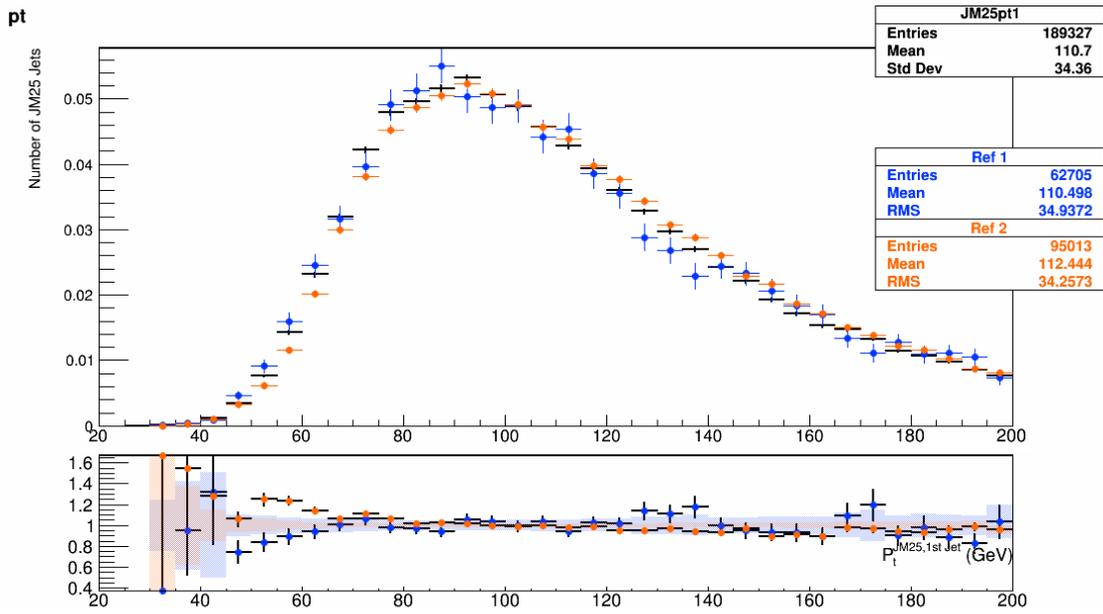


Figura 5.15: momento transverso de los jets con mayor momento transverso.

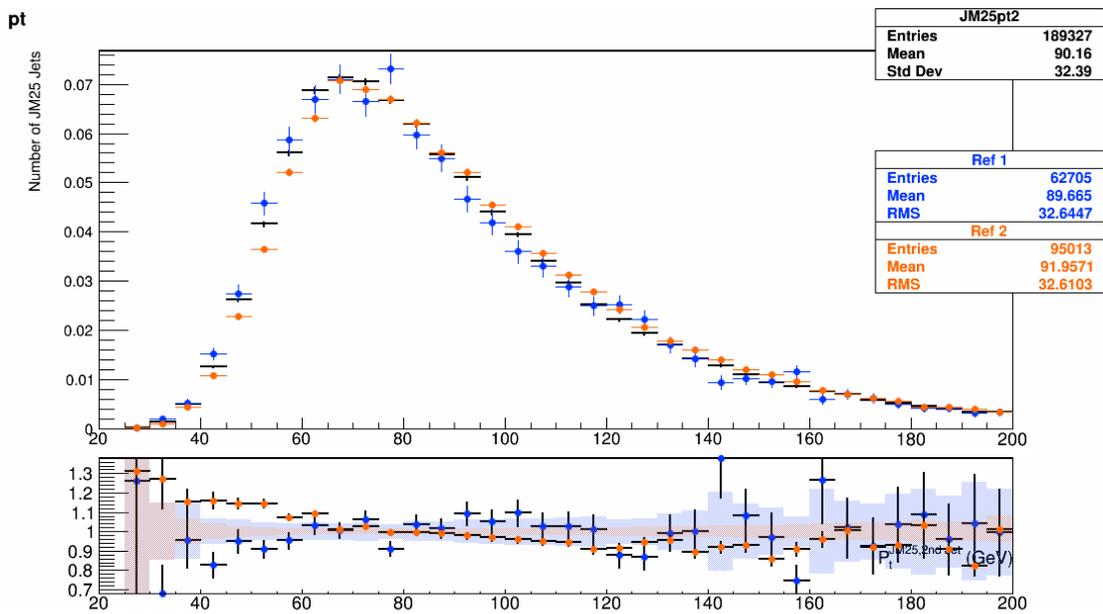


Figura 5.16: momento transverso de los jets con segundo mayor momento transverso.

Como vemos, Pythia genera un mayor número de jets con mayor energía, mientras que la simulación que da lugar a más jets de baja energía es la de aMC, encontrándose Powheg entre estas dos.

### 5.3.1.3. Pseudorrapidez

Continuamos con los dos jets principales:

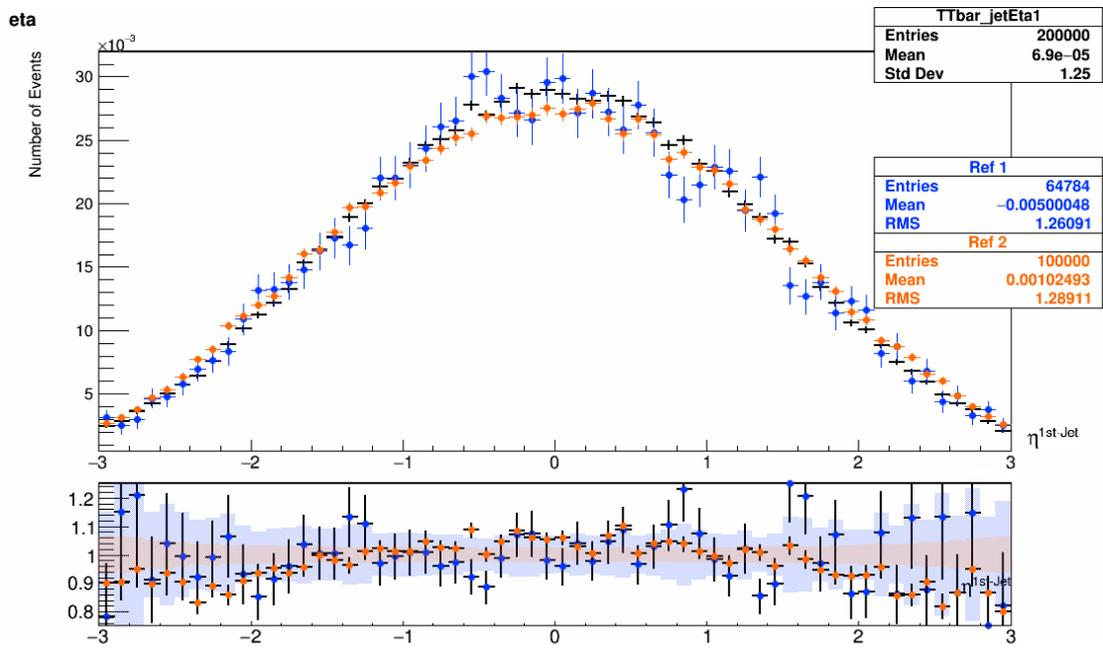


Figura 5.17: pseudorrapidez de los jets con mayor momento transverso.

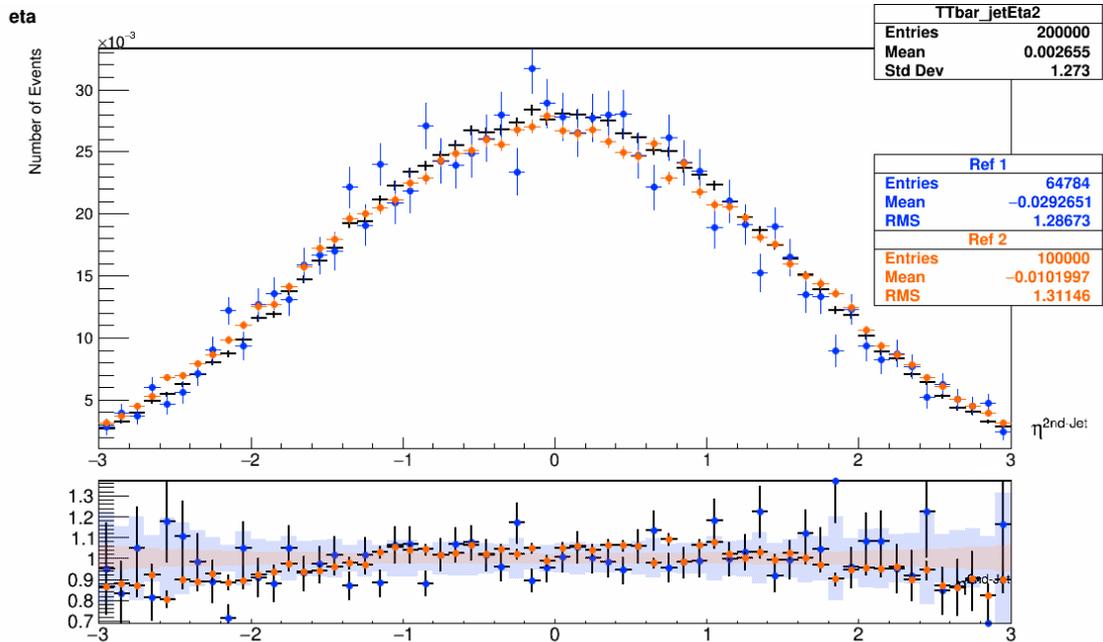


Figura 5.18: pseudorrapidez de los jets con segundo mayor momento transverso.

Vemos que los jets de Pythia tienden a salir con mayor pseudorrapidez que los de Powheg y aMC, bastante similares entre sí a pesar de que la estadística de aMC pueda resultar algo confusa a primera vista.

Con todos los jets:

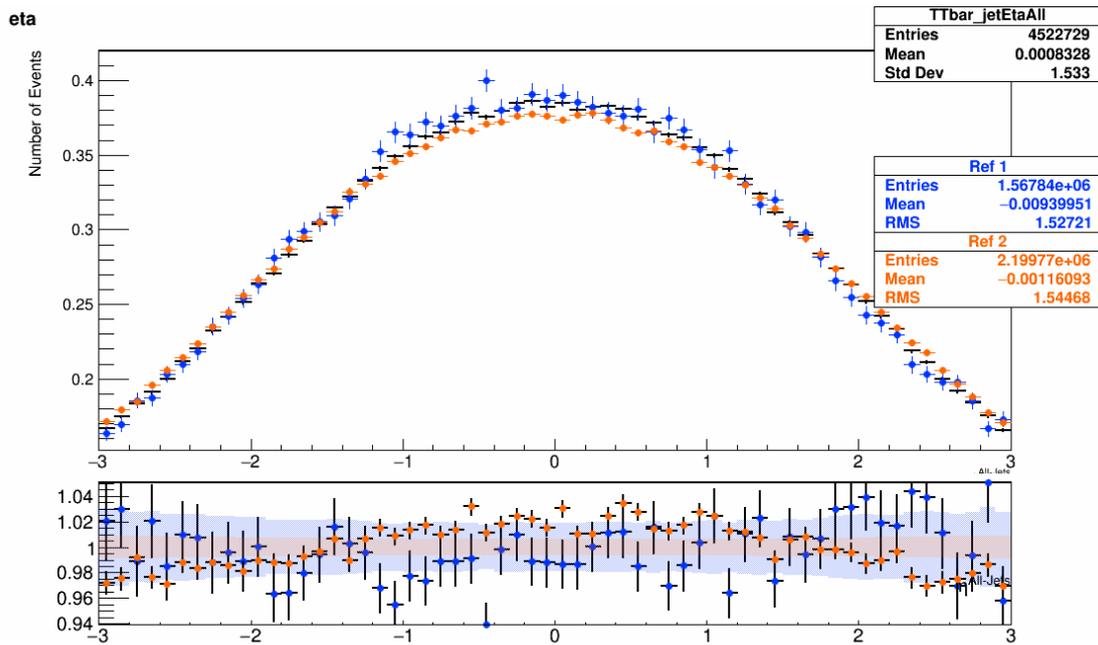


Figura 5.19: pseudorrapidez de todos los jets.

Las pseudorrapideces se comparan bastante bien (nos encontramos en un margen aproximado del 10%), más en este último caso con todos los jets, y se mantiene la tendencia observada hasta ahora con Pythia: curva algo achatada y desplazada hacia las colas.

#### 5.4. Observables físicos de partículas de estado final: efecto del generador específico para colisiones con hadrones de tipo $B$

Cambiamos los generadores y pasamos a estudiar el efecto de EvtGen, ahora la simulación en negro corresponde a aMC@NLO+Pythia8 y la azul a aMC@NLO+Pythia8+EvtGen, cuyo impacto esperamos que se manifieste, en principio, sobre los productos de la hadronización.

##### 5.4.1. Quarks $b$

Partiremos desde los quarks  $b$  para comprobar desde qué punto destaca la inclusión de EvtGen.

### 5.4.1.1. Masa de los quarks $b$

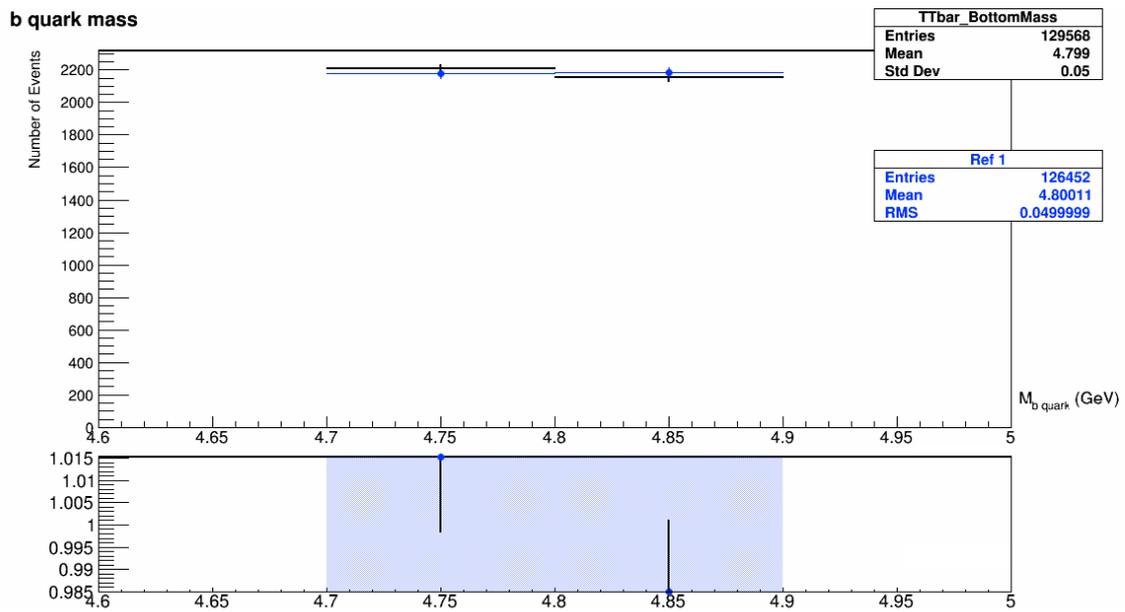


Figura 5.20: masa de los quarks  $b$ .

La discrepancia es del 1.5%, los resultados son muy similares, no se observan diferencias sobre la masa de los  $b$ .

### 5.4.1.2. Momento transverso

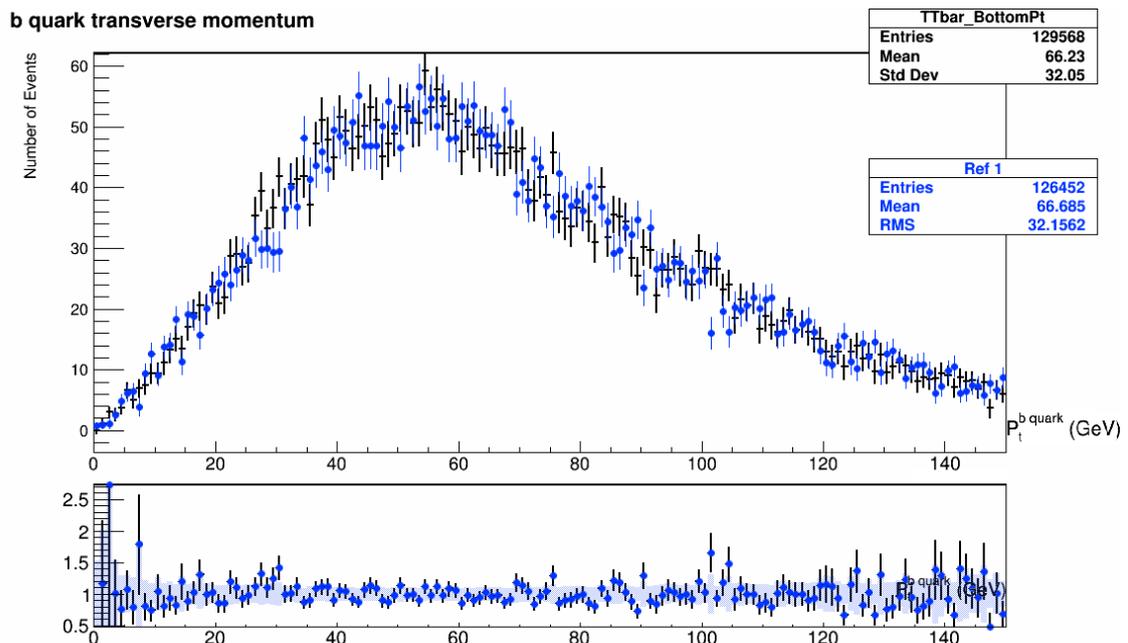


Figura 5.21: momento transverso de los quarks  $b$ .

En esta gráfica el nivel de discrepancia se ve incrementado, pero no es especialmente llamativo: aproximadamente un 20% en el entorno del máximo, y no crece demasiado al alejarnos.

### 5.4.1.3. Pseudorrapidez

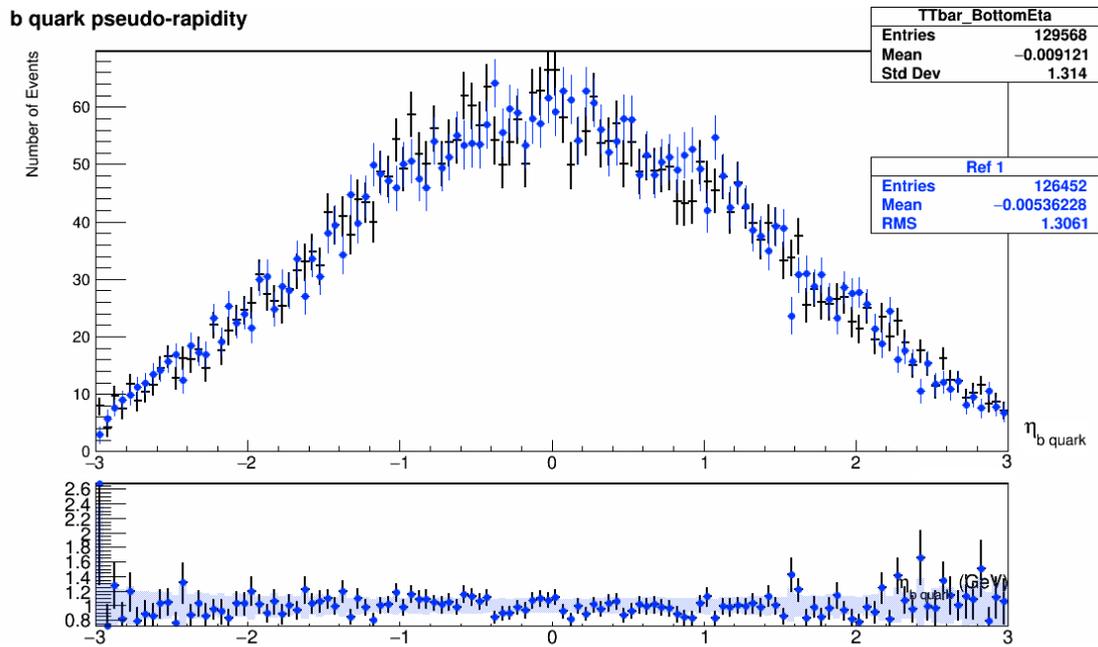


Figura 5.22: pseudorrapidez de los quarks  $b$ .

Vemos que las discrepancias no sobrepasan el 20%, la pseudorrapidez de los quarks  $b$  también se simula bastante parecido.

En definitiva, hasta aquí no hemos observado diferencias reseñables, únicamente debidas a fluctuaciones, ya que el generador encargado de los quarks  $b$  es aMC@NLO en ambas simulaciones. Continuaremos las comparaciones con los jets.

## 5.4.2. Jets

### 5.4.2.1. Número de jets

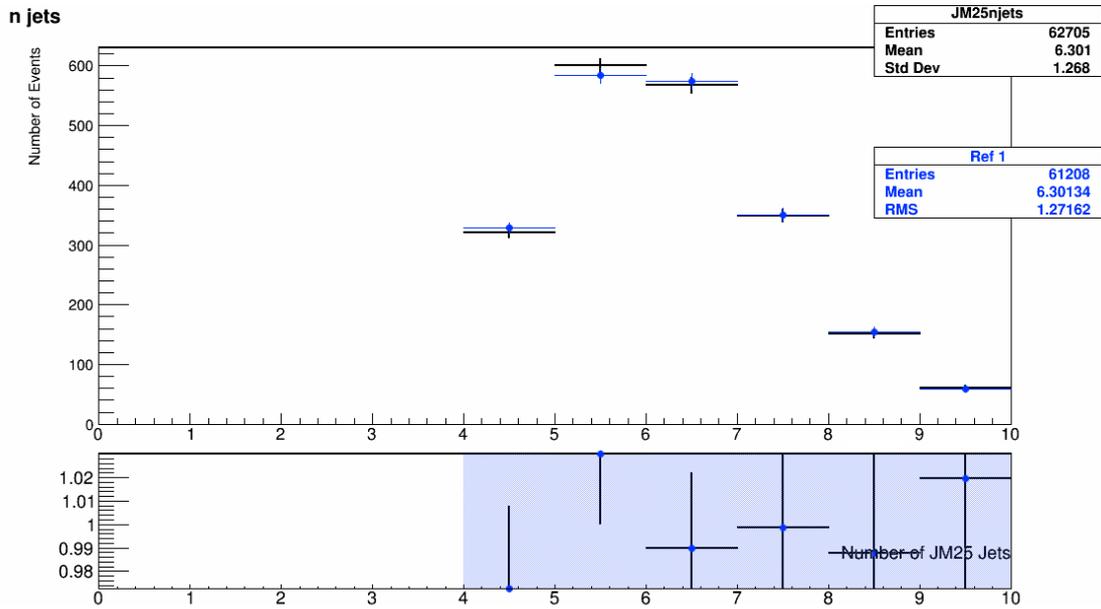


Figura 5.23: número de jets con momento transverso superior a 25 GeV.

En este caso las dos simulaciones dan lugar a un número de jets muy parecido, el acuerdo es superior al 97%, así que tampoco parece que EvtGen juegue ningún papel al respecto (seguimos fuera de la hadronización a fin de cuentas).

### 5.4.2.2. Momento transverso

De nuevo, observamos los dos jets principales con el añadido de un corte en su energía, pidiendo al menos 25 GeV.

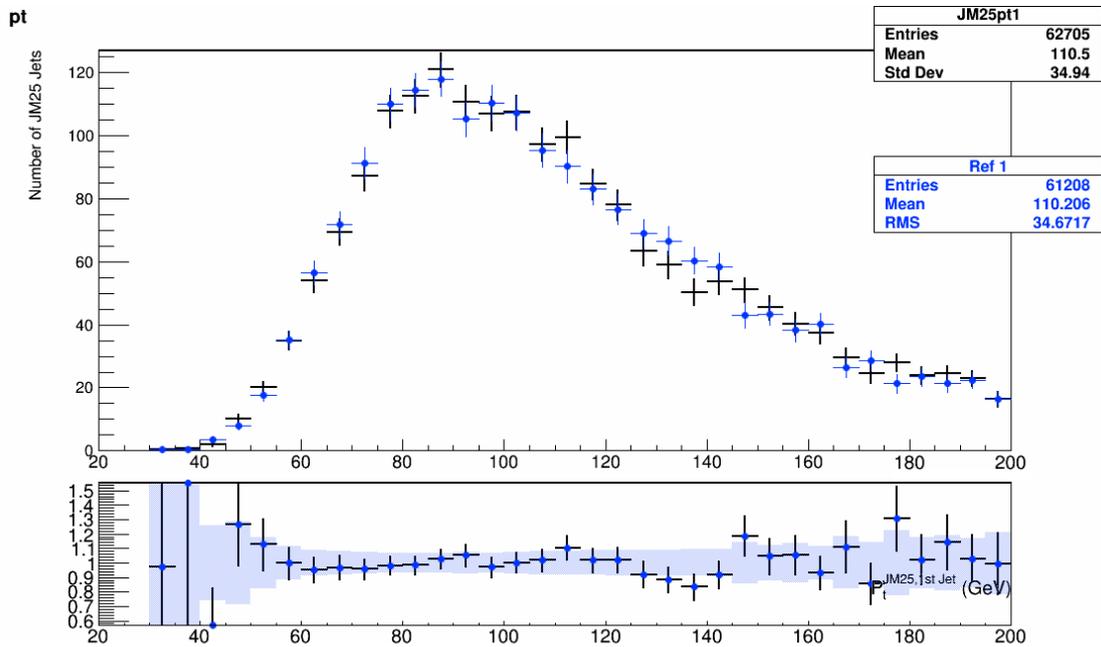


Figura 5.24: momento transverso de los jets con mayor momento transverso.

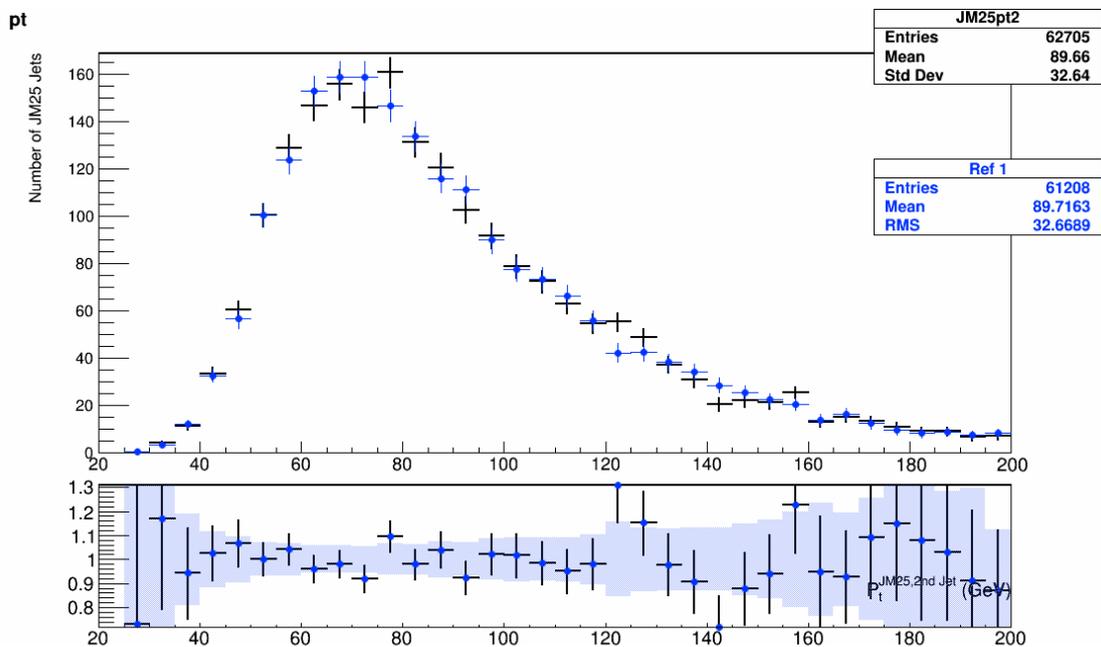


Figura 5.25: momento transverso de los jets con segundo mayor momento transverso.

Existen algunas fluctuaciones y el nivel de acuerdo no es tan bueno como con el número de jets, pero supera el 80% en la zona del máximo y no parece haber desplazamientos entre las

representaciones, así que podemos afirmar que existen diferencias en el tratamiento de los jets, pero no especialmente llamativas.

### 5.4.3. Mesones $B$

Al pasar a estudiar estos hadrones, compuestos por un antiquark  $\bar{b}$  y un quark  $u, d, s$  o  $c$  (o por sus partículas/antipartículas correspondientes), esperamos que la presencia de EvtGen resulte en un impacto mayor sobre las simulaciones. Los resultados con los diferentes tipos de  $B$  ( $B^-$ ,  $B^+$ ,  $B^0$  ...) son muy similares, de modo que a continuación veremos los pertenecientes a mesones  $B^-$ .

#### 5.4.3.1. Número de mesones $B$

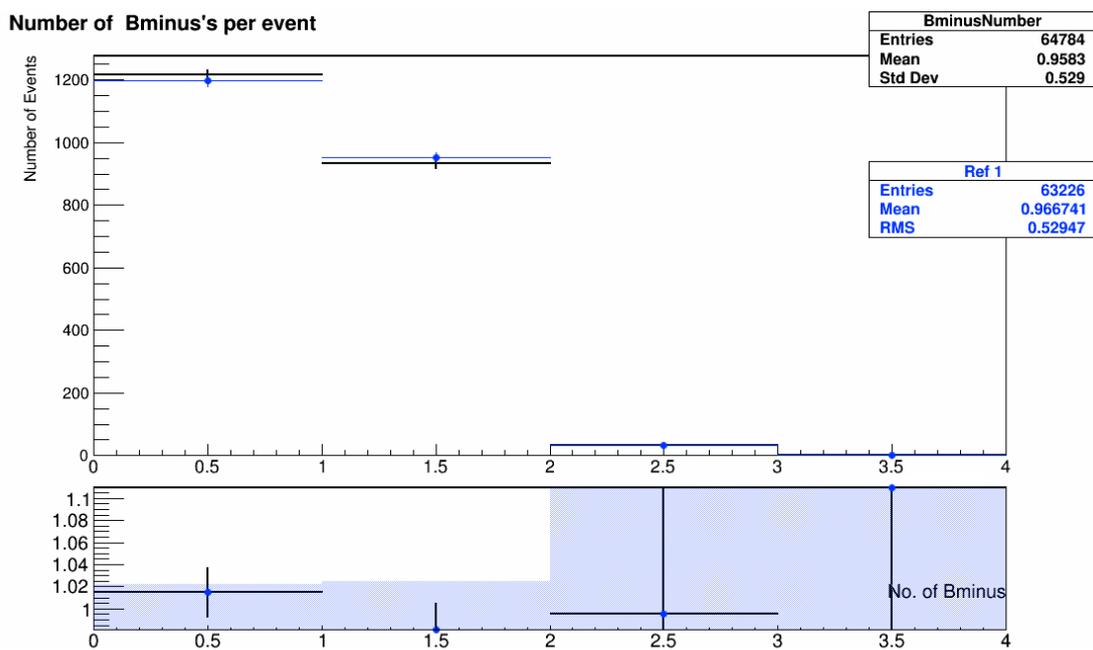


Figura 5.26: número de hadrones  $B$ .

De entrada vemos que el número de  $B^-$  sale realmente parecido, con un acuerdo superior al 98% salvo en la entrada de mayor número, donde se dispara solamente hasta el 90%. Este primer resultado parece indicar que las discrepancias no serán demasiado interesantes.

### 5.4.3.2. Momento

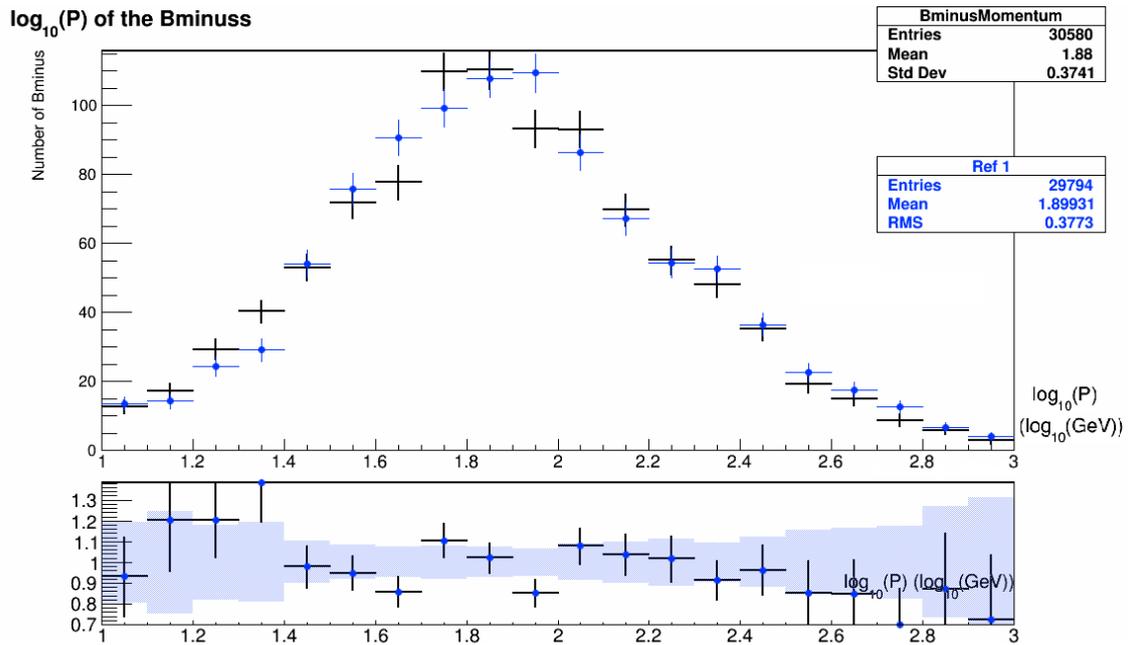


Figura 5.27: momento de los hadrones  $B^-$ .

En esta gráfica comienzan a verse discrepancias, en torno a un 20% entre las simulaciones. Aun así, no parece haber desplazamientos ni ningún otro tipo de efecto llamativo.

### 5.4.3.3. Pseudorrapidez

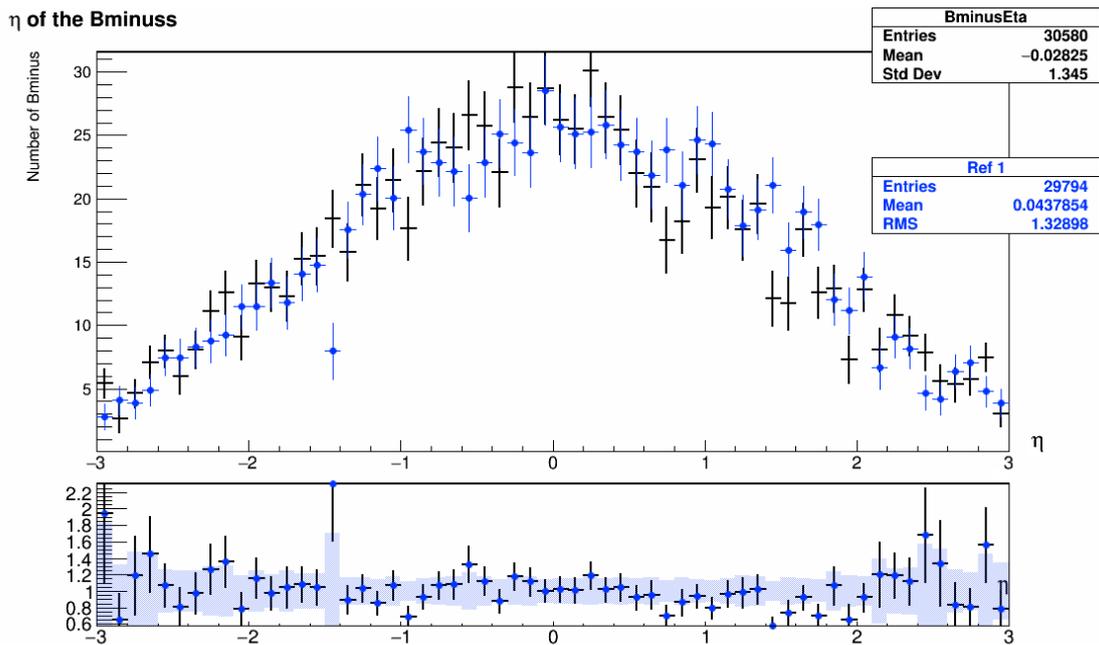


Figura 5.28: pseudorrapidez de los hadrones  $B^-$ .

Comparando con la pseudorrapidez de quarks  $b$  (figura 5.22) vemos que, mientras que antes las discrepancias se encontraban principalmente con un margen de un 20% de diferencia como máximo, ahora este margen es de un 40%.

El impacto sobre hadrones  $B$ , si bien no ha sido de gran calibre, ha quedado patente (más adelante veremos comparaciones completamente dispares que avalarán esta calificación).

#### 5.4.4. Fotones

Con las magnitudes referentes a los fotones comenzamos a ver resultados notablemente diferentes gracias a EvtGen.

##### 5.4.4.1. Número de fotones

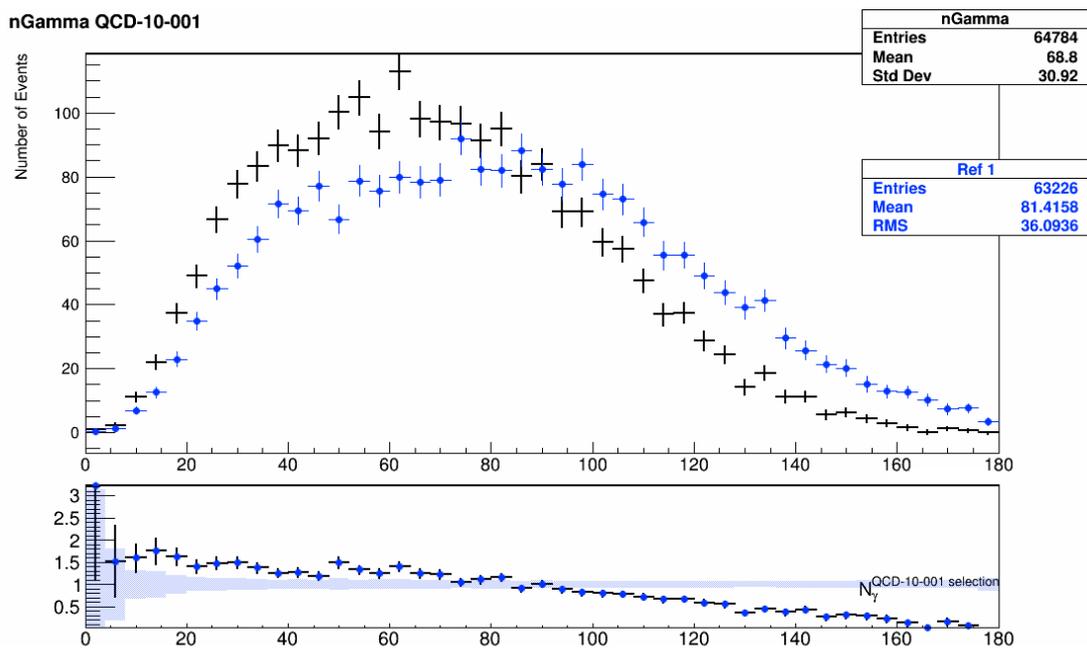


Figura 5.29: número de fotones.

Aquí ya podemos observar un claro desplazamiento: al emplear EvtGen disminuyen los sucesos con menos fotones y aumentan aquellos con más de 100 fotones.

### 5.4.4.2. Momento transverso

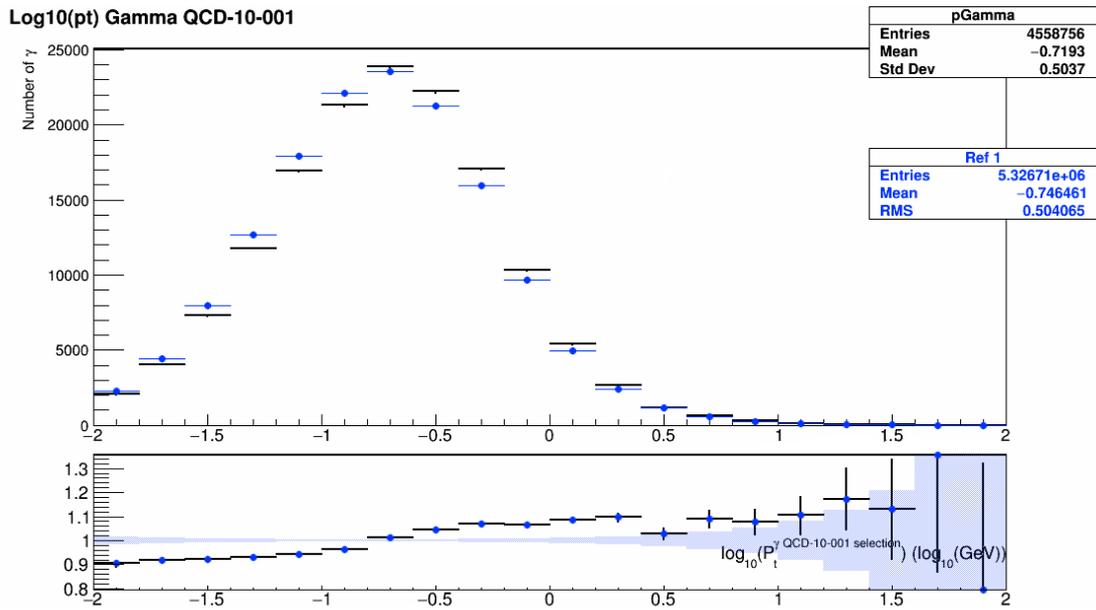


Figura 5.30: logaritmo en base decimal del momento transverso de los fotones.

Como cabría esperar, dado que EvtGen tiende hacia eventos con un mayor número de fotones, da por el contrario menor momento a los mismos, da manera que no se violan las leyes de conservación de energía y momento.

### 5.4.4.3. Pseudorrapidez

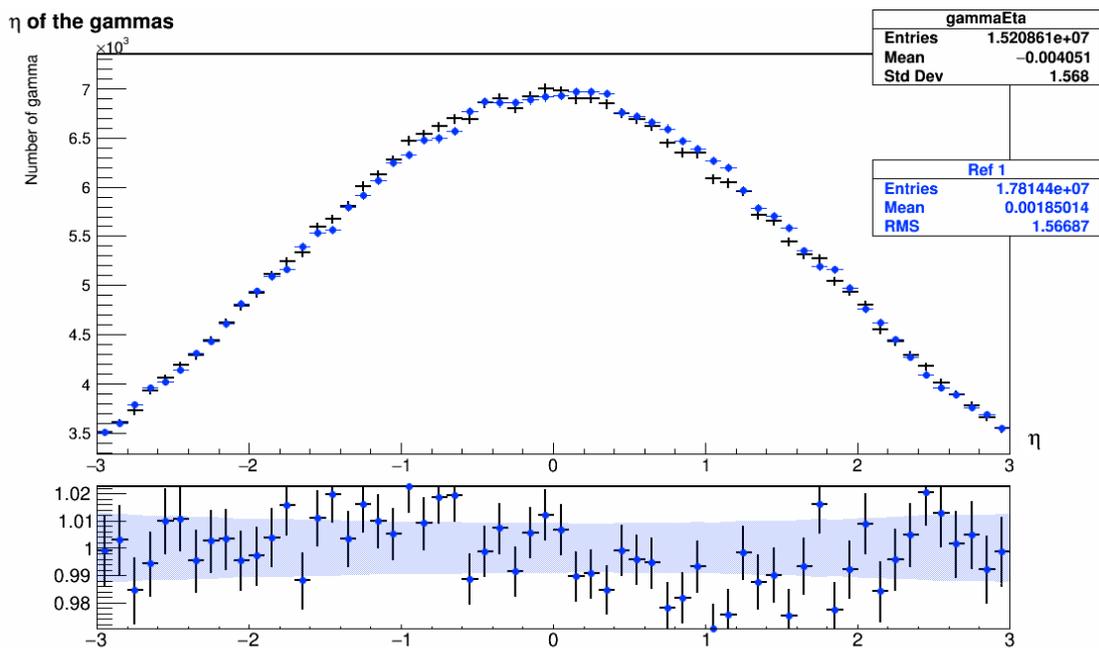


Figura 5.31: pseudorrapidez de los fotones.

A diferencia de lo sucedido en las dos gráficas anteriores, aquí las representaciones coinciden dentro de un margen del 2% de error, lo cual es muy bueno.

### 5.4.5. Partículas cargadas

Sin realizar más distinciones sobre las diferentes partículas que caen en esta categoría, contemplemos los resultados sobre el conjunto de partículas cargadas.

#### 5.4.5.1. Número de jets cargados según su momento

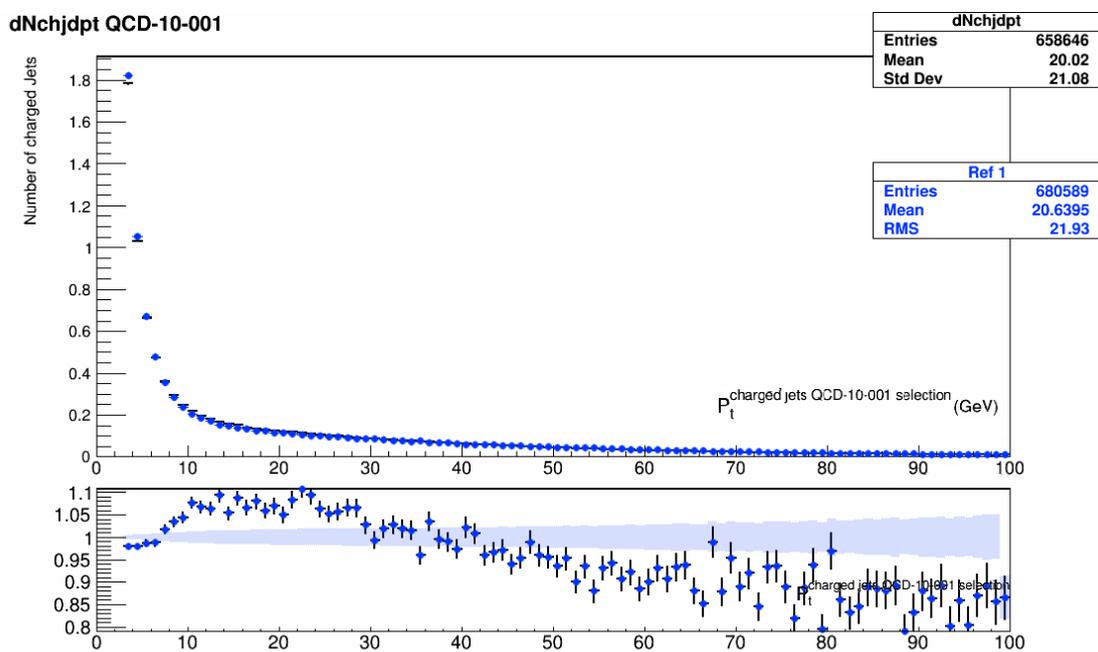


Figura 5.32: número de jets construidos a partir de partículas cargadas, según su momento.

Pese a que simple vista las simulaciones no parecen mostrar resultados muy diferentes, resulta claro al fijarse en el cociente que difieren bastante, pues EvtGen crea más jets de momento elevado, dando lugar a menos en un rango aproximado de 10 a 30 GeV.

### 5.4.5.2. Número de partículas cargadas

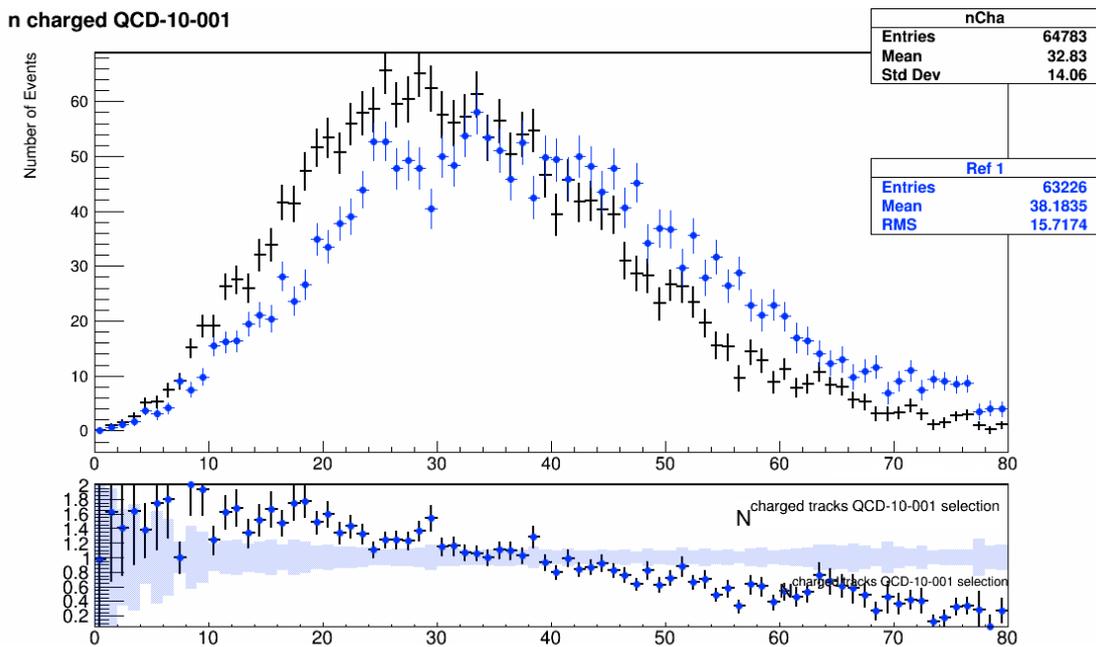


Figura 5.33: número de partículas cargadas.

En esta gráfica es más evidente el efecto de EvtGen que en el caso de los jets. Como vemos, hay un gran desplazamiento hacia la derecha al emplear este generador, de modo que da lugar a un mayor número de partículas cargadas.

Tras estos resultados, pasaremos a analizar a continuación los diferentes leptones.

### 5.4.6. Electrones

Los resultados de las simulaciones sobre los electrones que vamos a ver son prácticamente idénticos para los positrones, de modo que las discusiones siguientes son extrapolables a estas otras partículas.

### 5.4.6.1. Número de electrones

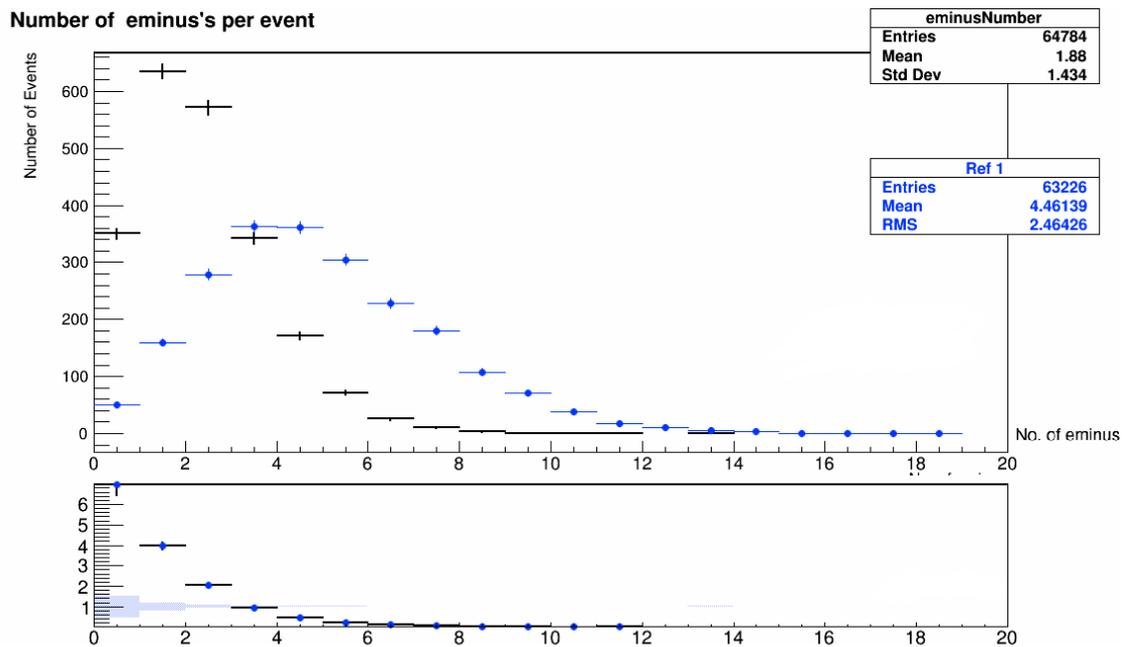


Figura 5.34: número de electrones.

En general EvtGen crea más electrones, tal como sucedía con los fotones, solo que en este caso la diferencia resulta aún más apreciable.

### 5.4.6.2. Momento transverso

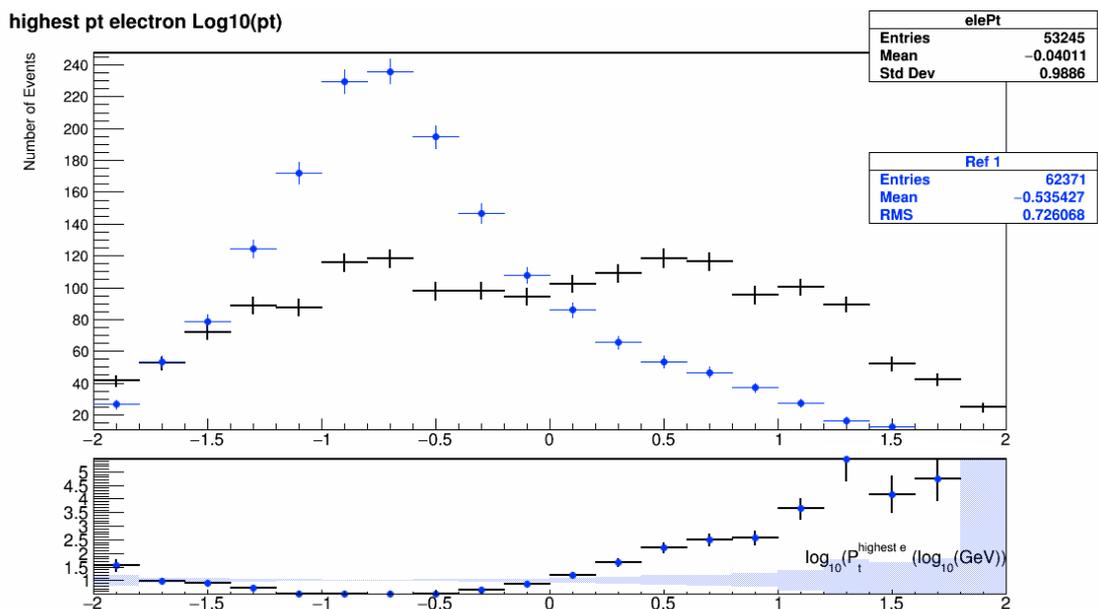


Figura 5.35: logaritmo en base decimal del momento transverso de los electrones.

Salta a la vista la enorme diferencia entre las simulaciones. Al emplear EvtGen conseguimos mucho mayor número de electrones de momento en torno a 0.2 GeV, pero esto decrece rápidamente a medida que vamos a valores mayores, obteniendo 3 veces menos electrones sobre 10 GeV, e incluso menos aún si seguimos avanzando. Además, cabe destacar la diferencia de forma entre ambas representaciones: mientras que sin EvtGen vemos dos máximos muy similares, al incluir EvtGen el primero de ellos se dispara mientras que el segundo desaparece. En resumen, EvtGen genera muchos más electrones, pero con un momento inferior, lo que significa que la salida de las dos simulaciones sea la misma.

## 5.4.7. Muones

### 5.4.7.1. Número de muones

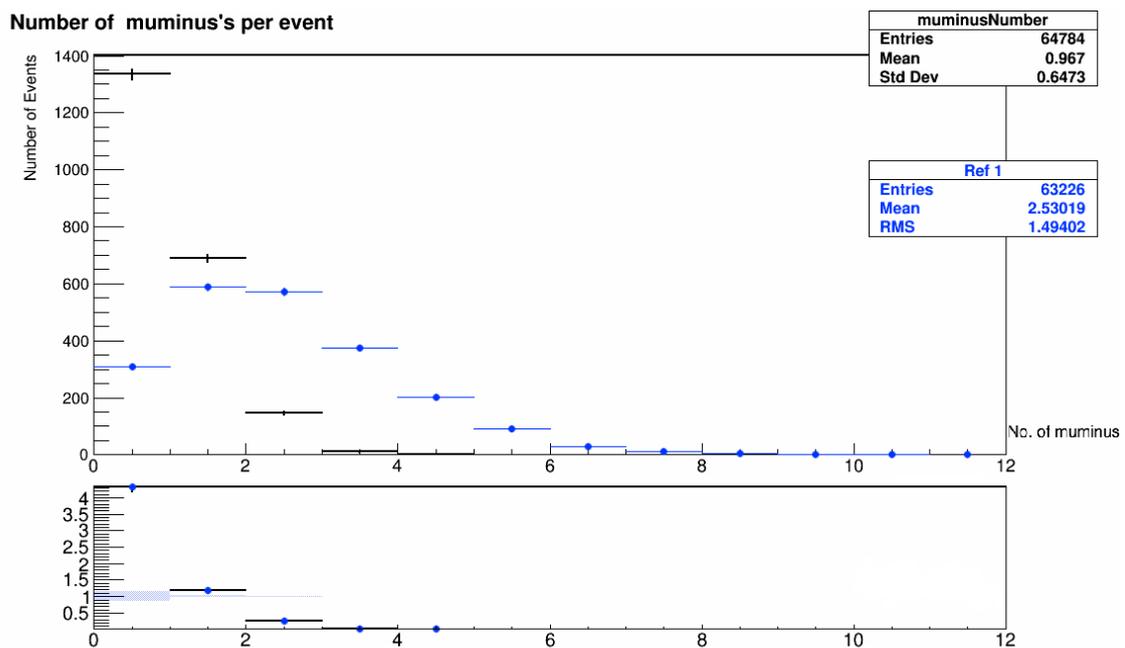


Figura 5.36: número de muones.

Las distribuciones son similares a las vistas con los electrones. En esencia, EvtGen predice sucesos con una mayor cantidad de muones, y da lugar a muchos menos eventos de pocos muones.

### 5.4.7.2. Momento transverso

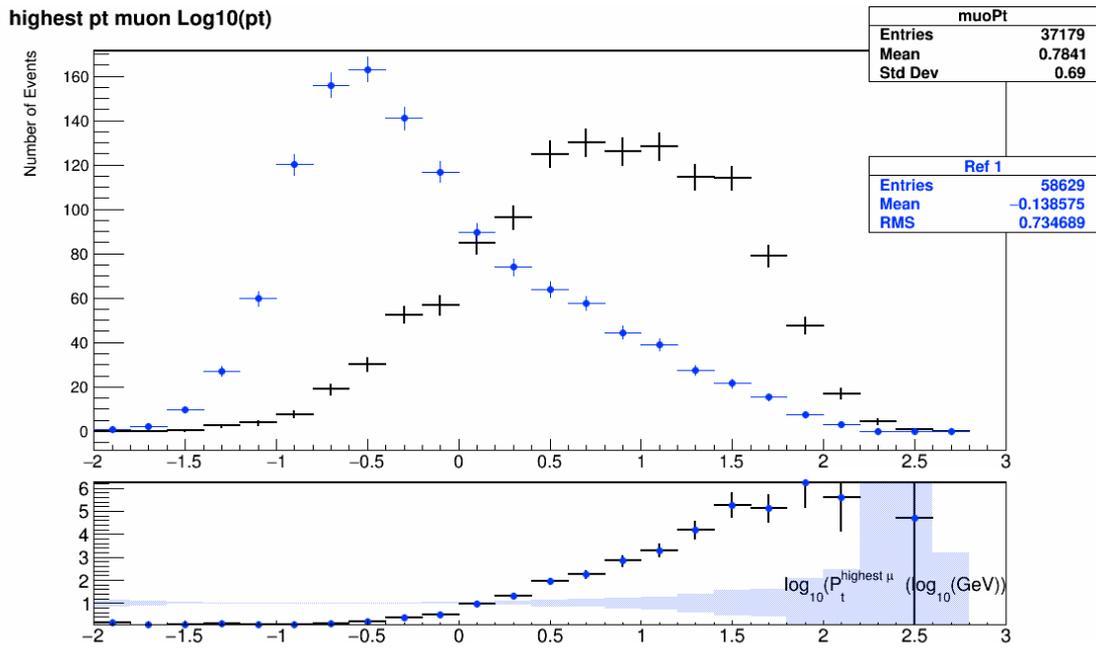


Figura 5.37: logaritmo en base decimal del momento transverso de los muones.

Vemos que los muones originados mediante EvtGen salen con menor momento transverso, pero a su vez hay en general un mayor número de los mismos, de modo que conseguimos la misma compensación que vimos con electrones y fotones.

### 5.4.8. Taus

El caso de los taus no es como el de los fotones o los electrones como veremos ahora, y la principal razón para ello reside en la presencia de Tauola.

### 5.4.8.1. Número de taus

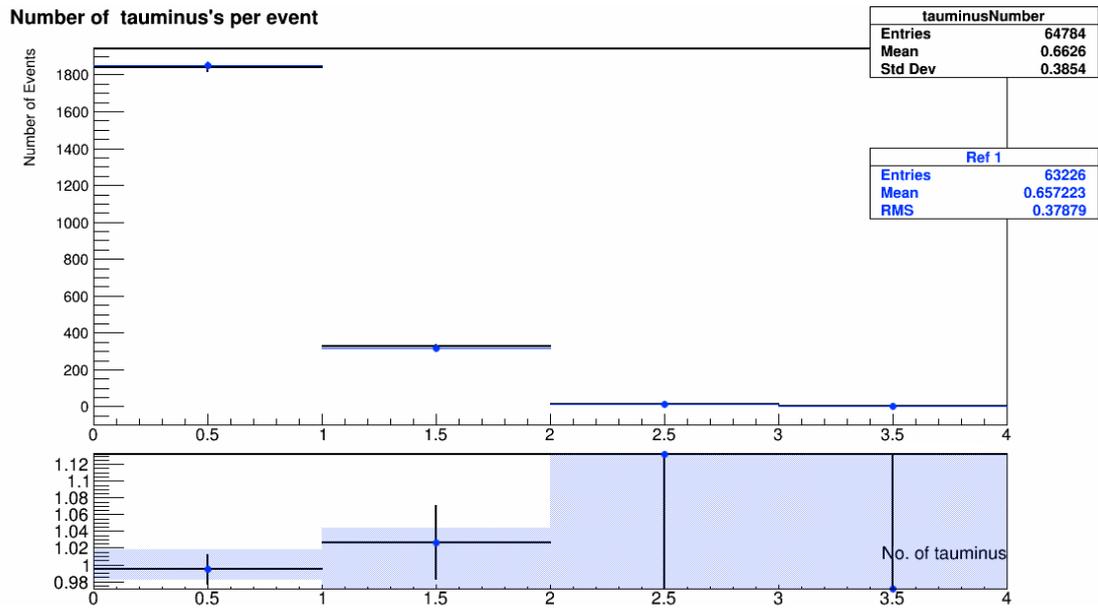


Figura 5.38: número de taus.

Nada que ver con las otras comparaciones: el número de taus es mucho más bajo y la máxima discrepancia es inferior al 15%. Además, parece deberse a una ligera fluctuación, pues para 0, 1 y 3 taus el acuerdo es superior al 96%.

### 5.4.8.2. Momento transverso

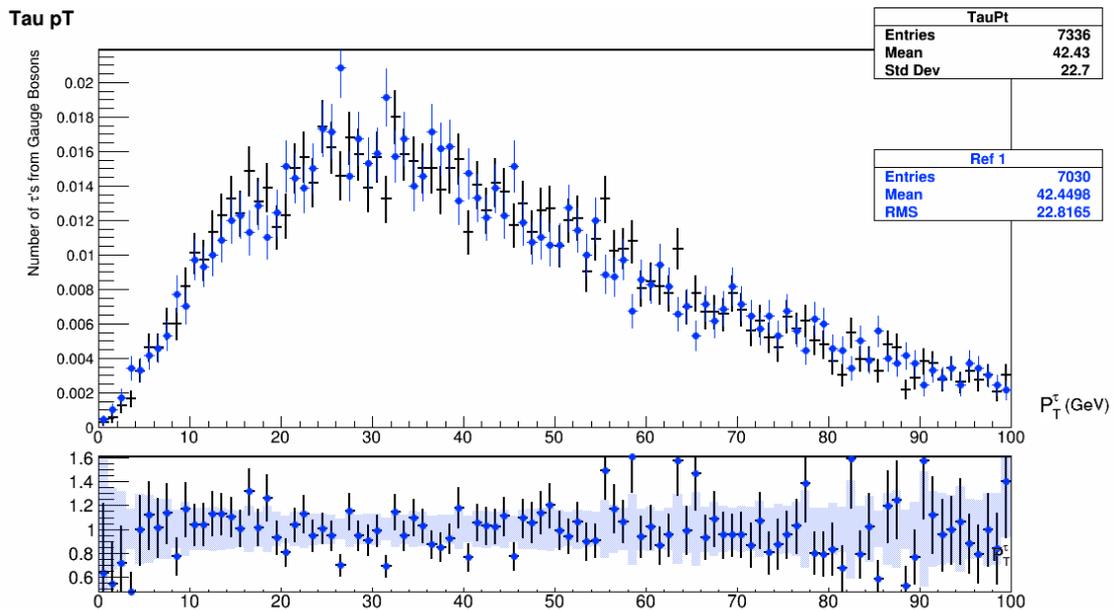


Figura 5.39: momento transverso de los taus.

Volvemos a una situación similar a lo que ocurría, por ejemplo, con los jets: el número de taus sale realmente parecido, y aunque el momento transversal presenta mayores diferencias (por encima de un 20% de discrepancia), la forma que describen las dos simulaciones es prácticamente la misma.

### 5.4.9. Neutrinos

Para terminar con este apartado analizaremos las partículas más delicadas: los neutrinos. Los resultados de los neutrinos electrónicos y muónicos son muy similares, pero no ocurre lo mismo con sus antineutrinos, y para ilustrar este hecho estudiaremos los resultados de los neutrinos electrónicos ( $\nu_e$ ) y positrónicos ( $\bar{\nu}_e$ ).

#### 5.4.9.1. Número de neutrinos

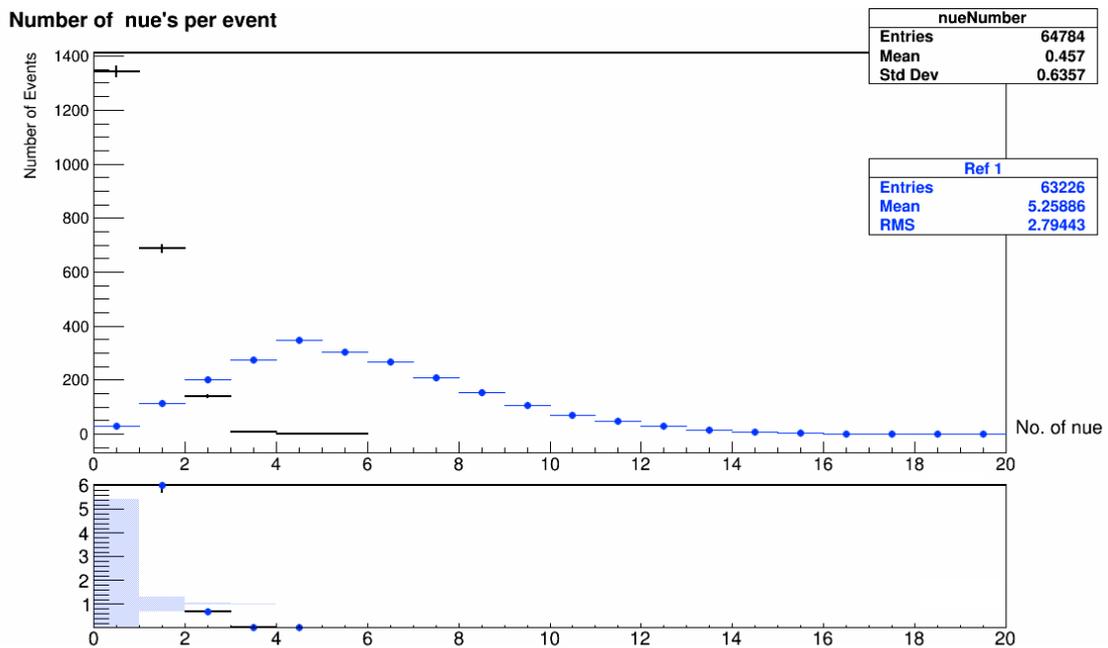


Figura 5.40: número de  $\nu_e$ .

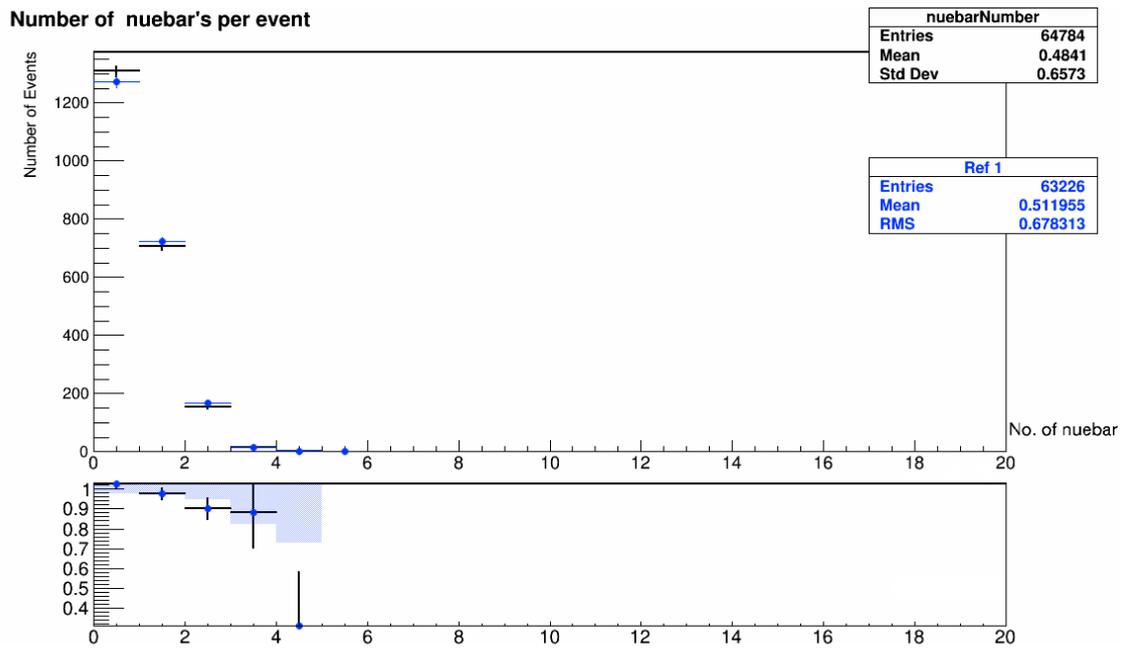


Figura 5.41: número de  $\bar{\nu}_e$ .

Las diferencias son evidentes: mientras que para los  $\nu_e$  EvtGen muestra una distribución mucho más uniforme, generando sucesos de hasta 20 neutrinos, con los  $\bar{\nu}_e$  ambas simulaciones parecen coincidir mucho más (aunque hay discrepancias), y no se presentan sucesos de más de 5 neutrinos.

Si en vez de estos neutrinos comparamos  $\nu_\tau$  y  $\bar{\nu}_\tau$ , por alguna razón EvtGen no parece introducir diferencias entre partículas y antipartículas:

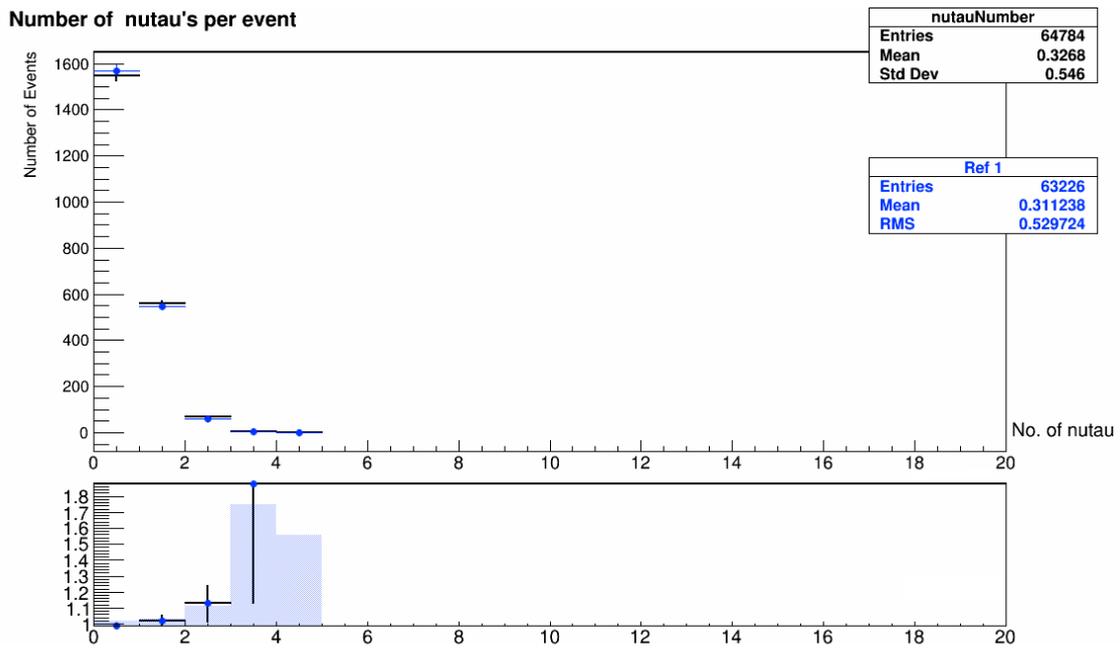


Figura 5.42: número de  $\nu_{\tau}$ .

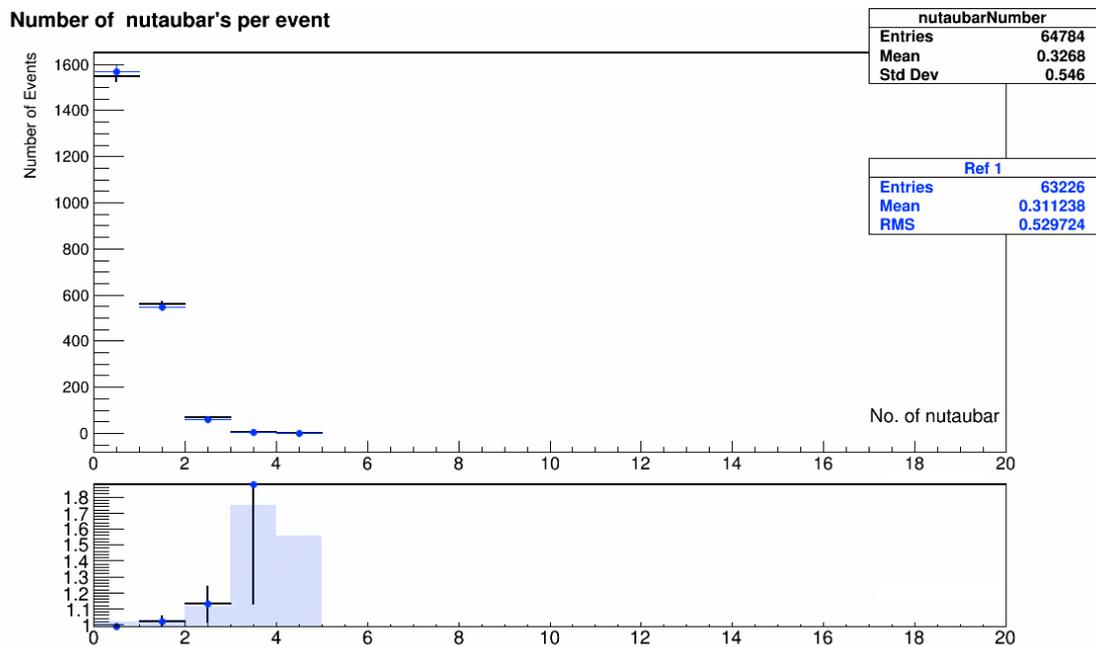


Figura 5.43: número de  $\bar{\nu}_{\tau}$ .

Está claro que existen discrepancias, pues las simulaciones solo parecen coincidir en los eventos con 0 y 1 neutrinos, con 2 ya nos encontramos con un error del 20% y más allá se dispara aún más. Aun así, ambas gráficas muestran unos resultados prácticamente idénticos, muy diferentes de lo ocurrido con los otros neutrinos.

### 5.4.9.2. Momento

Con el fin de contrastar los resultados que acabamos de estudiar, comparemos la misma situación entre partículas y antipartículas, pero esta vez observando los momentos correspondientes:

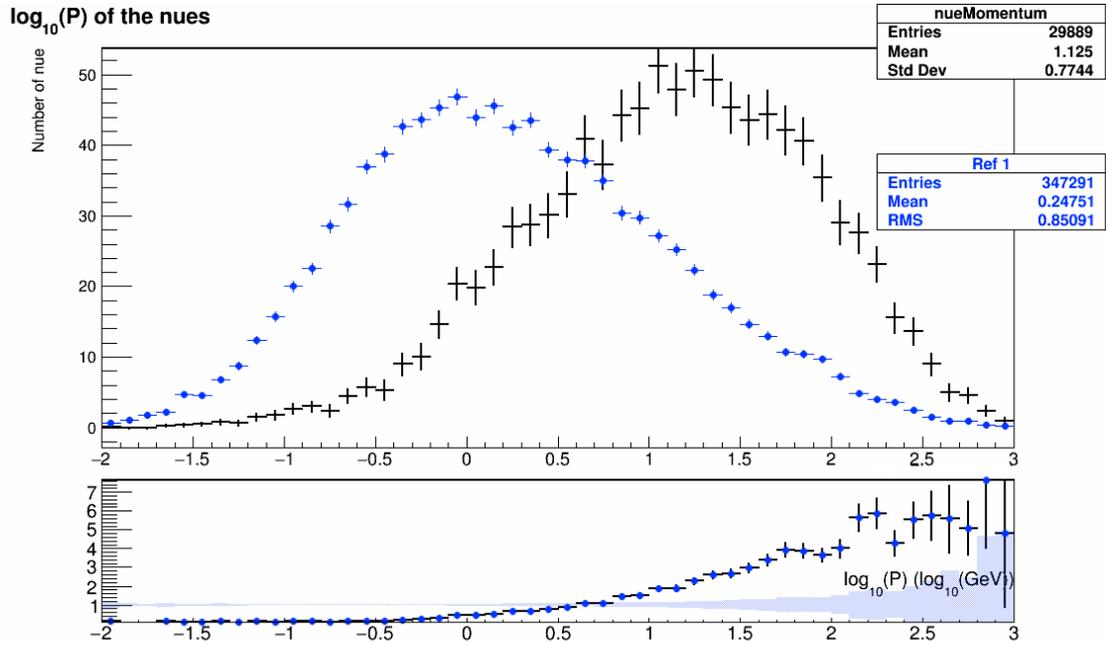


Figura 5.44: momento de los  $\nu_e$ .

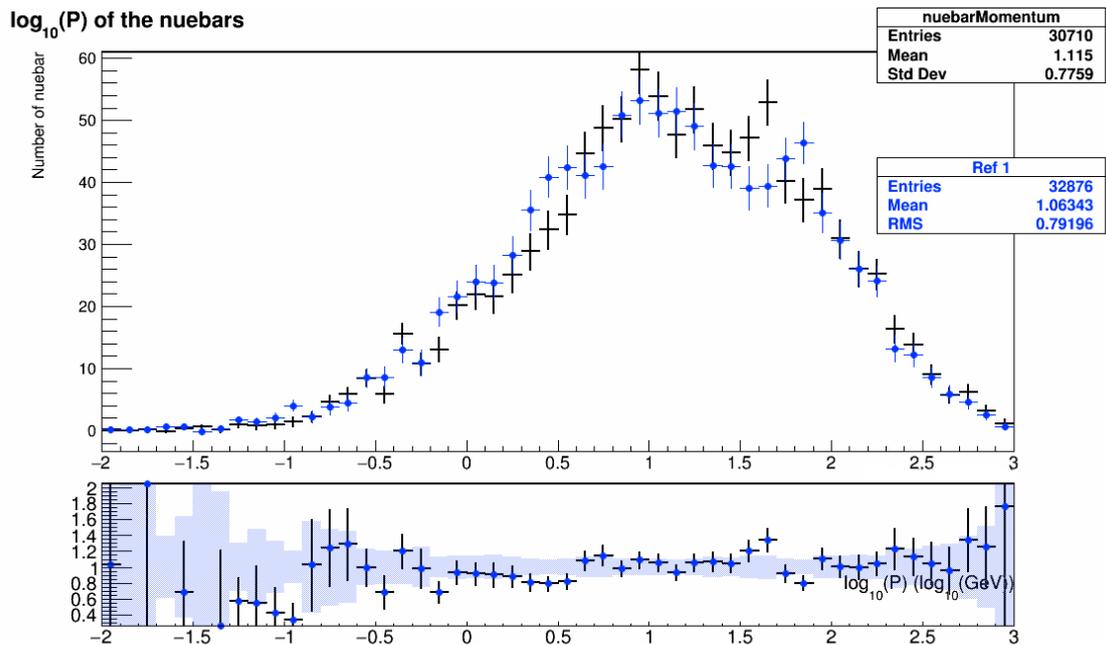


Figura 5.45: momento de los  $\bar{\nu}_e$ .

En efecto, la simulación conseguida con EvtGen sobre los  $\nu_e$  difieren enormemente de la de Pythia, mientras que para los  $\bar{\nu}_e$ , aunque existen discrepancias, la forma de las representaciones es bastante similar.

Por otro lado, en el caso de  $\nu_\tau$  y  $\bar{\nu}_\tau$ :

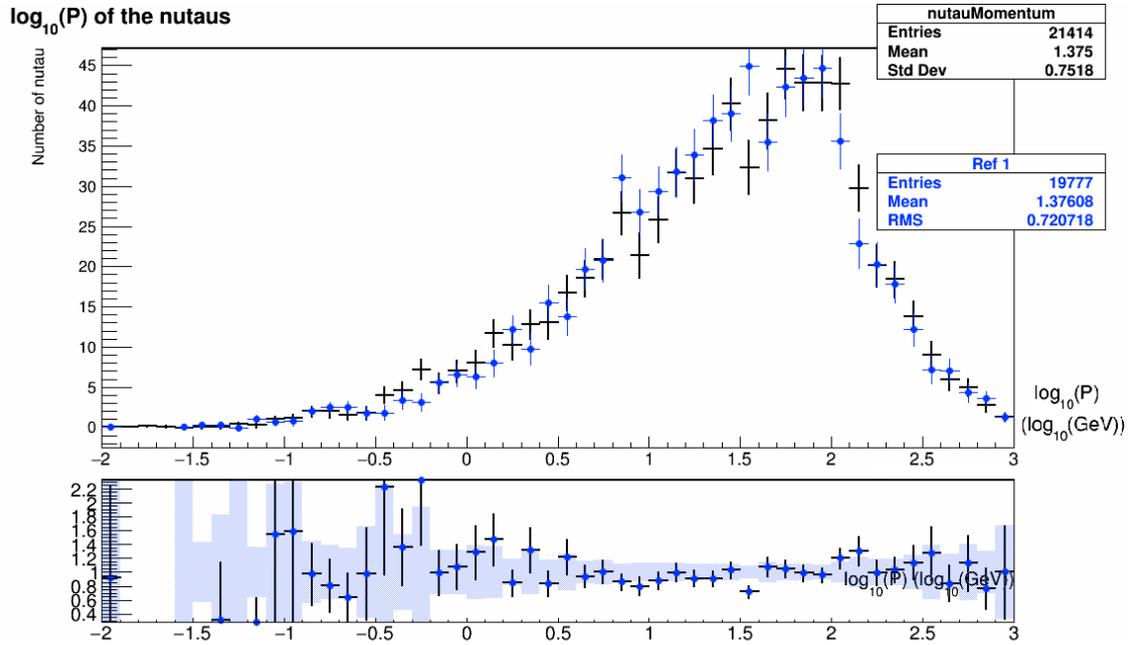


Figura 5.46: momento de los  $\nu_\tau$ .

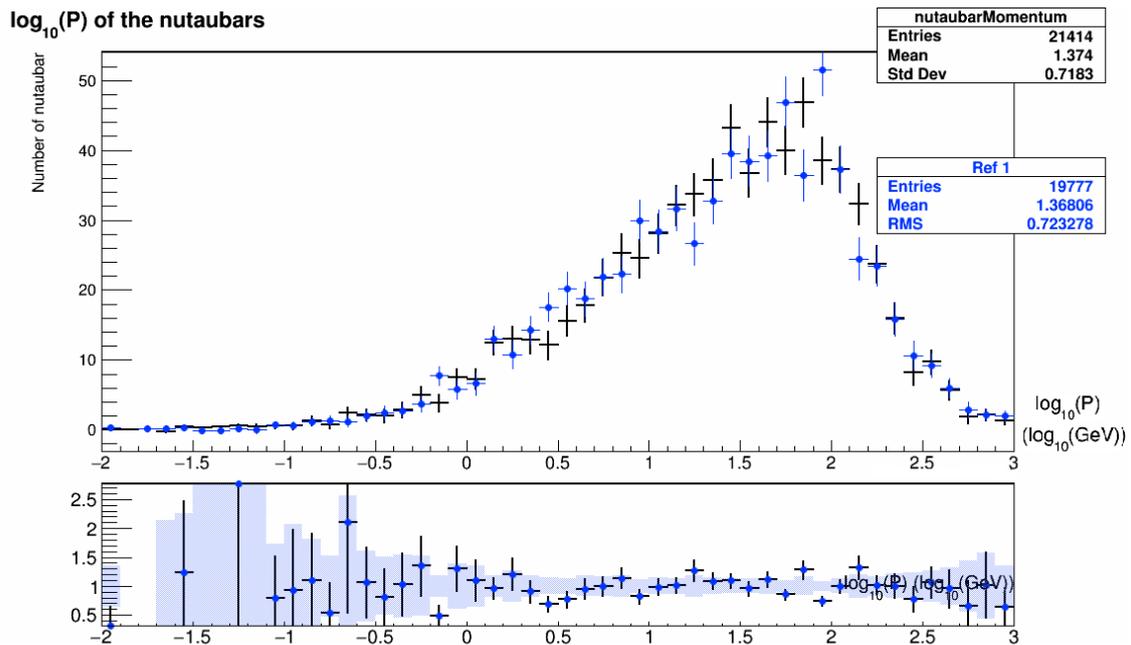


Figura 5.47: momento de los  $\bar{\nu}_\tau$ .

Exactamente igual, existen diferencias entre las simulaciones proporcionadas con y sin EvtGen, pero las distribuciones muestran formas muy similares y el parecido entre los resultados de neutrinos y antineutrinos es evidente.

## 5.5. Observables físicos de partículas de estado final: efecto del generador de parton showers

Lo siguiente que veremos serán los resultados sobre magnitudes similares a las tratadas en el apartado anterior, pero esta vez comparando las diferencias proporcionadas al utilizar Pythia8 o Herwig++. Concretamente, las simulaciones en negro se corresponderán con Powheg+Pythia8 y las azules con Powheg+Herwig++.

### 5.5.1. Jets

#### 5.5.1.1. Número de jets

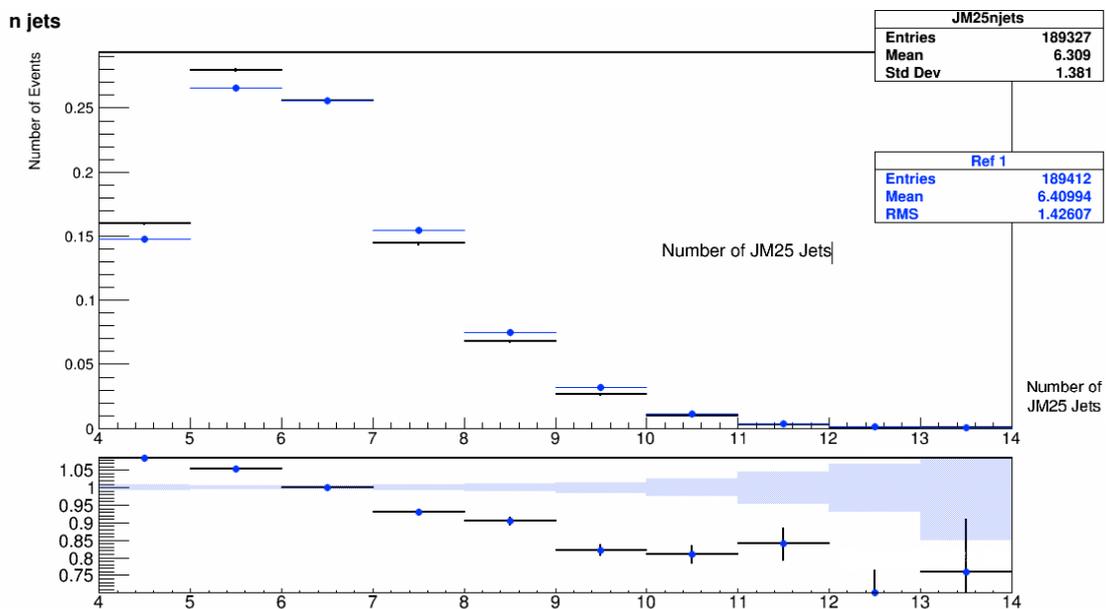


Figura 5.48: número de jets con momento transversal superior a 25 GeV.

Comenzamos de inmediato con las distinciones: analizando el número de jets con más de 25 GeV de momento transversal, vemos que Pythia da lugar un mayor número de veces a sucesos con 4 y 5 jets, mientras que a partir de 6 es Herwig el que presenta más cantidad de sucesos.

### 5.5.1.2. Momento transverso

Manteniendo el corte en 25 GeV de momento transverso, estudiemos el momento transverso de los dos jets principales de nuevo:

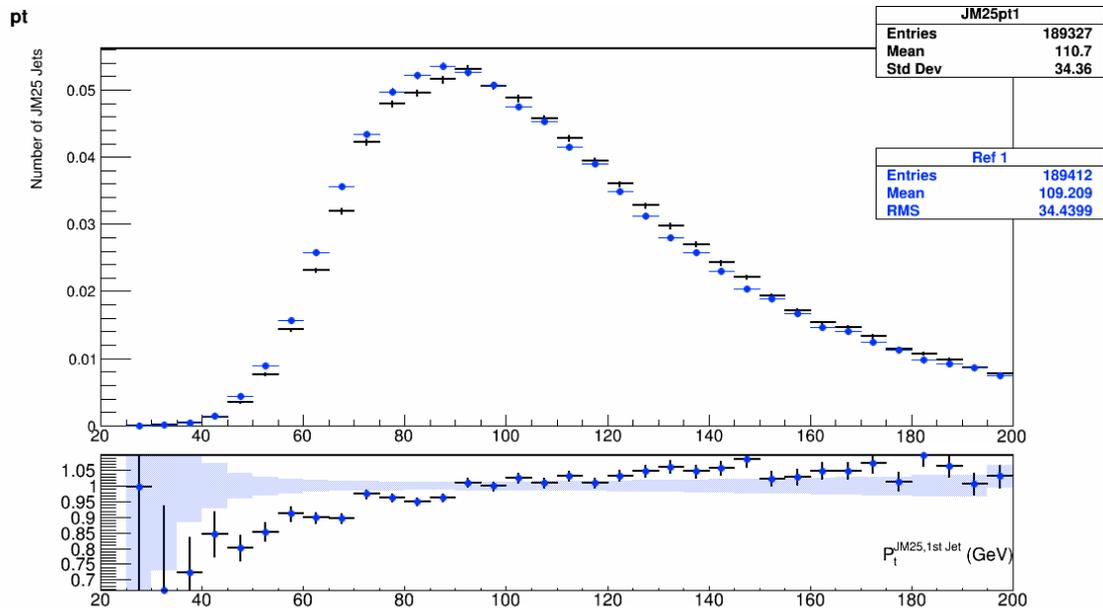


Figura 5.49: momento transverso de los jets con mayor momento transverso.

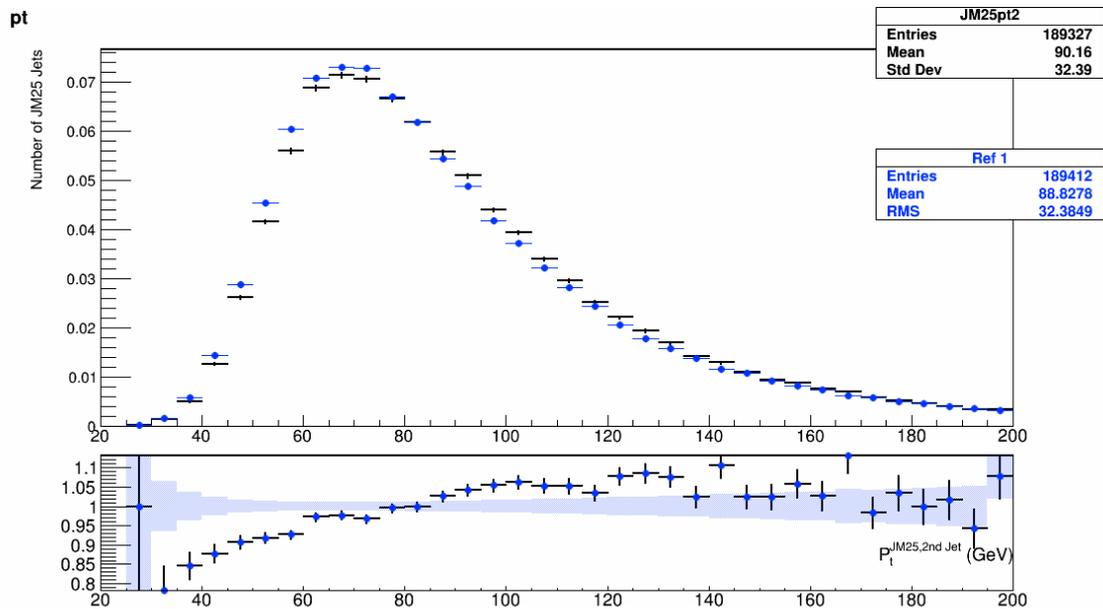


Figura 5.50: momento transverso de los jets con segundo mayor momento transverso.

Como era de esperar, mientras que Herwig daba lugar a sucesos con una mayor cantidad de jets, vemos ahora que los jets simulados tienden a tener momentos inferiores que los proporcionados por Pythia.

## 5.5.2. Fotonos

### 5.5.2.1. Número de fotonos

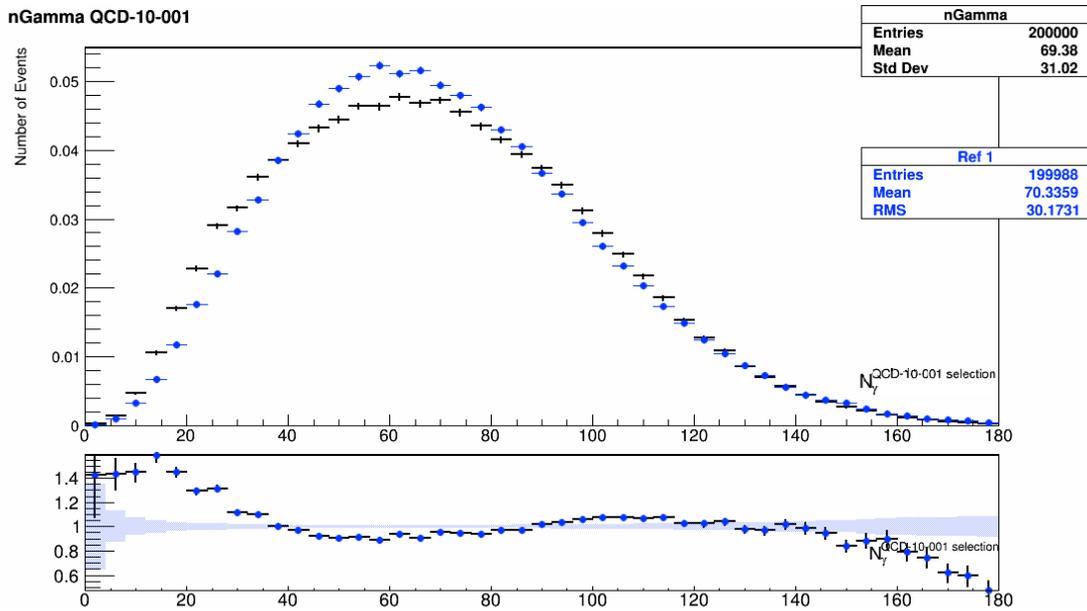


Figura 5.51: número de fotonos.

La diferencia en este caso no consiste en un desplazamiento si no que, dentro de la forma de las representaciones, similar a una campana, Herwig alcanza un máximo más alto, pero hacia las colas es Pythia el que toma valores superiores.

### 5.5.2.2. Momento transverso

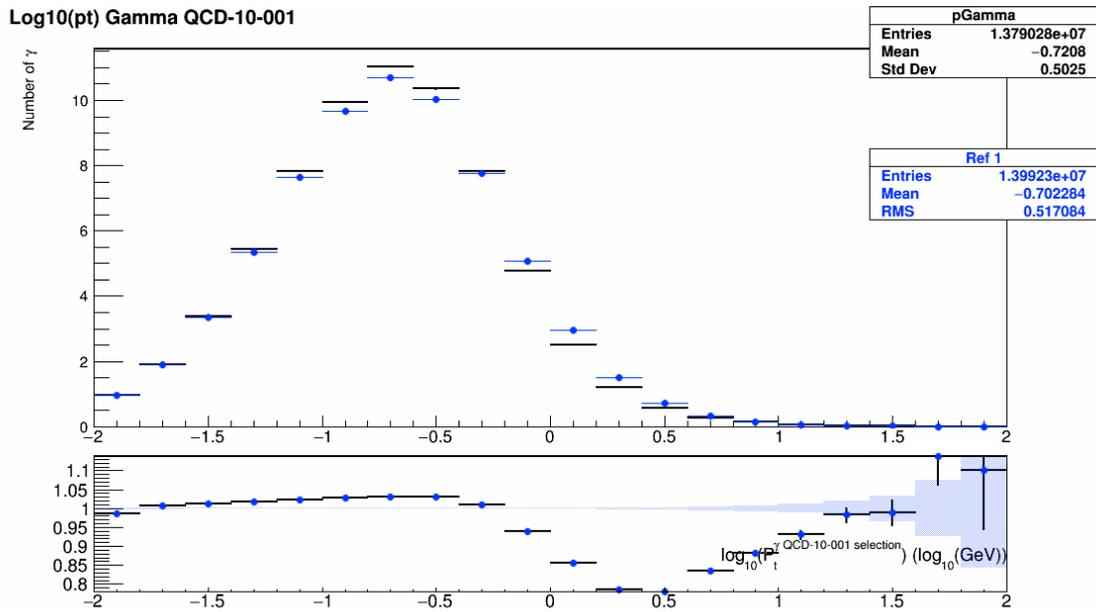


Figura 5.52: logaritmo en base decimal del momento transverso de los fotones.

Aunque no es tan intuitivo como, por ejemplo, en el caso de los jets, si comparamos los cocientes del momento transverso y el número de jets vemos que, hasta cierto punto, están invertidos: en la región donde uno de los generadores da lugar a mayor cantidad de fotones, estos tienden a tener momentos inferiores, y viceversa.

### 5.5.3. Partículas cargadas

En esencia esta comparación es análoga a la realizada anteriormente con EvtGen, solo que con una estadística considerablemente mayor que vuelve los resultados más visibles.

### 5.5.3.1. Número de jets cargados según su momento

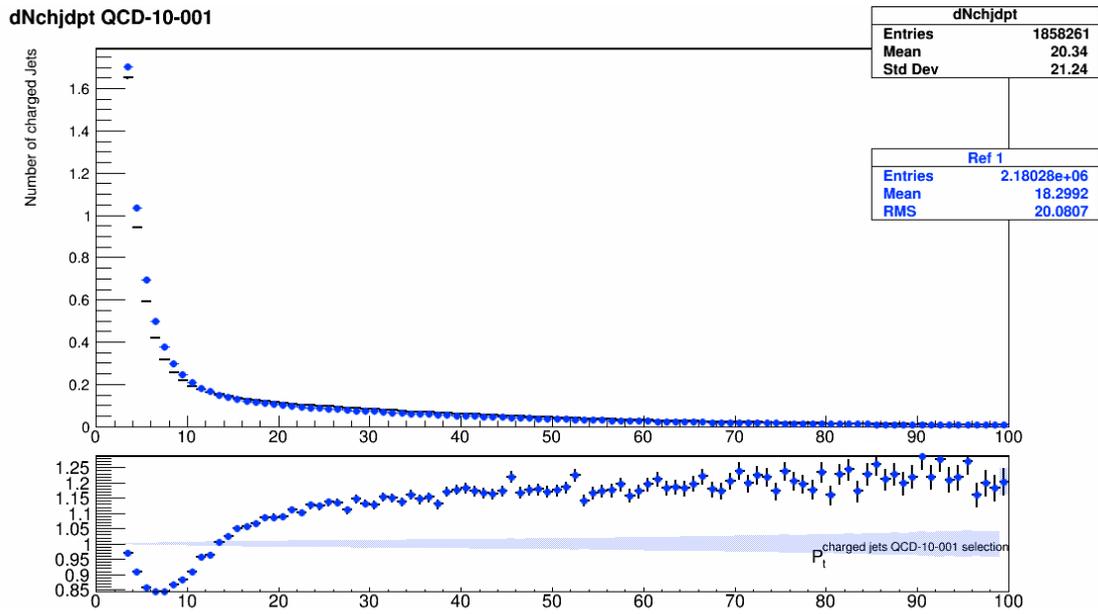


Figura 5.53: número de jets contruidos a partir de partículas cargadas, según su momento.

Tal como podemos observar, Herwig da lugar a más jets de momento inferior a unos 12 GeV, pero a partir de ahí Pythia muestra aproximadamente un 20% más de jets que Herwig.

### 5.5.3.2. Número de partículas cargadas

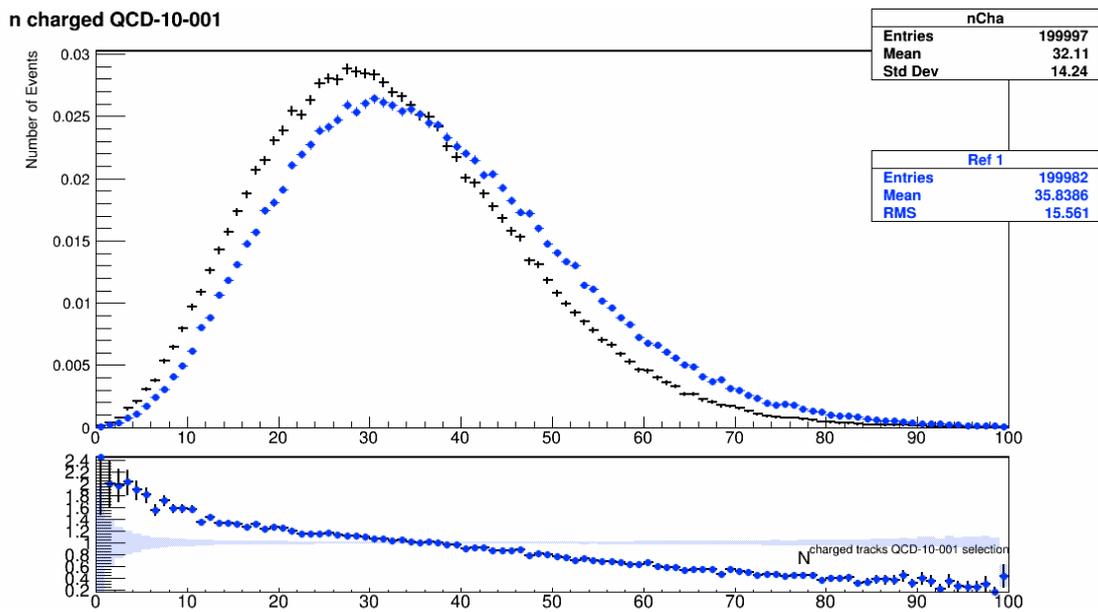


Figura 5.54: número de partículas cargadas.

La diferencia en número de partículas cargadas vuelve a ser evidente, con un claro desplazamiento de Herwig hacia sucesos con mayor cantidad de las mismas, además de presentar un máximo inferior al de Pythia, que parece verse compensado por una amplia diferencia de los resultados simulados entre 50 y 70 partículas.

Si bien hemos visto con las partículas cargadas unas comparaciones bastante parecidas a las estudiadas con EvtGen, a continuación, con los leptones, veremos que las discrepancias surgen de forma diferente.

### 5.5.4. Electrones

Comenzamos por los electrones otra vez, y de nuevo con la idea de que con positrones las simulaciones son esencialmente idénticas.

#### 5.5.4.1. Número de electrones

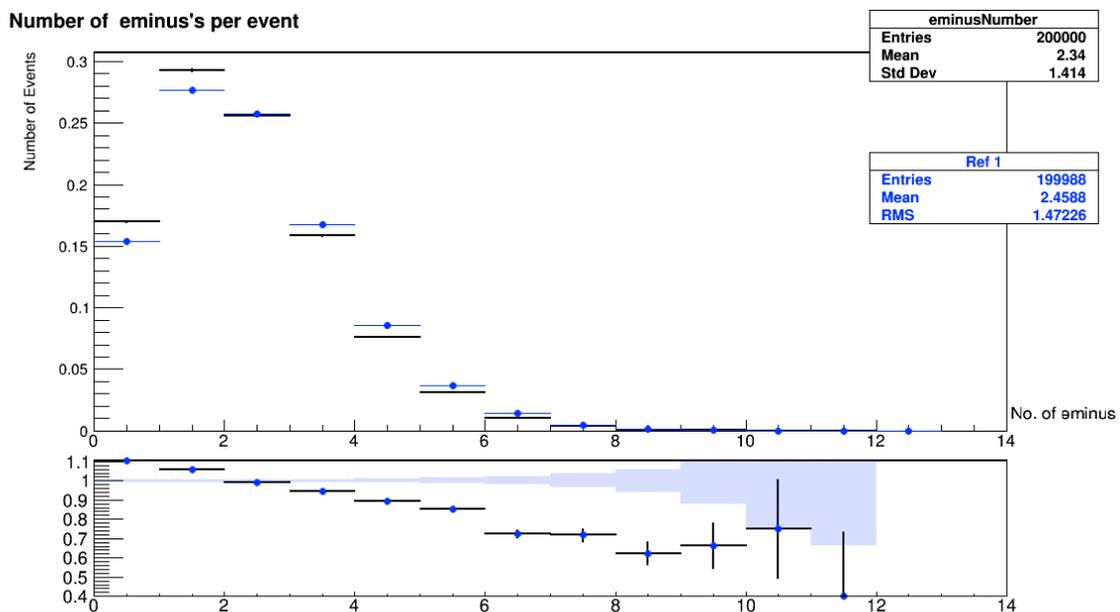


Figura 5.55: número de electrones.

Similar a lo ocurrido con las partículas cargadas, Herwig muestra sucesos con mayor cantidad de electrones que Pythia, quedando por debajo en eventos con 0 o 1 solo electrón.

### 5.5.4.2. Momento transverso

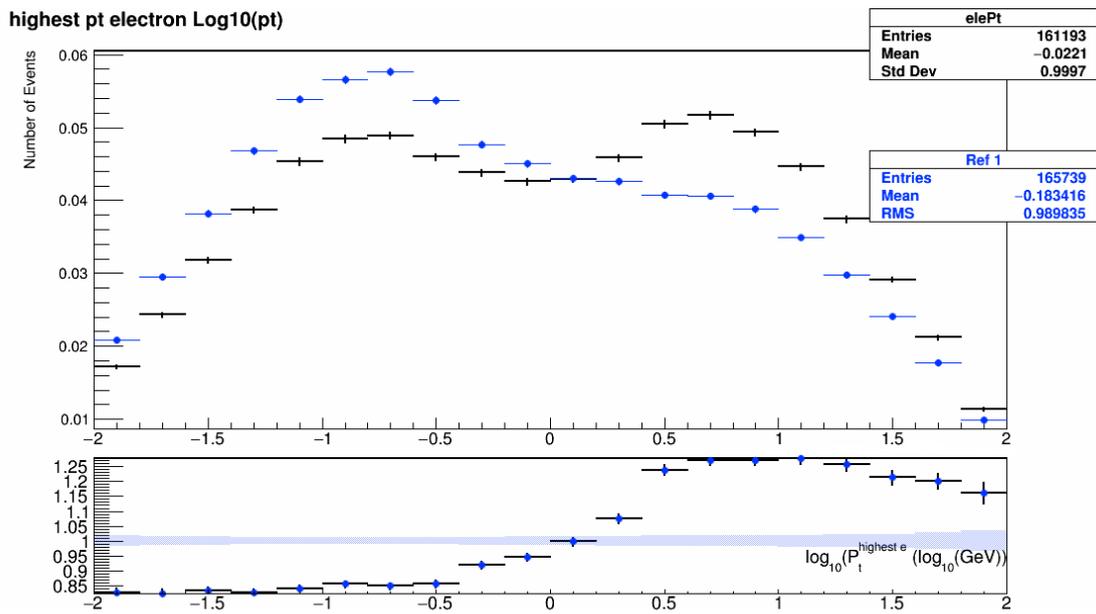


Figura 5.56: logaritmo en base decimal del momento transverso de los electrones.

De nuevo el momento transverso de los electrones muestra unas representaciones especialmente llamativas. A bajo momento Herwig se encarga de generar mayor cantidad de electrones (podíamos anticiparlo en base a la gráfica anterior), pero a partir de poco más de 1 GeV Pythia pasa a tomar la delantera en cantidad de sucesos con ese segundo pico, quedando claro que sus sucesos tienden hacia un menor número de electrones, pero de mayor momento transverso que los de Herwig.

## 5.5.5. Muones

### 5.5.5.1. Número de muones

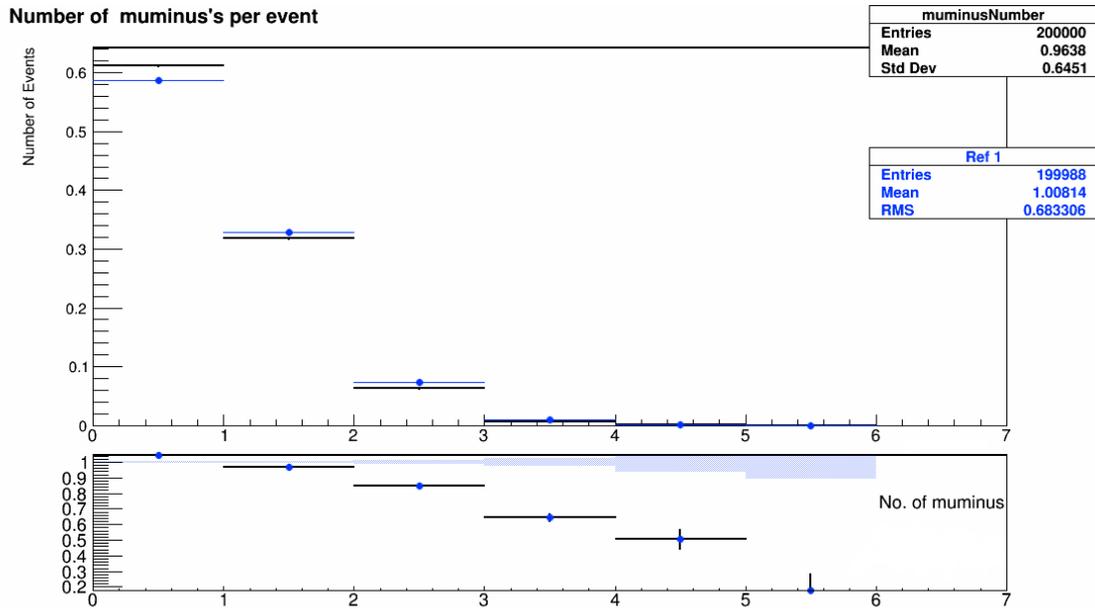


Figura 5.57: número de muones.

La diferencia no es tan visual como en el caso de los electrones, pero se aprecia cómo Herwig predice sucesos con una mayor cantidad de muones que Pythia.

### 5.5.5.2. Momento transverso

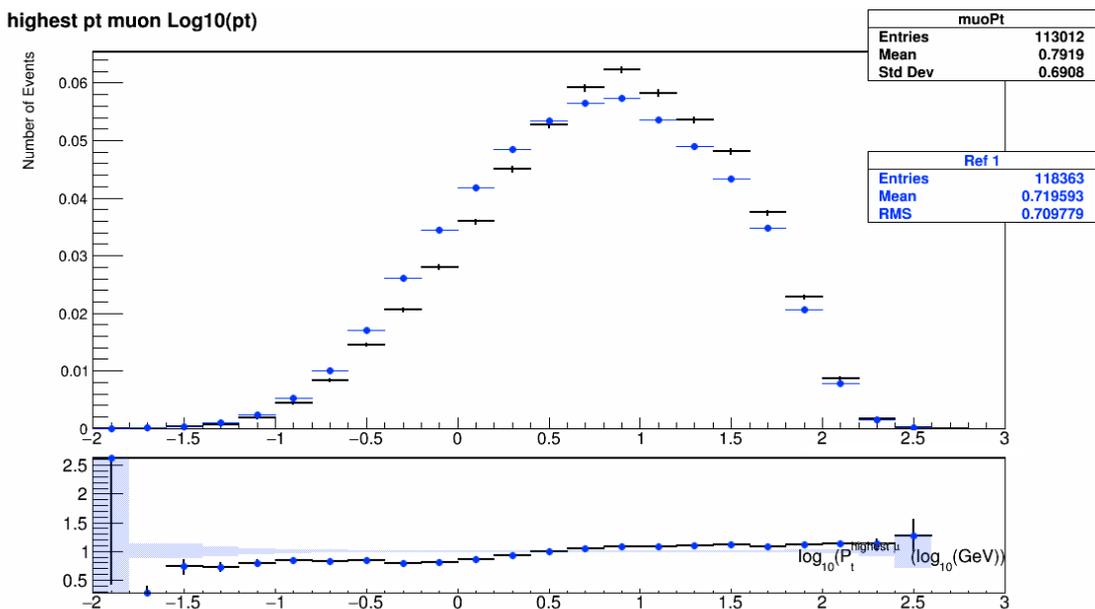


Figura 5.58: logaritmo en base decimal del momento transverso de los muones.

Una vez más, ya que Herwig daba lugar a una mayor cantidad de muones, cabía esperar que estos tuviesen menor momento que los muones de Pythia, y observamos en esta gráfica que, en efecto, así es.

### 5.5.6. Taus

Al no solo tener diferentes generadores de PS sino además contar Pythia con el apoyo de Tauola, en principio sería de esperar que las magnitudes relativas a los taus muestren discrepancias notables.

#### 5.5.6.1. Número de taus

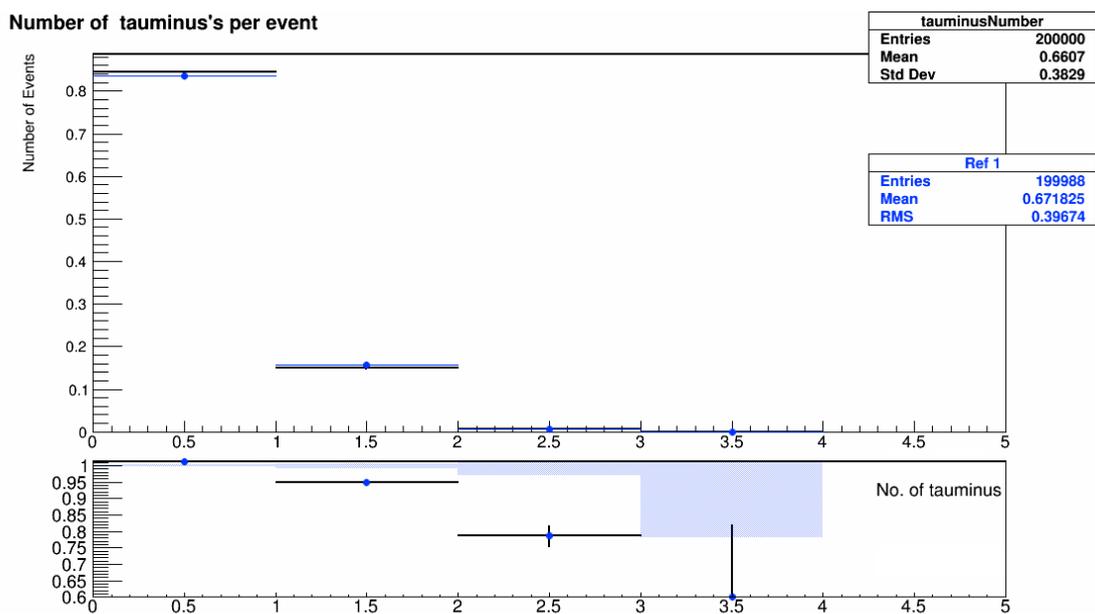


Figura 5.59: número de taus.

En efecto, vemos que sobre el número de taus Pythia y Herwig solo parecen coincidir dentro del error en el caso de los sucesos con 0 taus, y a partir de ahí las discrepancias quedan claramente plasmadas en el cociente, con una tendencia de Herwig hacia sucesos con más taus que Pythia.

### 5.5.6.2. Momento transverso

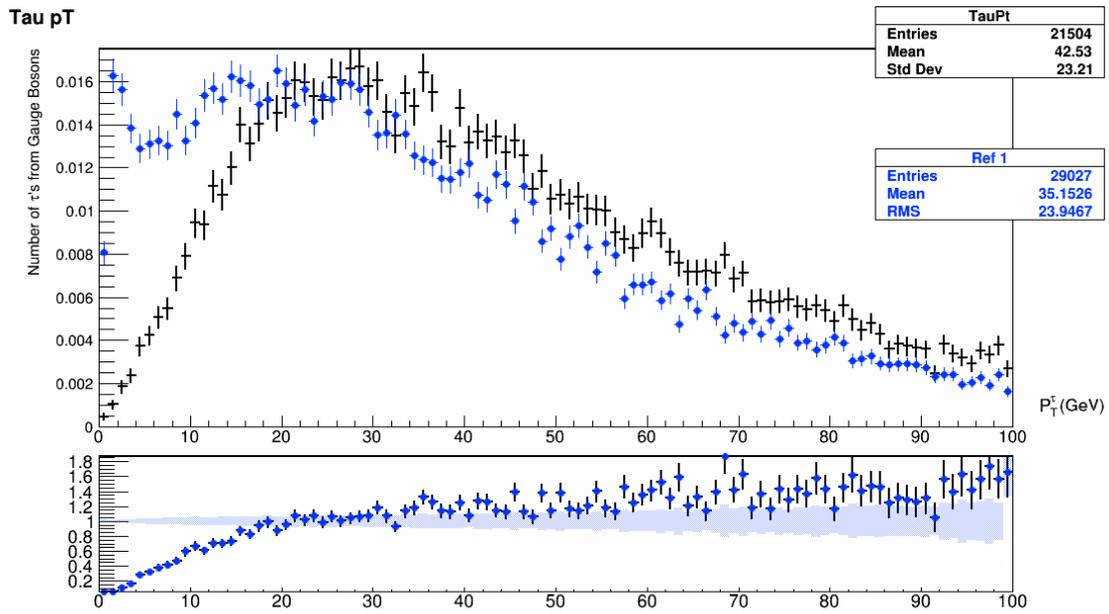


Figura 5.60: momento transverso de los taus.

En base a la gráfica anterior era de esperar que Pythia se encargase de originar taus con mayor momento que los de Herwig, tal y como podemos ver en estas representaciones.

### 5.5.7. Neutrinos

Terminamos las comparaciones regresando a los neutrinos. Esta vez, como no existen mayores diferencias entre neutrinos, tanto entre generaciones como entre partículas y antipartículas, nos ceñiremos únicamente a estudiar los neutrinos electrónicos.

### 5.5.7.1. Número de neutrinos

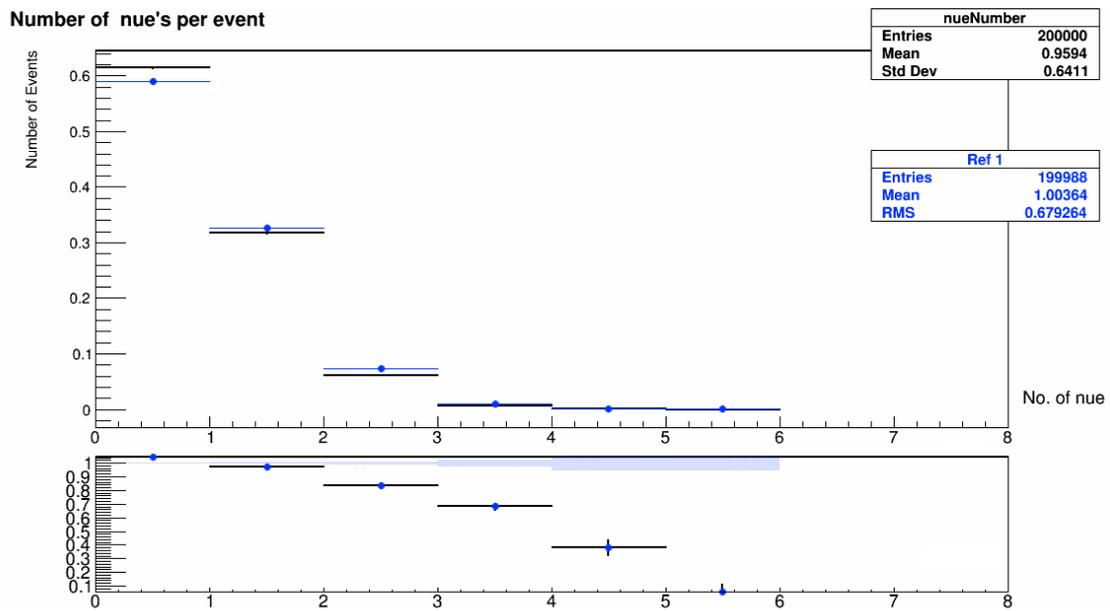


Figura 5.61: número de  $\nu_e$ .

Como se adelantó, las simulaciones de Pythia y Herwig dan resultados relativamente parecidos comparados con los obtenidos por EvtGen. De todas formas, el cociente deja claro que entre sí estos generadores originan diferente cantidad de neutrinos, tendiendo Herwig hacia sucesos con un mayor número de éstos.

### 5.5.7.2. Momento

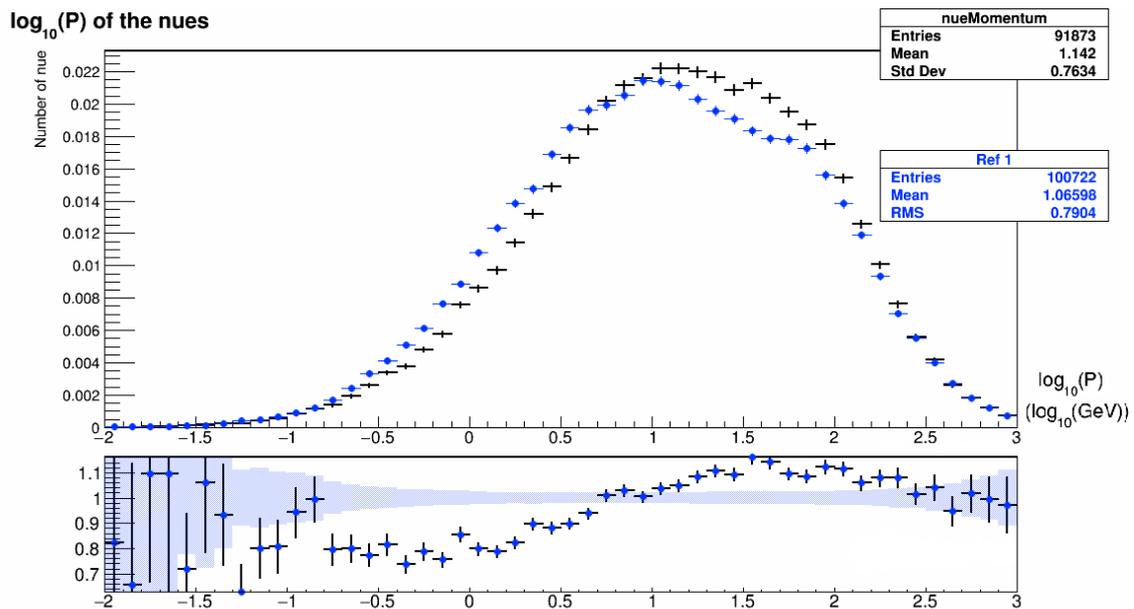


Figura 5.62: logaritmo en base decimal del momento de los  $\nu_e$ .

En la línea de lo comentado, las representaciones se parecen, pero hay un claro desplazamiento que deja patente cómo Herwig, aunque dé lugar a más neutrinos, su momento es inferior que el de los neutrinos de Pythia.

## 5.6. Observaciones

Con el fin de recapitular los resultados de las diferentes comparaciones, en la tabla siguiente podemos ver recogidas las discrepancias más significativas:

Generadores	Diferencias	Explicaciones
Powheg+Pythia8 vs aMC@NLO+Pythia8 vs Pythia8	Quarks $t$ : masa mal configurada por parte de Pythia	Distintos tratamientos en el cálculo de elementos de matriz
	Sistema $t\bar{t}$ : aMC predice mayor $P_t$ , después Pythia y por último Powheg, Pythia simula una rapidez desplazada hacia las colas	
	Jets: aMC genera más jets pero de menor $P_t$ , Powheg se encuentra en un punto intermedio y Pythia da lugar a los jets más energéticos.	
aMC@NLO+Pythia8 vs aMC@NLO+Pythia8+EvtGen	Fotones, electrones y muones: EvtGen predice mayor cantidad, pero de menor momento	Consideración de las desintegraciones más detallada por parte de EvtGen, posible error de implementación en el caso de los neutrinos
	Neutrinos: discrepancia en las simulaciones de EvtGen entre neutrinos y antineutrinos, sucesos con muchos más neutrinos de menor momento	
Powheg+Pythia8 vs Powheg+Herwig++	Jets, electrones, muones, taus y neutrinos: Herwig predice partículas de menor momento pero una mayor cantidad que Pythia	Distintos modelos de hadronización, presencia de Tauola para los taus

Figura 5.63: discrepancias observadas recapituladas.

## 6. Conclusiones y bibliografía

A lo largo de este trabajo se ha desarrollado el marco teórico dentro del que se encuentra el proceso de producción de pares  $t\bar{t}$ , así como las herramientas disponibles a día de hoy para su simulación. Gracias a los generadores de Monte Carlo hemos podido estudiar las posibles diferencias presentes a la hora de realizar una simulación, atendiendo a la modelización seguida por cada generador.

Por un lado, se ha puesto de manifiesto el impacto que conlleva combinar generadores de ME y PS, ya que las predicciones conseguidas al emplear solamente Pythia se desmarcaban de los resultados obtenidos al combinar este generador con Powheg o aMC@NLO, sobre todo en el caso de los jets.

Por otro, hemos visto el efecto de utilizar un generador específico como es EvtGen a la hora de tratar con las partículas de estado final. Si bien se observaron diferencias prácticamente a todos los niveles, los dos hechos más destacables son que este generador introduce una mayor cantidad de partículas de menor momento y discrepancias entre partículas y antipartículas en el caso de los neutrinos (lo cual puede deberse a un error en el generador).

Finalmente, han quedado patentes las distinciones en las simulaciones entre dos de los generadores de PS de uso más extendido: Pythia y Herwig. Las diferencias presentadas por Herwig son de corte similar a las introducidas por EvtGen sobre Pythia: un mayor número de partículas en general, pero de menor momento que las predichas por Pythia. El debate sobre cuál de las dos simulaciones es mejor queda abierto a una comparación con datos experimentales.

## Bibliografía

- [1] C. Patrignani et al, *Particle Data Group*, disponible en <http://pdg.lbl.gov/>
- [2] CMS Collaboration, *The CMS tracker: addendum to the Technical Design Report*, disponible en <http://cds.cern.ch/record/490194?ln=en>
- [3] CMS Collaboration, *The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report*, disponible en <http://cds.cern.ch/record/349375?ln=en>
- [4] CMS Collaboration, *The CMS hadron calorimeter project: Technical Design Report*, disponible en <http://cds.cern.ch/record/357153>
- [5] Lucas Taylor, *Superconducting Magnet*, <http://cms.web.cern.ch/news/superconducting-magnet>
- [6] B. Isildak, *Measurement of the differential dijet production cross section in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, disponible en [arXiv:1308.6064](https://arxiv.org/abs/1308.6064)
- [7] G. Dolinska, *Measurement of the Cross Sections of  $t\bar{t}$  Production in the Boosted Regime with the CMS Detector at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*, disponible en [http://cms.desy.de/e128524/e275507/Ganna\\_Dolinska.pdf](http://cms.desy.de/e128524/e275507/Ganna_Dolinska.pdf)
- [8] A. Buckley et al, *General-purpose event generators for LHC physics*, disponible en [arXiv:1101.2599](https://arxiv.org/abs/1101.2599)
- [9] J. Alwall, *Monte Carlo simulation for the LHC, Lecture 1*, disponible en <http://www.phy.pku.edu.cn/~susy2012/resources/school/PreSUSY2012-MC-lect1.pdf>
- [10] J. Alwall, *Monte Carlo simulation for the LHC, Lecture 2*, disponible en <http://www.phy.pku.edu.cn/~susy2012/resources/school/PreSUSY2012-MC-lect2.pdf>
- [11] T. Sjöstrand et al, *An Introduction to Pythia 8.2*, disponible en [arXiv:1410.3012](https://arxiv.org/abs/1410.3012)
- [12] M. Bähr et al, *Herwig++ Physics and Manual*, disponible en [arXiv:0803.0883](https://arxiv.org/abs/0803.0883)
- [13] S. Alioli et al, *A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX*, disponible en [arXiv:1002.2581](https://arxiv.org/abs/1002.2581)
- [14] J. Alwall, *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, disponible en [arXiv:1405.0301](https://arxiv.org/abs/1405.0301)
- [15] A. Ryd et al, *EvtGen: A Monte Carlo Generator for B-Physics*, disponible en <http://evtgen.warwick.ac.uk/static/docs/EvtGenGuide.pdf>

- [16] P. Nason, *A New Method for Combining NLO QCD with Shower Monte Carlo Algorithms*, disponible en [arXiv:hep-ph/0409146](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409146)
- [17] Wikipedia, the free encyclopedia, *Standard Model of Elementary Particles*, [https://en.wikipedia.org/wiki/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg)
- [18] G. Templeton, *How does the Large Hadron Collider work?*, <https://www.extremetech.com/extreme/210215-extremetech-explains-what-is-the-large-hadron-collider>
- [19] C. Lefèvre, *The CERN accelerator complex*, <http://cds.cern.ch/record/1260465>
- [20] L. Taylor, *CMS detector design*, <http://cms.web.cern.ch/news/cms-detector-design>
- [21] Fermilab, *Fermilab Today - Thursday, June 20, 2013*, [http://www.fnal.gov/pub/today/archive/archive\\_2013/today13-06-20.html](http://www.fnal.gov/pub/today/archive/archive_2013/today13-06-20.html)
- [22] M. Schott et al, *Review of single vector boson production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$* , disponible en [arXiv:1405.1160](https://arxiv.org/abs/1405.1160)
- [23] R. Chierici, *Monte Carlo generators (for the LHC)*, disponible en <http://www.slideserve.com/lam/roberto-chierici-cnrs-ipnl>
- [24] G. Cowan, *Monte Carlo Techniques*, disponible en <http://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-monte-carlo-techniques.pdf>
- [25] P. Nason, *Monte Carlo Event Generators*, disponible en <http://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-mc-event-gen.pdf>
- [26] P. Govoni, *Data analysis techniques*, [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)
- [27] R. Frederix & S. Frixione, *Merging meets matching in MC@NLO*, disponible en [arXiv:1209.6215](https://arxiv.org/abs/1209.6215)
- [28] N. Davidson et al, *Universal Interface of TAUOLA: Technical and Physics Documentation*, disponible en [arXiv:1002.0543](https://arxiv.org/abs/1002.0543)
- [29] CERN, *About CERN*, <https://home.cern/about>
- [30] CERN, *The Large Hadron Collider*, <https://home.cern/topics/large-hadron-collider>
- [31] Geant4 Collaboration, *Geant4 User's Guide for Application Developers*, disponible en <http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>
- [32] Mayur Mayank, *Hadron therapy in hepatocellular carcinoma*, disponible en <https://www.slideshare.net/mayurmayank/hadron-therapy-in-hcc>

- [33] Zara Lim, *AS Physics Revision*, <http://physicszarevision.blogspot.com.es/2015/03/311-particles-and-radiation.html>
- [34] CPAN, *¿El electrón, el protón y el neutrón se pueden comprimir?*, <https://www.icpan.es/detallePregunta.php?id=2>
- [35] Matt Strassler, *Of Particular Significance*, <https://profmattstrassler.com/articles-and-posts/particle-physics-basics/the-structure-of-matter/>
- [36] Jim Pivarski, *Hunt for the platypus particle*, <http://cms.web.cern.ch/news/hunt-platypus-particle>