

# Caracterización de los algoritmos de etiquetado de *quarks* b en CMS

Trabajo de Fin de Grado.  
Grado en Física.  
Universidad de Oviedo.



Universidad de Oviedo

**Autor:**

Jorge Álvarez Rodríguez

**Tutores:**

Juan Rodrigo González Fernández

Enrique Palencia Cortezón

# Índice general

<b>1. Modelo estándar</b>	<b>1</b>
1.1. Introducción al modelo estándar	1
1.2. Las partículas elementales	2
1.2.1. Fermiones	2
1.2.2. Bosones	4
1.3. Interacciones fundamentales	5
1.3.1. Interacción electromagnética	6
1.3.2. Interacción fuerte	7
1.3.3. Interacción débil	8
1.4. Hadrones	8
1.4.1. Mesones	11
1.4.2. Bariones	11
<b>2. Dispositivo experimental</b>	<b>14</b>
2.1. Introducción	14
2.2. Sección eficaz	14
2.3. El LHC	15
2.3.1. Luminosidad	15
2.3.2. La cadena de inyección	16
2.3.3. Dentro del LHC	17
2.4. CMS	18
2.4.1. Estructura de CMS	19
2.4.2. Sistema de referencia	23
2.4.3. <i>Trigger</i>	25

---

2.4.4. Apilamiento . . . . .	26
<b>3. Reconstrucción y simulación de sucesos</b>	<b>27</b>
3.1. El algoritmo <i>particle flow</i> . . . . .	27
3.1.1. Reconstrucción de trazas y vértices de partículas cargadas . . . . .	28
3.1.2. Reconstrucción de partículas . . . . .	32
3.2. Generaciones de Montecarlo, simulaciones y digitalización . . . . .	34
3.3. Redes neuronales artificiales . . . . .	37
<b>4. Etiquetado de <i>quarks b</i></b>	<b>39</b>
4.1. Física del <i>quark top</i> . . . . .	39
4.1.1. Producción . . . . .	40
4.1.2. Desintegración . . . . .	42
4.2. El <i>quark bottom</i> . . . . .	43
4.2.1. Hadronización de <i>quarks b</i> . . . . .	43
4.3. Propiedades de los <i>jets b</i> . . . . .	44
4.4. Algoritmos de etiquetado de <i>quarks b</i> . . . . .	45
4.4.1. El algoritmo CSVv2 . . . . .	46
4.4.2. El algoritmo DeepCSV . . . . .	49
4.4.3. El algoritmo DeepJet . . . . .	50
<b>5. Cálculo de las eficiencias de los algoritmos</b>	<b>52</b>
5.1. Número de <i>jets</i> en función del discriminante . . . . .	52
5.2. Eficiencia en función del criterio de selección . . . . .	54
5.3. Eficiencia en función del momento transversal y pseudorapidez . . . . .	58
5.4. Medida de las eficiencias utilizando datos . . . . .	61
<b>6. Aplicación de la identificación de <i>jets b</i> en la medida de la sección eficaz del proceso <i>top-antitop</i></b>	<b>64</b>
6.1. Resultados . . . . .	65

# Introducción

Este trabajo se sitúa dentro del área de conocimiento del Grupo Experimental de Altas Energías de la Universidad de Oviedo y dentro del contexto de las asignaturas del grado de Física de Física Nuclear y de Partículas Elementales, Física de Altas Energías y Aceleradores, Métodos Numéricos y sus Aplicaciones a la Física e Introducción a la Física Computacional.

La física de partículas en la actualidad se describe a través del modelo estándar. Éste unifica las teorías cuánticas de campos de la fuerza electromagnética, fuerte y débil y describe las partículas elementales existentes y sus interacciones entre ellas.

Entre estas partículas está el *quark top*. Debido a sus propiedades, el estudio del *quark top* es en la actualidad una de las ramas de la física de partículas que puede darnos pistas acerca de física más allá del modelo estándar. Entre sus propiedades destaca su corta vida media de tan sólo  $\tau = 5 \cdot 10^{-25}$  s, menor que la de cualquier otro *quark*. En una amplia mayoría de las ocasiones se desintegra en un *quark b* y un bosón W, por lo que si conseguimos inferir la presencia de un *quark b*, entonces existe una alta posibilidad de que previamente se hubiese producido un *quark t*.

La identificación de *quarks b* comprende una serie de procesos que van desde el dispositivo experimental utilizado, técnicas computacionales avanzadas y la necesidad de un análisis preciso. A pesar de las dificultades que reúne esta identificación en la actualidad se cuenta con potentes medios para llevar a cabo dicha tarea. En este trabajo se estudian los algoritmos de etiquetado de *quarks b* más avanzados usados en uno de los mejores detectores de partículas del mundo como es CMS, midiendo su eficiencia y los parámetros que mejoran su rendimiento.

El trabajo se estructura como sigue. En el Capítulo 1 se explica el modelo que asienta los funda-

---

mentos de la física de partículas en la actualidad: el modelo estándar. En él se definen las partículas elementales y las fuerzas que median entre ellas, explicando qué fenómenos se dan lugar debido a las características de éstas.

En el Capítulo 2 se explica el dispositivo experimental en el que han sido recogidos (simulados) los datos utilizados en este trabajo. Primero se habla sobre el acelerador de partículas LHC para luego centrarse en el detector CMS, explicando sus capas, sistema de referencia y características.

En el Capítulo 3 se narra la forma en la que se reconstruyen sucesos en CMS, es decir, la manera que tenemos de saber aproximadamente qué ocurre dentro del detector. Además se dedican dos apartados en los que se explican algunas de las técnicas computacionales más importantes en la física de partículas a día de hoy como son las generaciones de Montecarlo y las redes neuronales artificiales.

En el Capítulo 4 nos centramos en el tema en torno al cual gira este trabajo, el etiquetado de *quarks*  $b$ . Se motiva su necesidad e importancia para luego explicar las propiedades de los *jets*  $b$  que hacen posible su identificación. Finalmente se describen las características de los algoritmos estudiados en este trabajo.

En los Capítulos 5 y 6 se pasa a analizar los datos proporcionados estudiando así el rendimiento de los algoritmos descritos en el Capítulo 4. Más en concreto en el Capítulo 5 se mide la eficiencia de los algoritmos en función del criterio de selección tomado para etiquetar un *jet* como *jet*  $b$  y se definen sus *working points*. También se mide su eficiencia en función del momento transverso y la pseudorapidez. En el Capítulo 6 se aplica la identificación de jets  $b$  a un caso práctico: la medida de la sección eficaz del proceso  $tt$ . Además de comprobar la validez de los algoritmos para identificar correctamente jets  $b$  en esta medida, se prueba la incertidumbre asociada a este proceso para cada uno de los algoritmos estudiados.

# Capítulo 1

## Modelo estándar

### 1.1. Introducción al modelo estándar

La física de partículas es una pieza fundamental en nuestro entendimiento de las leyes de la naturaleza. Ésta trata sobre las componentes fundamentales del Universo, las partículas elementales, y las interacciones que ocurren entre ellas. El modelo estándar reúne el conocimiento que tenemos acerca de éstas dándonos una imagen unificada en la que las fuerzas entre partículas son descritas mediante el intercambio de otras partículas. A pesar de que aún quedan algunas preguntas sin resolver más allá del modelo estándar, sus predicciones se ajustan a los datos experimentales obtenidos en aceleradores de partículas, siendo considerada como una de las teorías más exitosas de la física moderna.

Podemos fijar el inicio de la construcción del modelo estándar en 1897 con el descubrimiento del electrón por parte de J.J. Thomson. El electrón es a día de hoy considerado como una partícula puntual indivisible, una partícula elemental. A partir del descubrimiento de éste, otras partículas han sido descubiertas, en ocasiones siendo consideradas como elementales cuando en realidad no lo son (como el protón o el neutrón).

Posteriormente al descubrimiento del electrón y a partir de la ecuación de Dirac, la cual combina electromagnetismo, mecánica cuántica y relatividad especial, se fueron desarrollando teorías cuánticas de campo. Estas teorías describen el comportamiento de las partículas en presencia de otros campos, como por ejemplo hace la **electrodinámica cuántica** (QED) que explica entre otras cosas la interacción electromagnética que sufren los electrones que orbitan en torno al núcleo del

---

átomo. Un núcleo que está formado por protones y neutrones que se mantienen unidos por la fuerza fuerte tal y como plantea la **cromodinámica cuántica** (QCD). Para completar las interacciones fundamentales se introduce también la fuerza débil, la cual es responsable de la desintegración  $\beta$  de cierto tipo de isótopos radioactivos.

El modelo estándar se encarga de reunir estas teorías cuánticas y uniformarlas, guiada por ciertos principios de simetría, y que como el teorema de Noether indica llevarán acompañados leyes de conservación.

## 1.2. Las partículas elementales

Podemos dividir las partículas que conforman el modelo estándar en dos bloques bien definidos. Por un lado están los **fermiones**, que tienen espín semientero y por el otro lado los **bosones**, los cuales tienen espín entero.

### 1.2.1. Fermiones

Como comentábamos antes, estas partículas tienen espín semientero, por lo que se rigen por la estadística de Fermi-Dirac y son las responsables de dotar de volumen a la materia. Podemos dividir los fermiones en dos grupos en función de sus características y las interacciones que sufren: leptones y *quarks*.

#### Leptones

Los leptones con los que más familiarizados estamos son el electrón  $e^-$  y el electrón-neutrino  $\nu_{e^-}$ , producido en la desintegración  $\beta$  antes comentada. Estos se encuentran a energías bajas. El  $e^-$  tiene carga eléctrica  $-1$  y una masa de  $0.511$  MeV, mientras que el  $\nu_{e^-}$  no tiene carga eléctrica y su masa es tan pequeña que tan solo se le ha podido dar un límite superior de  $10^{-6}$  MeV.

En un principio se pensaba que estos dos leptones eran los únicos que existían; sin embargo, al estudiar las interacciones entre partículas a mayores escalas de energía se encuentra que para cada uno de estos leptones hay dos copias que sólo difieren en la masa y en el sabor, siendo este último un número cuántico que se conserva por generación. Estas partículas halladas a mayores energías decimos que pertenecen a la **segunda** y **tercera generación**, mientras que el  $e^-$  y el  $\nu_{e^-}$  perte-

---

necerían a la **primera**.

Los leptones pertenecientes a la segunda generación son el muón  $\mu^-$ , análogo al  $e^-$ , y el muón-neutrino  $\nu_{\mu^-}$ , análogo al  $\nu_{e^-}$ . La masa del  $\mu^-$  es aproximadamente  $m_{\mu} \approx 200 m_e$ . Por otro lado los leptones pertenecientes a la tercera generación son el leptón tau  $\tau^-$ , análogo del  $e^-$ , y el tau-neutrino  $\nu_{\tau^-}$ , análogo del  $\nu_{e^-}$ . La masa del  $\tau^-$  es  $m_{\tau} \approx 3500 m_e$ . En cuanto a los neutrinos de cada generación se tiene el mismo problema que con el  $\nu_{e^-}$ : su masa es tan pequeña que no ha sido posible caracterizarla con precisión todavía.

Salvando las diferencias de las masas y el sabor, las propiedades del  $e^-$ ,  $\mu^-$  y  $\tau^-$  son las mismas en el sentido de que poseen las mismas interacciones fundamentales: la eléctrica y la débil. En el caso de los neutrinos, al no tener carga eléctrica, sólo se ven afectados por la débil.

### *Quarks*

El otro tipo de fermiones que existen son los *quarks*. Al igual que los leptones, podemos dividirlos en tres generaciones.

En la primera generación nos encontramos con los *quarks up* (u) y *down* (d). Estos se encuentran en las escalas de energía más bajas y su hadronización (véase Sección 1.4) da lugar a bariones tan conocidos como el protón o el neutrón. Tienen las masas más pequeñas de todos los *quarks* estando comprendidas en un rango de entre 2 y 5 MeV. Debido a esta baja masa el *quark d* sólo se desintegra en *quarks u* (acompañados de un bosón  $W^-$ ), siendo el *quark u* estable.

Si aumentamos el rango de energías nos topamos con los *quarks* de la segunda generación, los *quarks charm* (c) y *strange* (s). Estos tienen una masa de 1275 y 95 MeV respectivamente, siendo considerado el *quark c* como un *quark* «pesado» y el *quark s* como uno «ligero».

Finalmente, en la tercera generación, están los *quarks bottom* (b) y *top* (t). Estos son los más pesados, teniendo una masa de 4.18 y 173 GeV.

Las principales diferencias que presentan los *quarks* frente a los leptones es su carga, tanto eléctrica como de color. Mientras que los leptones tienen carga eléctrica entera (ya sea -1 ó 0), la de los *quarks* es fraccionaria, siendo ésta de  $+2/3$  para los *quarks u, c y t* y de  $-1/3$  para *d, s y b*. Sin embargo, quizás la principal característica que diferencia a los *quarks* de los leptones es que los primeros

---

poseen carga de color, lo que hace que *sientan* la interacción fuerte. Debido a la naturaleza de la cromodinámica cuántica, los *quarks* no se observan nunca como partículas libres sino como estados ligados en forma de hadrones.

Además de estos 12 fermiones hasta ahora mencionados, la ecuación de Dirac predice la existencia de una antipartícula para cada uno de éstos. Esta antipartícula tendría exactamente la misma masa pero carga opuesta, tanto eléctrica como de color y se denotará como  $l^+$  para los leptones cargados y  $\bar{q}$  ( $\bar{\nu}_l$ ) para los *antiquarks* (antineutrinos). La primera evidencia experimental que se tuvo de estas antipartículas fue gracias a la cámara de niebla en el experimento diseñado por el físico C. D. Anderson en 1932 en la que observó el rastro de un positrón.

Cabría pensar que tras el descubrimiento de generaciones mayores tras aumentar la energía de las interacciones todavía pudiese haber más generaciones que permaneciesen aún ‘ocultas’. Sin embargo, se tiene clara evidencia experimental de que tan sólo existen las generaciones hasta ahora mencionadas. La razón por la cual hay únicamente tres generaciones es desconocida y forma parte de las cuestiones sin resolver por el modelo estándar.

### 1.2.2. Bosones

Los bosones se diferencian de los fermiones en que tienen espín entero, por lo que siguen la estadística de Bose-Einstein.

La descripción clásica de fuerza entre partículas puede ser interpretada en términos de un potencial escalar. Sin embargo; esta explicación puede resultar insatisfactoria. Por ejemplo, cuando un electrón se ve afectado por el potencial de un protón, hay una transferencia de momento de una partícula a otra sin ningún cuerpo mediador. Para suplir esta insuficiencia clásica de la acción a distancia se introduce el concepto de partícula mediadora, que interviene en la interacción de dos partículas.

Estas partículas mediadoras son los bosones del modelo estándar. Cada interacción está mediada por un tipo de estas partículas.

En el caso de la interacción electromagnética el bosón mediador es el fotón  $\gamma$ . Éste tiene espín 1 y

---

carece de masa y de carga eléctrica.

Para la interacción fuerte, la partícula encargada de mediar es el gluón  $g$ , que al igual que el fotón tiene espín 1 y masa y carga eléctrica 0. Sin embargo; a diferencia del fotón, el gluón sí posee la carga de la interacción que caracteriza; es decir, tiene carga de color, lo cual permite que interactúe consigo mismo dando lugar a peculiaridades de la interacción fuerte que comentaremos más adelante.

La interacción débil responsable de la desintegración  $\beta$  se manifiesta mediante los bosones cargados  $W^+$  y  $W^-$ , que tienen una masa de 80.4 GeV. Para interacciones débiles con carga neta 0 estos bosones no están permitidos. El bosón intercambiado en estos procesos es conocido como bosón  $Z^0$  y tiene una masa de 91.2 GeV. Los 3 bosones partícipes de la interacción débil tienen espín 1.

Finalmente el modelo estándar incluye un último bosón diferente del resto: el bosón de Higgs  $H$ . Éste no tiene carga eléctrica ni de color y su espín es 0. Además, no actúa como intermediario en ninguna interacción. Podemos pensar en el bosón de Higgs como una excitación del campo de Higgs, un campo escalar cuántico que es el responsable de dar masa a las partículas elementales (salvo a los neutrinos cuya rareza ya hemos comentado), inicialmente no masivas hasta interactuar con éste. Dichas partículas tendrán mayor o menor masa en función de si su acoplamiento con el bosón de Higgs es mayor o menor.

En la Figura 1.1 encontramos un esquema de las partículas ahora comentadas.

### 1.3. Interacciones fundamentales

Las interacciones fundamentales de la naturaleza que hemos introducido hasta ahora son la electromagnética, la fuerte y la débil. Faltaría por comentar la gravitatoria; sin embargo, el modelo estándar no ha sido capaz de adosar ésta junto con el resto de interacciones de manera uniforme. De todas formas, en las escalas de energía que se manejan a día de hoy en los aceleradores de partículas la fuerza gravitatoria puede ser despreciada. La cuantización de ésta es uno de los grandes retos a los que se enfrenta la física en el futuro.

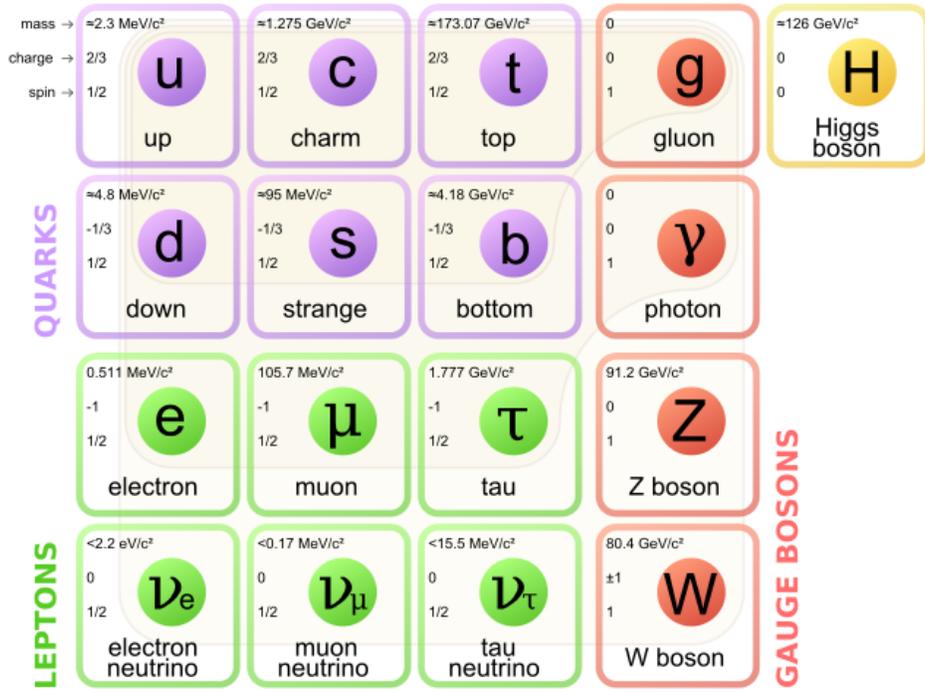


Figura 1.1: Esquema con las diferentes partículas que conforman el modelo estándar.

Dentro de las posibles interacciones que pueden darse entre partículas algunas se darán con más frecuencia que otras dependiendo de la escala de energías en la que estemos. Podemos decir así que algunas interacciones se dan con mas ‘fuerza’ que otras. En este apartado estudiaremos entre otras cosas cuál es la fuerza relativa entre estas interacciones usando como medida el valor de una constante de acoplamiento  $g$  (no confundir con la  $g$  de gluón) para cada interacción. Para facilitar la visualización de  $g$  se suele usar la constante adimensional  $\alpha$  tal que  $\alpha \propto g^2$ .

### 1.3.1. Interacción electromagnética

La fuerza electromagnética se da entre partículas cargadas eléctricamente, es decir, todos los fermiones la sufrirán exceptuando a los neutrinos. La interacción será repulsiva cuando las dos partículas involucradas tengan mismo signo y atractiva cuando tengan distinto. Su partícula mediadora es el fotón, lo que implica que su rango de interacción sea infinito dado que éste carece de masa.

En cuanto a su ‘fuerza’ respecto a otras interacciones, la constante  $\alpha$  para el electromagnetis-

mo viene dada por la constante de estructura fina para bajas energías, del orden de la masa del electrón. Se tiene entonces que  $\alpha_{EM} \simeq 1/137$ . Ésta descenderá con la distancia y aumentará con la energía.

### 1.3.2. Interacción fuerte

La fuerza fuerte se da entre partículas con carga de color, es decir, entre *quarks*. Además presenta la singularidad de que su partícula mediadora, el gluón, también tiene carga de color, por lo que interacciona consigo mismo. Esto da como resultado que nunca se haya visto experimentalmente un *quark* en libertad. Aunque no hay demostración analítica de la razón de esta anomalía, se puede explicar cualitativamente mediante el **confinamiento cuántico**, que establece que las partículas coloreadas están siempre confinadas en estados con carga de color neta nula. Es decir, que las cargas con color no pueden viajar como partículas libres. Para explicar esto consideramos dos *quarks* que están separándose. Como ya se ha señalado, la interacción de estos *quarks* puede ser vista como un intercambio de gluones virtuales. Al tener carga de color, existen interacciones atractivas entre estos gluones virtuales intercambiados, tal y como se indica en la Figura 1.2.

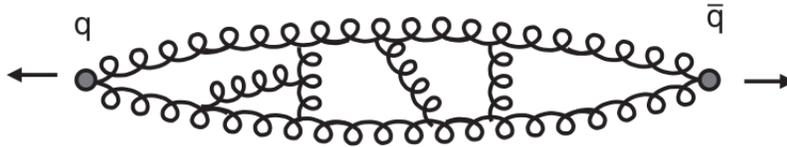


Figura 1.2: Imagen cualitativa de las interacciones que se dan entre dos *quarks* separándose

El efecto de estas interacciones es restringir el campo de color entre dos *quarks* a un tubo. Entonces se tiene que las líneas de campo, en vez de extenderse por todo el espacio como en QED, están confinadas en un tubo entre los *quarks*. A distancias relativamente largas podemos aproximar el potencial entre dos *quarks* como

$$V(\mathbf{r}) \sim \kappa r, \quad (1.1)$$

donde experimentalmente  $\kappa \sim 1 \text{ GeV/fm}$ . Esto implica que la fuerza de dos *quarks* no confinados sea, independientemente de su separación, del orden de  $10^5 \text{ N}$ . Puesto de esta forma, si existiesen dos cargas de color libres en el Universo, separadas por distancias macroscópicas, la energía acumulada en el campo de gluones entre ellas sería enormemente grande. Como resultado, debido a la tendencia de la naturaleza a converger a la menor energía posible, los objetos de color se agrupan en estados ligados de forma que la combinación de estos *quarks* carece de color. Estos estados se

---

llaman hadrones.

Dado que el gluón carece de masa, se esperaría que su rango de interacción fuese infinito; sin embargo se ha probado experimentalmente que éste no pasa de 1 fm debido al confinamiento cuántico.

Como su propio nombre indica, la interacción fuerte es la que presenta una constante de acoplamiento mayor, con una constante  $\alpha_S \sim 1$ . A diferencia de la fuerza electromagnética,  $\alpha_S$  decrece con la energía, llegando a desvanecerse en el hipotético caso de que la energía fuese infinita. Esto es conocido como libertad asintótica. La razón por la que  $\alpha_S$  es mayor para energías bajas se explica mediante el ya mencionado confinamiento cuántico.

### 1.3.3. Interacción débil

La interacción débil se da entre partículas con carga débil, es decir, afecta a todos los fermiones. Como ya se señalaba al introducir los bosones mediadores de ésta, es la responsable de la desintegración  $\beta$  y de procesos de *scattering* en los que la carga neta es 0. Dada la alta masa de sus partículas mediadoras, su rango de interacción es de tan sólo  $10^{-3}$  fm.

Como su propio nombre indica es la más débil de las interacciones; sin embargo esto es engañoso dado que lo es únicamente a bajas energías ( $\alpha_W \sim 1/30$ ). A altas energías  $\alpha_W$  llega a superar a  $\alpha_{EM}$ . Estas dos constantes pueden relacionarse mediante la fórmula

$$\alpha_{EM} = \alpha_W \cdot \text{sen}^2(\theta_W), \quad (1.2)$$

siendo  $\theta_W$  el ángulo de Weinberg, uno de los parámetros del modelo estándar y que nos permite relacionar la interacción débil con la electromagnética dando así lugar a la interacción electrodébil.

Estas constantes de acoplamiento están directamente relacionadas con el tiempo de vida media de las partículas tal y como se puede ver en la Figura 1.3.

## 1.4. Hadrones

Como ya se ha explicado en la sección anterior, los *quarks* no pueden hallarse en libertad debido al confinamiento cuántico, por lo que se agrupan en estados con carga de color nula llamados

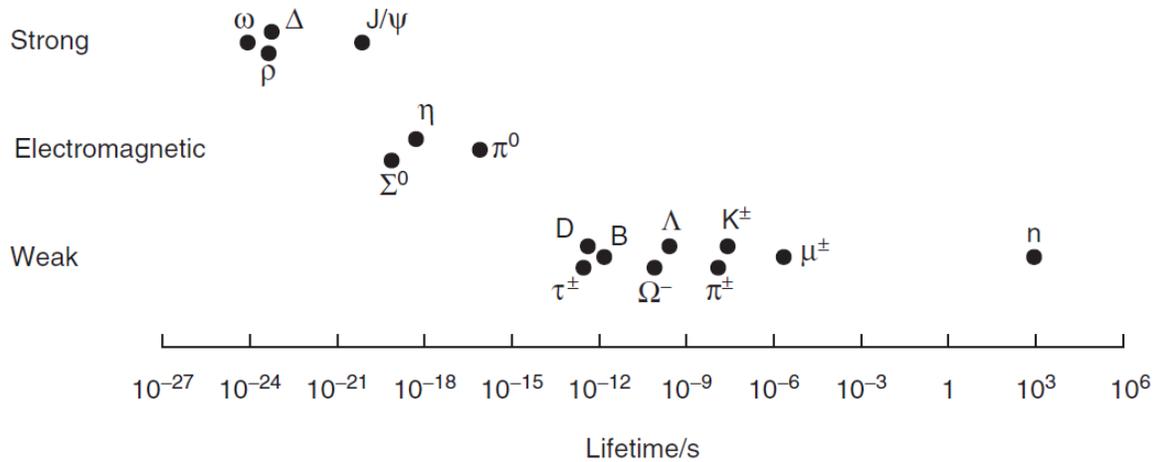


Figura 1.3: Vida media de diferentes hadrones. Como podemos ver aquellos que decaen fuertemente tendrán más posibilidades de decaer en un intervalo de tiempo dado por lo que su vida media será menor, lo mismo ocurre para las desintegraciones electromagnéticas y débiles para sus constantes de acoplamiento respectivas.

### hadrones.

La imagen primaria que podríamos tener de los hadrones es de partículas elementales. Si ‘aumentamos’ (de manera figurada) nuestra visión veremos que en realidad está formado por 2 ó 3 *quarks* que caracterizan sus propiedades. Éstos son los *quarks* de valencia. Fijándonos aún más, podremos ‘ver’ que además de estos *quarks* de valencia, el hadrón está formado por un mar de gluones y de *quarks* y *antiquarks* ligeros que se aniquilan. Una imagen ilustrativa de ésto se puede ver en la Figura 1.4.

Los *quarks* que forman los hadrones interactuarán a través del intercambio de gluones. Cada uno de estos *quarks* y gluones poseerán una fracción del momento del hadrón, que pueden ser expresados en forma de distribución según la probabilidad de que cierto *quark* o gluón posea una determinada fracción del momento total del hadrón. Dada la temática de este trabajo, aquí nos centraremos en describir las distribuciones referentes a los protones. Nos referiremos a los constituyentes del protón como «partones» y a las distribuciones de la fracción del momento de los partones dentro del protón como *Parton Density Functions* (PDFs). Por ejemplo, la PDF del *quark up*  $u^p(x)$  se define de tal

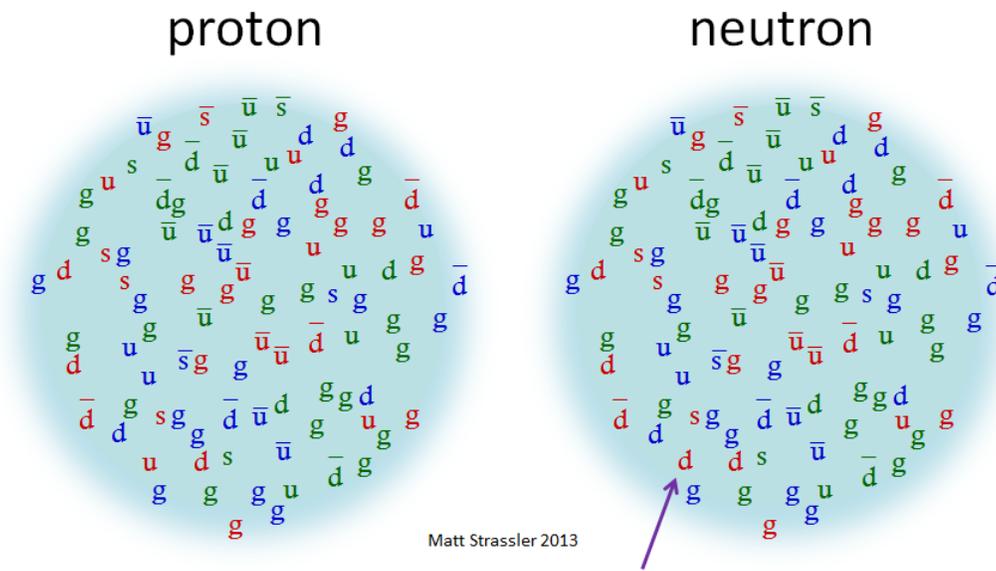


Figura 1.4: Imagen ilustrativa de las componentes de un protón (izquierda) y un neutrón (derecha). A pesar de estar formado por una gran cantidad de *quarks* de mar son los *quarks* de valencia los que caracterizan el hadrón. De todas formas, en una colisión protón-protón cualquier *quark* puede ser partícipe.

manera que

$$u^P(x)\delta x$$

representa el número de *quarks up* dentro del protón con fracción del momento entre  $x$  y  $x + \delta x$ . De la misma forma se define la PDF para el *quark down*  $d^P(x)$ .

En la práctica no es posible obtener las PDFs *a priori* sino que se han de extraer a partir del experimento. En la Figura 1.5 se puede ver una PDF para protones.

Debido a su gran masa, el *quark t* decae en un intervalo de tiempo tan corto que no le da tiempo a hadronizarse, siendo éste el único *quark* que presenta esta característica.

Podemos encontrar dos grandes grupos de hadrones: los mesones y los bariones.

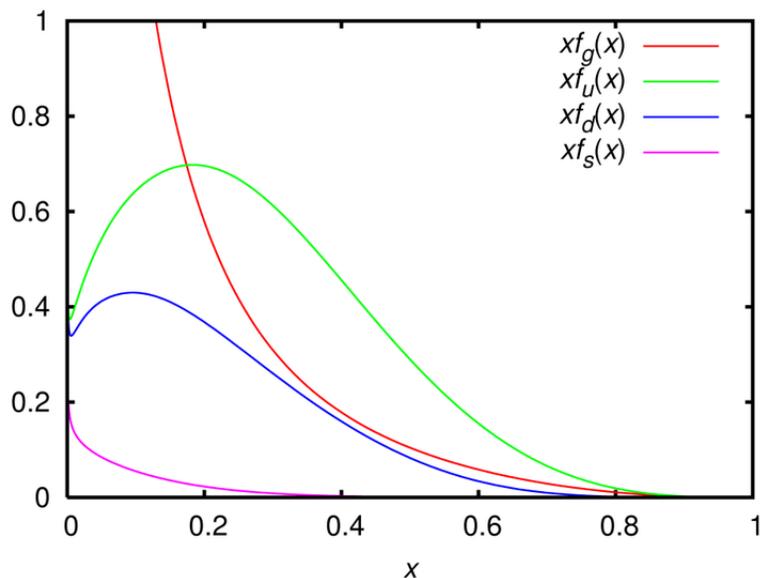


Figura 1.5: PDF CTEQ6 para protones.

### 1.4.1. Mesones

Son hadrones formados por un *quark* y un *antiquark* de valencia más un mar de pares *quark-antiquark*. Su carga eléctrica puede variar entre  $-1$ ,  $0$  y  $1$  en función de los *quarks* de valencia por los que esté formado, pero es siempre entera. Al ser una combinación de dos fermiones, el mesón es un bosón. Los mesones nunca son estables.

Introducidos los hadrones se puede definir un nuevo número cuántico que se conserva: el número bariónico. Éste será  $1/3$  para *quarks* y  $-1/3$  para *antiquarks*. Por lo tanto se tendrá que los mesones tendrán siempre un número bariónico nulo.

### 1.4.2. Bariones

Son hadrones formados por 3 *quarks* de valencia más su correspondiente mar de *quarks*. También tienen su propia antipartícula, los antibariones, formados por 3 *antiquarks*.

Los bariones tienen carga entera y al estar formados por un número impar de fermiones son también fermiones.

Tendrán número bariónico  $1$  (ó  $-1$  si se trata de antibariones). Como ejemplo de bariones conocidos están el protón y el neutrón.

En colisiones protón - protón como las que se dan en el LHC lo que realmente interacciona son las componentes de los protones, es decir, los partones. Ya sean los *quarks* de valencia o de mar. Tras la colisión, los *quarks* o bien se reagrupan en hadrones directamente o bien se desintegran para reagruparse después.

Una vez se han hadronizado, estos tienden a separarse a alta velocidad intercambiando gluones. Eventualmente, estos gluones se desintegrarán en pares *quark* - *antiquark*, permitiéndolo así la creación de nuevos estados de carga de color nula y separando los *quarks* iniciales. El estado final recogido constará de varias agrupaciones de hadrones en diferentes partes del detector. Cada una de estas agrupaciones es conocida como *jet*. La Figura 1.6 nos da una idea del proceso sufrido por los hadrones.

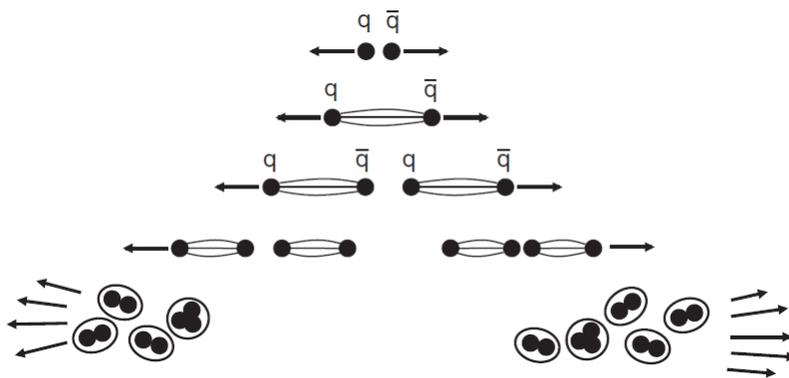


Figura 1.6: Proceso de hadronización de dos *quarks*. En un instante inicial estos viajan en direcciones opuestas. Al alejarse su energía aumenta, llegando a un punto en el que tienen suficiente energía como para dar lugar a otros *quarks*. Finalmente el conjunto de hadrones llega al detector en forma de *jets*.

Por lo general no es posible saber de qué sabor era el *quark* que originó el jet detectado o incluso si fue producido por un gluón o un *quark*. De todas formas, si el *quark* más pesado que hadroniza es producido, el b, entonces el proceso de hadronización dará lugar a un jet de hadrones en el que habrá al menos un hadrón que contenga el *quark* b. Los hadrones que contienen un *quark* b tienen una vida media relativamente larga (del orden de  $10^{-12}$  s), lo cual permite que el hadrón B viaje unos pocos milímetros antes de decaer como podemos ver en la Figura 1.7. La distancia que recorrerá un hadrón antes de desintegrarse vendrá dada por

$$d = \beta \cdot c \cdot \gamma \cdot \tau, \quad (1.3)$$

---

donde  $\beta = v/c$  es la velocidad relativa respecto de la luz,  $c$  es la velocidad de la luz,  $\gamma$  es el factor de Lorentz  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$  y finalmente  $\tau$  es la vida media del hadrón que estamos considerando.

Tendremos entonces un vértice primario en el que se origina la colisión y un vértice secundario desplazado unos milímetros del primario en el que el *quark* b se desintegra. La identificación de *quarks* b dependerá de entre otras cosas de la habilidad de diferenciar el vértice secundario del primario.

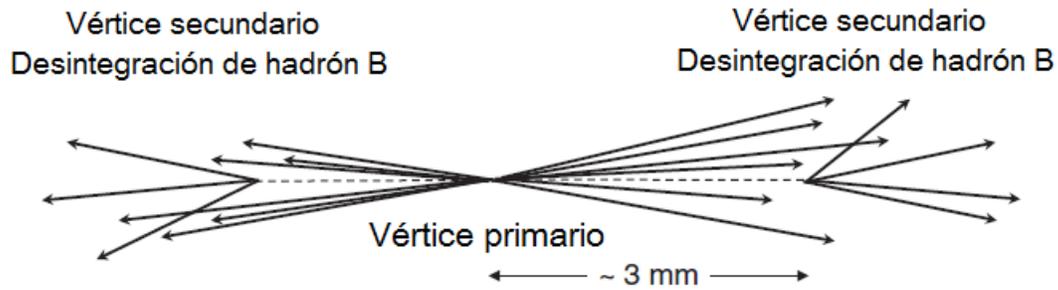


Figura 1.7: Imagen ilustrativa del desplazamiento realizado por el hadrón B respecto al lugar de la colisión entre protones.

En este escrito se discutirán las técnicas actuales de etiquetado de *quarks* b, desde la instrumentación necesaria hasta los algoritmos usados para identificar este tipo de partículas.

## Capítulo 2

# Dispositivo experimental

### 2.1. Introducción

Ya introducida la teoría relativa a la física de partículas, se pasa a describir el dispositivo experimental utilizado para probar las predicciones del modelo estándar. Para poder probar estas teorías son necesarios grandes aceleradores de partículas que recreen las condiciones de altas energías del Universo muy primigenio. Entre estos aceleradores destacan dos tipos: los **lineales** en los que las partículas se aceleran en un movimiento rectilíneo y los **circulares** en los que se hacen encontrar dos haces de partículas con trayectorias circulares.

Nosotros aquí discutiremos la estructura, funcionamiento y características del LHC, el mayor acelerador de partículas de la actualidad, el cual es de tipo circular. Dentro del LHC existen varios experimentos. Nos centraremos en CMS.

### 2.2. Sección eficaz

Un parámetro fundamental en las colisiones entre partículas es la sección eficaz. Ésta es una medida de la interacción entre dos partículas que podemos visualizar como la probabilidad mecánica de que esa interacción ocurra.

Se puede definir la sección eficaz como:

$$\sigma = \frac{\text{número de interacciones por unidad de tiempo por partícula}}{\text{flujo del haz}} \quad (2.1)$$

---

La sección eficaz tiene unidades de área. Debido a que el valor de esta es muy pequeño se suele trabajar con el *barn* como unidad, que se define como:

$$1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2. \quad (2.2)$$

## 2.3. El LHC

El LHC (*Large Hadron Collider*), situado en la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN) entre la frontera de Suiza y Francia, es el mayor acelerador de partículas construido hasta la fecha. Su construcción se inició en 1998 y concluyó en 2008 consiguiéndose en 2010 los primeros choques de partículas. Con un perímetro de 27 kilómetros, fue diseñado como un colisionador de hadrones (protones principalmente), es decir, en él se hacen acelerar dos conjuntos de haces de hadrones que colisionan en uno de los cuatro experimentos que hay en el LHC, CMS entre ellos.

El LHC tiene capacidad para que cada uno de los conjuntos de haces que colisionan lleguen a tener una energía de 7 TeV, obteniendo así una energía en centro de masas de  $\sqrt{s} = 14$  TeV. En la actualidad se realizan colisiones a  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Entre sus principales logros está el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012.

### 2.3.1. Luminosidad

La magnitud que mide la capacidad de un acelerador de partículas de producir un cierto número de interacciones se conoce como luminosidad y es el factor de proporcionalidad entre el número de sucesos y la sección eficaz de un proceso determinado. Podemos diferenciar entre dos ‘tipos’ de luminosidades, la luminosidad instantánea y la luminosidad integrada [1].

La **luminosidad instantánea** se define como el factor de proporcionalidad entre el número de sucesos por segundo  $dN/dt$  y la sección eficaz, tal que

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \quad (2.3)$$

Ésta tiene unidades de  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Por otro lado, la **luminosidad integrada** es la luminosidad instantánea integrada en un periodo

---

de tiempo:

$$L = \int \mathcal{L} dt. \quad (2.4)$$

Es decir, que el número de sucesos que esperamos obtener será

$$N = L \cdot \sigma, \quad (2.5)$$

donde  $L$  tiene unidades de  $\text{cm}^{-2}$ .

Se puede definir la luminosidad en función del número de paquetes de protones ( $n_1$  y  $n_2$ ), la frecuencia de colisión ( $f$ ) y la media cuadrática del tamaño de los paquetes ( $\sigma_x$  y  $\sigma_y$ ) como

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y}. \quad (2.6)$$

El LHC alcanzó su luminosidad instantánea máxima en 2017 gracias a la reducción del tamaño de los haces de protones. Esta fue de  $\mathcal{L} = 2.06 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . La luminosidad integrada en CMS ese mismo año fue de  $50 \text{ fb}^{-1}$  [2].

### 2.3.2. La cadena de inyección

Para acelerar los haces de protones a velocidades relativistas es necesario seguir un complejo proceso conocido como cadena de inyección. Este transcurso se inicia en el acelerador lineal Linac 2 (*Linear accelerator 2*) [3]. En un extremo de éste está la fuente de protones, que es una botella de gas de hidrógeno a la que se le aplica un campo eléctrico para arrancar los electrones del átomo y dejar que únicamente los protones entren en el acelerador. Estos protones se emiten en pulsos hasta que su producción es suficiente. A continuación se usan cavidades de radiofrecuencia para cargar los conductores cilíndricos por los que pasarán los protones. Éstos están cargados positiva y negativamente de forma alterna de manera que los conductores que se encuentran detrás de las partículas las empujan y los que están delante las atraen, provocando así su aceleración. Al llegar al final del Linac 2, los protones alcanzan una energía de 50 MeV.

El siguiente paso de los protones una vez acabada su trayectoria en el Linac 2, es el *Proton Synchrotron Booster* (PSB). Éste es un acelerador circular con un radio de 25 metros que recibe los protones del Linac 2 a 50 MeV y los expulsa al siguiente acelerador en la cadena de inyección, el *Proton Synchrotron*, a 1.4 GeV.

El *Proton Synchrotron*, con un radio unas 10 veces mayor que el del PSB, acelera los protones a energías de hasta 25 GeV, los cuales van seguidamente al *Super Proton Synchrotron* (SPS).

El *Super Proton Synchrotron* es el acelerador final antes de llegar al LHC. Entre sus grandes logros está el descubrimiento de los bosones W y Z en 1982 y 1983 respectivamente. El SPS acelera a las partículas a 450 GeV para a continuación llegar al LHC donde llegan a alcanzar los 6.5 TeV actualmente.

Un esquema de la cadena de inyección descrita puede verse en la Figura 2.1.

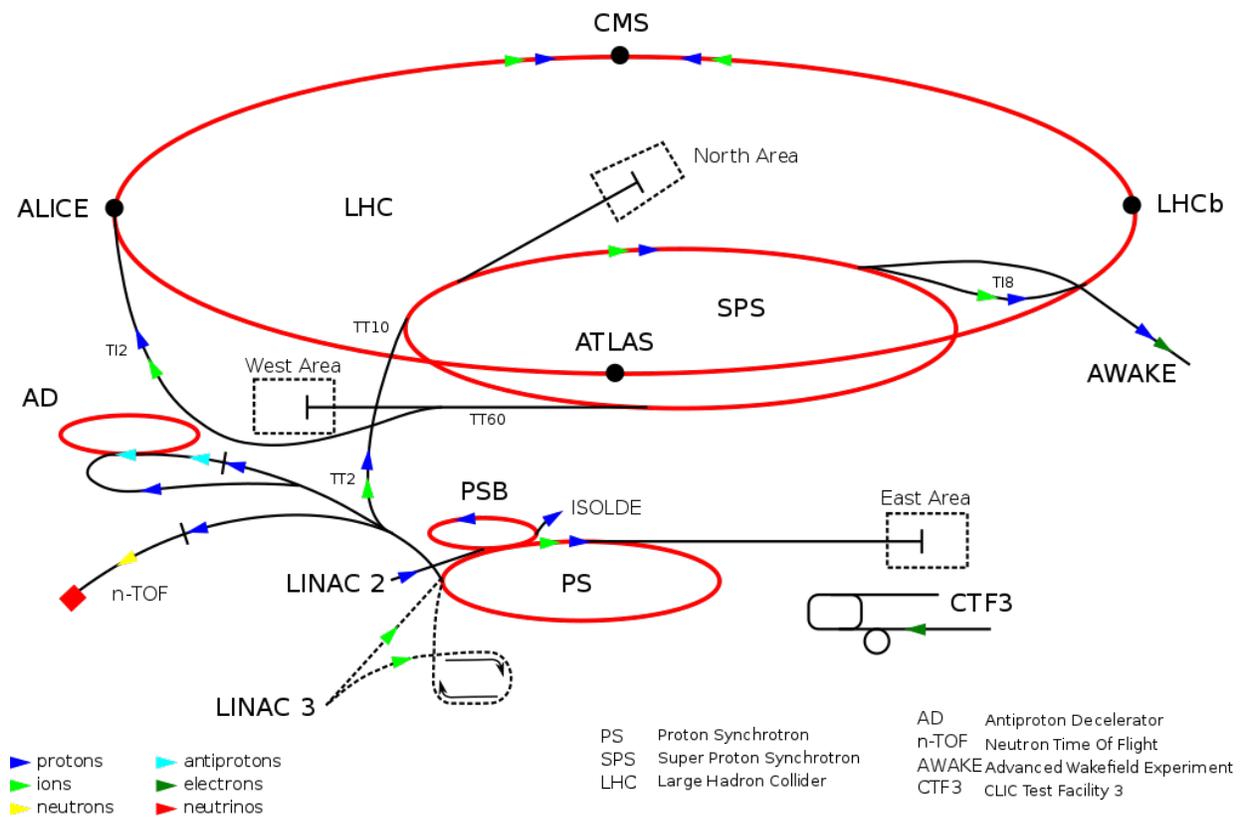


Figura 2.1: Cadena de inyección. Recorrido que realizan los protones para alcanzar las velocidades relativistas que tienen al colisionar en los detectores del LHC.

### 2.3.3. Dentro del LHC

Una vez llegan al Gran Acelerador de Hadrones los protones circulan por dos tubos. Estos tubos paralelos por los cuales las partículas viajan en sentidos opuestos intersectan en 4 puntos

---

que es dónde las colisiones tienen lugar. Para que los haces mantengan una trayectoria circular se utilizan imanes dipolares superconductores, los cuales generan un campo magnético opuesto al del otro tubo que a su vez generará una fuerza de Lorentz en dirección al centro de la circunferencia, permitiendo así el movimiento circular. Se cuenta además con imanes cuadrupolares para mantener fijos los haces en su trayectoria e imanes de órdenes mayores para corregir la estructura del haz.

En los puntos de intersección los imanes cuadrupolares se refuerzan para maximizar las probabilidades de interacción entre dos haces que se cruzan. Como se decía anteriormente hay cuatro puntos de intersección, cada uno con su respectivo detector de partículas. Estos son:

- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*): su principal objetivo es el estudio de colisiones entre iones pesados, dando así lugar a un plasma de *quarks*-gluones, un estado de la materia en el que *quarks* y gluones son liberados y que recrea las condiciones que se dieron una fracción de segundo después del Big Bang.
- **ATLAS** (*A Toroidal LHC Apparatus*): es un detector de carácter general, es decir, se llevan a cabo estudios de cualquier tipo de interacción entre partículas aunque su construcción estaba enfocada al descubrimiento del bosón de Higgs entre otros objetivos.
- **CMS** (*Compact Muon Solenoid*): es junto con ATLAS el otro gran detector de carácter general del LHC. Entre sus grandes logros se encuentra, al igual que ATLAS, el descubrimiento en 2012 del bosón de Higgs.
- **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty*): está especializado en el estudio de la física del *quark* *b*, habiendo sido diseñado principalmente para medir los parámetros de la violación CP en las interacciones de hadrones *b*.

Aquí nos centraremos en el estudio de la composición y características de CMS, puesto que los datos que trataremos más tarde han sido tomados en este mismo detector.

## 2.4. CMS

CMS es junto con ATLAS el gran detector de carácter general del LHC, es decir, está enfocado tanto al estudio de nueva física más allá del modelo estándar como a obtener medidas más precisas de parámetros ya conocidos. El objetivo básico de un detector es detectar y medir las propiedades

de las partículas producidas en las colisiones con la intención de reconstruir las partículas primarias producidas en la interacción. CMS está optimizado para la detección de muones, los cuales tienen una vida media lo suficientemente larga como para llegar al detector y atravesarlo.

En cuanto a su geometría, tiene forma cilíndrica con una longitud de 28.7 m de largo y 15 de diámetro. Su peso es de 14000 toneladas. Como su propio nombre indica, está construido alrededor de un solenoide gigante capaz de generar un campo magnético de 3.8 T. En la Figura 2.2 podemos ver un esquema de su estructura.

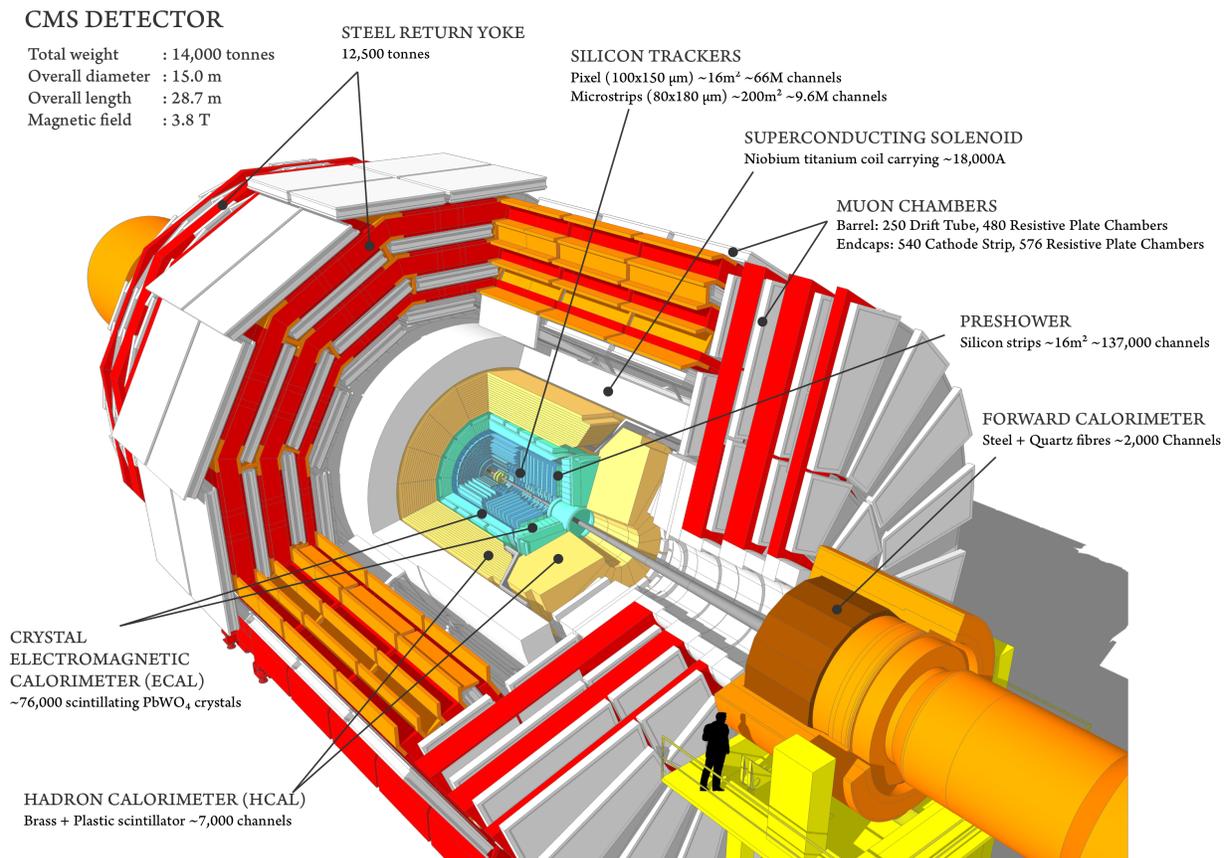


Figura 2.2: Estructura de CMS

### 2.4.1. Estructura de CMS

Cuando los haces de protones colisionan, sus productos de desintegración salen dirigidos en cualquier dirección. Es aquí cuando interaccionan con el detector, permitiéndonos saber qué partículas se han producido.

---

Denominamos «punto de interacción» al punto en el que los dos haces de protones colisionan en presencia del campo magnético generado por el solenoide en la dirección del eje de los haces que colisionan. Debido a la fuerza de Lorentz, la trayectoria de una partícula cargada en un campo magnético axial es una hélice de radio  $R$ . El radio  $R$  que toma la partícula y campo magnético aplicado  $B$  se relacionan con el momento transverso de la partícula mediante la ecuación

$$p_T = 0.3BR. \quad (2.7)$$

Por lo tanto, si conocemos el radio que toma la partícula podemos conocer su momento transverso. Este radio se obtiene a partir del detector de trazas.

Dada su forma cilíndrica, podemos dividir la estructura de CMS en varias capas concéntricas cumpliendo cada una una función en la detección de partículas.

### **El detector de trazas**

La detección y medida del momento de las partículas cargadas es un aspecto esencial en cualquier detector. Cuando una partícula cargada viaja, ésta deja un rastro de átomos ionizados que liberan electrones. Al detectar esta ionización es posible reconstruir la trayectoria de la partícula en cuestión. En CMS se utiliza un detector de trazas o *tracker* basado en tecnología semiconductora que usa píxeles y tiras de silicio.

Cuando las partículas cargadas viajan por una de estas láminas de silicio dopadas se crean pares hueco-electrón debido al proceso de ionización. Si se aplica una diferencia de potencial entre los dos planos de la lámina de silicio los huecos se mueven en la dirección del campo eléctrico donde son recolectados por uniones PN. Al cruzar una de estas láminas de silicio, una partícula cargada libera del orden de 10.000 pares hueco-electrón, que con una amplificación apropiada da una señal clara asociada al pixel en el que la carga fue recogida. Conocemos así la trayectoria de la partícula.

El detector de trazas de CMS se divide en dos subdetectores. Uno de píxeles y otro de tiras. El subdetector de píxeles se encuentra en la zona central y es la subcapa de CMS más cercana al eje del haz, consistiendo en 3 láminas concéntricas que se sitúan a 4, 7 y 11 cm del punto en el que ocurre la colisión. Al estar tan cercano al punto de interacción una gran cantidad de partículas

pasan a través de éste, del orden de 10 millones de partículas por  $\text{cm}^2/\text{s}$ . Sin embargo, gracias a su alta resolución (es capaz de distinguir partículas en un rango de  $10 \mu\text{m}$ ) esta parte del *tracker* es fundamental a la hora de etiquetar *quarks* b ya que es capaz de detectar los vértices secundarios que originan las partículas que se desintegran rápidamente. Por otro lado están las tiras de silicio que forman un cilindro con radio de 130 centímetros en torno al eje del haz [4].

Esta parte del detector tiene un rol fundamental en el etiquetado de *quarks* b, siendo la región en la que se encuentra el vértice secundario originado por la desintegración de los hadrones b.

### Calorímetro electromagnético

Cuando un electrón con alta energía interactúa con un medio radia un fotón debido a la radiación de frenado o Bremsstrahlung, el cual acaba radiando un par electrón-positrón. Este proceso se repite y acaba dando lugar a lo que se conoce como «cascada electromagnética». Este proceso se ilustra en la Figura 2.3.

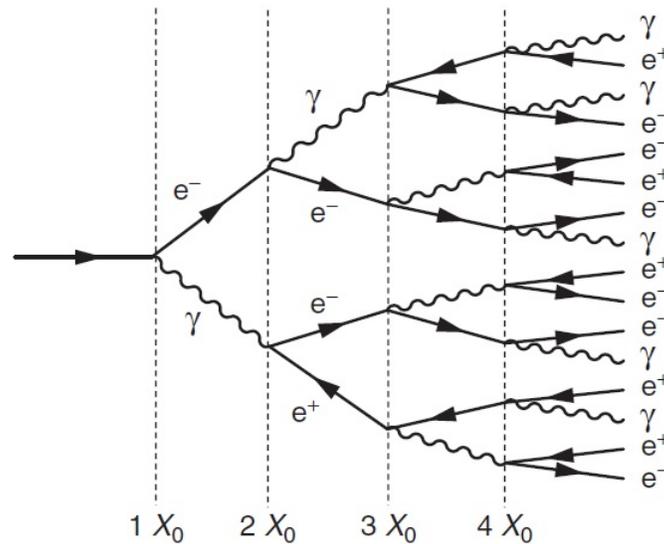


Figura 2.3: Cascada electromagnética.  $X_0$  es la longitud de radiación de los cristales que forman el calorímetro, definida como la distancia en la que un electrón altamente energético pierde toda, menos  $1/e$ , de su energía por bremsstrahlung. En el caso de CMS  $X_0 = 0.83 \text{ cm}$ .

La cascada finaliza en cuanto los electrones han perdido tanta energía que su principal motivo de pérdida de energía es la ionización.

---

En los experimentos de alta energía, las energías de los electrones y fotones se miden usando calorímetros electromagnéticos contruidos de materiales densos. Este es el caso de CMS, cuyo calorímetro electromagnético (ECAL) está formado por 80.000 cristales centelleadores de tungstato de plomo, los cuales producen el proceso de cascada antes explicado.

Debido a esta deposición de energía los fotones y electrones se paran en esta parte del detector, mientras que otras partículas como hadrones cargados o muones, a pesar de traspasarla, dejan un rastro que nos permitirá conocer su energía y dirección.

### **El calorímetro hadrónico**

Como se comentaba antes, tan solo los hadrones cargados serán detectados en el ECAL debido a que los hadrones neutros no son afectados por la interacción electromagnética. Sin embargo, tanto los hadrones cargados como los neutros ‘sienten’ la interacción fuerte con el núcleo de los átomos que forman el medio que están traspasando. De esta forma, las partículas que interactúan con el calorímetro hadrónico de CMS (HCAL) producirán una cascada análoga a la vista en el ECAL.

A diferencia de las cascadas electromagnéticas, las cuales se producen de manera uniforme, las cascadas hadrónicas presentan una forma más variable debido a la diversidad de estados finales posibles en interacciones hadrónicas. Además, cualquier hadrón de tipo  $\pi^0$  producido en la cascada hadrónica decaerá instantáneamente en un par de fotones, lo cual lleva a la necesidad de que el calorímetro hadrónico tenga una componente electromagnética.

En CMS, HCAL encuentra la posición, energía y tiempo de llegada de una partícula usando capas alternas de material absorbente denso y centelleadores [5]. Dada su relativamente larga vida media, sólo los protones, neutrones, kaones y piones producto de otras desintegraciones llegarán a ser detectados y frenados en esta capa. De esta forma, únicamente quedan dos tipos de partículas por identificar en el detector que llegan tan lejos sin desintegrarse: los muones y neutrinos.

### **El solenoide**

En el exterior del calorímetro electromagnético se encuentra el solenoide superconductor mencionado antes. Éste tiene una longitud de 13 m de largo y 6 de diámetro. Originalmente se diseñó para

---

producir un campo magnético de 4 T; sin embargo, para maximizar su longevidad opera a 3.8 T [6].

Su trabajo es curvar las trazas de las partículas cargadas que se producen en las colisiones entre protones para así poder medir su momento.

### **Detector de muones y abrazadera de retorno**

Por el momento todas las partículas resultantes de la colisión han sido frenadas por alguno de los subdetectores de CMS, exceptuando a los neutrinos y los muones. Los neutrinos no interactúan con el detector, por lo que si situamos en la capa externa ‘algo’ que sea capaz de detectar los muones tendremos certeza de que se trata de este tipo de partícula.

Al igual que en la primera capa, el detector de muones también hace un ‘seguimiento’ de la trayectoria del muón. La diferencia es que en esta ocasión su detección se realiza mediante un gas y no a través de tiras de silicio.

El detector de muones está dividido en 4 estaciones diferentes y para identificar un muon se ajusta la curva de las 4 estaciones en las que se ha producido una deposición de energía. Estas estaciones están separadas por ‘abrazaderas de retorno’, y a su vez cada estación se compone de 3 detectores diferentes: *drift tubes* (DT), *cathode strip chambers* (CSC) y *resistive plate chambers* (RPC). Además, el campo magnético ejercido sobre los muones pasa a ser de 2 T y en sentido opuesto al ejercido dentro del solenoide.

Este detector de muones no es capaz de retener al muon dentro de CMS; sin embargo a partir de él se puede identificar dichas partículas.

En la Figura 2.4 podemos ver un esquema de las capas recién explicadas.

#### **2.4.2. Sistema de referencia**

Para estandarizar las medidas realizadas, CMS define un sistema de referencia propio. En este sistema se toma como origen el punto en el que se realiza la colisión. El eje  $x$  será el eje que apunta al centro de la circunferencia que conforma el LHC, mientras que el eje  $y$  es el eje perpendicular a éste que apunta hacia arriba. Finalmente, el eje  $z$  va en la dirección del haz y apunta hacia las

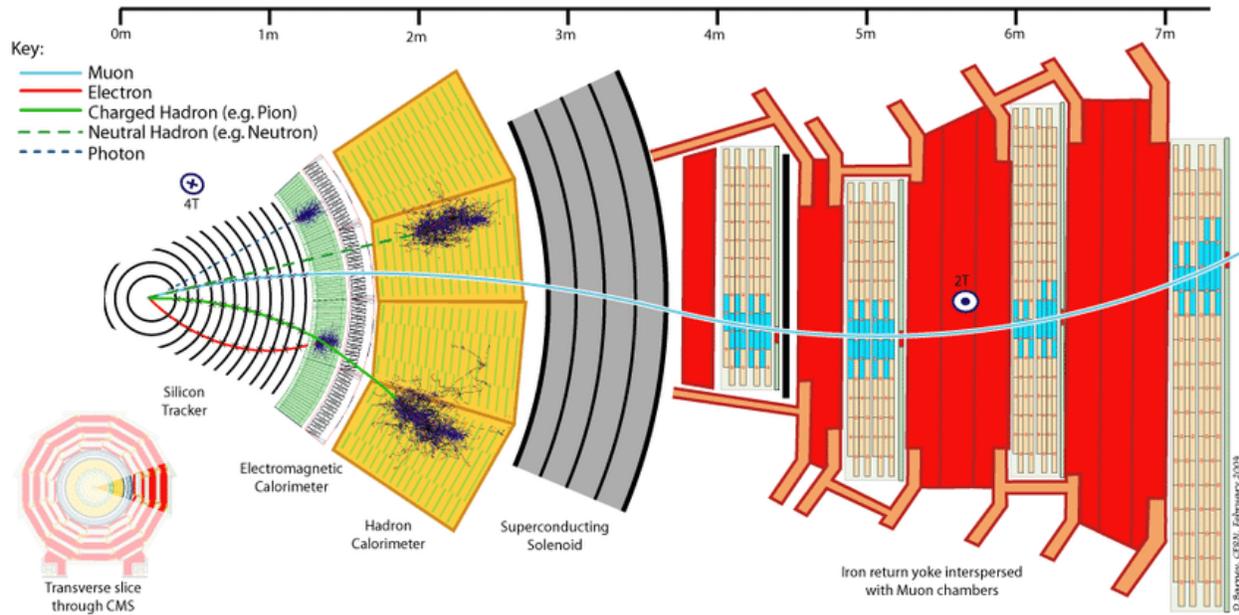


Figura 2.4: Capas de CMS con partículas atravesándolas. Como se puede ver, electrones, fotones y hadrones son parados en los calorímetros mientras que los muones consiguen escapar del detector.

montañas del Jura, una pequeña cadena montañosa al oeste de CMS [7].

Definidas las coordenadas cartesianas, pasamos a definir el sistema de coordenadas utilizado en CMS, el cual será más útil debido a que las partículas siempre emergerán hacia fuera. Se define el **ángulo azimutal**  $\phi$  como el ángulo entre el plano  $x - y$  medido desde el eje  $x$  y puede tomar valores  $\in [-\pi, \pi)$ . La coordenada radial en este plano se denota por  $r$ .

El **ángulo polar**  $\theta$  se mide desde el eje  $z$  y nos da una idea de la desviación de la partícula tras la colisión. Con valores posibles  $\in [-\pi/2, \pi/2]$ . Sin embargo, se suele usar más a menudo una nueva coordenada definida como  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$  y llamada **pseudorapidez**. Esta coordenada es usada porque cuando la partícula no tiene masa es invariante de Lorentz, por lo que en el caso de los electrones, muones, etc... es una buena aproximación. Con esta nueva coordenada se tendrá que cuando la partícula salga disparada dentro del plano  $x - y$  la pseudorapidez será  $\eta = 0$  mientras que cuando salga totalmente despedida en el eje  $z$  su pseudorapidez será  $\eta = \infty$ . Una imagen más ilustrativa se puede ver en la Figura 2.5.

Una vez se ha definido el sistema de referencia de CMS podemos pasar a explicar con mayor profundidad algunos de los observables mencionados anteriormente.

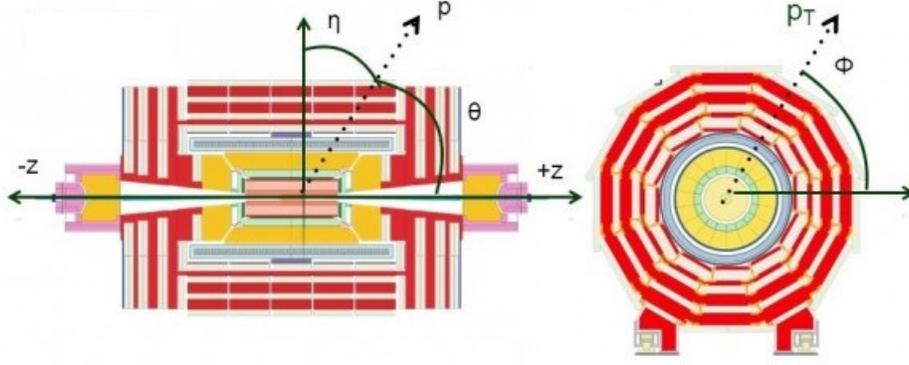


Figura 2.5: Esquema frontal y transversal de los ejes de coordenadas utilizados en CMS.

El **momento**  $\vec{p}$  de una partícula viene definido por el producto de su masa relativista  $m = m_0 \cdot \gamma$  por su velocidad  $\vec{v}$ , donde  $m_0$  es su masa en reposo y  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ . Su módulo  $|\vec{p}|$  vendrá dado por  $|\vec{p}| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ . A partir del momento de una partícula se pueden derivar otros observables interesantes y con los que se trabaja a menudo en física de partículas como son el módulo del **momento transversal**  $p_T$  que se define como  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  y es un invariante de Lorentz. Otro observable a mencionar es el **cuadrimento** de una partícula, el cual se define como el producto de su masa relativista por su cuadrivelocidad siendo éste  $P = (\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z)$ , siendo  $E$  su energía y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío.

En cuanto a la energía, se tiene que la energía depositada por una partícula en los calorímetros es su **energía transversa**, definida como  $E_T = E \cdot \sin(\theta)$ . Además en la sección 2.4.1 se ha obviado un problema, y es que ninguna de las capas ha sido capaz de detectar neutrinos. Su presencia en CMS se infiere mediante el cálculo de la **energía faltante transversa**. Como los haces viajan en el eje  $z$ , en el momento en el que se produce la colisión, la energía en el plano transversal  $x - y$  es 0, luego, aplicando el principio de la conservación del momento en este plano, se tendrá que la suma de las energías de todas las partículas debería ser 0. En caso de que esta suma sea considerablemente distinta de 0 se tiene que hay partículas que no se han detectado (neutrinos). La energía que falta para que la suma sea 0 es la energía faltante transversa  $E_T^{miss}$  y se define como  $E_T^{miss} = -\sum p_T$ .

### 2.4.3. *Trigger*

Como ya se ha comentado antes, en CMS no se colisiona un protón con otro protón sino que lo que se hace es colisionar varios paquetes de protones junto con otros paquetes para maximizar

---

la probabilidad de que estos choquen. Esto hace que cada instante de tiempo se den una gran cantidad de colisiones, del orden de  $10^7$  colisiones por segundo. Además de que la mayoría de los datos recogidos por esas colisiones no resultan interesantes, el coste computacional de guardarlos todos no es asumible. Para solucionar esto se hace uso de un sistema de *trigger*.

El sistema de *trigger* se divide en varios niveles tanto de *hardware* como de *software* y consiste en descartar aquellas colisiones que *a priori* parecen tener menos interés para dejar la cantidad de datos a tratar en un número asumible computacionalmente, de entorno a 1000 colisiones por segundo.

Podemos ver el sistema de *trigger* como un conjunto de requerimientos que la colisión debe superar para no ser descartada. Estos requerimientos pueden ser tener un momento transverso mayor que cierto umbral o un número de *jets* determinado por ejemplo.

#### 2.4.4. Apilamiento

Cada vez que dos paquetes de protones se cruzan ocurre más de una colisión protón-protón en lo que se conoce como **apilamiento** (*pile up*). Cuando CMS fue diseñado y construido se esperaba que hubiese una media de 25 interacciones cada vez que un par de paquetes se cruzan ocurriendo esto cada 25 ns. De todas formas, este número medio de interacciones, aunque se encuentra en torno al valor predicho, varía con la luminosidad en forma de distribución de Poisson.

Este gran número de interacciones dificulta la reconstrucción de sucesos, pero gracias a la gran resolución del detector de trazas de CMS se consigue mantener una alta eficiencia aún en condiciones de alto apilamiento [8].

Existen dos tipos de apilamientos o *pile ups*: *in-time*, que se da cuando se ‘apila’ información del mismo paquete de protones pero distinta interacción y *out-of-time*, que ocurre cuando protones de otros paquetes atraviesan el detector y éste no ha grabado la señal anterior completamente. Esto dependerá de la resolución del detector.

## Capítulo 3

# Reconstrucción y simulación de sucesos

Ya se han explicado las partes que conforman el detector CMS. Sin embargo, lo único que hemos conseguido hasta ahora es detectar deposiciones de energía en distintos tipos de subdetectores. Podemos hacernos una idea de las partículas que se han producido en la colisión pero si queremos conocer a fondo el proceso físico ocurrido necesitaremos aplicar una serie de técnicas de reconstrucción e identificación de partículas.

Para conocer las partículas producidas y sus propiedades se hace uso del algoritmo *Particle Flow* (PF), el cual combina la información detectada en todos los subdetectores con el fin de reconstruir cada una de estas partículas.

Esta reconstrucción es fundamental en lo que concierne al etiquetado de *quarks* b puesto que como ya se ha mencionado antes, éste depende de manera fundamental de la detección de un vértice secundario. Además, para evaluar la eficiencia de estas identificaciones se hace uso de técnicas de Montecarlo (MC), en las que se simulan estos sucesos.

### 3.1. El algoritmo *particle flow*

Hemos visto en la Sección 2.4.1 que tal y como están estructuradas las capas de CMS podemos clasificar las partículas obtenidas en las colisiones protón-protón y que llegan al detector en:

- 
- **Jets:** a partir de la información recogida por el detector de trazas y las deposiciones de energía en el ECAL y HCAL.
  - **Electrones y fotones:** mediante la detección de cascadas electromagnéticas en el ECAL. Distinguimos fotones de electrones gracias al detector de trazas, ya que los fotones al no tener masa no curvan su trayectoria.
  - **Muones:** con la información proporcionada por el *tracker* y el detector de muones. Las trazas obtenidas en estas dos capas se combinan para tratar de reconstruir el recorrido que han llevado los muones a lo largo del detector.

Como podemos ver, se correlaciona la información obtenida en todos los subdetectores de las capas que conforman CMS para identificar el estado final que ha medido el detector y reconstruir sus parámetros (energía, momento...) en función de dicha identificación. Este método o algoritmo es lo que se conoce como *particle flow*.

El algoritmo *particle flow* consiste en la combinación de los datos recogidos en varias subcapas del detector. Por ejemplo, sabemos que un hadrón cargado dejará un rastro en el detector de trazas y en el HCAL. Se busca entonces una conexión geométrica entre el rastro dejado por este hadrón en el detector de trazas y la deposición de energía en el calorímetro hadrónico.

Dada su importancia en la identificación de *quarks* b, aquí nos centraremos en la reconstrucción de trazas y vértices de partículas cargadas en el *tracker*.

### 3.1.1. Reconstrucción de trazas y vértices de partículas cargadas

La reconstrucción de trazas y vértices es el proceso por el cual, a partir de las deposiciones de energía (que de ahora en adelante denominaremos *hits*) en las subcapas del detector, se estima la trayectoria (traza) y por lo tanto el momento de las partículas cargadas responsables de esos *hits*, así como su origen (vértices).

#### Reconstrucción de trazas

El algoritmo usado en CMS para la reconstrucción de trazas se conoce como *Combinatorial Track Finder* (CTF) y utiliza los *hits* del detector de trazas para obtener la trayectoria de las partículas cargadas. El conjunto de trazas reconstruidas se obtiene a partir del uso repetido de

---

CTF en un proceso llamado *iterative tracking*. La idea básica del *iterative tracking* es que las primeras iteraciones busquen las trazas más sencillas de encontrar (como aquellas con alto  $p_T$  o las producidas cerca de la región de interacción). Después de cada iteración, los *hits* asociados a las trazas reconstruidas son eliminados, reduciendo así la complejidad combinatoria y simplificando las siguientes iteraciones que buscarán trazas más difíciles de asociar (bajo  $p_T$  o trazas considerablemente desplazadas).

Normalmente se realizan 6 iteraciones. La iteración 0 es la fuente de la mayor parte de las trazas reconstruidas y rastrea trazas originadas cerca del punto de interacción entre protones con momento transversal  $p_T > 0.8$  GeV que tienen al menos 3 píxeles con *hits*. La iteración 1 se usa para reconstruir trazas con sólo 2 *hits* originadas cerca del eje  $z$ . La iteración 2 es configurada para encontrar trazas con bajo  $p_T$ . Por último las iteraciones de 3 a 5 tratan de encontrar trazas originadas fuera del eje del haz y de recuperar trazas no asociadas previamente.

Cada iteración se divide en 4 pasos:

- La **generación de semillas**: propone candidatos iniciales para los parámetros de las trazas usando únicamente 2 ó 3 *hits*. Sabiendo que las partículas cargadas siguen la trayectoria de una hélice se pueden imponer restricciones que faciliten la identificación de la semilla. Para su generación, se hace uso de las deposiciones de energía cercanas al eje del haz que nos dan una primera idea del vértice primario. A estos vértices usados como sondeo se les denomina *pixel vertices*.
- La **búsqueda de trazas**: se hace una estimación, *grosso modo*, de los parámetros de la traza a partir de la información obtenida de la semilla para extrapolar la trayectoria de la partícula a lo largo de las capas. A continuación se buscan trazas compatibles con las trazas propuestas y los *hits* obtenidos en los diferentes subdetectores. Finalmente se actualizan las trayectorias al tener en cuenta los *hits* compatibles.
- El **ajuste de trazas**: usado para obtener las mejores estimaciones de los parámetros de cada trayectoria. De la búsqueda de trazas se han obtenido un conjunto de *hits* y una estimación de las trazas, pero no podremos conocer los parámetros con exactitud a menos que conozcamos todos los *hits*. Se utiliza aquí un filtro de Kalman [9] que se encarga de actualizar las posibles trazas y suavizarlas, obteniendo así las mejores estimaciones de los parámetros posibles.

- 
- La **selección de trazas**: descarta trazas que no cumplen ciertos criterios de selección. Muchas veces en la búsqueda de trazas se encuentran trazas ‘falsas’ que no están asociadas a ninguna partícula cargada. Para solucionar este problema se piden ciertos requerimientos asociados al  $p_T$ ,  $\eta$  o el número de capas con *hits*.

Las principales diferencias entre las 6 iteraciones se basan en la configuración de la generación de semillas y de la selección de trazas.

## Reconstrucción de vértices

Al interaccionar dos protones en el LHC estos ven desviados su trayectoria. Denominamos al origen de esta desviación «vértice primario» y se encontrará siempre en el eje del haz o sus proximidades más inmediatas. Algunas partículas como los hadrones B se desintegran lo suficientemente tarde como para viajar una pequeña pero no despreciable distancia y lo suficientemente rápido como para ser detectadas por el *tracker*, de esta forma las partículas resultantes de esta desintegración cambian de dirección respecto a la partícula original dando así lugar a un segundo vértice conocido como «vértice secundario».

La reconstrucción del vértice primario tiene como objetivo hallar el punto en el que se da la colisión teniendo en cuenta no solo la señal sino también los vértices de las colisiones consideradas como apilamiento. Podemos dividir esta reconstrucción en 3 pasos:

- La **selección de trazas**, que consiste en escoger trazas que puedan haber sido producidas en la región primaria de interacción, es decir, en la región cercana al eje en el que chocarían los protones. Esto se hace imponiendo ciertos criterios en el parámetro de impacto<sup>1</sup> (IP) de las trazas y otras variables cinemáticas.
- El **agrupamiento de las trazas** que parecen originarse en el mismo vértice, en el que las trazas seleccionadas son agrupadas en función de sus coordenadas en el eje  $z$  en el punto más cercano al eje del haz. Esto nos permite reconstruir el número de interacciones protón-protón que ocurren en el mismo paquete. El algoritmo de agrupación ha de ser capaz tanto de resolver vértices cercanos en casos de alto *pile-up* como de no dividir un único vértice en varios.
- La **determinación de la posición** de cada vértice usando sus trazas asociadas. Una vez conocemos los vértices, el algoritmo *Adaptative vertex reconstruction* (AVR) [10] toma aque-

---

<sup>1</sup>En el Capítulo 4. se explicará cómo se calcula este parámetro de impacto

---

llos candidatos a vértice primario que contienen al menos dos trazas para calcular la mejor estimación posible de los parámetros del vértice en cuestión.

La reconstrucción del vértice secundario presenta más dificultades ya que no disponemos de asunciones *a priori* como hacíamos con el vértice primario. Además no siempre es posible reconstruir este vértice ya que o bien la partícula decae demasiado cerca del vértice primario o bien se han seleccionado menos de dos trazas, ya sea por tener solo una partícula cargada en el decaimiento, o el haber reconstruido solo una traza, o que tan solo una traza supere los requerimientos de la selección de trazas [11].

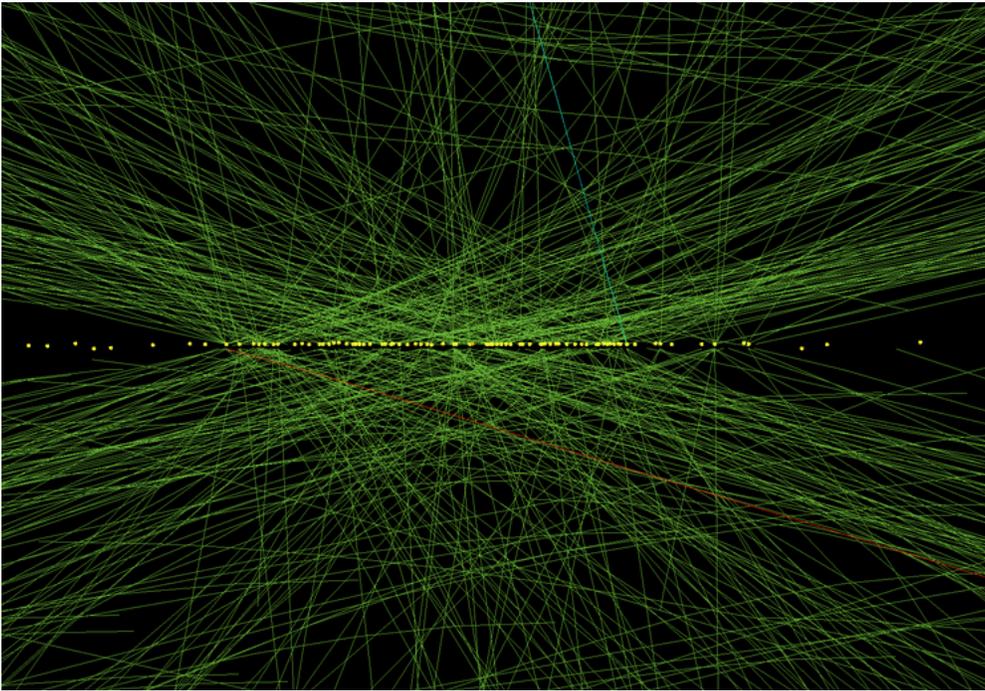


Figura 3.1: Reconstrucción de la colisión de dos paquetes de protones en CMS en condiciones de alto apilamiento. En concreto se pueden apreciar 78 vértices, lo cual nos da una idea de la dificultad de identificar cada uno por la poca distancia que hay entre ellos [12].

Para superar estas dificultades se hará uso de dos algoritmos. El primero de ellos es el ya mencionado AVR, al que se le introducen ciertas variables discriminantes para reconstruir únicamente los vértices secundarios. Se pide que las trazas seleccionadas tengan una distancia angular  $\Delta R < 0.3$  del eje del *jet* y que la longitud de la traza tenga una distancia menor de 0.2 cm. Se realiza entonces un proceso iterativo en el que tras cada iteración las trazas correspondientes a vértices ya fijados son eliminados y la siguiente iteración se realiza con las trazas restantes. En la primera iteración

---

se impone que si se encuentra un vértice aparentemente secundario que comparte el 65% de sus trazas con uno primario, éste (el secundario) es rechazado. También se descartan parejas de trazas si su masa invariante es compatible con la del hadrón  $K_S^0$  en un rango de 50 MeV.

El otro algoritmo que usaremos será el *inclusive vertex finding* (IVF). A diferencia de AVR, que usa las trazas seleccionadas de los *jets* reconstruidos, IVF usa todas las trazas reconstruidas con  $p_T > 0.8$  GeV y  $IP < 0.3$  cm. Este comienza identificando las trazas ‘semilla’ que cumplen ciertos requerimientos y a continuación se agrupan las trazas que parecen originarse en el mismo vértice. Seguidamente se ajustan sus parámetros y aquellos vértices con ‘distancias de vuelo’ menores de un cierto umbral son eliminados. Una vez ya hemos ajustado los parámetros se decide si el vértice en cuestión es primario o secundario. Nos decantaremos por que es un vértice primario si la distancia angular entre la traza y la dirección de vuelo del vértice secundario es  $\Delta R > 0.4$  y si la distancia entre el vértice aparentemente secundario y la traza es mayor que el parámetro de impacto de la traza. Una vez se hace esta distinción se vuelve a la fase de ajuste y eliminación de vértices que no superan ciertos umbrales [13].

La reconstrucción de estos vértices nos darán parámetros fundamentales para la identificación de *quarks* b como son la masa del vértice secundario o la ‘distancia de vuelo’ como veremos en el Capítulo 4.

### 3.1.2. Reconstrucción de partículas

Una vez explicada la reconstrucción de trazas y vértices procedemos a explicar cómo se identifican y reconstruyen los diferentes tipos de partículas que pueden producirse en CMS.

#### Muones

Dadas las características de los muones, para su reconstrucción se hace uso del detector de trazas y del detector de muones. Estos presentan una pureza muy alta ya que, exceptuando a los neutrinos, que no interaccionan con el detector, son las únicas partículas que llegan a la última capa de CMS.

La reconstrucción de muones se basa en la identificación de las trazas dejadas por estos en el *tracker* y en el detector de muones. La traza final se obtiene a partir de la reconstrucción de tres

---

tipos diferentes de trazas. Inicialmente se reconstruye la trayectoria del muón en el detector de muones, en lo que se conoce como *standalone-muon track*. A continuación estas trazas se extrapolan a las trazas geoméricamente compatibles de las regiones interiores del detector. Estas trazas son llamadas *global-muon track*. Por otro lado, las trazas del *tracker* se extrapolan hacia la capa externa del detector y si dicha extrapolación coincide con al menos un *hit* del detector de muones diremos que dicha traza se trata de una *tracker muon track*<sup>2</sup>.

La combinación de las medidas de varias trazas nos permite calcular una mejor estimación de los parámetros del muon.

## Electrones

Para la reconstrucción de electrones se hace uso de la información recogida por el *tracker* y el ECAL, sin embargo, a diferencia de los muones, no se obtiene una pureza tan alta por diversos motivos.

La principal razón es que debido a la gran cantidad de material que hay en el *tracker*, los electrones emiten fotones bremsstrahlung que a su vez se desintegran en pares  $e^+e^-$  y acaban emitiendo las cascadas electromagnéticas ya mencionadas en la sección 2.4.1. Esto hace que muchas veces haya un solapamiento entre cascadas producidas por electrones diferentes. Además, es muy probable que en la extrapolación desde el ECAL hasta las regiones más internas de CMS coincidan un gran número de *hits* de diferentes posibles trazas, llevándonos a una baja eficiencia de reconstrucción.

Para solucionar estos problemas se imponen estrictos criterios de aislamiento a los electrones identificados y se reconstruyen siguiendo los principios del *particle-flow*: empezando con aquellas partículas más fáciles de identificar (las más aisladas) e ir ‘eliminándolas’ reduciendo así la complejidad combinatoria [14].

## Jets

Como ya se comentaba antes, no se pueden observar partículas con carga de color por separado; sin embargo lo que sí es observable en QCD son los *jets*, que son conjuntos de partículas, fundamentalmente hadrones.

---

<sup>2</sup>Los *global-muon track* y *tracker muon track* son reconstrucciones independientes.

---

Cuando una partícula con carga de color es producida ésta se hadroniza para formar estados de color nulo y que en el detector se infieren en forma de *jet*. Dado que este *jet* es únicamente una deposición de energía en un calorímetro en el que todos los hadrones son frenados no podemos conocer el color de la partícula que lo originó solamente por sus hits como sí podríamos en el caso de un muon.

La reconstrucción de dicho *jet* se realiza de manera similar al resto de partículas: usando la información del *tracker* y del subdetector correspondiente. Sin embargo, lo que aquí nos interesa es conocer el sabor de la partícula inicial de la que proviene ese *jet*, lo cual es posible en caso de que se trate de un *quark* b. Esto se hace usando una serie de características que hacen al *quark* b identificable como se verá en el Capítulo 4.

### Neutrinos y leptón $\tau$

Los neutrinos no interaccionan con ninguna capa del detector. Como ya se ha explicado en la sección 2.4.2, se sabe de su presencia en colisiones protón-protón a partir de la aparente no conservación de la energía en el plano transverso. Se considerará que se han producido neutrinos cuando la energía faltante transversa  $E_T^{miss} = -\sum p_T$  sea superior a un cierto umbral. Sin embargo, hay que ser cuidadoso con esta afirmación puesto que esa falta de conservación podría venir dada por una baja resolución en la medida o, a pesar de que no se tiene indicios de ellas todavía, partículas más allá del modelo estándar.

Por otro lado, el leptón  $\tau$  tiene una vida media tan corta (del orden de  $10^{-13}$  s) que no puede ser detectado antes de desintegrarse. Se desintegra principalmente a modos hadrónicos (49 % de las veces) y con algo menos de frecuencia a  $e\nu_e\nu_\tau$  (17.8 %) y a  $\mu\nu_\mu\nu_\tau$  (17.4 %) [15].

## 3.2. Generaciones de Montecarlo, simulaciones y digitalización

En física, al enfrentarnos a problemas complejos que no pueden ser resueltos de forma analítica, una solución disponible que tenemos es hacer uso del método de Montecarlo. Este método es un método no determinista, lo cual nos permitirá reproducir los sucesos que se dan en los aceleradores de partículas con mayor fidelidad.

Los usos de generaciones de Montecarlo y sus posteriores tratamientos en física de partículas son muy amplios y abarcan desde el cálculo de eficiencias de algoritmos hasta la recreación de la interacción de la materia con el detector pasando por análisis físicos como la estimación de fondo o la selección de sucesos adecuada.

Las generaciones de Montecarlo y sus posteriores tratamientos juegan un papel muy importante en el etiquetado de *quarks*  $b$ , ya que nos permiten comparar los *quarks*  $b$  generados (conocidos) con los *quarks*  $b$  etiquetados por los algoritmos usados (desconocidos), permitiéndonos así catalogar la eficiencia de dichos algoritmos.

Esta generación se divide en varias etapas que tratan de simular los procesos físicos sufridos por las partículas, desde su producción inicial hasta su llegada al detector. La Figura 3.2 presenta un esquema de este proceso.

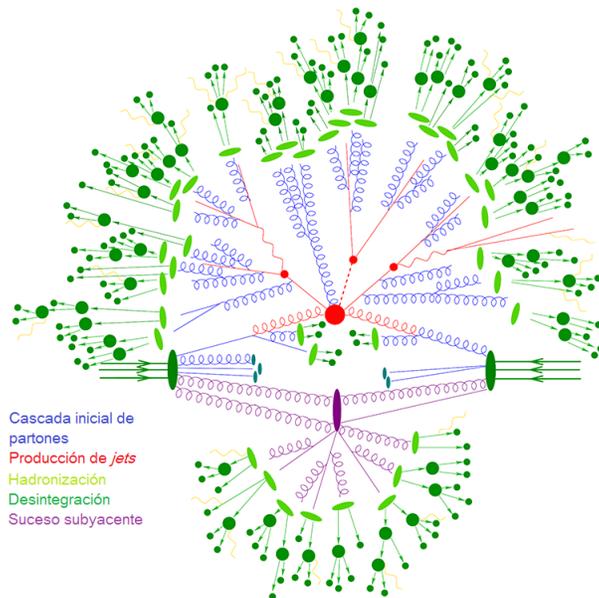


Figura 3.2: Esquema de los procesos simulados por un generador de Montecarlo en el contexto de la física de altas energías [16]. En rojo y azul están la dispersión principal y la cascada de partones. Se dibuja en verde claro la hadronización y en verde oscuro su desintegración. Los sucesos subyacentes están representados en morado y por último en amarillo la radiación de fotones.

En primera instancia se genera el momento de las componentes de los protones (partones) mediante sus *Parton Density Functions*. Una vez se tienen sus momentos se calcula de forma aleatoria

---

la colisión de los partones. Este proceso es conocido como **scattering fuerte** y en él se obtiene de forma estocástica el momento de las partículas creadas en la colisión. Dependiendo de la potencia de nuestro generador de Montecarlo podremos obtener procesos de scattering fuerte más o menos complejos, es decir, con más o menos vértices de interacción. Entre los generadores capaces de simular a segundo orden están MC@NLO [17] y POWHEG [18].

El siguiente proceso a tener en cuenta por el generador es la **cascada de partones**. Los productos del scattering fuerte radian gluones y fotones en lo que se conoce como radiación del estado inicial (ISR) y radiación del estado final (FSR). Además, dado que los gluones poseen carga de color, pueden autointeraccionar dando lugar a más gluones y *quarks* generando la cascada de partones. Esta cascada corresponde a procesos de órdenes muy altos por lo que calcularlas analíticamente no es factible.

Los elementos de estas cascadas de partones llegarán a un punto en el que no tengan suficiente energía como para seguir emitiendo radiación. Es cuando ocurre entonces el proceso de **hadronización** en el que los *quarks* se encuentran en estados confinados de carga de color nula.

Además de estos procesos provenientes del scattering fuerte existen otros sucesos conocidos como **sucesos subyacentes** que no vienen de esta primera interacción, sino de partones del mismo protón que dio lugar a la colisión principal y que no forman parte de la colisión principal.

Para realizar la generación de los tres últimos procesos un buen generador es PYTHIA [19].

Una vez tenemos todos estos pasos generados habrá que tener en cuenta que las partículas se desintegrarán antes de llegar al detector, por lo que habremos de introducir otra componente aleatoria asociada a la vida media de la partícula para aquellas que sean inestables.

Por abuso del lenguaje solemos referirnos únicamente como ‘Montecarlo’ a los procesos de generación, simulación y digitalización; cuando solamente es el paso de generación el que utiliza métodos de Montecarlo, es decir, en el que se generan números aleatorios. Lo que ahora sigue se trata de la simulación y digitalización que se hace de los datos generados por Montecarlo.

---

Cuando ya tenemos únicamente aquellas partículas que interactúan con el detector con sus respectivas variables cinemáticas se pasa a **simular** la interacción de éstas con la materia. Para ello se hace uso del simulador GEANT4 [20], el cual recrea la geometría del detector con alta fidelidad, permitiéndonos así conocer la respuesta de este a las deposiciones de energía.

Finalmente está el paso de **digitalización**, en el cual se transforman las señales de energía en un formato equivalente al que se recogen los datos de colisiones reales. Una vez se ha realizado esta tarea se reconstruyen los sucesos como si fueran datos reales para no introducir un sesgo a la hora de medir eficiencias, aceptancias u otros parámetros del detector.

### 3.3. Redes neuronales artificiales

Los algoritmos de etiquetado de *quarks* b que se utilizan en este trabajo son redes neuronales artificiales que toman información acerca de un *jet* como entrada y dan la probabilidad de que se trate de un *jet* b como salida.

Las redes neuronales artificiales tratan de simular los procesos que se dan entre las neuronas del cerebro humano y se engloban en el campo de la inteligencia artificial. Éstas se encargarán entonces de predecir comportamientos a partir de una fase de entrenamiento, en la que se le proporcionan datos de entrada con sus respectivas soluciones para que la red aprenda la naturaleza del asunto en cuestión.

Podemos dividir la estructura de una red en tres partes: una capa inicial de neuronas en la que se introducen los datos de entrada que queremos estudiar, una capa final en la que se obtiene la salida calculada por la red, y una o varias capas intermedias llamadas «capas ocultas» en las que se evalúan los datos introducidos inicialmente para dar así un resultado. Se puede ver un esquema de la arquitectura de una red neuronal en la Figura 3.3.

El funcionamiento de una red neuronal es el siguiente: a cada neurona de la primera capa se le asigna un número que determina su activación. A continuación, a cada una de las neuronas de la siguiente capa se le asigna un número que es combinación de todas las neuronas de la capa anterior y así hasta llegar a la capa final. No todas las neuronas influirán lo mismo a la hora de activar la

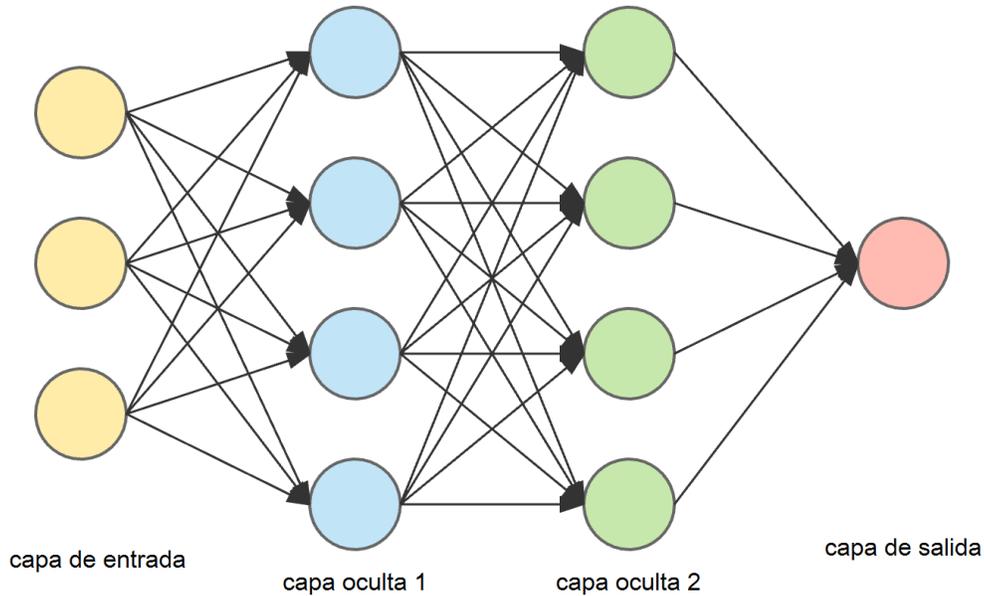


Figura 3.3: Estructura de una red neuronal con dos capas ocultas.

neurona  $i$ -ésima por lo que a cada conexión entre neuronas habrá que asignarle un peso. Este peso es inicialmente aleatorio, pero se va ajustando a su valor real mediante la fase de entrenamiento, en la cual como mencionábamos antes se introducen datos de los cuales ya sabemos su salida real, y a partir de la salida que dé la red neuronal se elabora una función de coste que cuantificará cómo de ‘bien’ o ‘mal’ lo está haciendo nuestra red. Se trata entonces de minimizar el valor de esta función de coste lo máximo posible cambiando el valor de los pesos entre neuronas. Una vez se llega a la capa final está podrá activarse para darnos una clasificación o una probabilidad.

Por ejemplo, si quisiéramos construir una red neuronal para identificar *jets*  $b$  introduciríamos en nuestra primera capa algunos parámetros característicos de los *jets*  $b$ , como pueden ser la presencia de vértice secundario, el momento transverso típico de un *jet*  $b$  y la distancia de la traza. Incluiríamos tantas capas ocultas como fuese necesario y entrenaríamos con generaciones de Montecarlo a la red. Una vez la red estuviese lista introduciríamos las características de un determinado *jet* mencionadas antes, y mediante la combinación de las neuronas se obtendría en la capa final una probabilidad de que dicho *jet* sea un *jet*  $b$  o no.

## Capítulo 4

# Etiquetado de *quarks* b

Ya se han introducido los conceptos fundamentales de la física de partículas, el dispositivo experimental necesario para comprobar las predicciones del modelo estándar, y las técnicas usadas para reconstruir los sucesos que ocurren dentro de los aceleradores.

Una gran cantidad de física relevante en la actualidad está relacionada con el *quark top*. Afortunadamente, el LHC cuenta con los mecanismos necesarios para su producción e identificación.

Dada su corta vida media, el *quark top* no puede ser observado directamente sino que lo que detectaremos serán sus productos de desintegración. Éste se desintegra en un 96 % [15] de las veces a un bosón W y un *quark bottom* mediante la interacción débil, y como ya hemos visto con anterioridad los *quarks* b presentan una serie de características que hacen posible su identificación.

En este capítulo se explicará la razón por la que estamos interesados en *quarks* t, qué hace a los *quarks* b posibles de identificar, los parámetros que nos pueden dar información acerca de este tipo de *quarks*, y el conjunto de técnicas usadas para etiquetarlos.

### 4.1. Física del *quark top*

El *quark top* fue introducido de forma teórica por primera vez en 1973 para explicar la violación CP en el decaimiento del mesón kaón [21], pero no sería hasta 1995 cuando fuese observado experimentalmente en el acelerador Fermilab [22], convirtiéndose así en el último *quark* del modelo estándar en ser descubierto.

Es el *quark* más pesado, lo cual da lugar a unas propiedades que hacen que su estudio sea de gran relevancia. Debido a esta alta masa, su vida media es, aproximadamente, de tan sólo  $\tau = 5 \cdot 10^{-25}$  s. Este valor es menor que la escala de tiempo en la que la fuerza fuerte de la QCD actúa, por lo que no tiene oportunidad de hadronizar, convirtiéndose así en el único *quark* que no sufre este proceso.

Esto significa que al detector no llegarán lo que podríamos denominar «*jets t*», sin embargo, sabiendo que en una amplia mayoría de las ocasiones el *quark t* sufre el proceso  $t \rightarrow Wb$  (Figura 4.1), podremos asegurar con un alto porcentaje de acierto que al detectar un *jet b* éste vendrá de un *quark t*. Además, dada la escala de energía en la que opera el LHC se produce una gran cantidad de *tops*, siendo a menudo referido como una «*top factory*».

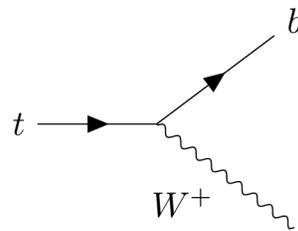


Figura 4.1: Diagrama de Feynman de una desintegración de un *quark t* en un bosón W y *quark b*. El bosón W se desintegrará leptónicamente (dando lugar a una pareja leptón-neutrino) o hadrónicamente (dando lugar a dos *quarks*).

Dada su alta masa será la partícula del modelo estándar que más se acople al bosón de Higgs, resultando así de gran interés para una correcta caracterización de éste. Además, varios modelos supersimétricos señalan su producción como relevante para la búsqueda de partículas más allá del modelo estándar.

#### 4.1.1. Producción

Los *quarks top* pueden ser producidos a partir de colisiones en aceleradores de partículas. Al ser una partícula tan masiva su producción en aceleradores es relativamente reciente. Podemos diferenciar la forma de producirlos en colisionadores de hadrones en dos categorías: producción de pares *top-antitop* y producción individual de *quarks t*.

La forma más común de producción de *quarks top* es a partir de pares *top-antitop* mediante la interacción fuerte. Esto ocurre al colisionar dos gluones o un par *quark-antiquark*. A partir de esta interacción se produce un par *top-antitop* mediante el intercambio de un gluon virtual. También es posible obtener un par *top-antitop* mediante la mediación de un fotón o un bosón Z, aunque estos procesos son mucho más exóticos y la signatura que recoge el detector es la misma que si la partícula intermedia es un gluón. En la Figura 4.2 se recogen los diagramas de Feynman más comunes a primer orden para procesos *top-antitop*, cuya sección eficaz teórica es de  $\sigma_{\text{teo}} = 832 \text{ pb}$ .

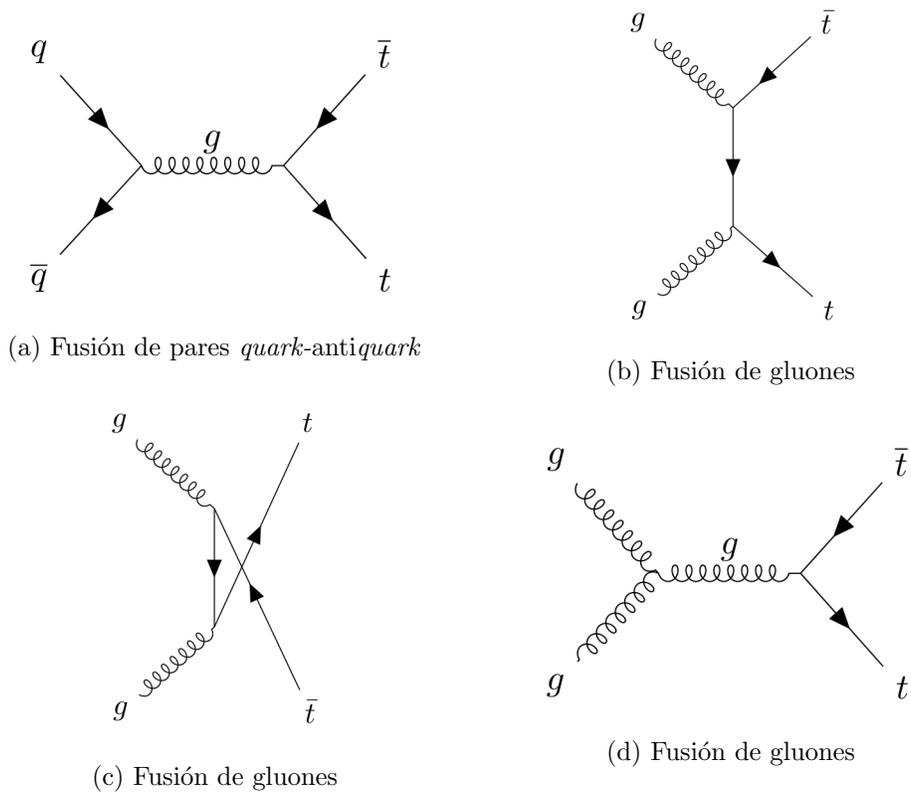


Figura 4.2: Diagramas de Feynman más comunes a primer orden para la producción de pares *top-antitop*

Por otro lado está la producción individual de *quarks top*, que ocurre a partir de la interacción débil. Tenemos aquí una mayor variedad de canales posibles. Entre los más comunes están el «**canal-s**» ( $\sigma_{\text{teo}} = 10 \text{ pb}$ ), una interacción entre dos *quarks* mediada por un bosón W virtual que da lugar a la producción de un *quark t* y a un  $\bar{b}$ ; el «**canal-t**» ( $\sigma_{\text{teo}} = 220 \text{ pb}$ ), donde un *quark b* se transforma intercambiando un bosón W con un *quark d*; y el «**canal-tW**» ( $\sigma_{\text{teo}} = 70 \text{ pb}$ ), en el que se produce un t junto a un W, siendo un b el estado inicial. En la Figura 4.3 podemos ver los diagramas de

Feynman correspondientes a esta producción.

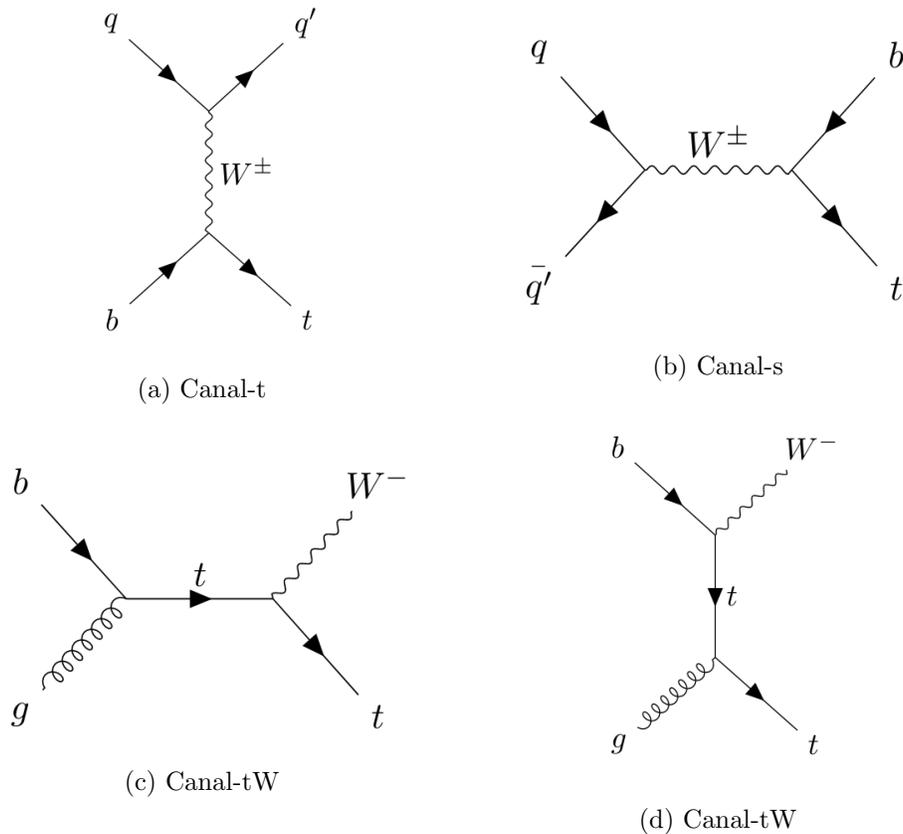


Figura 4.3: Diagramas de Feynman más comunes a primer orden para la producción individual de *quarks top*.

#### 4.1.2. Desintegración

Al ser el único *quark* que no hadroniza nos encontramos ante una estupenda oportunidad de estudiar sus propiedades de forma ‘individual’ y no conjunta como tenemos que hacerlo con los demás *quarks*.

Se desintegra mediante el proceso débil  $t \rightarrow Wq$ , siendo  $q$  un *quark*  $b$  en prácticamente la totalidad de las ocasiones. El modelo estándar realmente permite que se desintegre en un *quark* de su misma carga y un bosón  $Z$  o un fotón; sin embargo estas desintegraciones son tan poco probables que no se ha encontrado evidencia experimental hasta la fecha.

El hecho de que encontremos un *quark*  $b$  cuando se haya producido un *top* es de gran ayuda,

ya que a diferencia de los demás *quarks* los *bottom* presentan una serie de características que hacen posible su identificación. Pasamos ahora a comentar algunos aspectos de este *quark*.

## 4.2. El *quark bottom*

El *quark bottom* fue introducido de forma teórica por primera vez en 1973 para explicar la violación CP, pero no sería hasta 1977 cuando fuese observado experimentalmente en el acelerador Fermilab [23].

Es el segundo *quark* más pesado; sin embargo, si tenemos en cuenta únicamente aquellos que pueden hadronizarse, excluyendo así al *quark top*, se trata del de mayor masa. Debido a esta alta masa, los hadrones formados por este tipo de partículas tienen un tiempo de vida media menor que aquellos formados por el resto de partículas que sí hadronizan. Se tiene entonces que los hadrones B tienen una vida media lo suficientemente larga como para hadronizarse, a diferencia de los *top*, y lo suficientemente corta como para desintegrarse antes de salir del detector. A partir de ahora nos referiremos como *jets b* a aquellos *jets* que contengan al menos un hadrón B.

### 4.2.1. Hadronización de *quarks b*

Los hadrones b podrán hadronizarse en mesones y bariones. Dado que los bariones b son más exóticos, nosotros aquí nos centraremos en los mesones b, que se muestran en el Cuadro 4.1.

Partícula	Antipartícula	Contenido	Carga	Vida media (s)
$B^+$	$B^-$	$u\bar{b}$	1	$(1.638 \pm 0.004) \cdot 10^{-12}$
$B^0$	$\bar{B}^0$	$d\bar{b}$	0	$(1.520 \pm 0.004) \cdot 10^{-12}$
$B_s^0$	$\bar{B}_s^0$	$s\bar{b}$	0	$(1.510 \pm 0.004) \cdot 10^{-12}$
$B_c^+$	$B_c^-$	$c\bar{b}$	1	$(0.507 \pm 0.004) \cdot 10^{-12}$

Cuadro 4.1: Mesones b y sus propiedades

La combinación de un *quark b* y un anti*quark*  $\bar{b}$  se conoce como un «*bottomonium*», proveniente de «*quarkonium*», que es el mesón que junta a un *quark* q y un anti*quark*  $\bar{q}$ . Fue en esta forma en la que se observó en Fermilab por primera vez un *quark b*.

### 4.3. Propiedades de los *jets* b

Las técnicas de identificación de *jets* b hacen uso de las variables relacionadas con las propiedades de los hadrones presentes en dichos *jets*. Aquí estudiaremos cuales son estas propiedades que diferencian a los *jets* b del resto.

Como ya se ha comentado varias veces y puede verse en el Cuadro 4.1, la vida media de los hadrones que contienen un *quark* b es del orden de 1.5 ps. Esto implica que estos hadrones se desplazarán entre unos pocos mm hasta 1 cm, dependiendo de su momento, hasta desintegrarse. Al desintegrarse, las trayectorias de las trazas surgidas por su desintegración se agrupan en el punto en el que tuvo lugar el desintegración, el vértice secundario.

El desplazamiento de las trazas con respecto al vértice primario es caracterizado por su **parámetro de impacto**, el cual se define como la distancia entre el vértice primario y las trazas desplazadas en el punto de acercamiento máximo. Podemos apreciar esto de forma gráfica en la Figura 4.4.

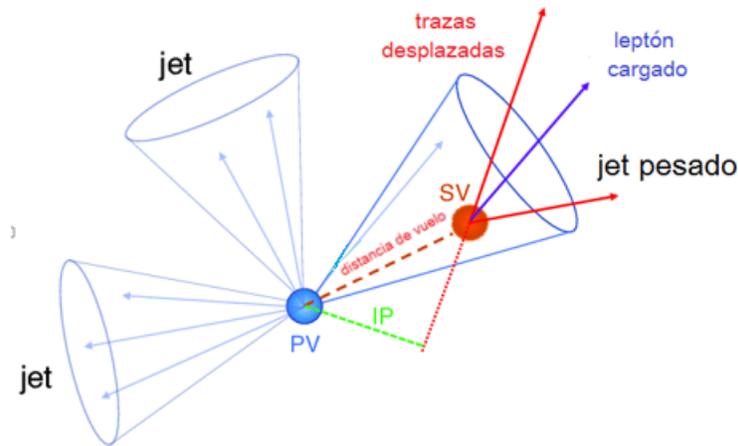


Figura 4.4: Representación gráfica de un *jet* pesado (b o c) desintegrándose y originando así un vértice secundario (SV). Podemos ver que el parámetro de impacto (IP) se trata de la línea perpendicular a las trazas desplazadas que pasa por el vértice primario (PV) [13]

El vector que apunta desde el vértice primario hasta el punto más cercano a las trazas es conocido como el vector del parámetro de impacto y a partir de él se pueden obtener 3 formas de medir el parámetro de impacto, ya sea a partir del vector directamente en 3 dimensiones; o como

---

la proyección de éste en el plano transverso ( $IP_{xy}$ ) en dos dimensiones, conocido como parámetro de impacto transverso; o como la proyección en el eje del haz ( $IP_z$ ), al que nos referiremos como parámetro de impacto longitudinal. Este último puede ser positivo o negativo, con un signo positivo indicando que la traza se produce hacia la dirección del haz.

Debido a su alta masa, los productos de desintegración de los hadrones B tendrán, por lo general, un  $p_T$  mayor que los *jets* de otros sabores. Además, en aproximadamente un 20% de las ocasiones, un muon o un electrón son resultado de la desintegración de un hadrón B. Se tendrá entonces que no sólo utilizaremos las trazas desplazadas, sino que a partir de la presencia de leptones cargados podemos explotar variables discriminantes para la determinación de *jets* b.

Tenemos entonces tres observables reconstruidos a partir de los cuales podemos extraer sus propiedades y averiguar así si se trata de un *jet* b o no: la traza, el vértice secundario y la presencia de un leptón poco energético. Para una correcta identificación de *jets* b será entonces conveniente tener una alta resolución de estos observables, lo cual se obtendrá mediante una selección apropiada.

Entre los requisitos que se pueden pedir para obtener unas trazas de buena calidad está el tener  $p_T > 1$  GeV y al menos un *hit* en las capas de píxeles del detector. Para una buena reconstrucción del vértice secundario es conveniente que la distancia angular  $\Delta R$  entre una traza y el eje del *jet* sea menor que cierto umbral, o que la distancia de vuelo cumpla ciertas condiciones. En cuanto a los leptones, se pedirá que estén dentro de un cierto  $\Delta R$  del *jet* al que se supone que pertenecen.

#### 4.4. Algoritmos de etiquetado de *quarks* b

Una vez expuestas las variables de los observables reconstruidos que pueden ser útiles a la hora de diferenciar *jets* b de aquellos que no lo son pasamos a describir lo que caracteriza a los algoritmos de etiquetado de *quarks* b usados en CMS. En este estudio se han usado tres tipos diferentes de algoritmos. Estos son: *Combined secondary vertex v2* (CSVv2), *DeepCSV* y *DeepJet* [13].

Estos algoritmos combinarán la información relevante para la identificación de *jets* b para cada uno de los *jets* en los sucesos ocurridos en CMS, y devolverán como salida un valor comprendido entre 0 y 1, siendo muy improbable que se trate de un *jet* b cuando el valor devuelto sea cercano

---

a 0 y muy probable que sí sea un *jet*  $b$  cuando la salida sea cercana a 1. Nos referiremos a este valor comprendido entre 0 y 1 como **discriminante** y tendremos que tomar un valor de ese discriminante a partir del cual etiquetemos un *jet* como *jet*  $b$ . Los criterios de selección de este valor serán comentados más adelante.

#### 4.4.1. El algoritmo CSVv2

El algoritmo CSVv2 está basado en el algoritmo CSV descrito en [24]. Combina información proporcionada por las trazas desplazadas junto con los datos acerca de los vértices secundarios asociados al *jet* usando una técnica multivariante.

Se ha comentado en la sección 3.1.1 que existen dos técnicas de reconstrucción de vértices secundarios distintas (IVF y AVR), luego en función de cual se haya usado tendremos dos variantes de CSVv2. De forma predeterminada se usa IVF, y en caso de haber usado AVR nos referiremos a CSVv2 como CSVv2(AVR).

El algoritmo requerirá al menos dos trazas por *jet* y que dichas trazas se encuentren en el ‘cono’ del *jet* en una distancia angular de al menos  $\Delta R < 0.3$ . Además, cualquier combinación de dos trazas compatible con la masa de un mesón  $K_S^0$  es rechazada. A aquellos *jets* que no tengan ni una traza asociada ni vértice secundario se les asigna predeterminadamente un valor del discriminante de  $-1$ .

Antes de poder darnos información acerca de los *jets* hemos de ‘entrenar’ al algoritmo. Es decir, hemos de darle información ‘de prueba’ acerca de los sabores de los *jets* y éste ha de combinarla para devolver un valor del discriminante apropiado. Para evitar que el algoritmo discrimine entre sabores debido a diferentes distribuciones en el  $p_T$  y  $\eta$  del *jet*, estas distribuciones son reponderadas para obtener el mismo espectro en todos los sabores durante la fase de entrenamiento.

Debido a los complejos procesos que se dan en CMS no siempre será posible reconstruir correctamente todos los observables, por lo que en ocasiones, aún teniendo un *jet*  $b$  es posible que no se mida un vértice secundario. Para solucionar este problema CSVv2 divide en 3 categorías los *jets* en función de los vértices encontrados para así tener en cuenta el máximo número de casos posibles y obtener una mayor eficiencia. Estas categorías son:

- **RecoVertex:** si el *jet* en cuestión tiene uno o más vértices secundarios.
- **PseudoVertex:** si no se encuentra ningún vértice secundario pero sí dos trazas con un parámetro de impacto compatible con el de un *jet* b. Al no haber vértice secundario el número de variables a tener en cuenta se reduce.
- **NoVertex:** *jets* que no entran en ninguna de las dos categorías previas.

En la Figura 4.5 (izquierda) encontramos el número de *jets* asociados a dichas categorías de una muestra de *top-antitop* y (derecha) el número de *jets* con un determinado valor de la distancia angular  $\Delta R$  entre el vértice secundario y el eje del *jet* de la misma muestra.

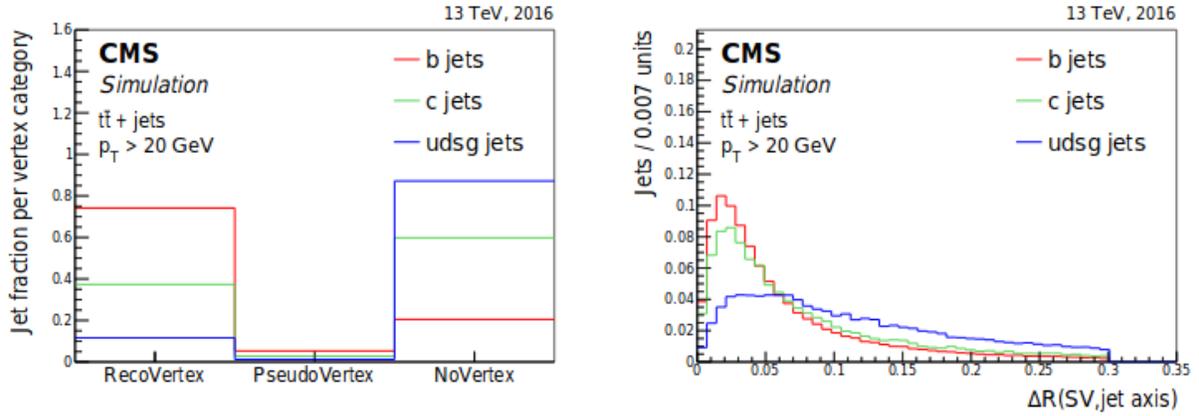


Figura 4.5: Número de *jets* pertenecientes a cada una de las categorías (izquierda). Número de *jets* con determinado valor de la distancia angular  $\Delta R$  entre el vértice secundario y el eje del *jet* (derecha) [13].

Las variables discriminantes que son combinadas en el algoritmo CSVv2 son:

- **La significancia de la distancia de vuelo del vértice secundario en 2D**, definida como la significancia de la distancia de vuelo en 2D del vértice secundario con el menor valor de la incertidumbre en su distancia de vuelo para *jets* en la categoría RecoVertex.
- **El número de SV**, en la categoría RecoVertex.
- **La  $\eta_{rel}$  de la traza**, definida como la pseudorapidez de la traza relativa al eje del *jet* para la traza con mayor significancia del parámetro de impacto en 2D para los *jets* en la categoría RecoVertex y PseudoVertex.

- 
- **La masa corregida del SV**, definida como la masa corregida del vértice secundario con la menor incertidumbre en la distancia de vuelo para *jets* en la categoría RecoVertex o la masa invariante obtenida a partir de la suma del 4-momento de las trazas seleccionadas para los *jets* en la categoría PseudoVertex.
  - **El número de trazas del SV**, definido como el número de trazas asociadas al vértice secundario para *jets* en la categoría RecoVertex o el número de trazas seleccionadas para *jets* pertenecientes a PseudoVertex.
  - **El ratio de energía del SV**, definido como la energía del vértice secundario con la menor incertidumbre en la distancia de vuelo dividido entre la suma de la energía de los 4-momentos de las trazas seleccionadas.
  - **La  $\Delta R$  (SV, jet)**, definida como la  $\Delta R$  entre la dirección de vuelo del vértice secundario con la menor incertidumbre en la distancia de vuelo y el eje del *jet* para *jets* en la categoría RecoVertex, o la  $\Delta R$  entre la suma de los 4-momentos de las trazas seleccionadas para *jets* en PseudoVertex.
  - **La significancia del parámetro de impacto en 3D para las 4 primeras trazas**, definido como las significancias de los parámetros de impacto en 3D de las 4 trazas con la mayor significancia del parámetro de impacto en 2D.
  - **El  $p_{T,rel}$  de la traza**, definido como el  $p_T$  de la traza relativo al eje del *jet*, es decir, el momento de la traza perpendicular al eje del *jet* para la traza con mayor significancia en el parámetro de impacto en 2D.
  - **La  $\Delta R$  (traza, jet)**, definido como la  $\Delta R$  entre la traza y el eje del *jet* para la traza con mayor significancia en el parámetro de impacto en 2D.
  - **El ratio del  $p_{T,rel}$  de la traza**, definido como el  $p_T$  de la traza relativo al eje del haz dividido entre la magnitud del momento de la traza para la traza con mayor significancia en el parámetro de impacto en 2D.
  - **La distancia de la traza**, definida como la distancia entre la traza y el eje del *jet* en su punto de máxima cercanía para la traza con la mayor significancia en el parámetro de impacto en 2D.

- 
- **La longitud de decaimiento de la traza**, definida como la distancia entre el vértice primario y la traza en su punto de máximo acercamiento entre la traza y el eje del *jet* para la traza con la significancia en el parámetro de impacto mayor en 2D.
  - **El ratio de  $E_T$  de las trazas sumado**, definido como la energía transversa de suma total de los 4-vectores dividida entre la energía transversa del *jet*.
  - **La  $\Delta R$  (suma de las trazas, *jet*)**, definido como el  $\Delta R$  entre la suma total de los 4-momentos de las trazas y el eje del *jet*.
  - **La significancia del parámetro de impacto en 2D de la primera traza por encima del umbral del  $c$** , definido como la significancia del parámetro de impacto en 2D de la primera traza que supera la masa invariante combinada de trazas por encima de 1.5 GeV.
  - **El número de trazas seleccionadas.**
  - **El  $p_T$  y  $\eta$  del *jet*.**

Para cada categoría de vértices, estas variables se combinan en una red neuronal con una capa oculta. El número de nodos en la capa oculta es diferente para cada una de las tres categorías de vértices y los valores de sus discriminantes se combinan con un cociente de probabilidad que tiene en cuenta la fracción de *jets* de cada sabor esperados en sucesos en los que se produce un *top-antitop*.

#### 4.4.2. El algoritmo DeepCSV

El algoritmo DeepCSV ha sido desarrollado como una nueva versión de CSVv2 con más capas ocultas, más nodos por capa y siendo entrenado de forma simultánea para todas las categorías de vértices y para todos los sabores.

Se utilizan las mismas trazas y los mismos vértices reconstruidos por IVF que CSVv2, de igual forma, las mismas variables de entrada son usadas. En la fase de entrenamiento de la red neuronal los *jets* son escogidos de forma aleatoria para así obtener distribuciones de  $p_T$  y  $\eta$  similares para todos los sabores. Estas distribuciones de  $p_T$  y  $\eta$  son también usadas como variables de entrada para tener en cuenta la relación existente entre las variables cinemáticas y otras variables.

---

DeepCSV usa 4 capas ocultas, con 100 nodos cada una, completamente conectadas entre sí. Un aumento en el número de capas o de nodos por capa supondría un descenso en su rendimiento. A diferencia de CSVv2, DeepCSV nos da un discriminante (o probabilidad) no únicamente de que un *jet* sea un *jet* b sino que también nos da una estimación de los hadrones que contenía ese *jet*. En la capa final se tienen 5 nodos, correspondiéndose cada uno a la probabilidad,  $P(f)$ , de que un *jet* corresponda a una cierto sabor. Estos posibles sabores son que el *jet* contenga:

- Exactamente un hadrón b (b).
- Al menos dos hadrones b (bb).
- Exactamente un hadrón c y ningún hadrón b (c).
- Al menos dos hadrones c y ningún hadrón b (cc).
- Ninguna de las categorías previamente mencionadas (udsg).

Como podemos ver cada una de estas categorías es completamente independiente de las demás. Nosotros en nuestro análisis usaremos el discriminante  $P(b) + P(bb)$ , dándonos así información acerca de si hay hadrones b en el *jet* estudiado, independientemente del número de hadrones b que haya.

#### 4.4.3. El algoritmo DeepJet

DeepJet usa también redes neuronales, pero mucho más complejas que las usadas por DeepCSV. En este caso DeepJet no hace una selección previa de los parámetros a usar muy restrictiva sino que utiliza prácticamente toda la información reconstruida por *particle-flow*.

El algoritmo toma hasta 25 candidatos a partículas cargadas, hasta 25 candidatos a partículas neutras, y hasta 4 candidatos a vértice secundario por *jet*. Para cada candidato cargado se utilizan 16 propiedades, para el neutro 8 y para cada vértice 12. Tendremos así en torno a 650 entradas que pasan por varias capas las cuales tratan a la partícula de forma individual y finalmente, de forma análoga a DeepCSV, llegan a la capa final, la cual tiene 5 nodos que dependiendo cuál de ellos se active nos dirá la categoría del *jet*. Las posibles clases que podemos obtener son:

- Exactamente un hadrón b (b).
- Al menos dos hadrones b (bb).

- 
- Exactamente un hadrón c y ningún hadrón b (c).
  - Exactamente un hadrón b y un leptón (b+leptón)
  - Ninguna de las categorías previamente mencionadas (udsg).

En nuestro análisis será usado el discriminante  $P(b) + P(bb) + P(b+\text{leptón})$ , cubriendo así todas las posibles firmas en las que se encuentran hadrones b.

## Capítulo 5

# Cálculo de las eficiencias de los algoritmos

En este capítulo pasamos a evaluar los algoritmos previamente comentados a partir de una muestra de sucesos *top-antitop* generados mediante POWHEG y PYTHIA a NLO en 2017.

En primera instancia calcularemos el número de *jets* identificados, por cada sabor, con cada uno de los algoritmos en función del discriminante que devuelve cada uno de estos. A continuación se definirán los criterios para considerar a un *jet* como *jet* *b* y se calculará la eficiencia en función estos criterios de selección. Finalmente se calcularán las eficiencias de cada algoritmo para diferentes criterios de selección en función de su momento transversal y su pseudorapidez.

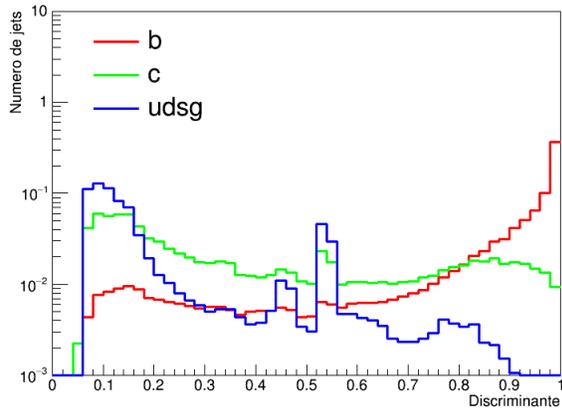
### 5.1. Número de *jets* en función del discriminante

Como ya se ha comentado en el Capítulo 4, cada uno de los algoritmos aquí usados, al evaluar un *jet* cualquiera, nos devolverá un valor comprendido entre 0 y 1. Se tiene así que para los *jets* con muchas posibilidades de ser *jets* *b* devolverá valores cercanos a 1 mientras que para los *jets* con pocas posibilidades de ser *jets* *b* se obtendrán valores cercanos a 0.

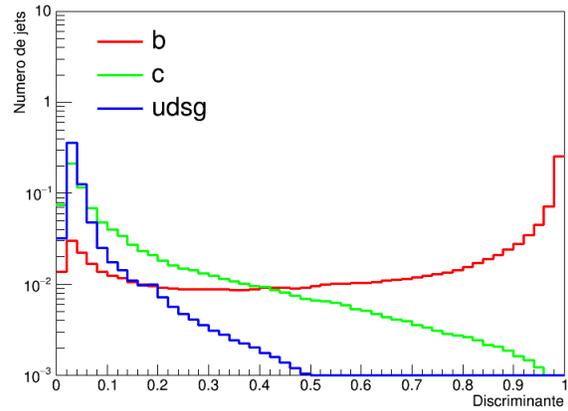
Haciendo uso de las simulaciones de Montecarlo podemos asociar el sabor de los *quarks* generados por simulación con el de los *jets* reconstruidos, permitiéndonos así conocer el sabor ‘real’ de los *jets* estudiados y comprobar entonces si el algoritmo que estemos usando nos devuelve correctamente el sabor del *jet*. Es decir, nosotros sabemos el sabor del *jet* y lo compararemos con lo que

devuelva el algoritmo, que puede decirnos si es un *jet* b o no.

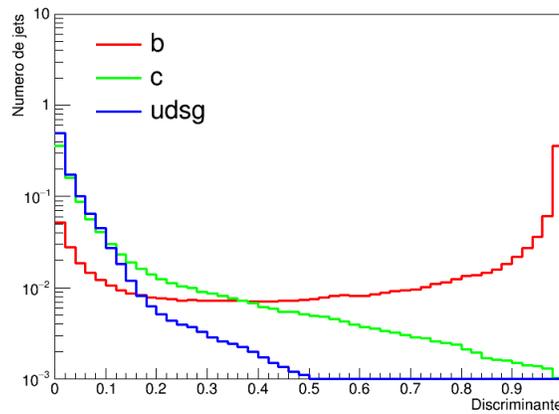
Resulta entonces interesante calcular el número de *jets* de cada sabor en función del discriminante. Si dibujamos esto en un histograma y todo va según lo esperado deberíamos observar una mayor proporción de *jets* b hacia los valores altos del discriminante y menor hacia los valores bajos del discriminante.



(a) Número de *jets* de cada sabor en función del discriminante devuelto por el algoritmo CSVv2.



(b) Número de *jets* de cada sabor en función del discriminante devuelto por el algoritmo DeepCSV.



(c) Número de *jets* de cada sabor en función del discriminante devuelto por el algoritmo DeepJet.

Figura 5.1: Número de *jets* de cada sabor en función del discriminante devueltos por cada uno de los algoritmos aquí utilizados. Cada uno de los histogramas ha sido normalizado.

---

Como se puede ver en la Figura 5.1 las mayores distribuciones de *jets* b se encuentran cercanos a un valor de 1 del discriminante mientras que cuando el discriminante está en torno a 0 encontramos una mayor cantidad de *jets* c y, sobre todo, *jets* udsg.

## 5.2. Eficiencia en función del criterio de selección

Algo a destacar de los histogramas de la Figura 5.1 es que no hay un punto en el que podamos separar los *jets* b de los demás, es decir, no existe un valor del discriminante para el cual podamos decir que **todos** los *jets* con discriminante mayor que dicho valor sean *jets* b y **todos** los *jets* con discriminante menor que ese valor sean *jets* c o udsg.

Escogeremos entonces un **criterio de selección (o identificación)**, que será el valor del discriminante a partir del cual etiquetaremos los *jets* como *jets* b. Es decir, aquellos *jets* cuyo discriminante supere el criterio de selección serán identificados como *jets* b. Sin embargo, por lo explicado en el párrafo anterior, no podremos obtener un criterio de selección que consiga separar totalmente los *jets* b de los demás, lo cual da lugar a impurezas.

Si tomamos un criterio de selección muy estricto (como podría ser pedir que el discriminante sea mayor que 0.99), estaremos bastante seguros de que los *jets* que superen este criterio serán *jets* b, sin embargo estaremos obviando una gran cantidad de *jets* que podrían ser b pero que no superan nuestro criterio de selección arbitrario. Por otro lado, si escogemos un criterio de selección muy poco estricto (como podría ser pedir que el discriminante sea mayor que 0.25) estaremos etiquetando como *jets* b una gran cantidad de *jets* que realmente son b pero también se nos estarán escapando de nuestra criba muchos *jets* c y udsg, que estarán siendo etiquetados como b cuando en realidad no lo son.

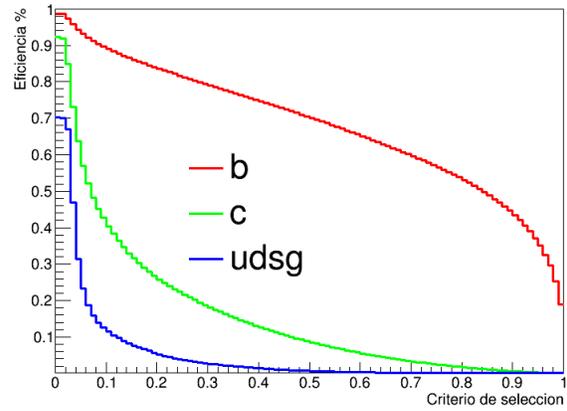
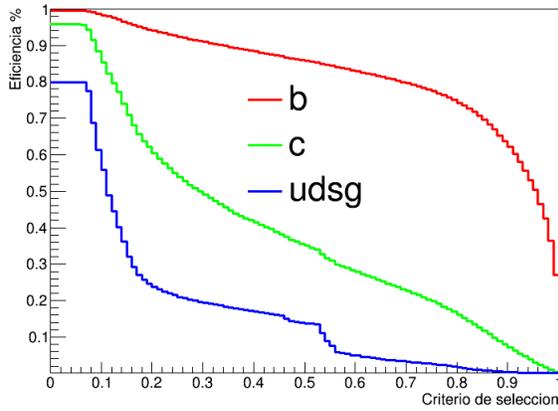
Podemos calcular la eficiencia de etiquetado de *jets* b de un determinado criterio de selección como el cociente del número de *jets* b que pasan el criterio de selección entre el número de *jets* b totales:

$$\varepsilon_b = \frac{\text{número de } jets \text{ b que pasan el criterio}}{\text{número total de } jets \text{ b}} \quad (5.1)$$

Asimismo, se ha de tener en cuenta que algunos *jets* c y udsg pueden estar pasando nuestro criterio de identificación, dando así lugar a impurezas. Podemos definir la probabilidad de identificación

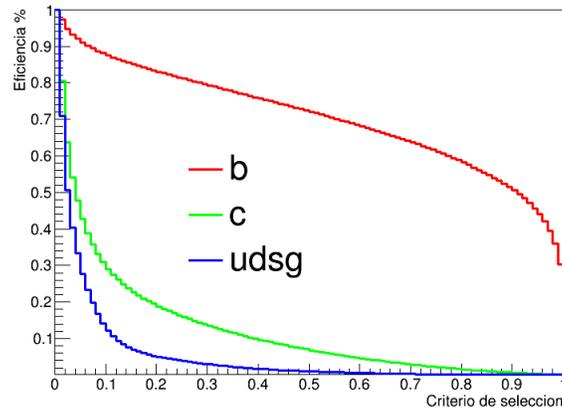
errónea de estos *jets* como el número de *jets* *c* o *udsg* que pasan el criterio de selección frente al número de total de dichos *jets* (análogamente a la eficiencia para la identificación de *quarks* *b*)<sup>1</sup>:

$$\varepsilon_{c(udsg)} = \frac{\text{número de } jets \text{ } c \text{ (udsg) que pasan el criterio}}{\text{número total de } jets \text{ } c \text{ (udsg)}} \quad (5.2)$$



(a) Eficiencia de etiquetado de *jets* *b* y probabilidad de error de *jets* *c* y *udsg* del algoritmo CSVv2.

(b) Eficiencia de etiquetado de *jets* *b* y probabilidad de error de *jets* *c* y *udsg* del algoritmo DeepCSV.



(c) Eficiencia de etiquetado de *jets* *b* y probabilidad de error de *jets* *c* y *udsg* del algoritmo DeepJet.

Figura 5.2: Eficiencia de etiquetado de *jets* *b* y probabilidad de error de *jets* *c* y *udsg* para cada uno de los algoritmos aquí usados.

<sup>1</sup>La definición de la probabilidad de error de *jets* *udsg* y *c* es la misma que para la eficiencia de identificación de *jets* *b*, por lo que en ocasiones nos referiremos a ella como eficiencia de *jets* *udsg* o *c*. La diferencia entre ambas acepciones radica en que los algoritmos usados están diseñados para identificar *jets* *b*.

---

Como es natural, estaremos interesados en obtener la mayor eficiencia  $\varepsilon_b$  y menor probabilidad de identificación errónea posible  $\varepsilon_c$  (*udsg*). Podemos ver la eficiencia y probabilidad de identificación errónea de estos algoritmos en función del criterio de selección escogido en la Figura 5.2.

Como cabría esperar, la eficiencia de etiquetado de *jets* b cuando nuestro criterio de selección es muy permisivo (valores cercanos a 0) es muy alta. A pesar de ello (o si acaso, debido a ello), la probabilidad de que confundamos un *jet* c o *udsg* con un b es también muy alta, por lo cual no podemos considerar que un criterio de selección tan permisivo sea el adecuado. Por otro lado, para criterios de selección altamente estrictos se tendrá una probabilidad de error prácticamente nula; sin embargo, la eficiencia de etiquetado de *jet* b va descendiendo rápidamente a medida que hacemos nuestro criterio más exigente, llegando a ser 0 cuando situamos el ‘corte’ en 1. <sup>2</sup>

Además, podemos ver como en todos los casos la probabilidad de etiquetar erróneamente un *jet* c es mayor que la de un *jet* *udsg*, lo cual es totalmente lógico ya que *jets* c y b tienen características más similares que *udsg* y b.

En la Figura 5.3 podemos ver la eficiencia de identificación de *jets* b en función de la probabilidad de error de *jets* c y *udsg*. Ésta nos da una imagen más visual para poder comparar el rendimiento de los distintos algoritmos. Queremos obtener la mayor eficiencia de etiquetado de *jets* b junto con la menor probabilidad de error posible. Dicho de otra forma, el algoritmo que más rendimiento muestre será el que, o bien para un mismo valor de la eficiencia tenga menor probabilidad de error, o bien el que para un mismo valor de la probabilidad de error presente mayor eficiencia, siendo el caso ideal aquel en el que la curva pasa por el límite inferior de la derecha.

Se puede ver entonces con claridad que el algoritmo que nos da un mejor rendimiento es DeepJet, seguido por DeepCSV.

En cuanto a la probabilidad de error de identificación de *jets* c se va claramente que se cumplen las condiciones mencionadas en el párrafo anterior, para cualquier par de puntos de la curva que representa DeepJet se obtiene una mejor combinación ‘eficiencia-probabilidad de error’ que

---

<sup>2</sup>En el caso de los histogramas de la Figura 5.2 la eficiencia de etiquetado de *jets* b no llega a 0 debido a las limitaciones del cálculo numérico; sin embargo si considerásemos intervalos infinitesimales sí llegaría. De todas formas se puede apreciar la tendencia de la curva al acercarse a 1 en el eje horizontal.

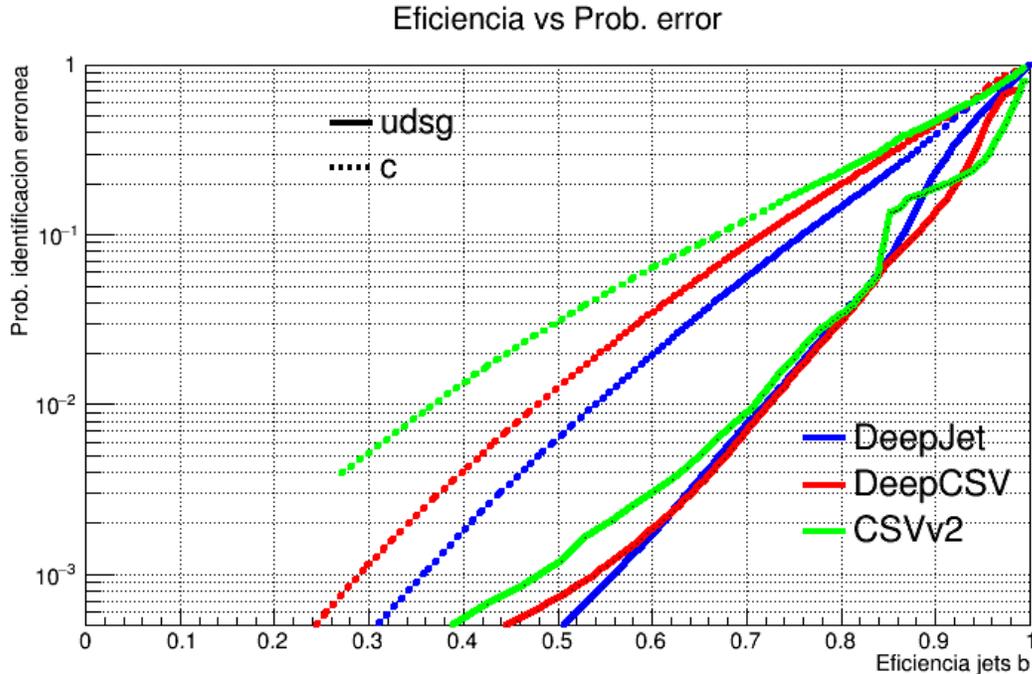


Figura 5.3: Probabilidad de error para *jets c* y *udsg* frente a la eficiencia de etiquetado de *jets b* para los algoritmos CSVv2, DeepCSV y DeepJet.

para las curvas DeepCSV y CSVv2.

Por otro lado, las curvas que representan la probabilidad de error de etiquetado de *jets udsg* respecto a la eficiencia de *jets b* no son tan claras. Para valores altos de la eficiencia de *jets b* el algoritmo CSVv2 parece ser mejor, pero si exigimos una eficiencia algo menor (de en torno al 70%) es DeepCSV el que por poco presenta mejor rendimiento. Para valores más bajos de la eficiencia (alrededor del 55%) es DeepJet el algoritmo que parece funcionar mejor

Para estandarizar los criterios de selección se definen tres ‘puntos de corte’ (*working points*). Estos puntos de corte, conocidos como «*loose*» (L), «*medium*» (M) y «*tight*» (T), se corresponden con el criterio de selección respectivo a una probabilidad de error de *jets udsg* del 10%, 1% y 0.1% respectivamente. Es decir, los puntos de corte serán aquellos en los cuales al realizar el corte entre etiquetado de *jets b* y resto de *jets* tienen una probabilidad de error de *jets udsg* del 10%, 1% y 0.1%.

En el Cuadro 5.1 podemos ver los valores del discriminante con los que se corresponden estos

puntos de corte (WP) acompañados de las eficiencias y probabilidades de error. Se puede ahora ver, en vez de visualmente, numéricamente, el rendimiento de los algoritmos, y como se comentaba antes son DeepCSV y DeepJet los que muestran mejor funcionamiento, destacando DeepJet a la hora de separar *jets* *c* de *jets* *b*. Algo a mencionar son las diferencias en los puntos de trabajo L, M y T que existen entre CSVv2 y los otros dos algoritmos, teniendo CSVv2 unos valores de estos puntos muy altos en comparación con DeepCSV y DeepJet.

	$\varepsilon_b$ (%)	$\varepsilon_c$ (%)	$\varepsilon_{udsg}$ (%)	WP
CSVv2 L	85	32	8.8	0.55
CSVv2 M	71	13	1.0	0.85
CSVv2 T	46	2.2	0.1	0.97
DeepCSV L	88	36	9.7	0.13
DeepCSV M	72	10	1.0	0.46
DeepCSV T	53	1.9	0.1	0.80
DeepJet L	86	26	9.4	0.13
DeepJet M	72	6.8	1.0	0.51
DeepJet T	55	1.1	0.1	0.85

Cuadro 5.1: Valores de los puntos de trabajo y sus respectivas eficiencias.

Realmente hemos definido los puntos de corte como aquellos en los cuales la probabilidad de error de *jets* ligeros es del 10%, 1% y 0.1%; sin embargo los valores que muestra el Cuadro 5.1 de ésta no son exactamente esas cifras. Esto se debe al tratamiento que hemos realizado de los datos, y es que estamos trabajando con valores discretos de la eficiencia, por lo que no ha sido posible definir los puntos de corte en esos valores exactos y se ha tenido que tomar como punto de corte aquel punto con valor de probabilidad de error por más cercano a ese 10%, 1% y 0.1% por debajo.

### 5.3. Eficiencia en función del momento transversal y pseudorapidez

Pasamos ahora a calcular la eficiencia de etiquetado de *jets* *b*, pero en este caso, en vez de hacerlo en función del criterio de selección lo haremos en función del momento transversal y de

---

la pseudorapidez. Para ello tomaremos como criterio de selección los puntos de corte previamente calculados.

Si el valor del discriminante de un *jet* para cierto algoritmo es mayor que el del punto de corte con el que estemos operando entonces éste pasa el criterio de selección y se le considerará un *jet* b. Por lo tanto la eficiencia para un cierto rango del momento transversal (o pseudorapidez) será el cociente entre el número de *jets* con dicho momento transversal (o pseudorapidez) que superen el criterio de selección dividido entre el número total de *jets* con momento transversal (o pseudorapidez) dentro de dicho rango.

Se tiene en las Figuras 5.4, 5.5 y 5.6 la eficiencia de etiquetado de *jets* b (izquierda) y probabilidad de error de *jets* c (centro) y *uds*g (derecha) para los diferentes algoritmos aquí usados en función del momento transversal (arriba) y la pseudorapidez (abajo).

Como podemos ver la eficiencia para identificar correctamente *jets* b alcanza su máximo para *jets* con  $p_T \approx 100$  GeV y decrece para valores del momento transversal altos y bajos. La baja eficiencia para *jets* con poco  $p_T$  se debe a la mayor incertidumbre en la resolución del parámetro de impacto de la traza, mientras que a alto  $p_T$  los *jets* están más colimados y las partículas cargadas que se encuentran en estos *jets* se encuentran más juntas, dando lugar a *hits* agrupados en las capas interiores del detector de trazas. Esto afecta a la eficiencia de reconstrucción de las trazas y por lo tanto también a la identificación de *jets* b.

Debido a la mayor eficiencia de reconstrucción de trazas y la mejor resolución de los parámetros de las trazas para valores bajos de  $|\eta|$ , los algoritmos son más eficientes para identificar partículas en la zona en la que  $|\eta| < 1$ .

En estos casos, a diferencia de cuando medimos la eficiencia en función del criterio de selección, se puede ver que en las zonas en las que se tiene la mayor eficiencia de identificación de *jets* b, la probabilidad de error es mínima, mientras que una mayor eficiencia en función del criterio de selección iba acompañada de una mayor probabilidad de error.

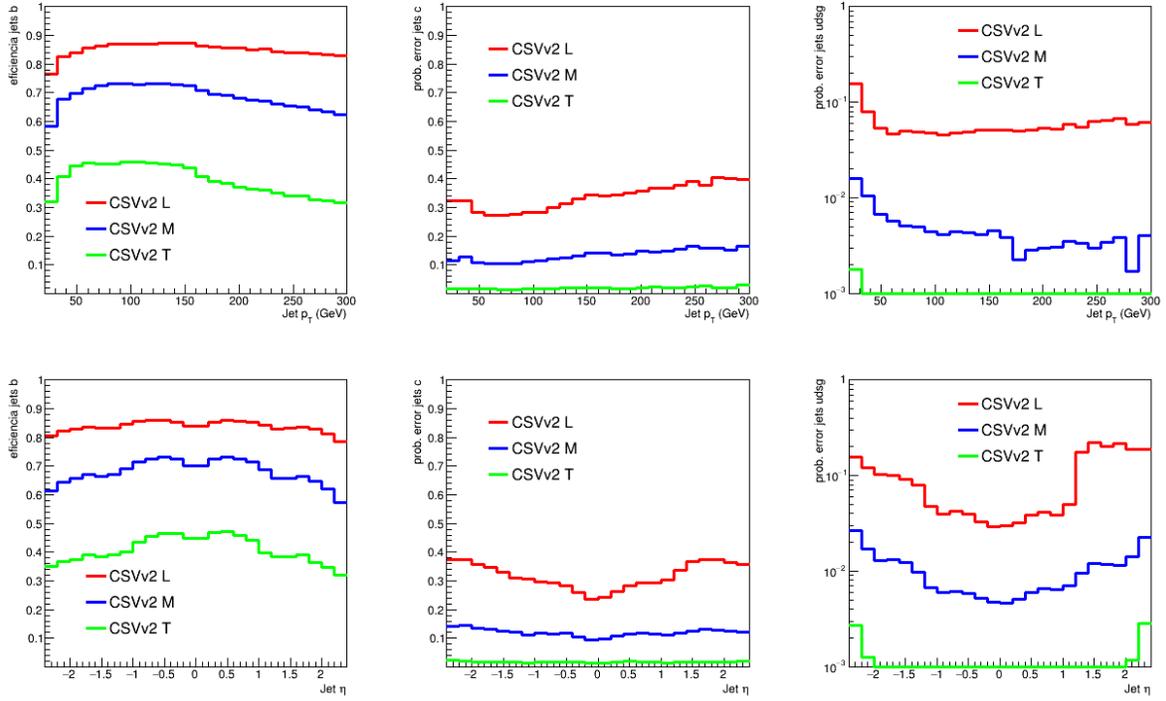


Figura 5.4: Eficiencia de identificación de *jets* b y prob. de error de *jets* udsg y c del algoritmo CSVv2 en función del momento transversal y pseudorapidez.

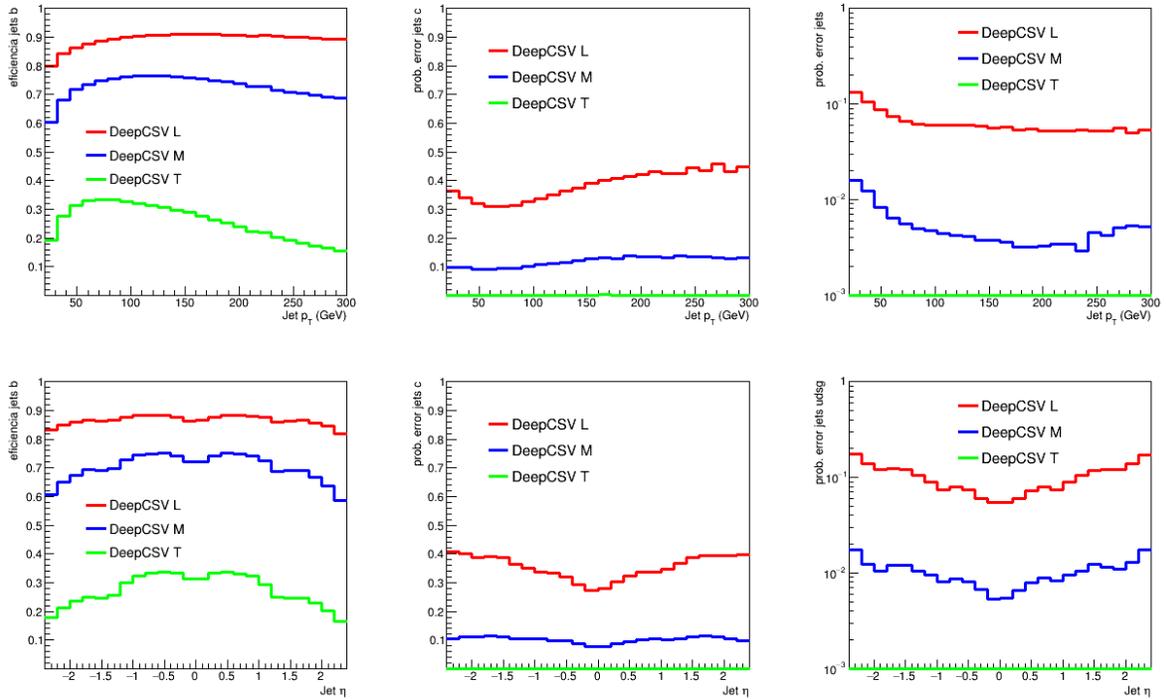


Figura 5.5: Eficiencia de identificación de *jets* b y prob. de error de *jets* udsg y c del algoritmo DeepCSV en función del momento transversal y pseudorapidez.

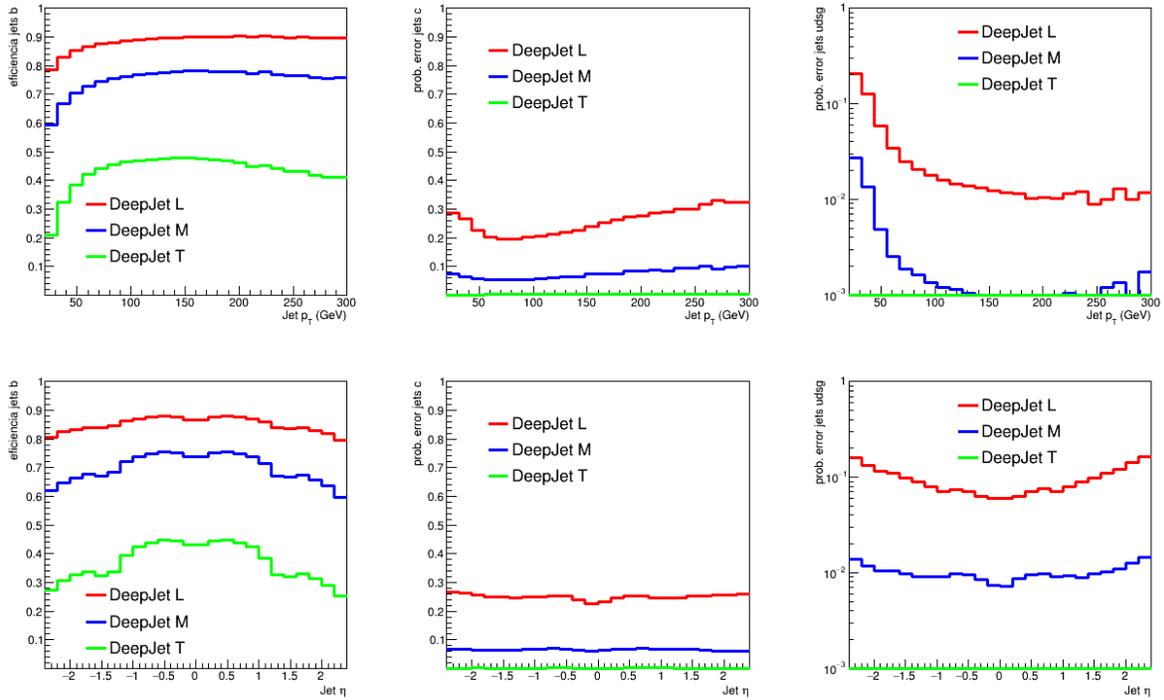


Figura 5.6: Eficiencia de identificación de *jets* b y prob. de error de *jets* udsg y c del algoritmo DeepJet en función del momento transverso y pseudorapidez.

## 5.4. Medida de las eficiencias utilizando datos

Hasta ahora hemos medido la eficiencia de los algoritmos usados en muestras simuladas, las cuales han sido generadas por Montecarlo. Esto nos ofrecía una gran ventaja y es que al tratarse de muestras de Montecarlo podemos conocer el sabor ‘original’ del *jet* que estamos etiquetando, permitiéndonos así distinguir fácilmente entre aquellas veces que medíamos bien y aquellas que lo hacíamos mal, para así medir la eficiencia con total precisión.

Queremos ahora comparar estas medidas hechas en Montecarlo con las tomadas con datos reales de colisiones protón-protón. Debido a imperfecciones del simulador, el Montecarlo no siempre se ajustará completamente a los datos recogidos en las colisiones. Esto se debe a que ciertos parámetros que se recogen en la realidad son complicados de simular computacionalmente. Se tendrá entonces, por ejemplo, que variables como la distancia de vuelo se dan en mayor proporción en la simulación que en las colisiones protón-protón y no se ajustan entonces a la realidad.

---

Como es de esperar, si no conseguimos recrear bien todas las variables que se tienen en cuenta a la hora de etiquetar un *jet* como *jet* b, el discriminante que devolverá un determinado algoritmo se verá influenciado por estas imperfecciones. Si queremos entonces caracterizar correctamente nuestros algoritmos necesitaremos medir sus eficiencias directamente de los datos. La diferencia entre la eficiencia de etiquetado de los datos con respecto a la de la simulación es corregida introduciendo un factor de corrección también conocido como *scale factor* ( $SF$ ) y que viene dado por

$$SF_s = \varepsilon_s^{\text{datos}}(p_T, \eta) / \varepsilon_s^{\text{MC}}(p_T, \eta), \quad (5.3)$$

donde  $\varepsilon_s^{\text{datos}}(p_T, \eta)$  y  $\varepsilon_s^{\text{MC}}(p_T, \eta)$  son las eficiencias de etiquetado de un *jet* de sabor  $s$  en función del momento transversal  $p_T$  y la pseudorapidez  $\eta$  en los datos y en la simulación respectivamente.

Como se comentaba antes, en la simulación la eficiencia de etiquetado de *jets* b se define como el número de *jets* que son etiquetados de acuerdo con el punto de corte de un determinado algoritmo con respecto al número total de *jets* b en la muestra. Esto no supone una gran complicación ya que usando sucesos simulados el sabor de los *jets* se determina asociando los *jets* con los hadrones generados en el proceso hadronización. En el caso de los datos reales, la eficiencia se mide usando una muestra pura de *jets* de un cierto sabor  $s$  haciendo uso de requisitos de selección que no introduzcan una tendencia que pueda influenciar a las variables usadas por el algoritmo.

Una vez tengamos las eficiencias medidas para los datos se calcularán sus factores de corrección, y a partir de ellos se actualizará el estado de los *jets* para así obtener una modelización fiel a la realidad. Si el factor de corrección de la eficiencia de *jets* b de un algoritmo para un punto de corte dado es  $SF < 1$ , entonces significará que estamos etiquetando como *jets* b en nuestro Montecarlo más *jets* de los que realmente deberíamos. Por el otro lado, si  $SF > 1$  entonces tendremos que dar la etiqueta de *jets* b a *jets* que no hemos etiquetado como tal previamente.

La forma de calcular la fracción de *jets* que hemos de pasar de un estado a otro viene dada por las siguientes fórmulas. En caso de que  $SF < 1$ , la fracción de *jets* de los cuales hemos de recalculer su discriminante para hacerlos pasar de ser etiquetados como *jets* b a no-*jets* b es:

$$f = 1 - SF, \quad (5.4)$$

---

es decir, hemos de reducir los *jets* etiquetados como *b* a una fracción  $f$  a no etiquetados como *b*. Por otro lado, si  $SF > 1$ , entonces la fracción de *jets* que tendremos que aumentar de no-*jets* *b* a *jets* *b* vendrá dada por:

$$f = \frac{1 - SF}{1 - 1/\epsilon_{MC}}. \quad (5.5)$$

La forma de reasignar las etiquetas se realiza variando el discriminante de *jets* que han de pasar de un estado a otro (*jet* *b* a no *jet* *b* o viceversa). Esta reasignación se realiza mediante un generador de números aleatorios, que cambiará el discriminante del *jet*. De esta manera se acaba reajustando el  $SF$  hasta obtener un valor de  $SF = 1$ , obteniendo así concordancia con los datos.

## Capítulo 6

# Aplicación de la identificación de *jets* **b** en la medida de la sección eficaz del proceso *top-antitop*

En la última parte del anterior capítulo hemos comentado la importancia que tiene el comparar la simulación de Montecarlo con los datos. Nos proponemos ahora dar aplicación a estas medidas. Para ello tomaremos la eficiencia calculada con datos tomados en colisiones protón-protón del LHC por CMS en 2017 a una luminosidad integrada de  $L = 41.3 \text{ fb}^{-1}$ , la cual nos dará información acerca de la incertidumbre asociada a cada una de las eficiencias de los diferentes algoritmos, y a partir de ahí trataremos de escoger la mejor medida posible para calcular la sección eficaz del proceso *top-antitop* con la menor incertidumbre que podamos.

Las eficiencias de identificación de *jets* **b** de los diferentes algoritmos se miden en datos utilizando muestras con una alta proporción de muones de bajo momento, fundamentalmente procedentes de desintegraciones de mesones B (selección rica en *jets* **b**). Para medir la probabilidad de identificar erróneamente *quarks* ligeros, se utiliza una muestra de datos de procesos con múltiples *jets* hadrónicos (procesos QCD), en los cuales la proporción de *jets* ligeros es muy grande.

Debido a la complejidad de la toma de datos mencionada en el párrafo anterior y su posterior tratamiento, éstos han sido tomados y tratados por un grupo de expertos en CMS y se nos han sido proporcionados para calcular los factores de escala respecto a la eficiencias de Montecarlo cal-

culadas en el anterior capítulo.

Con los factores de corrección y sus respectivas incertidumbres ya calculados se pasa a realizar la selección de sucesos de la muestra *top-antitop* usada en el capítulo anterior. En este caso usaremos una versión modificada de la ecuación 2.5 para llegar a nuestro objetivo. Podemos calcular la sección eficaz de un proceso *top-antitop* como:

$$\sigma = \frac{N^{\text{obs}} - N^{\text{fondo}}}{\int \mathcal{L} dt \cdot \mathcal{A} \cdot \varepsilon \cdot BR} = \frac{N^{\text{obs}} - N^{\text{fondo}}}{N^{\text{tt}}} \cdot \sigma_{\text{teo}}^{\text{tt}} \quad (6.1)$$

Donde  $N^{\text{tt}}$  es el número de sucesos esperados tras aplicar la selección,  $N^{\text{obs}}$  es el número de sucesos totales de nuestra muestra,  $N^{\text{fondo}}$  es el número de sucesos de fondo y  $\sigma_{\text{teo}}^{\text{tt}}$  la sección eficaz teórica del proceso *top-antitop*. Como podemos ver en la parte derecha de la ecuación 6.1, una fuente de la incertidumbre de la sección eficaz vendrá dada por  $N^{\text{tt}}$ . Se tiene entonces que  $\delta\sigma \sim \delta N^{\text{tt}}$ . El número de sucesos esperados vendrá dado por la selección de sucesos que hagamos. Debido a que estamos estudiando procesos *top-antitop* necesitaremos seleccionar sucesos con al menos un *jet* b (dado que los *quarks* t se desintegran mayoritariamente a *quarks* b), por lo que esta selección, y por lo tanto el valor que obtengamos de la sección eficaz, dependerá fuertemente de la calidad algoritmo que estemos usando. De hecho, la incertidumbre asociada a la identificación de *jets* b es una de las mayores incertidumbres que nos encontramos a la hora de medir esta sección eficaz.

Nuestro objetivo aquí es por lo tanto calcular el número de sucesos esperados con sus respectivas incertidumbres en *jets* b y *jets* udsg y c. Tendremos entonces que el algoritmo que presente un valor menor de estas incertidumbres será el que mejor nos permita medir correctamente la sección eficaz.

## 6.1. Resultados

Tomamos pues inicialmente la muestra de *top-antitop* utilizada en el Capítulo 5 y seleccionamos únicamente sucesos con al menos dos leptones (ya sea  $\mu\mu, \mu, e$  o  $ee$ ) que tengan  $p_T > 20$  GeV y  $|\eta| < 2.4$ . En la Figura 6.1 podemos ver el número de sucesos con determinado número de *jets* que los diferentes algoritmos etiquetan como *jets* b para un punto de corte M (de aquí en adelante se usa dicho punto de corte salvo que se indique lo contrario).

---

Para mejorar nuestro análisis debemos incluir más requisitos a nuestra selección. Debido a que estamos interesados en medir la sección eficaz de un proceso *top-antitop* dileptónico hemos pedido hasta ahora dos leptones. Añadimos ahora el requisito de que cada suceso debe tener al menos dos *jets* con valor absoluto de la pseudorapidez  $|\eta| < 2.4$ , momento transverso  $p_T > 30$  GeV y una distancia angular de al menos  $\Delta R > 0.4$  con un muon para evitar seleccionar un jet formado por la radiación del leptón como si fuera un jet hadrónico. En la Figura 6.2 podemos ver un histograma que indica el número de sucesos con un determinado número de *jets* que pasan la selección antes mencionada.

Como podemos ver el suceso más esperado es que encontremos dos *jets*. Pasamos ahora a estudiar las propiedades cinemáticas del *jet* más energético de cada uno de los sucesos seleccionados. En la Figura 6.3 podemos ver un histograma con la pseudorapidez de dicho *jet* y en la Figura 6.4 de su momento transverso.

Finalmente queremos medir simplemente el número de sucesos que seleccionamos, y al igual que en los histogramas previamente mostrados, tenemos en cuenta los límites superior e inferior de la incertidumbre. El límite superior podemos pensarlo como algo más restrictivo mientras que el inferior será menos restrictivo. Tendremos entonces, como es natural, menos sucesos seleccionados en el límite inferior y más en el superior. Tomaremos como número de sucesos esperados el valor central de la incertidumbre y el error relativo será el mayor error relativo entre los límites superior e inferior. Se hará lo mismo con el número de sucesos esperados usando las incertidumbres medidas por la probabilidad de etiquetar erróneamente un *jet* ligero. Al realizar dicho cálculo para los 3 algoritmos aquí estudiados se obtienen los valores del Cuadro 6.1 cuando operamos con el punto de corte M y los del Cuadro 6.2 cuando operamos con el punto de corte T.

Como podemos ver DeepJet es, en general, el algoritmo que nos proporciona una menor incertidumbre a la hora de contar el número de sucesos seleccionados, siendo cuando seleccionamos un punto de corte M cuando más óptima es ésta. Para este punto de corte CSVv2 es el algoritmo que tiene menor incertidumbre en la identificación de *jets* b.

Al tomar como punto de corte T las incertidumbres de todos los algoritmos aumentan. Algunas menos que otras, como es el caso de DeepCSV que se convierte en este caso en el algoritmo con menor incertidumbre en el etiquetado de *jets* b, seguido de DeepJet, siendo este último el que menor

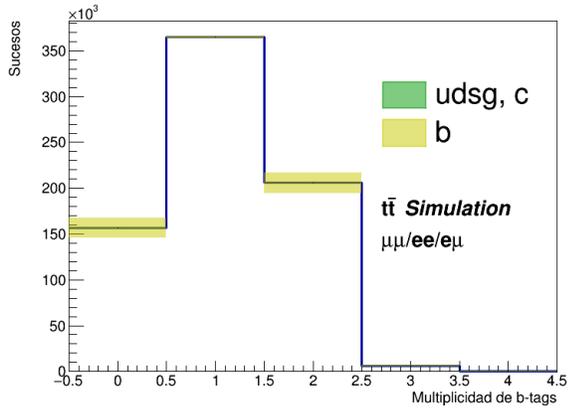
WP = M	CSVv2	DeepCSV	DeepJet
N° de sucesos esperados	576527.37	587144.19	580603.25
Incertidumbre <i>jets</i> b (%)	1.90	2.17	1.83
Incertidumbre <i>jets</i> udsg, c (%)	0.11	0.07	0.11

Cuadro 6.1: Número de sucesos esperados con sus respectivas incertidumbres en *jets* b y l aplicando una selección de dos leptones energéticos y al menos dos *jets* siendo al menos uno de ellos etiquetado como *jet* b y operando con el WP *medium*.

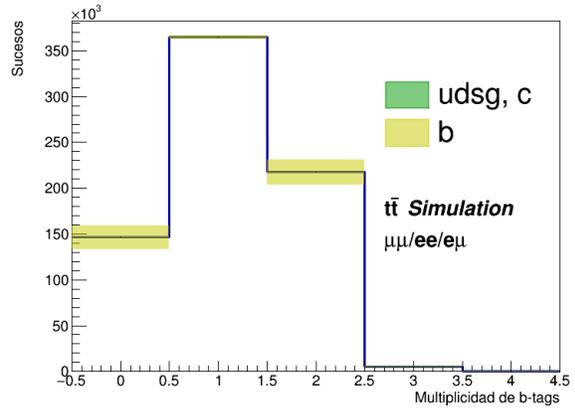
WP = T	CSVv2	DeepCSV	DeepJet
N° de sucesos esperados	388842.78	464793.75	472161.13
Incertidumbre <i>jets</i> b (%)	3.06	2.59	2.74
Incertidumbre <i>jets</i> udsg, c (%)	0.05	0.04	0.03

Cuadro 6.2: Número de sucesos esperados con sus respectivas incertidumbres en *jets* b y l aplicando una selección de dos leptones energéticos y al menos dos *jets* siendo al menos uno de ellos etiquetado como *jet* b y operando con el WP *tight*.

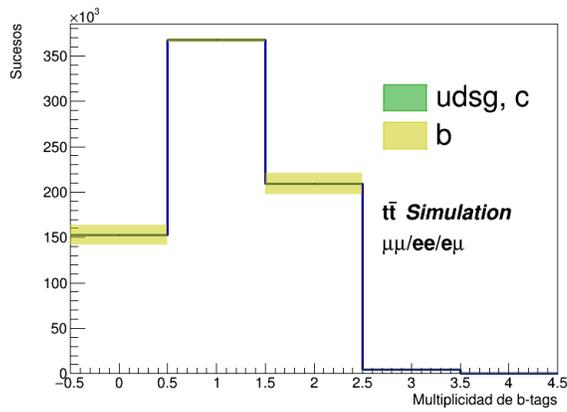
incertidumbre presenta en la probabilidad de error en el etiquetado de *jets* ligeros y c.



(a) CSVv2.

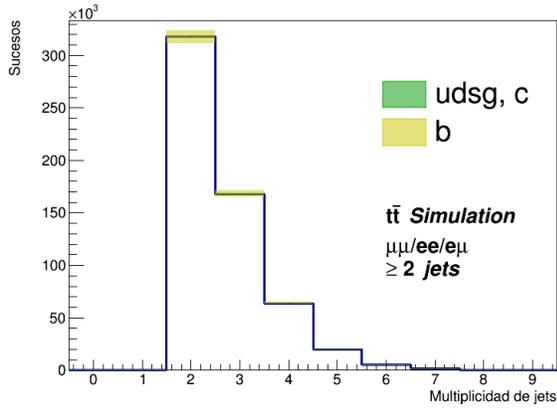


(b) DeepCSV.

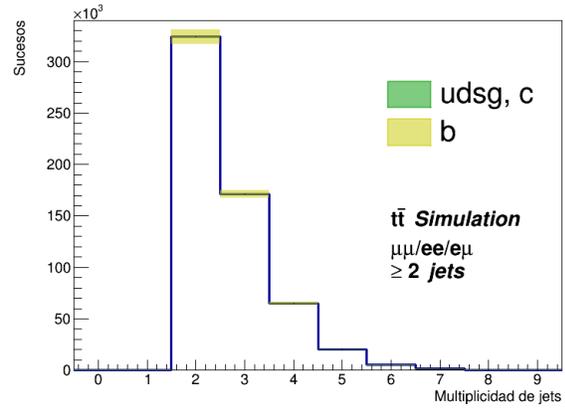


(c) DeepJet.

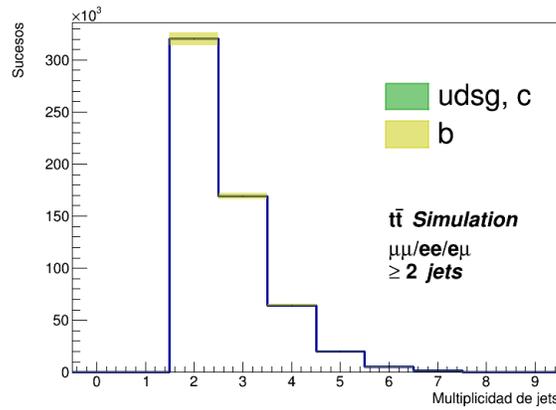
Figura 6.1: Histograma del número de  $jets$  etiquetados como  $jets$   $b$  en cada suceso para cada uno de los algoritmos estudiados. La sombra verde muestra los límites inferior y superior debidos a la incertidumbre en la probabilidad de error de  $jets$   $udsg$  y  $c$  mientras que la sombra amarilla muestra lo mismo para la eficiencia de etiquetado de  $jets$   $b$ . A pesar de estar indicada en la leyenda, la incertidumbre de la probabilidad errónea de identificación de  $jets$   $udsg$  y  $c$  es tan pequeña que no se aprecia.



(a) CSVv2.

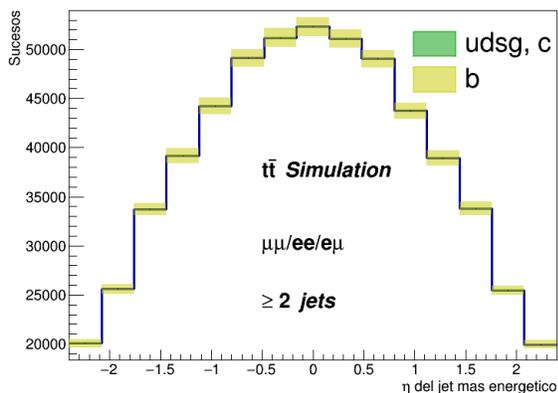


(b) DeepCSV.

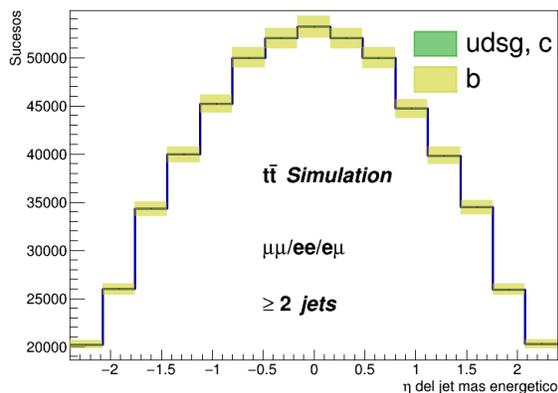


(c) DeepJet.

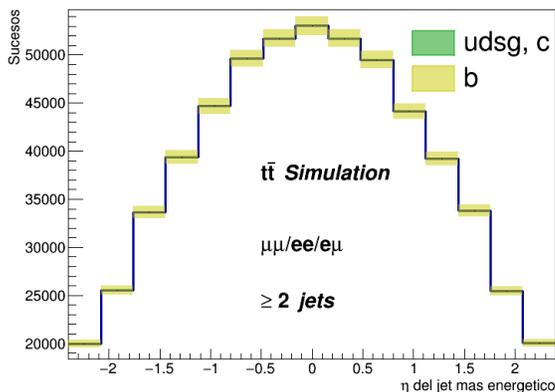
Figura 6.2: Número de sucesos con determinado número de *jets* después de seleccionar únicamente aquellos sucesos con al menos 2 *jets* para cada uno de los algoritmos estudiados. La leyenda tiene el mismo significado que la de la Figura 6.1. A pesar de estar indicada en la leyenda, la incertidumbre de la probabilidad errónea de identificación de *jets* udsg y c es tan pequeña que no se aprecia.



(a) CSVv2.

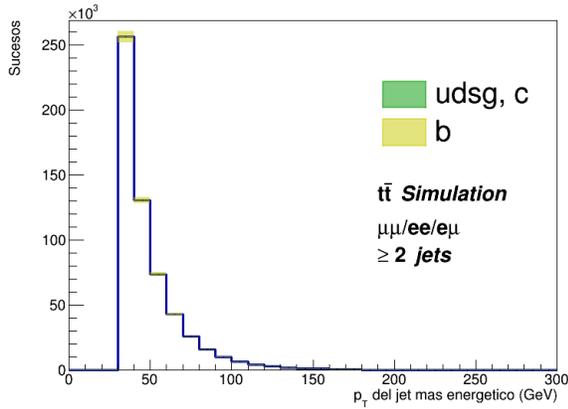


(b) DeepCSV.

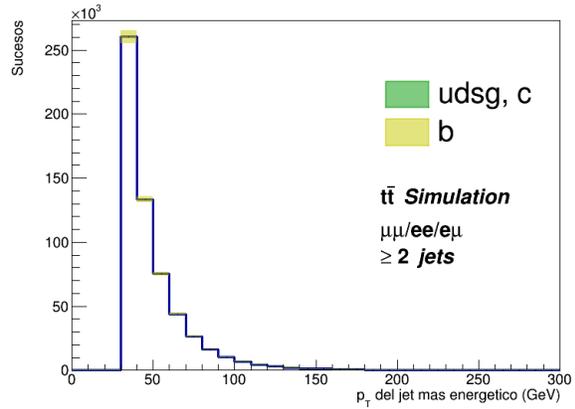


(c) DeepJet.

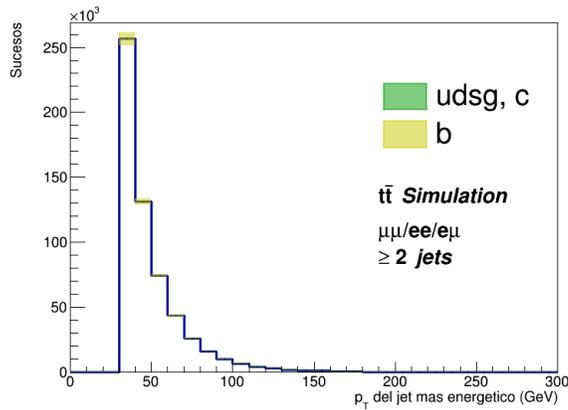
Figura 6.3: Histograma de la pseudorapidez  $\eta$  del *jet* más energético para los 3 algoritmos estudiados. La leyenda tiene el mismo significado que la de la Figura 6.1. A pesar de estar indicada en la leyenda, la incertidumbre de la probabilidad errónea de identificación de *jets* *udsg* y *c* es tan pequeña que no se aprecia.



(a) CSVv2.



(b) DeepCSV.



(c) DeepJet.

Figura 6.4: Histograma del momento transverso  $p_T$  del *jet* más energético para los 3 algoritmos estudiados. La leyenda tiene el mismo significado que la de la Figura 6.1. A pesar de estar indicada en la leyenda, la incertidumbre de la probabilidad errónea de identificación de *jets* *udsg* y *c* es tan pequeña que no se aprecia.

# Conclusiones

En este trabajo se han caracterizado los algoritmos de etiquetado de *quarks* b más usados en la actualidad en detector CMS del acelerador de partículas LHC utilizando datos simulados en este en 2017. Estos algoritmos son CSVv2, DeepCSV y DeepJet.

Se han explicado los fundamentos del etiquetado de *quarks* b, presentando y describiendo los algoritmos usados en este escrito así como la motivación que nos lleva a usarlos, resultando de gran importancia para el descubrimiento de física más allá del modelo estándar.

En primera instancia hemos estudiado el comportamiento de los algoritmos de identificación de *jets* b para una muestra de sucesos simulados de *top-antitop*.

Algunos algoritmos serán capaces de clasificar mejor los *jets* que otros, por lo que a continuación hemos pasado a calcular la eficiencia de cada uno de estos en función del punto de corte que seleccionásemos. Al seleccionar un criterio de selección estricto se obtiene una muy baja eficiencia de identificación de *jets* b pero también una probabilidad de etiquetar erróneamente un *jet* c o udsg muy pequeña. Si seleccionábamos un criterio poco estricto obteníamos valores alto para ambas cantidades como era de esperar. A continuación se ha pasado a representar para cada algoritmo esta eficiencia en función de esa probabilidad de error, obteniéndose mejores resultados en general para el algoritmo DeepJet seguido de DeepCSV.

Para terminar este primer estudio se han seleccionado criterios de identificación basados en el valor del discriminante de cada algoritmo para obtener una probabilidad de error en la identificación de *jets* ligeros de 10%, 1% y 0.1%. Utilizando los criterios definidos, se ha calculado para cada algoritmo la eficiencia de identificación de *jets* b en función del momento transversal  $p_T$  y

---

pseudorapidez  $\eta$  para estos tres puntos de corte. Cabe destacar que se han encontrado regiones donde la eficiencia es mayor, como han sido la comprendida alrededor de  $p_T \approx 100$  GeV y para  $|\eta| < 1$ .

Finalmente se ha pretendido dar una aplicación práctica al estudio de los algoritmos, y ésta ha sido mediante la medida de la sección eficaz de un proceso *top-antitop*. Debido a que el *quark* t se desintegra en una gran mayoría de las veces en un *quark* b, los análisis físicos que tratan de estudiar el proceso *top-antitop* dependen fuertemente de nuestra capacidad de etiquetar correctamente un *jet* b. De esta forma, la incertidumbre asociada a la eficiencia de etiquetado de *jets* b estará directamente relacionada con la incertidumbre de la sección eficaz calculada.

Para comprobar el efecto de la identificación de *jets* b con los diferentes algoritmos en la medida de la sección eficaz del proceso *top-antitop*, se hace uso de medidas de la eficiencia de identificación de jets b en CMS, utilizadas para corregir la eficiencia en la simulación de Montecarlo y propagar su incertidumbre a la medida de la eficiencia en sucesos *top-antitop*.

Se ha realizado una selección de sucesos en la que se pide la signatura característica de un proceso *top-antitop* dileptónico: al menos dos leptones y dos *jets* siendo uno de estos un *jet* b. Se propagan las incertidumbres mencionadas en el párrafo anterior al número de sucesos esperados de la muestra utilizada. Se encuentra así que las menores incertidumbres se dan con un criterio de identificación de *jets* b correspondiente a un error de identificación en *jets* ligeros de un 1%, y concretamente para el algoritmo DeepJet, por lo tanto esta sería nuestra mejor opción si queremos medir la sección eficaz *top-antitop* con la menor incertidumbre posible.

# Bibliografía

- [1] Werner Herr & Bruno Muratori. “Concept of luminosity”. En: *CAS - CERN Accelerator School: Intermediate Course on Accelerator Physics* (2008). URL: <https://cds.cern.ch/record/941318/files/p361.pdf>.
- [2] Corinne Pralavorio. *Record luminosity: well done LHC*. 2017. URL: <https://home.cern/news/news/accelerators/record-luminosity-well-done-lhc>.
- [3] CERN. *Linear accelerator 2*. 2019. URL: <https://home.cern/science/accelerators/linear-accelerator-2>.
- [4] Lucas Taylor. *Silicon Pixels*. URL: <http://cms.web.cern.ch/news/silicon-pixels>.
- [5] Lucas Taylor. *Hadron Calorimeter*. 2011. URL: <http://cms.web.cern.ch/news/hadron-calorimeter>.
- [6] CMS Collaboration. “Precise mapping of the magnetic field in the CMSbarrel yoke using cosmic rays”. En: *JINST 5 T03021* (2010). URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/5/03/T03021/pdf>.
- [7] CMS Collaboration. “The CMS experiment at the CERN LHC”. En: *JINST3 S08004* (2008). URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004/pdf>.
- [8] Kevin Stenson & Achintya Rao. *Reconstructing a multitude of particle tracks within CMS*. CMS Collaboration. URL: <https://cms.cern/news/reconstructing-multitude-particle-tracks-within-cms>.
- [9] Greg Welch & Gary Bishop. “An Introduction to the Kalman Filter”. En: *University of North Carolina at Chapel Hill* (2006). URL: [https://www.cs.unc.edu/~welch/media/pdf/kalman\\_intro.pdf](https://www.cs.unc.edu/~welch/media/pdf/kalman_intro.pdf).
- [10] Wolfgang Waltenberger. “Adaptive Vertex Reconstruction”. En: *CMS-NOTE-2008-033* (2008). URL: [http://cds.cern.ch/record/1166320/files/NOTE2008\\_033.pdf?version=1](http://cds.cern.ch/record/1166320/files/NOTE2008_033.pdf?version=1).

- 
- [11] Th.Muller y col. “Inclusive Secondary Vertex Reconstruction in Jets”. En: *CERN-CMS-NOTE-2006-027* (2006). URL: [http://cds.cern.ch/record/1166320/files/NOTE2008\\_033.pdf?version=1](http://cds.cern.ch/record/1166320/files/NOTE2008_033.pdf?version=1).
- [12] Kevin Stenson. *Reconstructing a multitude of particle tracks within CMS*. 2012. URL: <http://cms.web.cern.ch/news/reconstructing-multitude-particle-tracks-within-cms>.
- [13] The CMS Collaboration. “Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV”. En: *JINST 13 (2018) P05011* (2018). URL: <https://arxiv.org/pdf/1712.07158.pdf>.
- [14] The CMS Collaboration. “Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector”. En: *JINST 12 (2017) P10003* (2017). URL: <https://arxiv.org/pdf/1706.04965.pdf>.
- [15] Ver. Phys. Rev. D 98, 030001 (2018) and 2019 update. Particle Data Group. URL: <http://pdglive.lbl.gov/Viewer.action>.
- [16] Stefan Hoeche. *Simulations*. SLAC Standford. URL: <https://theory.slac.stanford.edu/our-research/simulations>.
- [17] Stefano Frixione y col. “The MC@NLO 4.0 Event Generator”. En: *Cavendish-HEP-10/12, CERN-TH/2010-216, IPPP/10/62, DCPT/10/124* (2010). URL: <https://arxiv.org/abs/1010.0819>.
- [18] Carlo Oleari. “The POWHEG-BOX”. En: *Nucl.Phys.Proc.Suppl.205-206:36-41,2010* (2010). URL: <https://arxiv.org/abs/1007.3893>.
- [19] Torbjörn Sjöstrand, Christian Bierlich y Nishita Desai. *Present program version: PYTHIA 8.2*. PYTHIA. URL: <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- [20] GEANT4. *GEANT4*. URL: <https://geant4.web.cern.ch/>.
- [21] Makoto Kobayashi & Toshihide Maskawa. “CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction”. En: *Progress of Theoretical Physics, Volume 49, Issue 2* (1973). URL: <https://academic.oup.com/ptp/article/49/2/652/1858101>.
- [22] CDF Collaboration. “Observation of Top Quark Production in pp Collisions”. En: *FERMILAB-PUB-95-022-E, CDF-PUB-TOP-PUBLIC-3040, ANL-HEP-PR-95-44* (1995). URL: <https://arxiv.org/pdf/hep-ex/9503002.pdf>.

- 
- [23] *Discoveries at Fermilab - Discovery of the Bottom Quark*. Fermilab. URL: [https://www.fnal.gov/pub/inquiring/physics/discoveries/bottom\\_quark\\_pr.html](https://www.fnal.gov/pub/inquiring/physics/discoveries/bottom_quark_pr.html).
- [24] The CMS Collaboration. “Identification of b-quark jets with the CMS experiment”. En: *CMS-PAS-BTV-15-001* (2013). URL: <https://arxiv.org/pdf/1211.4462.pdf>.