



EL SABER DE MIS HIJOS
HARA MI GRANDEZA

UNIVERSIDAD DE SONORA
DIVISIÓN DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
DEPARTAMENTO DE INVESTIGACIÓN EN FÍSICA

PREDICCIONES DEL UNDERLYING EVENT PARA ENERGÍAS DEL
LHC Y EL HE-LHC

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:
L.F. GABRIEL ALEXIS ESPINOZA ALCAIDE

DIRECTOR:
DR. LIZARDO VALENCIA PALOMO

HERMOSILLO, SONORA, MÉXICO

SEPTIEMBRE 2019

Universidad de Sonora

Repositorio Institucional UNISON



**"El saber de mis hijos
hará mi grandeza"**



Excepto si se señala otra cosa, la licencia del ítem se describe como openAccess

*A mis padres, Juan Martin Espinoza González
y Sandra Luz Alcaide García*

Índice general

Resumen	1
1. Conceptos básicos	3
1.1. Estructura del protón	3
1.1.1. Factores de forma y funciones de estructura	6
1.2. Colisiones protón-protón	20
1.2.1. Underlying Event	24
1.2.2. Jets	27
2. Sistemas experimentales y de simulación	29
2.1. Aceleradores de partículas	29
2.1.1. Gran Colisionador de Hadrones	32
2.1.2. El futuro del LHC	37
2.1.3. Solenoide Compacto de Muones	38
2.2. Simulación de eventos	41
2.2.1. PYTHIA	42
2.2.2. FastJet	43
2.2.3. Root	45
3. Resultados	46
3.1. Simulación y algoritmo	46
3.2. Análisis	49
3.3. Predicción para el LHC	57
3.4. Predicciones para el HE-LHC	60
Conclusiones y perspectivas	63
Bibliografía	64

Resumen

El Underlying Event (UE) en colisiones protón-protón comprende todo lo que se observa en una colisión de partículas que no proviene de la dispersión dura de partones. El interés por el estudio del UE se desprende del hecho de que en su mayor parte comprende física de QCD suave y no perturbativa la cual, de momento, solo puede ser estudiada fenomenológicamente por lo que el desarrollo de modelos computacionales capaces de reproducir los resultados experimentales son fundamentales.

En el primer capítulo se abordan los principios básicos del protón, abarcando desde su composición y su forma a través de los factores de forma y las funciones de estructura. Se introduce el concepto del UE y las variables principales implicadas dentro de su estudio.

En el segundo capítulo se hace una descripción general del funcionamiento de los aceleradores de partículas que componen al complejo de pre-inyectores del LHC. Así mismo se expone brevemente los detectores que conforman al experimento CMS. Finalmente, en la última sección se detallan las herra-

mientas computacionales que se emplearon para esta tesis.

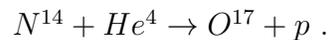
Por último, en el tercer capítulo se realizan predicciones del comportamiento de los observables asociados al UE. En primer lugar se hace una comparación entre los datos reales obtenidos por CMS y los resultados de las simulaciones para las variables de UE a $\sqrt{s} = 0.9$ y 7 TeV, después se procedió al cálculo del factor de escalamiento entre estas energías. El siguiente paso fue realizar las distribuciones de p_T y los cálculos para las predicciones de los factores de escala y las curvas del UE para energías de centro de masa de $\sqrt{s} = 13, 18, 22$ y 27 TeV. La primera de estas energías es a la que funciona actualmente el LHC, mientras que las demás se espera sean alcanzadas con la puesta en marcha del HE-LHC.

Capítulo 1

Conceptos básicos

1.1. Estructura del protón

El protón (p) fue descubierto por Ernest Rutherford en el año de 1919 [1]. Rutherford utilizó aire seco como objetivo al cual bombardeó con partículas α . Detectó en una pantalla de sulfuro los centelleos de partículas cargadas positivamente que provenían de la reacción



Denominó a estas partículas “protones” y las identificó como núcleos de hidrógeno (H). Tanto este como posteriores experimentos sobre bombardeo de núcleos de distintos elementos sirvieron para reconocer al núcleo de hidrógeno, o protón, como constituyente fundamental y común a todos los elementos. Desde entonces se ha encontrado que el protón y el neutrón (nu-

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

leones) muestran señales de poseer una estructura subyacente, cuyo comportamiento está gobernado principalmente por las leyes de la Cromodinámica Cuántica (QCD).

Determinar la distribución espacial de carga, o más aun, la configuración del sistema “protón” ha sido causa de controversia y de una gran cantidad de estudios durante el último siglo. La visión actual del protón (nucleón) nos es proporcionada por las dispersiones inelásticas profundas (DIS), es decir, dispersiones con colisiones entre electrones con energía cinética de más de ≈ 7 GeV y protones con más de 800 GeV (energías de centro de masa $\sqrt{s} > 100$ GeV) [2, 3]. Las tanto en dispersiones e^-p , μ^-p como νp (Figura 1.1) [4, 5]. A través de este tipo de estudios se ha logrado identificar al protón como una distribución de carga dipolar con tres centros dispersores, cuyos números cuánticos (su identidad como partícula), están definidos por precisamente tres partículas, identificadas hasta ahora como puntuales (2 quarks u y 1 quark d), denominados quarks de valencia de entre un “mar” de quarks virtuales (quarks de mar) que aparecen y desaparecen casi al instante según el Principio de Incertidumbre de Heisenberg (Figura 1.2). A los dos tipos de quarks (mar y valencia), así como a los gluones que estos radían e intercambian se les conoce en conjunto como “partones” [6].

La respuesta a la incógnita sobre la estructura del protón se puede abordar a través del análisis de los Factores de Forma, en el estudio de la sección

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

eficaz diferencial de las colisiones [6, 7].

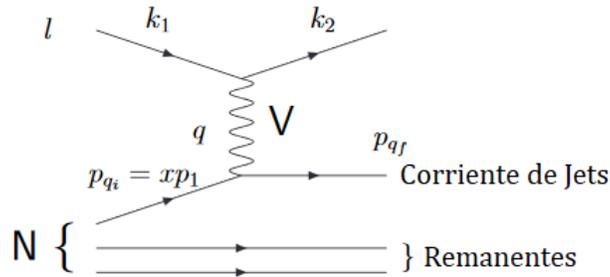


Figura 1.1: Dispersión inelástica profunda. Un leptón l con momento k_1 es dispersado por un nucleón N con momento p_1 mediante el intercambio de un bosón gauge electrodébil V . El momento de cada quark en el estado inicial está dado por $p_i = xp_1$ donde x es lo que se conoce como variable de Bjorken. (Imagen tomada y editada de [8]).

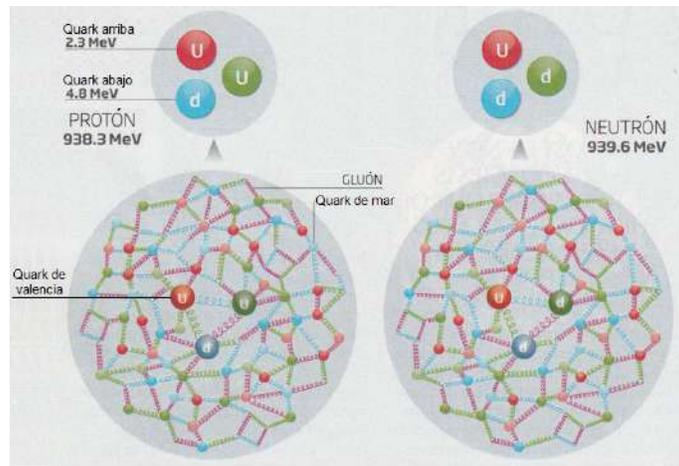


Figura 1.2: Imagen esquemática de un nucleón. (Imagen tomada y editada de [9])

1.1.1. Factores de forma y funciones de estructura

Mediante el estudio de la sección eficaz σ , se puede obtener información importante sobre la dinámica de la interacción proyectil-objetivo. Esta hace referencia a la zona efectiva de colisión, por ejemplo, para una partícula esférica, sólida y neutra de radio R bombardeada con partículas puntuales la sección eficaz de colisión está dada por $\sigma = \pi R^2$, mientras que si se considera la colisión de dos partículas A y B con radios R_A y R_B , respectivamente, la sección eficaz de colisión será el área alrededor de la partícula A en la cual debe estar el centro de la partícula B para que ocurra la colisión, $\sigma = \pi(R_A + R_B)^2$.

La sección eficaz se puede interpretar como la probabilidad de reacción entre las partículas en colisión y depende en general tanto de la energía cinética de la partícula que colisiona E , como del ángulo θ en que es dispersada la partícula respecto a línea de la trayectoria que seguía. Una primera aproximación se obtiene a través de la ecuación (1.1), donde solo se consideran los aspectos geométricos de la situación (Figura 1.3).

$$\sigma = \frac{\dot{N}}{\Phi_a N_b} \quad (1.1)$$

donde \dot{N} es el número de reacciones por unidad de tiempo, Φ_a es el flujo del rayo y N_b es el número total de centros dispersores.

En física de partículas, por el diseño de los experimentos, la variable a estu-

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

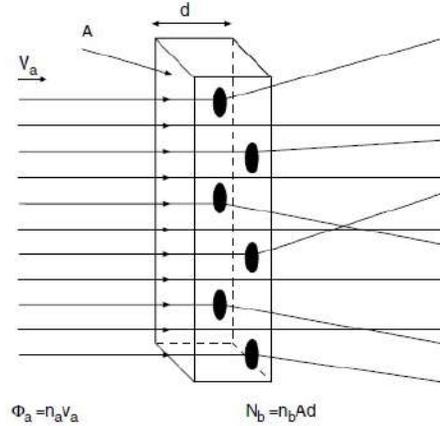


Figura 1.3: Esquema de un experimento que sirve para ejemplificar el concepto de sección eficaz geométrica. Se considera un rayo homogéneo de partículas (líneas continuas) con una densidad de n_a partículas por unidad de tiempo que choca contra un objeto dispersor de área transversal A y grosor d , con n_b centros dispersores por unidad de área (representados en negro). (Imagen tomada de [7]).

diar es la sección eficaz diferencial (Figura 1.4)

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \quad (1.2)$$

o bien, si se mide la energía de la partícula dispersada E' se puede trabajar con la doble diferencial

$$\frac{d^2\sigma(E, E', \theta)}{d\Omega dE'} \quad (1.3)$$

donde $d\Omega$ es la diferencial de ángulo sólido.

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

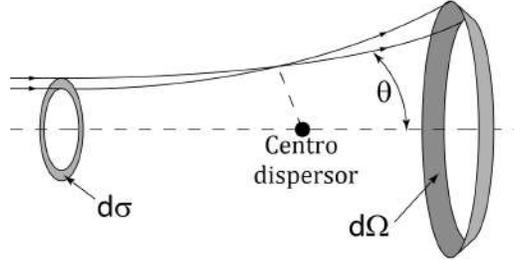


Figura 1.4: Sección eficaz diferencial. (Imagen tomada y editada de *Wikipedia*).

La siguiente aproximación física de la sección eficaz diferencial (ecuación 1.4) toma en cuenta la fuerza electrostática entre las partículas en colisión. Se considera una partícula con carga ze (y energía cinética E_k), dispersada por un núcleo objetivo con carga Ze . Fue estudiada principalmente por E. Rutherford en 1911 al considerar colisiones de partículas α sobre láminas de oro [10].

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} = \frac{(zZe)^2}{(4\pi\epsilon_0)^2(4E_k)^2 \text{sen}^4[\theta/2]}. \quad (1.4)$$

Se conoce como Sección Eficaz Coulombiana o de Rutherford. Esta es una aproximación no relativista y que no tiene en cuenta el espín, sin embargo se pueden considerar los efectos del espín haciendo uso de la Sección Eficaz de Mott [7], definida como:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}^* = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} (1 - \beta^2 \text{sen}^2[\theta/2]). \quad (1.5)$$

donde β es la magnitud de la velocidad de la partícula incidente v sobre la

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

velocidad de la luz c .

Para considerar el retroceso del nucleón, esta se debe modificar a:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}^* \frac{E'}{E} \quad (1.6)$$

donde E' y E son la energía de dispersión y del haz, respectivamente.

Para considerar la distribución espacial de la distribución de carga es necesario agregar un término $F(q^2)$ a la sección eficaz diferencial, llamado Factor de Forma, el cual es la transformada de Fourier de la función de carga bajo ciertas condiciones (retroceso despreciable y aproximación de Born).

$$F(q^2) = \int e^{\vec{q}\cdot\vec{x}/\hbar} f(\vec{x}) d^3x \quad (1.7)$$

donde $\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$ es el momento transferido y f viene dado por la distribución de carga

$$\rho(\vec{x}) = Zef(\vec{x}). \quad (1.8)$$

Experimentalmente, los factores de forma $F(q^2)$ se obtienen mediante la comparación de los modelos teóricos con los datos reales, es decir, se mide la sección eficaz diferencial para un haz de energía fija a varios ángulos (diferentes valores de q) y se divide por el valor calculado

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}^* |F(q^2)|. \quad (1.9)$$

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

En la Figura 1.5 se muestran algunos ejemplos de factores de forma para diferentes sistemas.

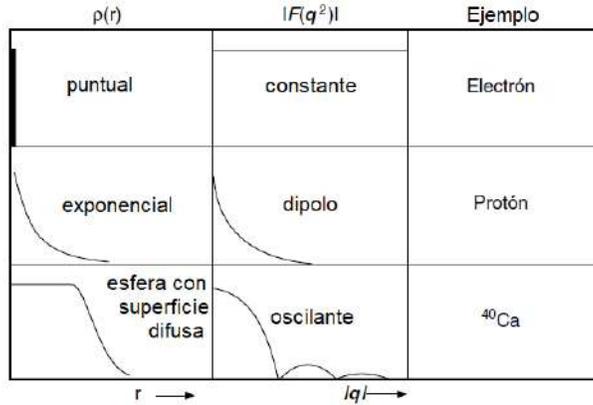


Figura 1.5: Ejemplos de distintas distribuciones de carga con sus respectivos factores de forma. (Imagen tomada y editada de [7]).

El mínimo de la función de factor de forma da información sobre el tamaño del núcleo dispersante. De los factores de forma se observa que los núcleos no son esferas con superficies bien definidas. La distribución de carga para núcleos grandes se puede aproximar por la distribución de Fermi (ecuación 1.10).

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + e^{(r-c)/a}} \quad (1.10)$$

de donde se obtiene un radio nuclear (aproximado como una esfera difusa homogénea), $R = 1.21A^{1/3}$, donde A es el número másico del núcleo.

Las formas exactas para $\rho(r)$ o $F(q^2)$ no pueden ser determinadas mediante dispersiones elásticas de electrones, sin embargo, de este tipo de colisiones

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

en núcleos ligeros (H^1 , H^2) se obtiene más información sobre los bloques de constitución del núcleo puesto que hay efectos como la interacción del momento magnético que no se pueden ignorar.

Al ir aumentando las energías se encuentra que las distribuciones de carga y de corriente de los nucleones pueden ser descritas también por dos factores de forma, uno para caracterizar la distribución eléctrica, $G_E(Q^2)$, y otro para la distribución magnética, $G_M(Q^2)$. Dado que ahora no es posible ignorar el retroceso del nucleón, se reemplaza la dependencia en la magnitud de momento transferido q por Q^2 , definido como menos el cuadrado del cuadrimomento transferido. La sección eficaz diferencial para la dispersión de un electrón por nucleón viene dada por la Fórmula de Rosenbluth

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left(\frac{G_E^2(Q^2) + \tau^2 G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2[\theta/2] \right). \quad (1.11)$$

Para obtener independientemente G_E y G_M , se debe medir la sección transversal a varios valores fijos de Q^2 para diferentes ángulos θ , después se dividen los datos obtenidos por la Sección Eficaz de Mott [7]. Si se grafica el resultado como función de $\tan^2[\theta/2]$ (Figura 1.6), se obtiene una recta de donde $G_M(Q^2)$ es determinado a partir de la de pendiente de la recta, mientras que $G_E(Q^2)$ del intercepto de la misma.

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

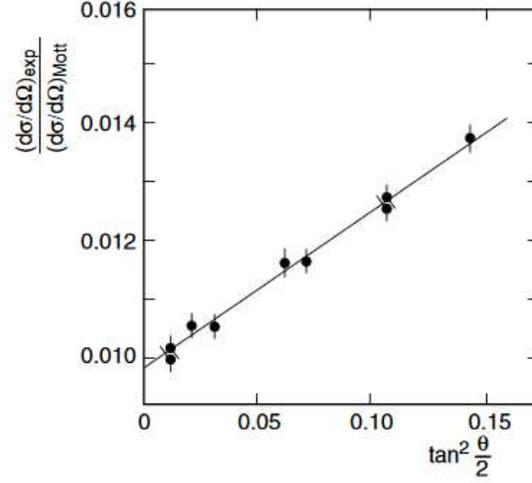


Figura 1.6: Cociente entre las secciones eficaces experimental y de Mott como función de la $\tan^2[\theta/2]$ para un cuadrimomento transferido de $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2/c^2$. (Imagen tomada de [7]).

La medición de la dependencia en Q^2 de los factores de forma eléctrico y magnético dan información acerca de la distribución radial y de los momentos magnéticos. Realizando un análisis para varios valores de Q^2 se puede obtener la dependencia en Q^2 de los factores de forma (Figura 1.7). Estos pueden ser descritos como una buena aproximación por el llamado “ajuste dipolar”:

$$G_E^p(Q^2) = \frac{G_M^p(Q^2)}{2.79} = \frac{-G_M^n(Q^2)}{1.91} = G^{\text{dipolo}}(Q^2) \quad (1.12)$$

donde

$$G^{\text{dipolo}}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71 \text{ (GeV/c)}^2}\right)^{-2} \quad (1.13)$$

Este factor de forma corresponde con una distribución de carga que cae exponencialmente. De aquí se concluye que los nucleones no son partículas

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

puntuales ni esferas con carga homogénea, sino sistemas muy difusos. Una aproximación para el radio de los nucleones se obtiene a partir de:

$$\langle r^2 \rangle_{dipolo} = -6\hbar^2 \left. \frac{dG^{dipolo}(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} = 0.66 \text{ fm}^2 \quad (1.14)$$

así

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle_{dipolo}} = 0.81 \text{ fm}. \quad (1.15)$$

Las mediciones más precisas del radio del protón en dispersiones elásticas μp y ep dan valores de $r_p = 0.84184(67)$ fm y $r_p = 0.8768(69)$ fm respectivamente. A esta discrepancia entre los valores de las medidas dependiendo del método utilizado se le conoce como “rompecabezas del radio del protón” [11]. Durante este año, empleando otro método de medición basado en hidrógeno se ha encontrado un valor de $r_p = 0.833(10)$ fm [12].

Con el método anterior se pueden medir los radios de otras partículas, por ejemplo, el pión $\pi^+(u\bar{d})$, que tiene la misma carga eléctrica que el protón. Los piones, al ser dispersados por átomos de hidrógeno, generan un factor de forma monopolar [13]. Esta diferencia en la distribución de carga con el protón se puede entender como resultado de estructuras internas diferentes.

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

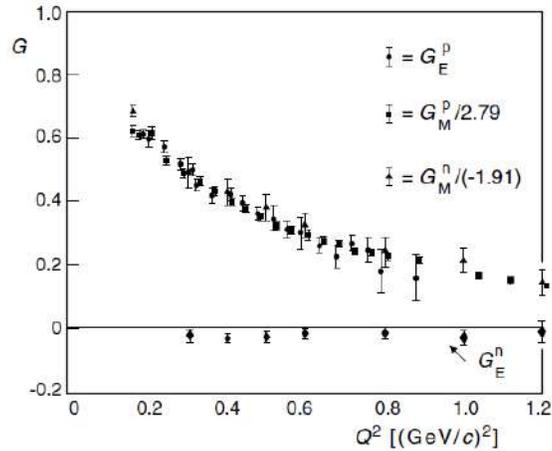


Figura 1.7: Factores de forma eléctricos y magnéticos para el protón y el neutrón. Todos muestran un comportamiento dipolar, excepto G_E^n que se anula para estas escalas puesto que el neutrón tiene carga neutra visto desde fuera. (Imagen tomada de [7]).

Cuando la energía de los electrones se incrementa lo suficiente, el protón comienza a dar señales de estructura. En el espectro de energía de los electrones dispersados en dispersiones inelásticas profundas se observa que además del pico asociado a la dispersión elástica existen picos adicionales asociados a estados excitados del protón (Figura 1.8). La existencia de estos estados excitados demuestran que el protón es un sistema compuesto.

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

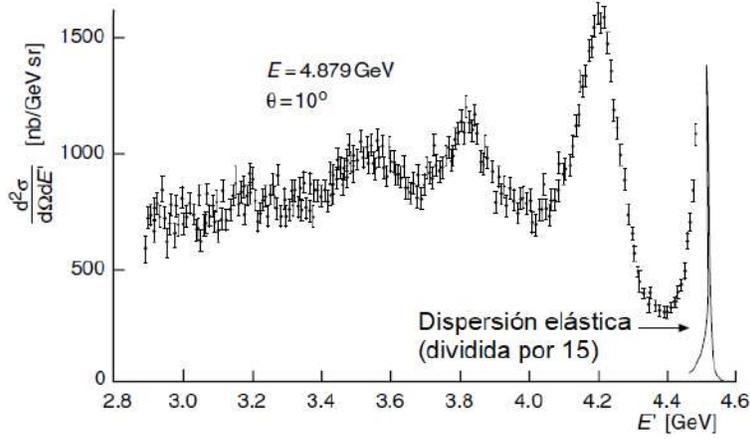


Figura 1.8: Espectro de energía en dispersiones inelásticas de electrones con energía $E=4.879 \text{ GeV}$ a un ángulo de 10° . El pico esperado para las dispersiones elásticas es un orden de magnitud más grande que los demás picos, esto significa que existen estados excitados del protón que están dispersando de manera diferente a los electrones y que son, además, significativamente menos frecuentes. (Imagen tomada y editada de [7]).

En la dispersión inelástica se observa la producción de partículas (hadronización). El esquema de este proceso se muestra en la figura 1.9. La dinámica de este proceso también se puede describir mediante factores de forma conocidos, en este caso conocidos como Funciones de Estructura W_1 y W_2 . En las dispersiones inelásticas la energía de excitación del protón agrega un grado de libertad al sistema, lo que hace que las funciones de estructura sean funciones de dos variables, Q^2 (menos el cuadrado del cuadrimomento transferido) y de la energía transferida ν , ambas invariantes de Lorentz.

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

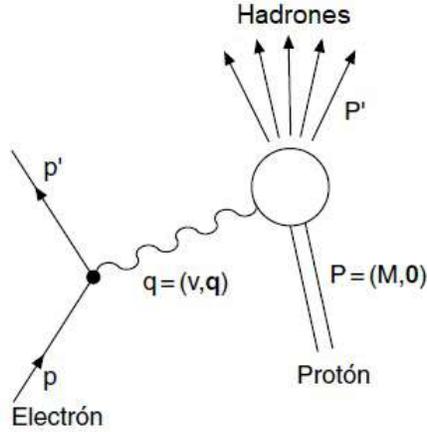


Figura 1.9: Representación gráfica del proceso de dispersión inelástica (diagrama de Feynman con el tiempo hacia arriba). Un electrón con momento p interactúa con un protón en reposo mediante la emisión de un fotón con energía ν y cuadrivector q , generando la producción de partículas (hadrones). (Imagen tomada y editada de [7]).

La formula para la sección eficaz diferencial queda ahora como

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott}^* [W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2[\theta/2]] \quad (1.16)$$

Es usual cambiar W_1 y W_2 por las dos funciones de estructura adimensionales F_1 y F_2

$$F_1(x, Q^2) = Mc^2 W_1(Q^2, \nu) \quad (1.17)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(Q^2, \nu) \quad (1.18)$$

donde x es lo que se conoce como variable de Bjorken, definida como:

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (1.19)$$

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

la cual se utiliza como medida de la elasticidad del proceso. En la figura 1.10 se muestra la forma en que cambia F_2 al pasar de colisiones elásticas a inelásticas mediante el incremento de Q^2 . Si se considera que los electrones están siendo dispersados por n constituyentes del nucleón, a partir de la variable de Bjorken y del análisis de las funciones de estructura se puede interpretar el pico a $x = 1/3$ como la existencia de tres constituyentes puntuales de espín $1/2$ que dispersan al al electrón.

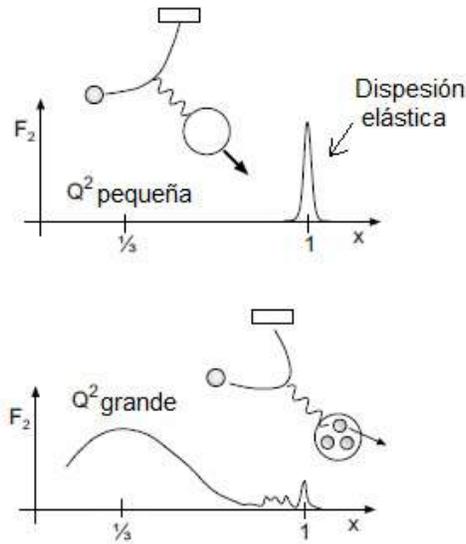


Figura 1.10: Cambio en la forma de la función de estructura F_2 al aumentar Q^2 . (Imagen tomada y editada de [7]).

El primer modelo para explicar la estructura de los nucleones fue el modelo de los partones, desarrollado por Feynman y Bjorken. En este modelo el protón está compuesto por muchas partículas puntuales, se lo considera en un sistema de referencia a alta velocidad, lo que permite realizar ciertas conside-

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

raciones dando como resultado el que las funciones de estructura del protón estén dadas por los momentos longitudinales de los partones. Actualmente se considera a los quarks y gluones como partones y se sigue utilizando el modelo para aproximaciones a altas energías.

Si se consideran f distintos tipos de quarks o partones con carga $Z_f e$, con función de distribución de momento $q_f(x)$ ($\bar{q}_f(x)$ para antipartículas), entonces la función de estructura viene dada por

$$F_2(x) = x \sum_f z_f^2 (q_f(x) + \bar{q}_f(x)). \quad (1.20)$$

Actualmente el modelo utilizado para describir los constituyentes de los protones es el modelo de quarks, desarrollado en los sesentas independientemente por Murray Gell-Mann y Geoge Zweig [14]. En este modelo, los protones (como todos los hadrones), están compuestos de un número indeterminado de elementos puntuales de entre 6 tipos (sabores) distintos denominados quarks (Figura 1.11), de entre los cuales solo 3 de ellos no son aniquilados casi instantáneamente por antipartículas y le confieren al protón sus propiedades de carga eléctrica, espín, entre otras. Los quarks además de carga eléctrica portan un nuevo tipo de carga (carga de color), la cual puede ser de tres tipos diferente R (roja), G (verde) y B (azul) o bien pueden tomar valores opuestos llamados anticolor en los antiquarks. Estas partículas interactúan principalmente mediante el intercambio de 8 tipos diferentes de gluones (bo-

1.1. ESTRUCTURA DEL PROTÓN

sones sin masa ni carga eléctrica, pero portadores de una combinación de carga de color-anticolor).

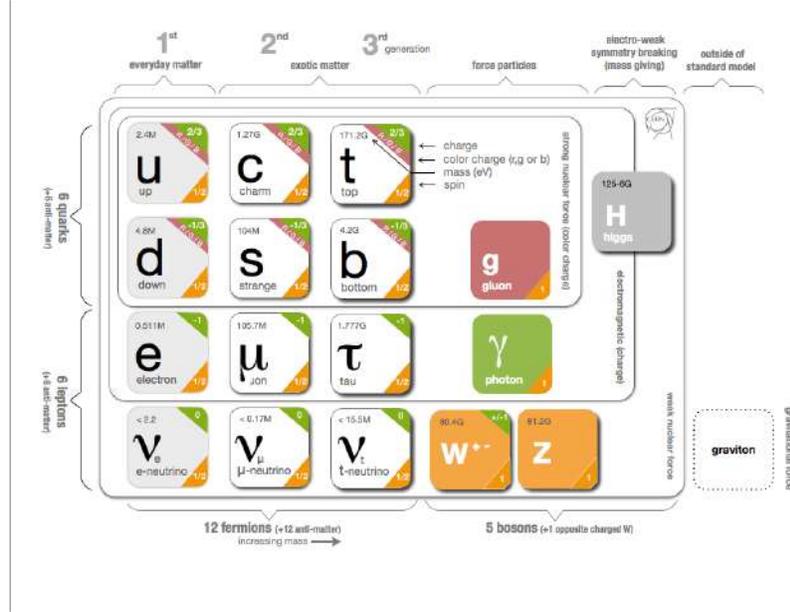


Figura 1.11: Composición del universo observable según el Modelo Estándar. Arriba, los seis tipos diferentes de quarks del modelo de Gell-Man y Zweig y sus propiedades principales. (Imagen tomada de [18]).

La función de estructura del protón en dispersiones inelásticas profundas queda dada entonces por:

$$F_2(x) = x \left[\frac{1}{9}(d_v + d_s + \bar{d}_s) + \frac{4}{9}(u_v + u_s + \bar{u}_s) + \frac{1}{9}(s_s + \bar{s}_s) \right] \quad (1.21)$$

donde $u_v(x)$ es la distribución de quarks u de valencia, $u_s(x)$ la distribución de quarks de mar, \bar{u}_s la distribución de antiquarks u de mar, etc. Los quarks tipo c , t y b son tan pesados que a las energías alcanzables por los accelera-

dores actuales sus contribuciones pueden ser ignoradas.

1.2. Colisiones protón-protón

En física de altas energías, a las colisiones entre partículas se les conoce también como “eventos”. Las mediciones en la energía de las partículas se llevan a cabo en el Sistema de Referencia del Centro de Masas (Figura 1.13), el cuál se puede definir a través del invariante de Lorentz conocido como Variable de Mandelstam s (ecuaciones 1.22 y 1.23). El invariante s , en unidades naturales¹, se define como

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2)^2 \quad (1.22)$$

donde p_1 y p_2 corresponden a los cuadrimomentos de las partículas 1 y 2 en dispersión antes de la colisión, p'_1 y p'_2 los cuadrimomentos después de que ocurre esta.

La raíz cuadrada de s corresponde con la energía total disponible durante la

¹Sistema de unidades donde se considera que la velocidad de la luz en el vacío c , la constante de Plank reducida \hbar , la de gravitación universal G , la de Boltzmann k_B y la constante en la fuerza de Coulomb $1/4\pi\epsilon_0$ valen 1.

1.2. COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

colisión para la creación de nuevas partículas de ambas partículas durante la colisión (llamada energía de centro de masa o e.c.m.), y coincide en algunos casos con la suma de la energía cinética de las partículas que van a colisionar. Esto último se puede demostrar fácilmente mediante ciertas consideraciones, por ejemplo, si consideramos la situación de la figura 1.12, la variable de Mandelstam s se puede reescribir como

$$s = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 + 2p_1 p_2 \cos \theta) \quad (1.23)$$

ahora, si se considera que la colisión es frontal ($\theta = \pi$), que ambas partículas son de la misma especie y que además tienen la misma magnitud de momento lineal p (y por tanto la misma energía total E), s se simplifica a

$$s = 2m^2 + 2(E^2 + 2p^2) \quad (1.24)$$

si también se toma en cuenta que las partículas son aceleradas hasta alcanzar a una velocidad $v \approx c$ antes de colisionar, se puede aproximar la energía total a la energía cinética, es decir $E \gg mc^2$ y $E \approx pc$, con esto, s y \sqrt{s} se pueden aproximar como

$$s \approx 4E^2 \quad (1.25)$$

y

$$\sqrt{s} \approx 2E. \quad (1.26)$$

1.2. COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

Así, por ejemplo, en el LHC donde se ha logrado acelerar protones hasta alcanzar los 6.5 TeV de energía cinética se dice que la colisión se realizó con una e.c.m. de $\sqrt{s} = 13$ TeV.

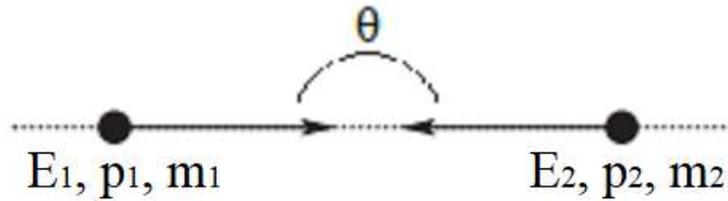


Figura 1.12: Una partícula de energía total E_1 , momento p_1 y masa m_1 colisiona con otra partícula con energía, momento y masa E_2 , p_2 y m_2 respectivamente, con un ángulo de incidencia θ .

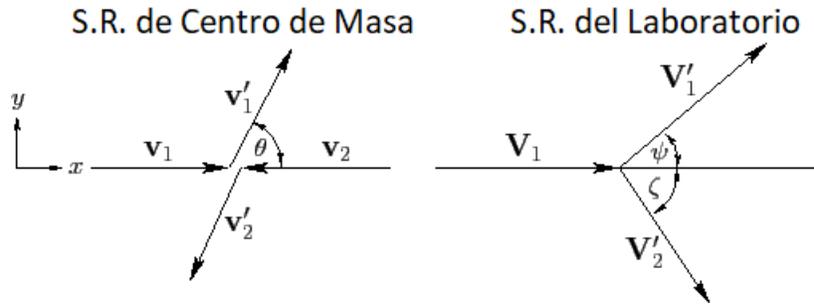


Figura 1.13: A la izquierda, de una dispersión de dos partículas con velocidades v_1 y v_2 , antes y v'_1 y v'_2 después de la colisión vista desde el sistema de referencia del Centro de Masa donde el centro de masa se encuentra en reposo y en el origen. A la derecha el mismo proceso descrito en otro sistema de referencia donde se considera que una de las partículas está en reposo antes de la colisión (S.R. del Laboratorio).

Dada la naturaleza compuesta de los protones, en las colisiones entre haces

1.2. COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

de protones a altas energías, aun para una sola colisión pp, existen siempre dos tipos de colisiones presentes, colisiones “duras” y “blandas” según sea la manera en que colisionan los partones. Las colisiones duras hacen referencia a aquellas colisiones que son más fuertes y directas, que resultan en partones dispersados o nuevas partículas generadas con un momento transversal p_T alto (aprox. > 3 GeV), las colisiones blandas por lo tanto son aquellas interacciones cuyos productos tienen un bajo p_T , es decir, que se desarrollan a lo largo del eje de colisión (Figura 1.14).

La razón principal para hacer diferencia entre ambos tipos de eventos es que cada uno utiliza herramientas teóricas distintas para su análisis, las colisiones duras son modeladas por el marco de la Cromodinámica Cuántica Perturbativa (perturbative QCD) la cual es una teoría renormalizable, por lo tanto existen soluciones analíticas que se pueden comparar con los experimentos, por otra parte, las colisiones blandas están gobernadas por la Cromodinámica Cuántica No Perturbativa (Soft QCD) donde la libertad asintótica no permite trabajar con las expansiones en serie de la teoría perturbativa por lo que los modelos fenomenológicos son indispensables para la comprensión de la física de estas colisiones.

En una colisión pp, además de la dispersión dura o principal, se pueden distinguir varias componentes (Figura 1.14), los Remanentes Haz-Haz (BBR; los partones que no participan en la dispersión inicial), las Interacciones

1.2. COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

Partónicas Múltiples (MPI; dada la naturaleza de los protones es técnicamente imposible tener una sola interacción tras la colisión, existe una parte dura y una blanda), los Estados Inicial y Final de Radiación (ISR y FSR; la radiación emitida por las partículas del estado inicial y final respectivamente) y eventualmente la hadronización (la formación de hadrones por la fragmentación).

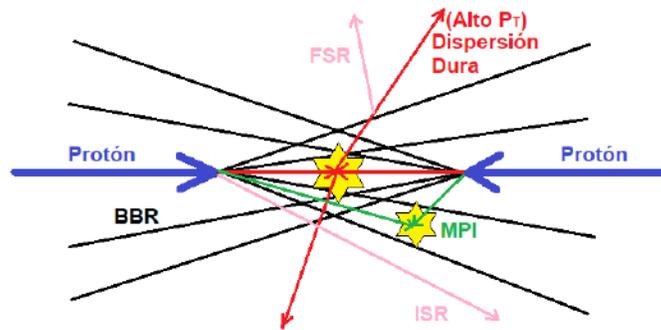


Figura 1.14: Imagen esquemática de una colisión pp donde se muestran las distintas componentes de la colisión, la “dura” (partículas con alto P_T así como su ISR y FSR) y “blanda” (BBR, parte de las MPI y sus ISR/FSR).

1.2.1. Underlying Event

El Evento Subyacente o Underlying Event (UE), comprende todo lo que no es parte de las colisiones duras, es decir, consiste de partículas de los Remanentes de Haz, de la parte blanda de las MPI y de los Estados Inicial y Final de Radiación de estas [16]. Como se mencionó antes, se carece de soluciones analíticas para el estudio de esta componente en las interacciones (colisio-

1.2. COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

nes), por lo que depende fuertemente de las herramientas computacionales para el análisis numérico y la simulación de sus efectos.

El estudio UE permite comparar y ajustar los modelos teóricos, contribuye también a la búsqueda de nueva física, además de servir para ajustar los parámetros utilizados en las simulaciones con el fin de afinarlas y obtener así una mayor precisión a la hora de hacer comparaciones o predicciones. Dos de las variables de interés en el estudio del UE (ecuaciones 1.27 y 1.28), están relacionadas con la multiplicidad de las partículas primarias² cargadas N_{ch} y la suma escalar del momento transverso de todas estas partículas en el evento $\sum_i P_{T,i}$ en ciertas regiones definidas a partir de la partícula o del jet líder (con el mayor P_T del evento). La definición de estas regiones se muestran en la figura 1.15. La evolución de estas variables con la energía de colisión es de especial interés en los estudios.

$$\left\langle \frac{N_{ch}}{\Delta\eta\Delta\phi} \right\rangle \quad (1.27)$$

$$\left\langle \frac{\sum_i P_{T,i}}{\Delta\eta\Delta\phi} \right\rangle \quad (1.28)$$

donde $\Delta\eta$ depende del rango en el intervalo de pseudorapidez η que se quiere estudiar y $\Delta\phi = \phi - \phi_{lider}$ es la diferencia en el ángulo azimutal entre la partícula (o jet) con mayor P_T y cada partícula que también depende

²Partículas cargadas producidas en la colisión con carga eléctrica y una vida media $\tau > 300$ ps, además productos de decaimientos de partículas con $\tau < 30$ ps.

1.2. COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

del rango que se quiera estudiar. La figura 1.16 muestra como se definen la pseudorapidez y el ángulo azimutal.

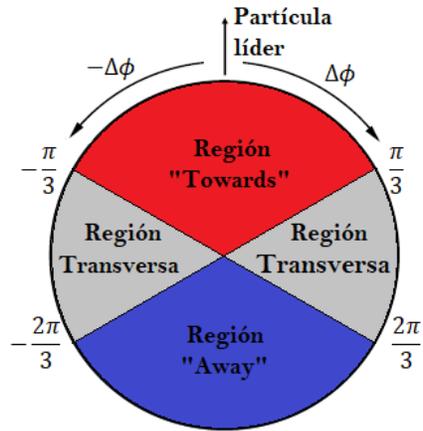


Figura 1.15: Regiones en plano ϕ generado por la dirección de la partícula líder y el eje z (eje de colisión). Las tres regiones “towards”, “away” y transversal ocupan las mismas áreas. Las regiones transversales ($\pi/3 < |\Delta\phi| < 2\pi/3$) son sensibles al UE.

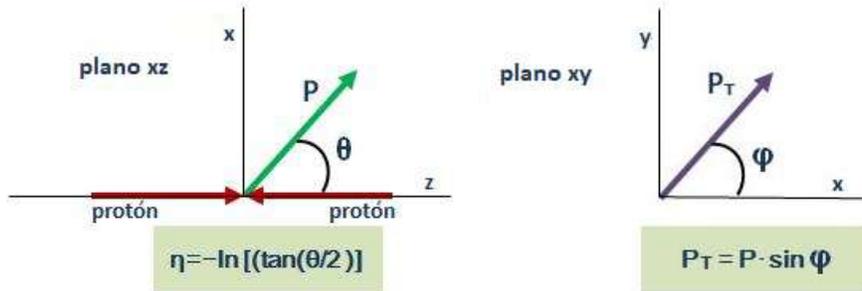


Figura 1.16: Definición de pseudorapidez η , de momento transversal P_T y del ángulo azimutal ϕ . (Imagen tomada y editada de [15]).

1.2.2. Jets

En física de partículas un *jet* se define como un conjunto o chorro colimado de hadrones y otras partículas. Los hadrones surgen como consecuencia del confinamiento de color y la libertad asintótica, de esta manera, los partones están restringidos a formar estados sin color en mesones o bariones) [7]. Existen varios modelos de hadronización como el de Modelo de Cuerda de Lund, modelo fenomenológico utilizado comúnmente en las simulaciones. En un evento típico de dispersión dura por ejemplo, se observan dos jets que viajan aproximadamente en la dirección de las dos partículas colisionantes iniciales y dos jets que siguen la dirección de los partones dispersados con un alto momento transversal [16].

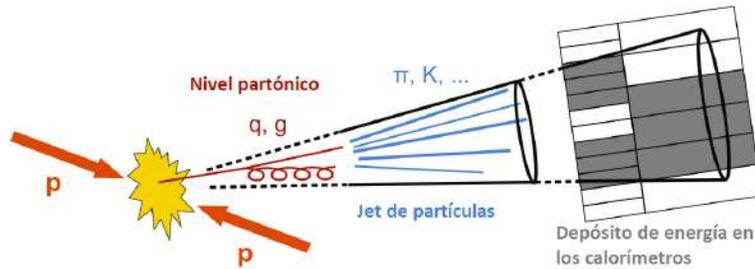


Figura 1.17: Esquema de la formación y detección de jet a partir de una colisión pp. (Imagen tomada y editada de [18]).

La cantidad de jets que se genera depende de la energía de la colisión. Los partones “libres” se hadronizan en fracciones de segundo tan pequeñas que resulta imposible detectarlos, por lo tanto son estos jets los que dejan las trazas que se pueden medir en los diferentes detectores del CMS o ATLAS

1.2. COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

en el LHC por ejemplo.

Capítulo 2

Sistemas experimentales y de simulación

2.1. Aceleradores de partículas

Los aceleradores de partículas hacen uso de potentes campos eléctricos y magnéticos para acelerar y dirigir partículas subatómicas o iones, generalmente generados por efecto termoiónico, mediante el empleo de campos eléctricos u otros métodos, dentro de cámaras a alto vacío para evitar pérdidas de energía por colisiones con partículas de gas residual. Las partículas se hacen colisionar contra haces acelerados en la dirección opuesta, o bien, contra objetivos estáticos de distintos números atómicos.

Existen dos tipos básicos de colisionadores de partículas, los de tipo lineal

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

y los circulares (figura 2.1). El principio básico por el cual funcionan los aceleradores lineales, es que las partículas son aceleradas dentro de tubos cilíndricos sellados al vacío. Dentro de estos tubos hay varias placas cargadas eléctricamente (electrodos), colocadas a lo largo del tubo. Las partículas se hacen pasar por el centro del tubo empleando los campos eléctricos generados por los electrodos, estos van cambiando su polaridad conforme las partículas los atraviesan y es así como logran acelerarse hasta su objetivo, este tipo de aceleradores son de uso común en la medicina.

Los aceleradores de tipo circular se dividen a su vez en dos tipos: ciclotrones y sincrotrones. Ambos tipos utilizan campos magnéticos para curvar las trayectorias de las partículas y presentan la ventaja por sobre los de tipo lineal de poder alcanzar altas energías en espacios más limitados, así como de reducir las dificultades que surgen por el uso de los altos voltajes que los grandes aceleradores lineales necesitan. A continuación se describe brevemente el funcionamiento de los sincrotrones, puesto que es el tipo de acelerador del que consta el LHC así como sus preaceleradores.

Los aceleradores tipo sincrotrón, como el Tevatron³ en los EE. UU. o el acelerador principal del Gran Colisionador de Hadrones (LHC), en la frontera franco-suiza, hacen uso de campos eléctricos y magnéticos variables en el

³Ubicado en las instalaciones del Fermilab, cesó actividades en 2011 y alcanzaba una energía máxima de 1 TeV. Aquí se observaron por primera vez el quark top y el neutrino tauónico [17].

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

tiempo para mantener el radio de la trayectoria de las partículas constante a medida que están se aceleran. Esto los dota con la ventaja de poder mantener a las partículas acelerándose por tiempo indefinido, en contraposición, tienen la desventaja de perder una considerable energía mediante la emisión de *radiación sincrotrón*⁴ y necesitan aceleradores lineales que inyecten los haces puesto que no los pueden acelerar desde el reposo.

⁴Radiación EM emitida por partículas cargadas muy energéticas al moverse por campos magnéticos. Existen sincrotrones que se construyen con la finalidad de estudiar y hacer uso de esta radiación.

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

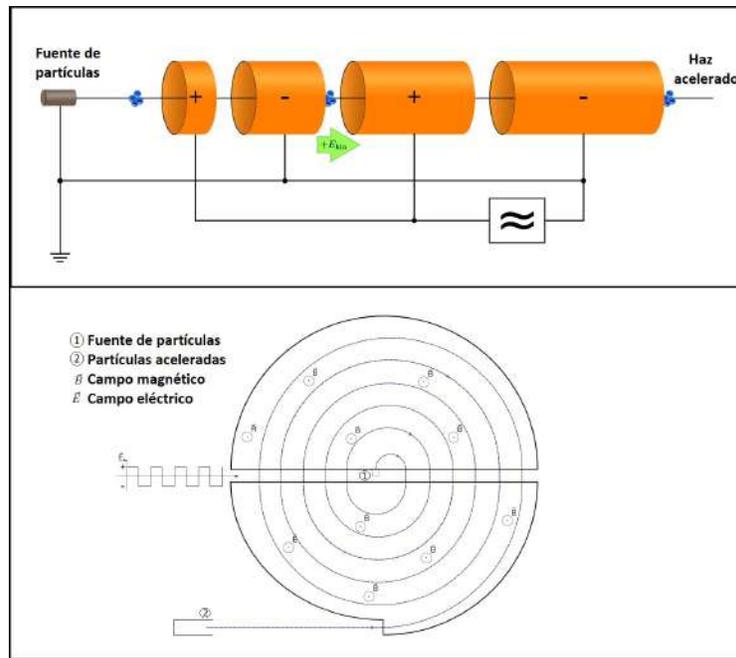


Figura 2.1: Arriba, un esquema del funcionamiento de un acelerador lineal, las placas cambian de signo conforme las partículas van pasando mediante un voltaje alterno, ganando así energía cinética. Abajo se muestra el funcionamiento de un ciclotrón. (Imagen tomada y editada de *Wikipedia*).

2.1.1. Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones (Figura 2), es actualmente el colisionador de partículas más grande y con mayor potencia del mundo. Colisiona protones, iones de plomo y iones de xenón entre sí, así como colisiones de protón-plomo a distintas energías de centro de masa (hasta 13 TeV, 6.5 TeV por haz en colisiones pp). El LHC está conectado a una serie de aceleradores lineales y sincrotrones de menor tamaño que se encargan de dar la energía necesaria para mantener a los haces de partículas girando sobre el radio de

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

8.6 km de los que este se compone. En este complejo existen además distintos experimentos para el estudio de antiprotones, neutrones y neutrinos [18].

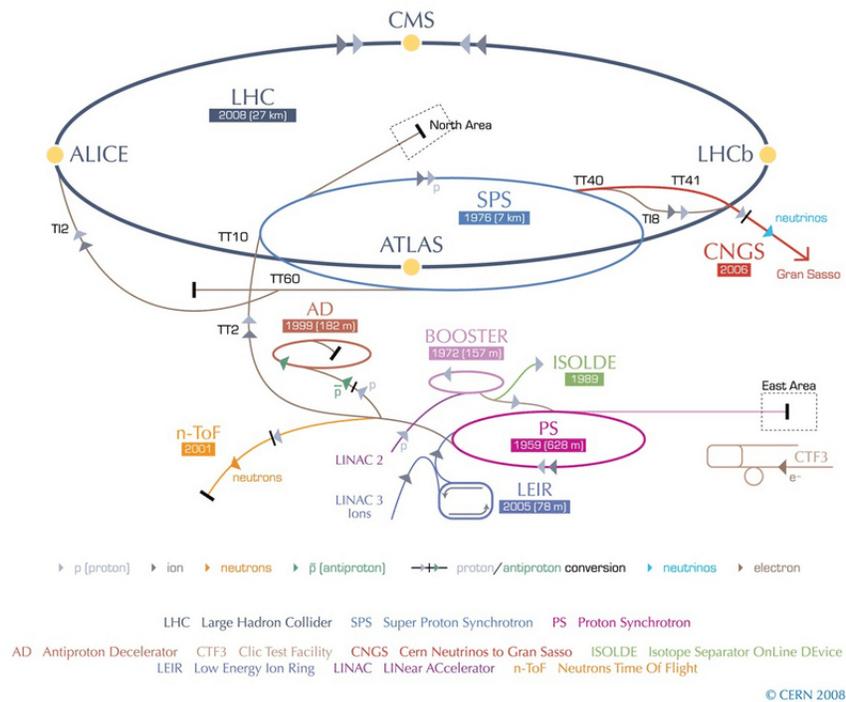


Figura 2.2: Imagen esquemática donde se muestran los distintos aceleradores y áreas de investigación en el CERN. En la imagen se puede seguir el recorrido de los protones desde el LINAC 2 hasta el LHC así como el de las diferentes partículas utilizadas en los experimentos. (Imagen tomada de [18]).

El complejo de aceleradores del CERN se encuentra entre 50 y 100 m por debajo de la tierra. Se localiza debajo del territorio de la frontera entre los países de Francia y Suiza, en este último, además, se localiza la sede principal de la Organización Europea para la Investigación Nuclear, institución

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

formada por 23 países miembros que además mantiene acuerdos de colaboración con científicos e ingenieros de más de 100 países de todos los continentes al rededor del mundo (excepto la Antártida), entre ellos México, lo que lo convierte en el complejo de aceleración más grande en el mundo actualmente.

Como se muestra en la figura 2.2, el LHC está conectado a una serie de aceleradores más pequeños que son vitales para alcanzar las energías con las que cuenta el LHC, de otro modo las partículas no podrían ser aceleradas con la suficiente rapidez para que mantengan la trayectoria circular de 8.6 km de radio del acelerador principal.

En el inicio del recorrido, los protones son obtenidos a partir de un gas de hidrógeno al que se le aplican campos eléctricos para separar los electrones de los protones. Los protones son así focalizados e inyectados en el primer acelerador, el acelerador lineal LINAC 2, donde son acelerados hasta alcanzar 50 MeV de energía. Después, los protones entran en el primer de sincrotrón, el acelerador “Booster” de 157 m de circunferencia, aquí los protones alcanzan una energía de 1.4 GeV y son enviados al siguiente sincrotrón, el “Proton Synchrotron” (PS) que cuenta con 628 m de circunferencia, donde alcanzan 25 GeV de energía. Por último, antes de ser ingresados y separados en dos haces opuestos en el LHC, los protones pasan al “Super Proton Synchrotron” (SPS) con una circunferencia de 7 km donde son acelerados hasta alcanzar 450 GeV. El recorrido de los iones hasta el LHC es un poco diferente, estos

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

comienzan su recorrido en el LINAC 3 y son enviados después al acelerador “Low Energy Ion Ring” (LEIR) en lugar de al “Booster”.

El LHC consta de un anillo de poco menos de 27 km de circunferencia por el cual pasan dos tubos de unos pocos mm de radio, los cuales se encuentran sellados y en condiciones de ultra vacío, alcanzando así presiones del orden de 10^{-9} Pa⁵ y una temperatura de 1.9 K⁶ con el empleo de toneladas de nitrógeno y helio líquido. El anillo cuenta con 1232 imanes, superconductores hechos de una aleación de Niobio-Titanio que curvan la trayectoria de las partículas [18, 19].

Los haces de partículas se cruzan y colisionan en cuatro puntos distintos de la circunferencia. Sobre los cuatro cruces se hallan instalados los principales detectores:

- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS): Detector de propósito general que comprende, entre otras cosas, la comprobación del Modelo Estándar en el rango de TeV, el rastreo de dimensiones extra y la búsqueda de partículas extra (SUSY y materia oscura, por ejemplo) [20]. Este detector junto con CMS informaron la observación del bosón de Higgs en 2012 [21, 22].
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment): Se especializa en física de

⁵1 atmósfera de presión equivale a 101 325 Pa.

⁶La temperatura ambiente ronda los 295 K.

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

plasma quark-gluón producido en colisiones de iones pesados [23]. Estudia la materia que interactúa fuertemente a densidades extremas que existieron en el universo durante los primeros milisegundos después del Big Bang.

- LHCb (LHC-beauty): Este detector está especializado en estudiar la física del quark b, sus decaimientos y su relación con la asimetría del universo entre materia y antimateria (Violación CP) [24].

El experimento CMS será descrito más adelante con mayor detalle.

Actualmente el LHC se encuentra en un periodo de reparación y mejoras conocido como Long Shutdown 2 (LS2), desde finales de 2018 y hasta 2021 (figura 2.3). Se reemplazará el LINAC 2 por un nuevo acelerador, el LINAC 4, así como gran parte de los sistemas magnéticos, cableado, entre otras actualizaciones y mejoras físicas. El fin de este paro en las corridas es el de incrementar el número de colisiones que se puedan generar por cm^2 por segundo (luminosidad L), actualmente del orden de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, con el fin de así aumentar la probabilidad de observar eventos que muestren física más allá del modelo estándar (BSM) y alcanzar la e.c.m. límite de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ para la que fue diseñado. Con el inicio del LS2 se dio fin a su segundo periodo de recolección de datos, conocido como RUN2, en donde se alcanzó una energía máxima de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

2.1.2. El futuro del LHC

Los planes a futuro del CERN, después del RUN3 (2021-2024), son los de actualizar de nuevo la serie de cryoimanes con nueva tecnología de Niobio-Estaño, los sistemas ópticos y otros componentes en al menos 1.2 de los 27 km del LHC con el fin de aumentar la luminosidad del detector en un orden de magnitud, proyecto conocido como High-Luminosity LHC (HL-LHC). Existe también la propuesta de un proyecto para ampliar el complejo de aceleradores, pasando el LHC a ser un preacelerador para un nuevo sincrotrón de 100 km de circunferencia capaz de alcanzar una energía por arriba de $\sqrt{s} = 100$ TeV conocido como Future Circular Collider (FCC).



Figura 2.3: Línea del tiempo de las operaciones en el LHC. (Imagen tomada de [18]).

Entre la actualización del LHC al HL-LHC y la construcción del FCC se pretende trabajar en una nueva actualización de los aceleradores inyectores y los cryoimanes para lograr una e.c.m. de $\sqrt{s} = 27$ TeV para colisiones

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

protón-protón en un proyecto conocido como LHC de Alta Energía (HE-LHC). Los nuevos imanes de niobio-estaño generarán un campo de 16 T con ayuda de 8 nuevas plantas criogénicas (además de las 8 ya existentes), que se mantendrán a una temperatura de 1.8 K, se requerirá además de un nuevo SPS como inyector capaz de suministrar protones a 900 GeV primero y, tras una segunda actualización, a 1.3 TeV en contraste con la actual capacidad de suministro de 450 GeV por el SPS hacia el LHC [30].

2.1.3. Solenoide Compacto de Muones

La física que estudia el experimento CMS es básicamente la misma que la de ATLAS.

El detector CMS (figura 2.4) es un multidetector cilíndrico con 7.3 m de radio y 21.6 m de largo, tiene un peso de unas 12,500 toneladas y está formado por una región central de colisión donde paquetes o *bunches* de alrededor de 100,000 millones de protones son deflectados y obligados a colisionar. El detector cuenta con 5 capas principales, 4 de detección y una para el imán superconductor. De adentro hacia fuera, el CMS está compuesto por: detector de trazas, calorímetro electromagnético (ECAL), calorímetro hadrónico (HCAL), imán solenoide y detector de muones. Estos, en conjunto, aseguran la medición con una gran precisión de la energía, masa, carga eléctrica y trayectoria de los productos de las colisiones [25].

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

La primera capa, el detector de trazas, se compone de detectores a base de silicio, 13 capas en total, 10 de los cuales son detectores de microstrip que se utilizan para transmitir señales de microondas y 3 son capas de detectores de pixeles, los más cercanos a la región de interacción. Entre ambos, ocupan un diámetro de 2.6 m, una longitud 5.8 m y cuentan con una cobertura de pseudorapidez de $|\eta| < 2.5$.

En el caso de los calorímetros, el ECAL utiliza cristales de tungstato de plomo (PbWO_4) que operan en un rango de $|\eta| < 3$, así como de fotodiodos de avalancha de silicio y fototriodos de vacío que se utilizan para la detección de luz de centelleo, además, al final del ECAL se encuentra instalado un sistema de veto que se encarga de identificar los eventos tipo $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ para rechazarlos por sobre los eventos tipo $H \rightarrow \gamma\gamma$ de mayor interés para el experimento.

Después se encuentra instalado el HCAL, calorímetros especializados para la detección de hadrones, compuestos por latón y un centellador. Otro HCAL de hierro y fibra de cuarzo asegura la medición de hadrones en un rango de $|\eta| < 5$. Los centelleos en el HCAL son conducidos por fibras corredoras de frecuencia y detectados en fotodiodos híbridos, además, en las fibras de cuarzo se produce radiación Cherenkov que es detectada mediante fotomultiplicadores. Calorímetros tipo ECAL y HCAL son colocados también transversalmente para asegurar una cobertura geométrica casi completa.

2.1. ACELERADORES DE PARTÍCULAS

Finalmente, en las regiones más alejadas, se encuentran el imán superconductor solenoidal y los detectores de muones de los cuales se origina el nombre del experimento. El imán superconductor, compuesto por una aleación de niobio-titanio, cuenta con 6 m de diámetro, 13 m de largo y es capaz de generar un campo magnético de 4 T⁷. El detector de muones está formado por varias capas de tubos de deriva compuestos de una cámara aluminio llena con un gas mixto de Ar/CO₂ en la región de rapidez central ($|\eta| < 1.3$), cámaras de tira catódica llenas de un gas de Ar/CO₂/CF₄ en la región de la tapa final o ($|\eta| < 2.1$) y cámaras de placa resistiva, otro tipo de detector gaseoso.

La recopilación de datos se da a través del Sistema de Adquisición de Datos CMS (DAQ) y un sistema de disparo que selecciona eventos conforme estos muestren propiedades de interés. En CMS se seleccionan alrededor de 100 eventos por segundo de los aproximadamente 40 millones que se producen, lo cual genera un flujo de datos de alrededor de 100 GBytes/s.

⁷El campo magnético terrestre, capaz de orientar una pequeña aguja imantada en reposo, varía entre los 25 y 65 μ T.

2.2. SIMULACIÓN DE EVENTOS

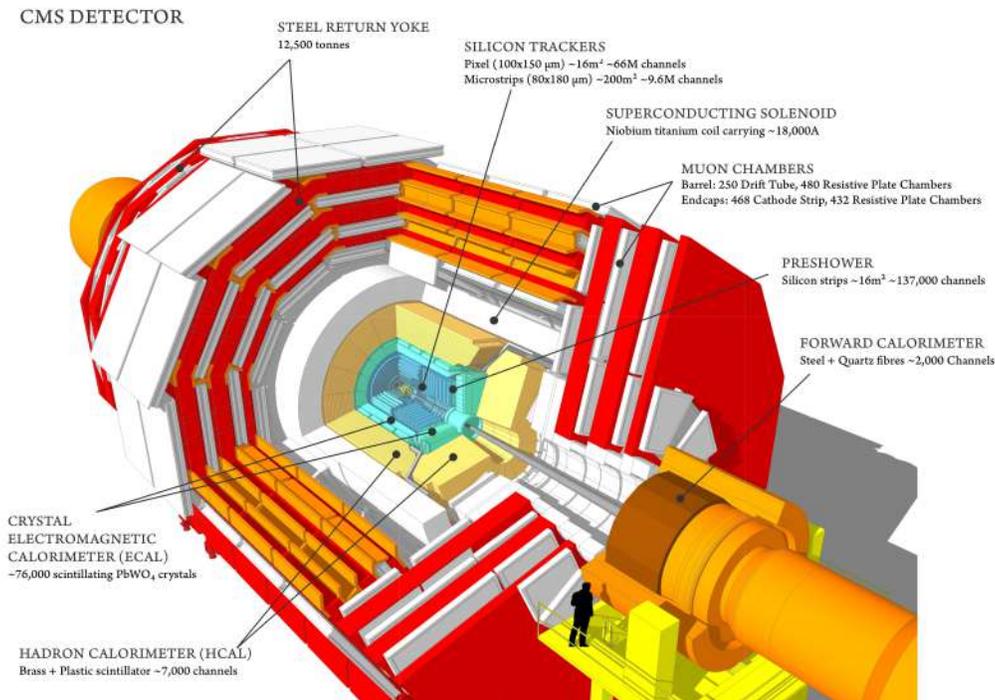


Figura 2.4: Imagen que muestra las distintas capas de las que se compone el detector CMS. Se puede ver también la comparación del tamaño con la de un ser humano promedio. (Imagen tomada de [18]).

2.2. Simulación de eventos

En la siguiente sección se hace un repaso de las características principales del simulador de eventos PYTHIA y el buscador de jets FastJet utilizados en el desarrollo de la tesis, así como las del procesador de datos ROOT.

2.2.1. PYTHIA

PYTHIA es una herramienta para la generación de eventos de colisiones leptón-leptón (ll) y hadrón-hadrón (hh) (para versiones 8.2.0 en adelante) a altas energías, funcional en el rango de e.c.m. $10 \text{ MeV} < \sqrt{s} < 100 \text{ TeV}$. Utiliza métodos de Monte Carlo así como la subdivisión del problema completo en tareas más simples para la simulación y la selección de los distintos procesos involucrados desde la colisión hasta la hadronización, tal como las colisiones duras, los estados inicial y final de radiación, las desintegraciones de las partículas, etcétera. Se utiliza para la comparación de resultados con los datos existentes o predecir los de futuros experimentos [26].

El programa está desarrollado en lenguaje fortran 77 y C++ (versión 8.1 en adelante), y cuenta con más de 35 años de desarrollo. Comprende un conjunto coherente de modelos físicos que se han derivado en parte de la teoría, y en parte en modelos fenomenológicos, con una serie de parámetros que se determinan a partir de los datos (*tunes*) que se han producido por el grupo Pythia y por las colaboraciones experimentales. Los principales objetivos del programa incluyen la exploración de las consecuencias experimentales de los modelos teóricos, desarrollar estrategias de búsqueda, interpretación de datos experimentales y estudio del rendimiento del detector. El programa sigue en continuo desarrollo con la exploración de datos del LHC para coincidir con las bibliotecas de física de altas energías, además se espera agregar a las nuevas versiones la posibilidad de colisiones lh , γh y $\gamma\gamma$.

2.2. SIMULACIÓN DE EVENTOS

La versión de PYTHIA utilizada para el presente trabajo fue la versión 8.2.15, con los siguientes parámetros principales:

- *tune*: Monash 2013, por ser la mejor se adaptada para el estudio del UE (figura 2.5).
- Procesos de QCD suaves (ND, SD y DD): encendidos.
- Reconexión de color: apagada.

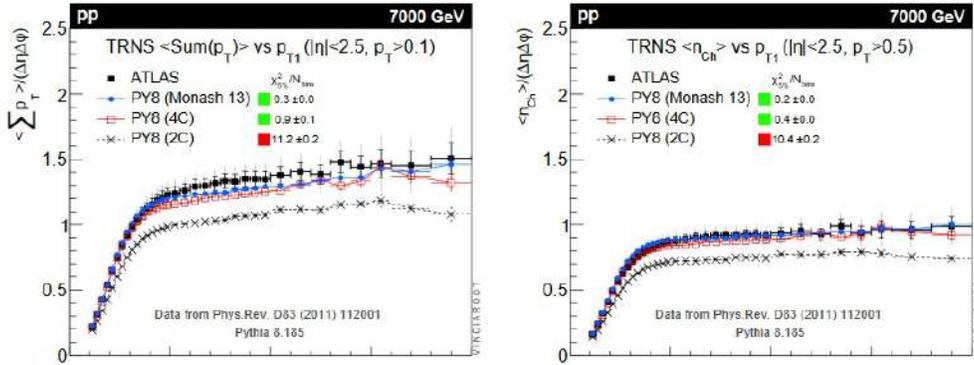


Figura 2.5: Comparación entre *tunes* en colisiones pp a 7 TeV en la región transversal con datos de ATLAS. A la izquierda la suma de p_T y la multiplicidad N_{ch} como funciones del momento transverso p_{T1} del jet líder entre 0 y 20 GeV/c. (Imagen tomada de [27]).

2.2.2. FastJet

El programa FastJet es un paquete escrito en C++ que sirve como herramienta para la búsqueda y análisis de jets durante la generación de eventos de tal forma que estos quedan bien definidos y el mecanismo de selección es

2.2. SIMULACIÓN DE EVENTOS

reproducibile. El conjunto de ecuaciones matemáticas que definen a un conjunto de partículas como parte de un jet se conocen como “algoritmo de jet” y los hay de dos tipos: de recombinación secuencial y algoritmos de cono. La búsqueda de jets mediante la aplicación de un algoritmo de jet da como resultado parámetros que definen al jet, como la rapidez y_c del jet, el ángulo acimutal ϕ_c del jet, el momento transversal p_T^{jet} del jet, entre otros. FastJet también proporciona medios para facilitar la manipulación de la subestructura del jet [28].

La versión de FastJet utilizada fue la 3.3.2 y el algoritmo utilizado para realización de la tesis fue el algoritmo conocido como “SISCone”. En este algoritmo se utilizan dos parámetros para definir un jet: el parámetro de radio de cono R_c , definido a través de la ecuación 2.1 y el parámetro de umbral de superposición el cual se define como la fracción de impulso superpuesto por encima del cual se fusionan dos prototipos en un procedimiento de división por fusión Tevatron Run II, comunes para los algoritmos de cono.

$$\Delta y_{ic}^2 + \Delta \phi_{ic}^2 < R_c^2 \quad (2.1)$$

donde Δy_{ic} y $\Delta \phi_{ic}$ son la diferencia entre la rapidez y ángulo ϕ entre la partícula i -ésima y el cono. Ya que algunas partículas del evento no estarán dentro de ningún cono, el algoritmo SISCone realiza múltiples búsquedas de conos utilizando solo el conjunto de partículas que no está aún dentro de

ningún cono.

2.2.3. Root

ROOT es una biblioteca y un programa de código abierto coordinado por el CERN diseñado originalmente para el procesamiento y análisis de la enorme cantidad de datos generados en los experimentos del LHC. Se utiliza principalmente en experimentos de física de partículas como en el CMS o ATLAS, aunque también existen otros campos donde se desarrollan softwares basados en ROOT, como por ejemplo en proyectos de astrofísica o neurociencia computacional. Fue escrito originalmente en Fortran (1994 a 2003), para después ser reescrito en C++. ROOT es bastante adaptable y proporciona una interfaz gráfica de usuario para el análisis interactivo de datos. El programa incluye paquetes para generar histogramas y gráficos que permiten analizar funciones y para ajuste de curvas, entre muchas otras funciones. También la simulación de datos esperados es un aspecto importante del programa. [29]

La versión 6.14.02 de ROOT fue utilizada durante el análisis de datos llevado a cabo en este trabajo.

Capítulo 3

Resultados

3.1. Simulación y algoritmo

Se desarrollaron códigos en los lenguajes de programación C y C++ para simular, seleccionar, hacer cálculos, generar gráficos y analizar resultados con el uso de los programas científicos PYTHIA 8.2.15, Fastjet 3.3.2 y ROOT 6.14.02. Se generaron 1000 millones de eventos para la simulación a cada una de las energías del presente trabajo (0.9, 7 TeV), después se realizaron 320 millones de eventos a 13, 18, 22 y 27 TeV con el fin de obtener una distribución de p_T que permitiese realizar el cálculo para los factores de escala a dichas energías, para esto fue necesario el uso del sistema de supercómputo del Área de Cómputo de Alto Rendimiento de la Universidad de Sonora (ACARUS).

3.1. SIMULACIÓN Y ALGORITMO

El código principal se desarrolló en varias etapas, primero, se dieron a PYTHIA los parámetros para la simulación, esto es, el número de eventos a realizar, las partículas a colisionar (Beams:idA=Beams:idB=2212), la energía de centro de masa de la colisión en GeV (Beams:eCM=900,7000,13000,18000,22000 y 27000), se activaron también los procesos inelásticos difractivos (figura 3.1) (SoftQCD:nonDiffractive, singleDiffractive y doubleDiffractive = on), se especificó además que el tune a utilizar sería Monash (tune: pp), puesto que demostró ser el que mejor para reproducir los datos del UE.

Lo siguiente fue la búsqueda de jets mediante el algoritmo SISCone, con un radio de cono $R_c = 0.5$ y la selección de partículas que servirán como semillas para el algoritmo de jets. Los parámetros escogidos para las partículas semilla fueron: que se tratara de partículas cargadas, que tuvieran un $p_T > 0.5$ GeV/c y una pseudorapidez $|\eta| < 2.5$. Estos parámetros se seleccionaron tomando en cuenta la aceptación total del rastreador interno del CMS y de las cámaras de muones en las tapas del experimento, además, las partículas con un p_T inferior son fuertemente deflectadas por el enorme campo magnético de 4 T lo que imposibilita una reconstrucción eficiente de su trayectoria.

Con el algoritmo de recreación de jets funcionando, se pidió como requisito que los jets tuviesen un $p_{T,jet}$ que fuese mayor a 1 GeV/c y se definió como jet líder aquel con el $p_{T,jet}$ más alto. Un vez seleccionado el jet líder se procedió a extraer el $p_{T,jet}^{lider}$ y el ángulo azimutal ϕ_{jet}^{lider} . El siguiente paso fue seleccionar

3.1. SIMULACIÓN Y ALGORITMO

solo las partículas de interés para el estudio, es decir, aquellas con $p_T > 0.5$ GeV/c, con un rango de pseudorapidez entre $[-2, 2]$ y que estuvieran dentro de las regiones transversales, es decir, con $\pi/3 < |\delta\phi| < 2\pi/3$ rad según la ecuación 3.1, el conteo de las partículas que cumplieron con estas características dan el valor de N_{ch} y es la suma escalar de sus momentos transversos de donde se obtiene la variable $\Sigma_i p_{T,i}$.

$$\delta\phi = \phi_{jet}^{lider} - \phi_i \quad (3.1)$$

Las variables del UE (ecuaciones 1.27 y 1.28) utilizadas en estudio de la presente tesis fueron reconstruidas a partir de aquí considerando $\Delta\eta$ y $\Delta\phi$ como los rangos de pseudorapidez y de ángulo azimutal estudiados respectivamente, en este caso, como $-2 < \Delta\eta < 2$ el valor será $\Delta\eta = 4$ y como se consideran ambas regiones transversales (de 60° cada una), entonces, $\Delta\phi = 120^\circ$. Así la unidad de área queda como $\Delta\eta\Delta\phi = (4)(2\pi/3)$, considerando el ángulo en radianes.

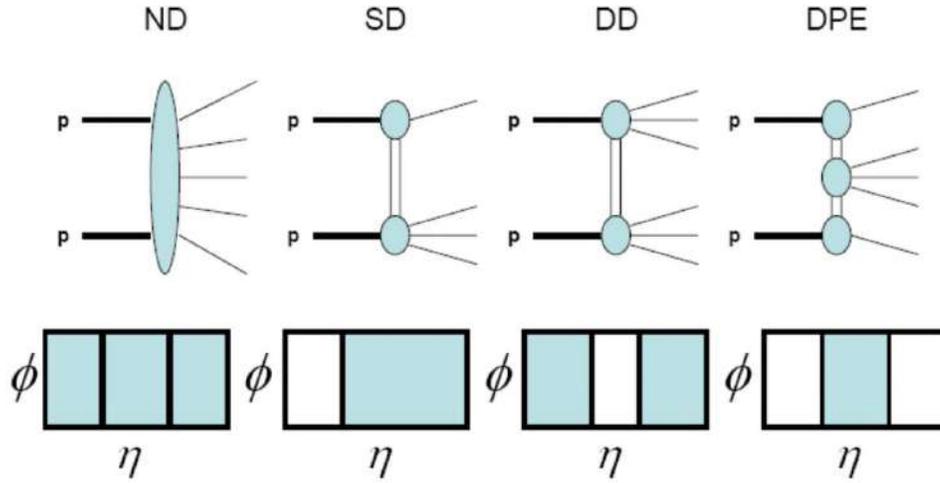


Figura 3.1: Los procesos inelásticos pueden separarse en los siguientes procesos denominados difractivos. Los procesos difractivos llevan consigo la generación de sistemas de partículas de distintas maneras y estos se distinguen entre No Difractivo (ND), Difractivo Individual (SD), Difractivo Doble (DD) o Central (DPE) según la región en el plano η donde se encuentren sus productos, solo los procesos ND, SD y DD se consideraron en el estudio. (Imagen tomada de [18]).

3.2. Análisis

Se compararon los resultados de la simulación a 0.9 TeV y a 7 TeV se compararon con los datos reales del experimento CMS [31] a partir del repositorio de datos de física de altas energías HEPData (figuras 3.2 y 3.3). Como se observa a partir de las figuras se lograron reproducir con gran precisión los resultados de CMS.

En la figura se observa para ambas variables un fuerte aumento en la ac-

3.2. ANÁLISIS

tividad con el aumento de $p_{T,jet}^{lider}$ hasta aproximadamente 10 GeV/c, donde el incremento en la actividad (pendiente) decae y parece estabilizarse mostrando poca dependencia con la e.c.m, en especial para N_{ch} aunque siguen aumentando levemente. Este cambio en la pendiente se explica como una saturación en las interacciones MPI debido al aumento de colisiones pp con parámetro de impacto muy pequeño al aumentar \sqrt{s} . Puesto que a 0.9 TeV es más difícil la producción de partículas con alto p_T y la estadística sería muy pobre, en el artículo como en nuestra simulación de los datos se opta por restringirse hasta un valor de 25 GeV/c para el $p_{T,jet}^{lider}$, mientras que a 7 TeV se llega hasta los 100 GeV/c. Las barras de error representan el error total E_T (ecuación 3.2) a partir de los errores sistematico E_{sys} y estadístico E_{sta} obtenidos también en HEPData

$$E_T = \sqrt{E_{sys}^2 + E_{sta}^2} \quad (3.2)$$

A partir de la figura 3.3 se observa que la reproducción de los datos a bajo $p_{T,jet}^{lider}$ (< 3 GeV/c), así como a altos valores de este (> 80 GeV/c) la reproducción de los datos es deficiente, esto se debe principalmente a que a bajo momento transversal los procesos dominantes son procesos que involucran QCD no perturbativa, la cual, a falta de una teoría compatible, no se logran buenos resultados, mientras que para valores altos de momento la falta de mayor estadística da como resultado que la descripción sea deficiente. La re-

3.2. ANÁLISIS

gión sombreada en ambas gráficas representa el error propagado a partir de (3.2) al cociente. Las descripciones de $\langle N_{ch} \rangle$ y $\langle \sum_i p_{T,i} \rangle$ cuentan con un rango de error del ± 2 y del $\pm 10\%$ respectivamente.

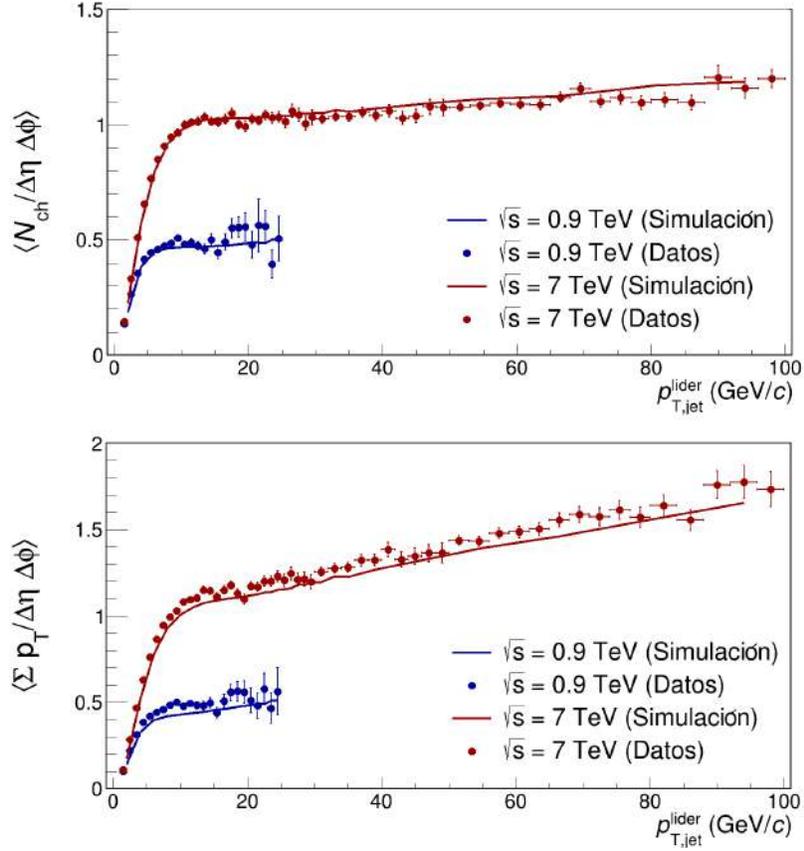


Figura 3.2: Comparación entre los resultados obtenidos por el CMS y la simulación de PYTHIA para el número de densidad (arriba) y la suma de momento transversal (abajo) en las regiones transversas. Los puntos con las barras representan los datos experimentales y sus errores, las líneas continuas representan las simulaciones. El error en las simulaciones es omitido puesto que se vuelve despreciable por el gran número de eventos simulados.

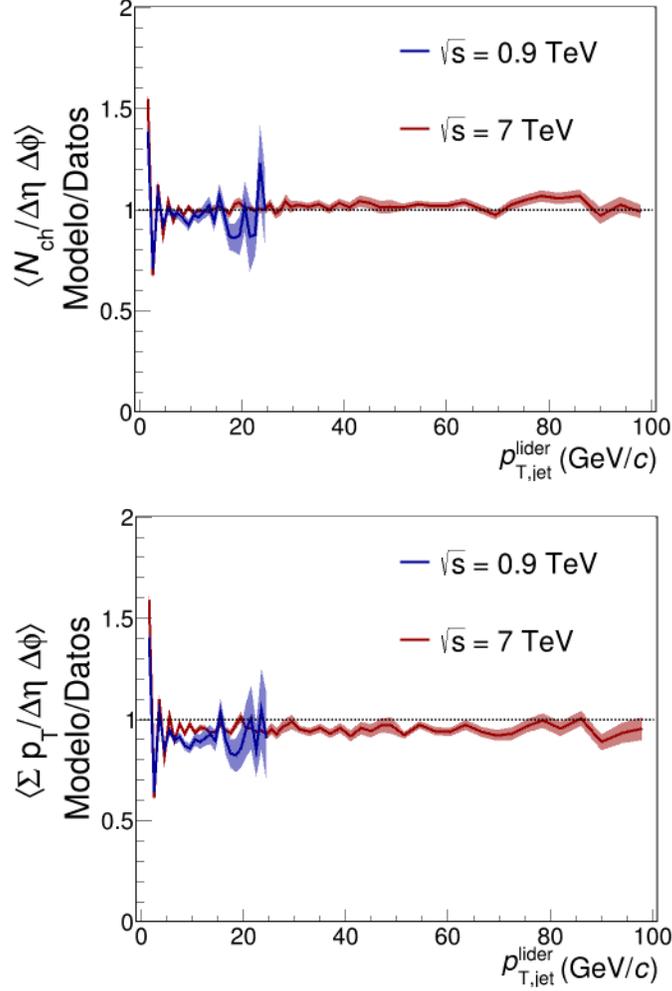


Figura 3.3: Cocientes entre simulación y datos reales entre las variables de UE para ambas energías.

La prácticamente inexistente dependencia en \sqrt{s} de las curvas en los observables del UE a partir de $p_{T,jet}^{lider} \sim 10$ GeV/c y el aumento de la multiplicidad con la energía, da pie a esperar que las curvas puedan ser escaladas mediante la multiplicidad.

3.2. ANÁLISIS

El factor de escalamiento para las curvas de $\langle N_{ch} \rangle$ y $\langle \sum_i p_{T,i} \rangle$ a 7 TeV respecto a las de 0.9 TeV (ecuación 3.3) fue obtenido a partir de las distribuciones de p_T para ambas energías mostradas en los artículos de CMS [32,33], donde se utilizaron como corte de selección los valores entre $0.5 < p_T < 4$ GeV/c, con partículas de $-2.4 < \eta < 2.4$ y se consideraron todos los valores para ϕ , es decir, la distribución no se restringió solo a las partículas de las regiones transversales sino a todo el plano ϕ . Los valores de los datos fueron obtenidos también a partir del repositorio HEPData.

La figura 3,4 muestra los pasos seguidos para obtención del factor de escala f_7 (ecuación 3.3). En la gráfica superior se muestran los datos reales para el espectro de p_T obtenidos por CMS a 7 TeV. A partir de aquí, para la siguiente gráfica, se multiplicó cada valor por el ancho del bin correspondiente, después, en la última gráfica, se llevó a cabo la eliminación del término p_T haciendo un promedio entre dos bins consecutivos de los valores originales de la distribución y eliminando el factor de 2π , obteniendo mediante la integral respecto a p_T de esta última el valor para $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{\sqrt{s}=7 \text{ TeV}}$, repitiendo después del proceso para 0.9 TeV se obtuvo $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{\sqrt{s}=0.9 \text{ TeV}}$. Nótese que en cada gráfica de la figura 3.4 hay un cambio de escala y de leyenda en el eje Y, esto va de acuerdo a las operaciones descritas anteriormente.

3.2. ANÁLISIS

$$f_7 = \frac{\left\langle \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right\rangle_{\sqrt{s}=7 \text{ TeV}}}{\left\langle \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right\rangle_{\sqrt{s}=0.9 \text{ TeV}}} \quad (3.3)$$

Mediante el cociente de estos valores, según la ecuación 3.3, se obtuvo un valor para el factor de escala para las curvas a 7 TeV de $f_7 = 1.9383 \pm 0.0589$. La estimación del error para f_7 se obtuvo a partir de la ecuación 3.4, donde $\delta \langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{\sqrt{s}=7 \text{ TeV}}$ y $\delta \langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{\sqrt{s}=0.9 \text{ TeV}}$ son los errores de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ a 7 y 0.9 TeV respectivamente, los cuales se adquirieron a partir de otro segmento de código donde se repitió el procedimiento anterior solo que esta vez el valor de cada bin estaba dado por el valor central más el error total (ecuación 3.2). De esta forma, el valor para $\delta \langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ está dado por la diferencia entre el valor de la integral calculada con el valor central del bin y la integral calculada tomando en cuenta el error de cada bin.

3.2. ANÁLISIS

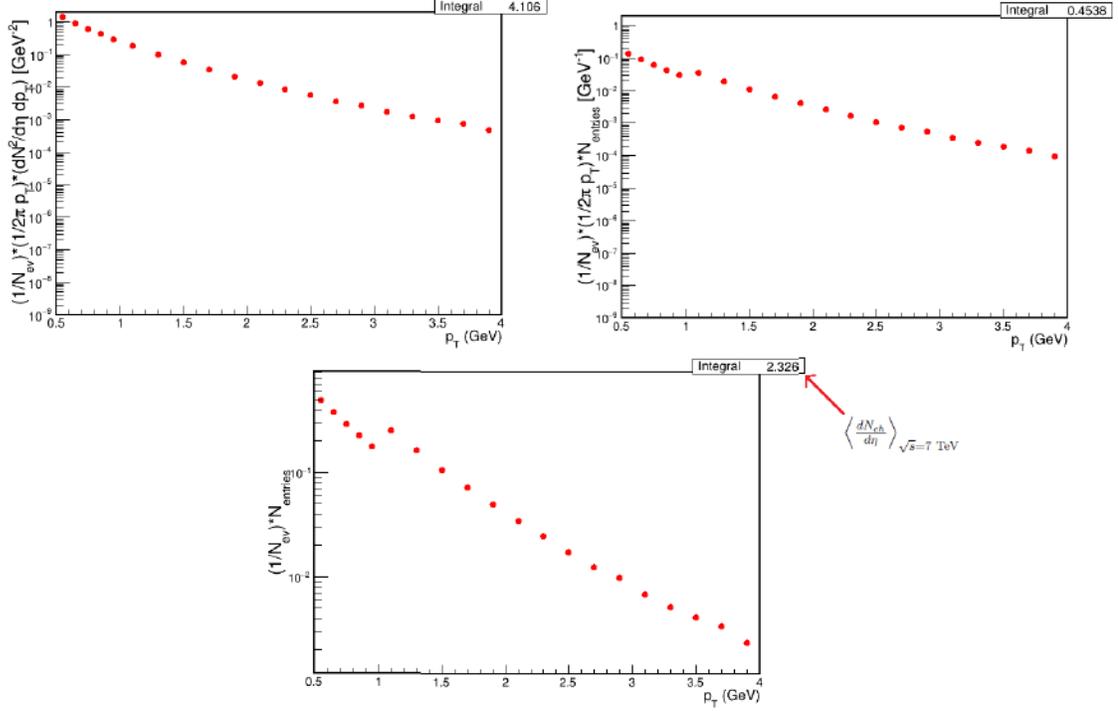


Figura 3.4: Las tres gráficas muestran la obtención de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ para la energía de $\sqrt{s} = 7$ TeV (Integral arriba a la derecha de la tercera imagen) partiendo de la distribución de p_T . Las imágenes se muestran con escala logarítmica en el eje Y contra el p_T de las partículas.

$$\delta f = \sqrt{\left(\frac{\delta \left\langle \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right\rangle_{\sqrt{s}=7 \text{ TeV}}}{\left\langle \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right\rangle_{\sqrt{s}=7 \text{ TeV}}} \right)^2 + \left(\frac{\delta \left\langle \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right\rangle_{\sqrt{s}=0.9 \text{ TeV}}}{\left\langle \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right\rangle_{\sqrt{s}=0.9 \text{ TeV}}} \right)^2} \quad (3.4)$$

El valor del factor de escala obtenido fue utilizado para el escalamiento de los datos reales y la simulación a 7 TeV. Para el caso de las simulaciones, se realizó también una distribución de p_T entre $0.5 < p_T < 4$ GeV para

3.2. ANÁLISIS

partículas cargadas con pseudorapidez entre $-2 < \eta < 2$ en todas regiones en el plano ϕ con la generación de 320 millones de eventos para ambas energías, después se extrajeron los valores de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ y mediante esto se logró obtener como resultado un valor para $f_7 = 2.0788$, el error para el cálculo mediante simulaciones es despreciable.

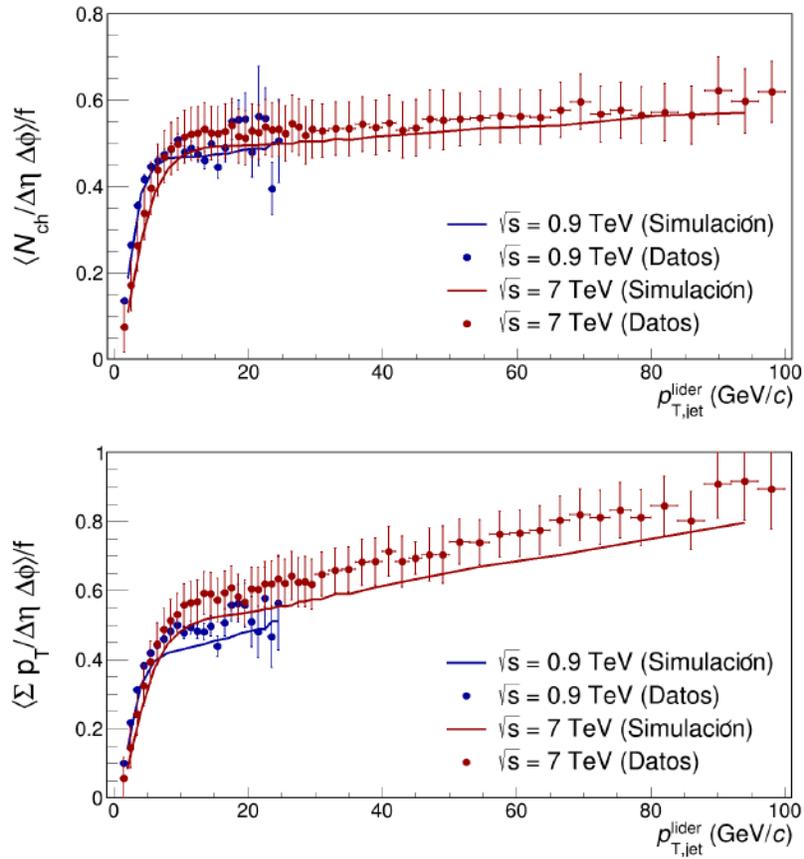


Figura 3.5: Variables de UE escaladas mediante el factor f (aplicado a los datos y simulación a 7 TeV). Los errores propagados fueron tomados en consideración.

La figura muestra el escalamiento de las curvas para los datos y simulación

3.3. PREDICCIÓN PARA EL LHC

a 7 TeV junto a las barras con el error propagado (debido al error de la ecuación 3.2 y al error para f_7), para el número de densidad (arriba) y para la suma escalar de p_T (abajo). Las curvas 0.9 TeV en ambos casos se mantuvieron iguales. El escalamiento muestra que, dentro de las incertidumbres, no parece haber dependencia en la e.c.m. para ambas variables del UE, un hecho fenomenológico que no había sido predicho por la teoría.

3.3. Predicción para el LHC

Una vez asegurado el correcto funcionamiento del método para las energías de 0.9 y 7 TeV y partiendo del hecho de que las simulaciones de PYTHIA siguen modelando correctamente las distribuciones de p_T a 13 TeV (figura 3.6), se realizó la distribución de p_T necesaria para hacer la predicción del factor de escala f para las energías de 13 TeV 3.5. Se utilizaron los mismo cortes de selección (tanto en esta como en la siguiente sección), que para las simulaciones a 0.9 y 7 TeV. El valor de esta predicciones no fue escogido al azar sino que se escogió por ser la energía más alta alcanzada en el LHC hasta el momento y cuyos resultados están próximos a publicarse.

El factor de escala para la energía de 13 (ecuación 3.5) se obtuvo también a partir de la ecuación 3.3, solo que esta vez se usó $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{\sqrt{s}=7 \text{ TeV}}$ como denominador y $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{\sqrt{s}=13 \text{ TeV}}$ en el numerador. Multiplicando este factores por la curva obtenida a 7 TeV, se pudo obtener la predicción que se

3.3. PREDICCIÓN PARA EL LHC

muestran en la figura 3.7.

$$f_{13} = 1.24693 \quad (3.5)$$

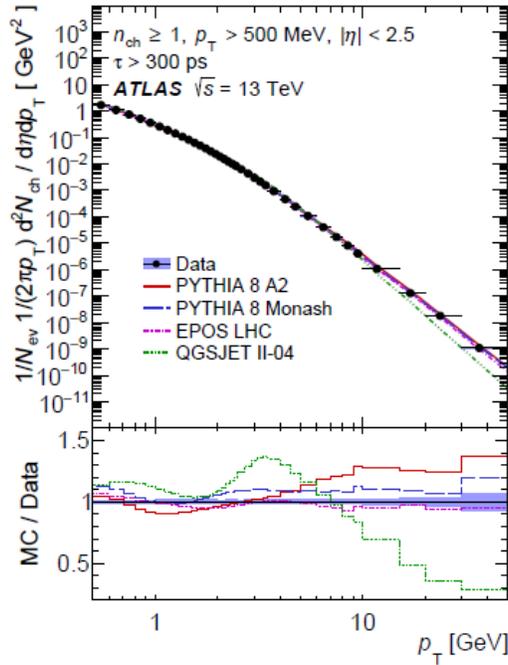


Figura 3.6: Comparación de los datos reales de la distribución de p_T (con los cortes de selección mostrados en la parte de arriba), del experimento ATLAS a 13 TeV con varios *tunes* de PYTHIA y otros simuladores. Para las simulaciones y predicciones hechas en esta tesis se utilizó PYTHIA 8 tune Monash que, de acuerdo con la gráfica, reproduce la distribución para $p_T < 30$ GeV con un error de 10%. (Imagen tomada de [35])

3.3. PREDICCIÓN PARA EL LHC

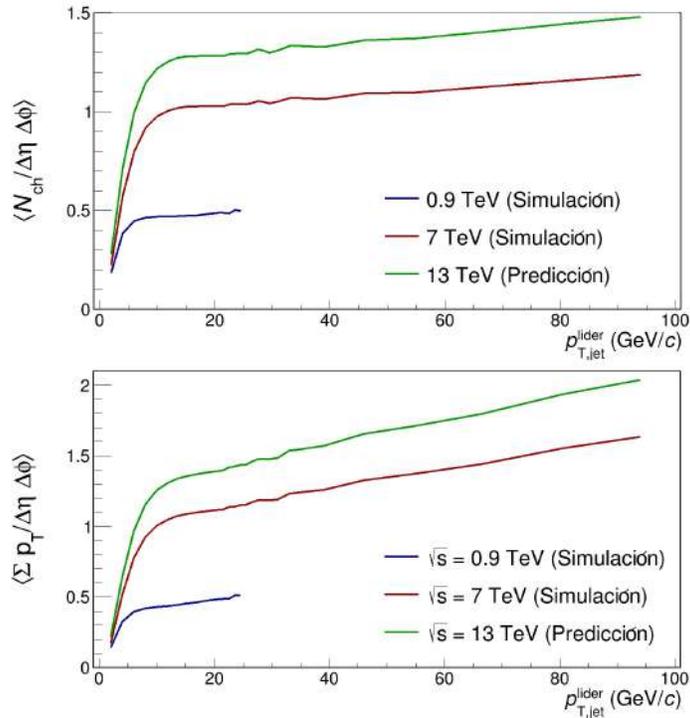


Figura 3.7: Gráfico con las simulaciones a 0.9 y 7 TeV (azul y guinda), en verde se muestran las curvas a escaladas a 13 TeV que representan las predicciones a dicha energía.

Se espera que los resultados del CMS para el UE a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ sean publicados el próximo año, así, la comparación de esos resultados con la predicción aquí presentada podrá ser un primer paso para dar mayor confianza a las predicciones mostradas en la siguiente sección.

3.4. Predicciones para el HE-LHC

El siguiente paso fue llevar a cabo las simulaciones pertinentes para hacer las predicciones de los factores de escala f para las energías de 18, 22 y 27 TeV (ecuación 3.6). La energía máxima para la predicción fue escogida para coincidir con el valor máximo de e.c.m. que se espera alcanzar con la futura actualización para el HE-LHC.

$$f_{18,22 \text{ y } 27} = 1.39719, 1.49771 \text{ y } 1.60699 \quad (3.6)$$

Para esto también se hizo uso de la ecuación 3.3 con $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{\sqrt{s}=7 \text{ TeV}}$ en el denominador y $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{\sqrt{s}=x}$ con $x = 18, 22 \text{ y } 27 \text{ TeV}$ en el numerador, términos obtenidos a partir de las distribuciones de p_T generadas con 320 millones de eventos en cada caso. Las predicciones para las curvas del número de densidad y de la suma escalar de p_T se muestran en la figura 3.8, donde se escalaron las curvas a 7 TeV mediante el uso de los factores de escala correspondientes.

Para las predicciones se escalaron las curvas a 7 TeV mediante el uso de los factores de escala correspondientes.

3.4. PREDICCIONES PARA EL HE-LHC

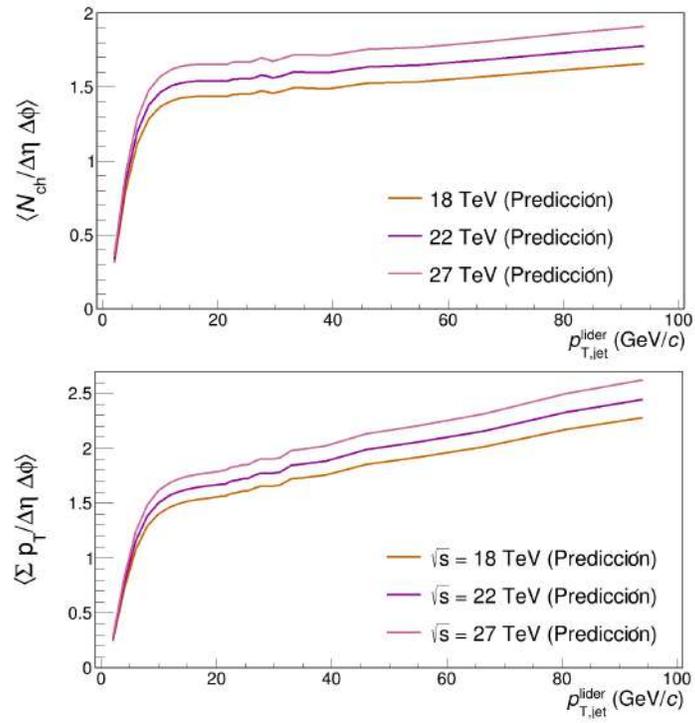


Figura 3.8: Predicciones de las variables de UE para energías de 18, 22 y 27 TeV en naranja, violeta y rosa respectivamente.

Conclusiones y perspectivas

Se realizaron las predicciones para los observables del UE en colisiones pp a energías del centro de masa de $\sqrt{s} = 13, 18, 22$ y 27 TeV. Estas predicciones son en función del momento transversal del jet líder y únicamente para la región transversa el plano azimutal. Para realizar dichas predicciones se escalan los datos reales existentes a 7 TeV. Para calcular este factor de escalamiento, únicamente se necesitaron las distribuciones de p_T a la energía para la cual se hace la predicción.

Se revisaron los trabajos previos con los datos publicados por el experimento CMS sobre el UE y las distribuciones de p_T a energías de centro de masa de $\sqrt{s} = 0.9$ y 7 TeV los cuales fueron comparados con los resultados obtenidos con PYTHIA 8 tune Monash. Se observa que el modelo implementado en PYTHIA describe correctamente los resultados experimentales, con un rango de error del 2 y 10 % para las curvas de $\langle N_{ch}/\Delta\eta\Delta\phi \rangle$ y $\langle \sum_i p_{T,i}/\Delta\eta\Delta\phi \rangle$ respectivamente. Se calculó el factor de escala para la curva a 7 TeV respecto a la de 0.9 TeV utilizando datos reales y simulaciones.

3.4. PREDICCIONES PARA EL HE-LHC

Basados en el trabajo de ATLAS sobre la simulación para el espectro de p_T a $\sqrt{s} = 13$ TeV, esto es, por casi un factor de dos en la energía respecto de los resultados a 7 TeV, podemos esperar de igual modo que las simulaciones aquí presentadas para energías más altas (por otro factor de dos como máximo), concuerden también con los futuros datos para dichas energías. Un primer paso para corroborar la precisión en las predicciones se podrá dar durante el transcurso del siguiente año al darse a conocer los resultados de CMS para el UE a $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Motivados por los resultados aquí presentados, por el hecho de que a partir del Modelo Estándar se infiere un comportamiento regular en el resultado de las colisiones en el rango de energías estudiadas y la literatura sobre la extrapolación de estas propiedades de UE a otras regiones menos sensibles a este, proponemos que en futuros trabajos la investigación puede ser conducida hacia las regiones *Away* y *Toward* del espacio ϕ .

Bibliografía

- [1] Rutherford, E. (1919). Collisions of alpha particles with light atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen. Lond. Phil. Mag. J. Sci., 37, 581-587.
- [2] Bloom E.D. et al. (1969). High-Energy Inelastic ep Scattering at 6° and 10° . Phys. Rev. Lett., 23, 930.
- [3] Krasny M. (s.f.). Deep Inelastic Electron-Proton Scattering at HERA Results from the HI experiment. Recuperado de <https://lss.fnal.gov/archive/other/lpnhe-93-08.pdf>.
- [4] Miller, G. et al. (1972). Inelastic Electron-Proton Scattering at Large Momentum Transfers and the Inelastic Structure Functions of the Proton. Physical Review D, 5, 528-544.
- [5] Alvarez-Ruso, L., Graczyk, K. M. Saul-Sala, E. (2019). Nucleon axial form factor from a Bayesian neural-network analysis of neutrino-scattering data. Physical Review C, 99, 025204.

BIBLIOGRAFÍA

- [6] Gao, J., Lucian Harland-Lang L. Rojo J. (2018). The structure of the proton in the LHC precision era. *Physics Reports*, 742, 1-121.
- [7] Povh, B. et al. (2008). *Particles and Nuclei: An Introduction to the Physical Concepts* (6 ed.). Germany: Springer.
- [8] Blümlein, J. (2012). The theory of deeply inelastic scattering. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 69, 28-84.
- [9] URL: `universe-review.ca`
- [10] Rutherford, E. (1911). The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom. *Philosophical Magazine*, 21, 669-688.
- [11] Miller, G. (2019). Defining the proton radius: A unified treatment. *Physical Review C*, 99, 035202.
- [12] Bezginov, N. et al. (2019). A measurement of the atomic hydrogen Lamb shift and the proton charge radius. *Science*, 365, 1007-1012.
- [13] Bebek, C. et al. (1978). Electroproduction of single pions at low ϵ and a measurement of the pion form factor up to $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. *Physical Review D*, 17, 1693-1705.
- [14] Gell-Mann, M. (1964). A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8, 214-215.
- [15] URL: `www.lhc-closer.es`

BIBLIOGRAFÍA

- [16] Aaltonen, T. et al. (2010). Studying the Underlying Event in Drell-Yan and High Transverse Momentum Jet Production at the Tevatron. *Physical Review D*, 82, 034001.
- [17] Tevatron. (05 de Agosto, 2014). Recuperado de <https://www.fnal.gov/pub/tevatron/tevatron-accelerator.html>.
- [18] Página oficial del CERN. (s.f.). Recuperado de <https://home.cern/>.
- [19] Evans, L. Bryant, P. (2008). LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3, S08001.
- [20] ATLAS Collaboration. (2008). The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3, S08003.
- [21] ATLAS Collaboration. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716, 1-29.
- [22] CMS Collaboration. (2012). Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716, 30-61.
- [23] ALICE Collaboration. (2008). The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3, S08002.
- [24] LHCb Collaboration. (2008). The LHCb Detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*, 3, S08005.

BIBLIOGRAFÍA

- [25] CMS Collaboration. (2008). The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3, S08004.
- [26] Sjöstrand, T. (2015). An Introduction to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications*, 191, 159-177.
- [27] Skands, P., et al. (2014). Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 tune. *The European Physical Journal C*, 74, 3024.
- [28] Cacciari, M., et al. FastJet user manual (for version 3.3.2). CERN-PH-TH/2011-297.
- [29] Página oficial de ROOT. (s.f.). A ROOT Guide For Beginners. Recuperado de <https://root.cern.ch>.
- [30] Abelleira, J.L. et al. (2018). High-Energy LHC design. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 1067, 022009.
- [31] The CMS collaboration. (2011). Measurement of the underlying event activity at the LHC with $\sqrt{s} = 7$ TeV and comparison with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV. *Journal of High Energy Physics* 9, 109.
- [32] The CMS collaboration. (2010). Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV. *Journal of High Energy Physics*, 1002, 041.

BIBLIOGRAFÍA

- [33] The CMS collaboration. (2010). Transverse-Momentum and Pseudorapidity Distributions of Charged Hadrons in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Physical Review Letters*, 105, 022002.
- [34] Ortiz, A. y Valencia, L. (2019). Probing color reconnection with underlying-event observables at the LHC energies. *Physical Review D*, 99, 034027.
- [35] The ATLAS collaboration. (2011). Measurement of charged-particle distributions sensitive to the underlying event in $\sqrt{s} = 13$ TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, 10.1007, 157.