Índice general

1. Modelo Estándar y Supersimetría **1**

1.1. Modelo Estándar 1

1.1.1. Física mas allá del Modelo Estándar 3

1.2. Supersimetría 4

1.2.1. Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo 6

1.3. Colisión *pp* 8

2. El LHC y el detector ATLAS **11**

2.1. El detector ATLAS 13

2.2. Sistema de coordenadas 14

2.3. Los subdetectores de ATLAS 15

2.3.1. El detector interno 15

2.3.2. Calorímetros 17

2.3.3. Espectrómetro de muones 19

2.4. Sistema de *trigger* 20

3. Reconstrucción e identificación de objetos físicos **23**

3.1. Reconstrucción de electrones y fotones 23

3.2. Identificación de electrons y fotones 24

3.3. Criterios de aislamiento 26

3.4. Energía faltante 26

4. Estrategia general del análisis **29**

4.1. Identificación de eventos de fondo 29

4.2. Regiones de señal, control y validación 30

4.3. Selección de eventos 30

5. Electrones identificados como fotones **31**

5.1. Medición del factor de identificación erronea 31

6. Conclusión **35**

Bibliografia **38**

Capítulo 1

Modelo Estándar y Supersimetría

El Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés) es la teoría que describe a las partículas elementales y a sus interacciones. Este modelo fue introducido por Glashow, Salam y Weinberg en la década de los 70 [1,2] (falta Salam y cambiar estilo de citas). Está basado en teorías cuánticas de campo, y sus predicciones, cuantitativas y cualitativas, han sido verificadas experimentalmente con gran precisión.

Una de las extensiones del SM mejor motivada desde el punto de vista teórico es la Supersimetría, ya que resuelve algunas de las limitaciones del mismo. En particular, provee una solución al problema de jerarquía, proporciona candidatos para la materia oscura, permite la unificación de las fuerzas del SM, y hasta propone una conexión entre estas y la gravedad. Es por este motivo, que la Supersimetría, se ha vuelto uno de los objetivos en la búsquda de nueva física de los últimos años.

1.1. Modelo Estándar

Según el SM las partículas se clasifican en dos grandes grupos: fermiones y bosones. Los fermiones son los que componen la materia ordinaria y se caracterizan por obedecer la estadística de Fermi-Dirac y tener spin semientero. Estos se clasifican en leptones y quarks, según si experimentan o no la interacción fuerte, siendo los últimos los que pueden interactuar.

Existen 6 tipos (o sabores) de leptones que se clasifican en tres generaciones. Cada generación se forma a partir de un leptón masivo y cargado y otro no masivo y neutro. Así se tienen el electrón (e^-) con su correspondiente neutrino (ν_e), y el muón (μ^-) y el tau (τ^-) con sus neutrinos asociados (ν_μ y ν_τ).

De la misma forma, existen 6 tipos de quarks: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) y bottom (b). A diferencia de los leptones, lo quarks tienen carga de color, que les permite interactuar mediante la fuerza fuerte. Los quarks solo se manifiestan en estados ligados, denominados hadrones, fenómeno conocido como confinamiento de quarks. Existen dos tipos de hadrones en la naturaleza: los bariones (qqq) y los mesones ($q\hat{q}$).

Los fermiones se pueden encontrar en dos estados de helicidad, izquierda y derecha, salvo los neutrino que solamente existen en estados de helicidad izquierda.

Las dos últimas generaciones de fermiones son inestables, por lo que decaen a las de la primera generación. Es por esto que la materia ordinaria está compuesta por fermiones de la primera generación. (no se donde meter esto)

Asi como los fermiones están asociados a la materia, los bosones están asociados a los portadores de las interacciones. Los mismos se carcterizan por obedecer la estadística Bose-Einstein y por tener spin entero. Existen cuatro tipos de interacciones fundamentales. La electromagnética, que afecta a las partículas con carga eléctrica, cuyo bosón asociado es el fotón. La débil, que actúa tanto en los quarks como en los leptones, asociada a los bosones $W^{\pm}$ y Z^0. La interacción fuerte, que actúa en las partículas con carga de color, cuyo portador son los gluones. Finalmente, la cuarta interacción es la gravitatoria. La misma no está descripta por el SM, pero supone que debería actuar sobre todas las partículas del SM y su bosón asociado sería el gravitón.

Todas las partículas anteriormente mencionadas, tienen asociadas una antipartícula con la misma masa, carga y varios de sus números cuánticos opuestos (isospin, charmness, strangeness, topness, baryon, etc.).

El SM se construye formalmente como una teoría de gauge no abeliana, imponiendo invarianza de gauge local sobre campos cuantificados que describen las partículas fundamentales, dando lugar a los campos de gauge que descibren las interacciones. Su grupo de simetria es:

$$\mathcal{G}_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \tag{1.1}$$

donde Y (la hipercarga), L (la helicidad izquierda) y C (la carga de color) representan las cantidades conservadas del grupo de simetría. El subgrupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ representa el sector electrodébil (QED + interacción débil) y el subrgupo $SU(3)_C$ incluye la cromodinámica cuántica (QCD).

En el SM las partículas adquieren su masa mediante el mecanismo de Higgs [3], a partir de la ruptura espontanea de la simetria electrodébil:

$$\mathcal{G}_{SM} \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_Q \tag{1.2}$$

produciendo los bosones masivos $W^{\pm}$ y Z^0. Como consecuencia, es necesario incluir en el lagrangiano un nuevo campo escalar, dando lugar a un nuevo bosón masivo de spin 0, llamado bosón de Higgs. El mismo fue descubierto en el año 2012 por las colaboraciones ATLAS y CMS [4, 5]. La masa del Higgs se midió con un valor de $125{,}09 \pm 0{,}21(stat) \pm$

Tabla 1.1: Partículas elementales del SM.

	Partículas			Spin	Carga eléctrica
Quarks	$(u,d)_L$	$(c,s)_L$	$(t,b)_L$	$(\frac{1}{2},\frac{1}{2})$	$(\frac{2}{3},-\frac{1}{3})$
	u_R	c_R	t_R	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$
	d_R	s_R	b_R	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
Leptones	$(\nu_e,e^-)_L$	$(\nu_\mu,\mu^-)_L$	$(\nu_\tau,\tau^-)_L$	$(\frac{1}{2},\frac{1}{2})$	$(0,-1)$
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	$\frac{1}{2}$	-1
Bosones de Gauge	g			1	0
	$W^\pm$, Z			1	$\pm1,0$
Bosones escalares	H			0	0

0,11(*syst*) GeV [6]. Así como los bosones de gauge adquieren su masa mediante este mecanismo, es posible también generar la masa de los fermiones mediante su interacción con el Higgs, completando de esta forma el espectro de masas del SM.

La Tabla 1.1 resume las propiedades de las particualas mencionadas.

En resumen, el SM tiene 19 parámetros libres: las 9 masas de los fermiones (considerando que los neutrinos tienen masa nula), las 3 constantes de acoplamiento de las interacciones, los 3 ángulos de mezcla de la matriz CKM junto con la fase de de la violación CP, el ángulo de vacío de QCD y finalmente la masa del Higgs y su valor de expectación del vacio.

1.1.1. Física mas allá del Modelo Estándar

El SM provee una descripción notablemente exitosa de todos los fenómenos accesibles con los experimentos de altas energías disponibles actualmente. Sin embargo, también se sabe que el SM deja cuestiones sin resolver, tanto desde el punto de vista teórico, como experimental.

El triunfo de la teoría electrodébil, parece indicar que todas las interacciones corresponden a distintas manifestaciones de un único campo unificado y que el SM es una teoría efectiva a bajas energías (del orden de los 100 GeV). Incluso ante la ausencia de la gran unificación de las fuerzas electrodébil y fuerte a una escala muy alta de energía, el SM debería ser modificado para incorporar los efectos de la gravedad a la escala de Planck.

Otro síntoma de incompletitud es la gran cantidad de parámetros libres (19) que deben ajustarse a los datos observados, ya que no resultan de principios teóricos más fundamentales. Más aun, el SM no explica por qué el cociente entre la escala de la interacción electrodébil y la escala de Planck es tan chico («problema de jerarquía»), ni por qué la masa del Higgs es mucho (10^{17})más liviana que la masa de Planck («problema de naturalidad»).

Desde el punto de vista experimental, también existen algunos resultados que no pueden acomodarse dentro del SM. Distintos experimentros demostraron que si bien los neutrinos tienen una masa muy pequeña, la misma no es nula. En contraposición con el SM que considera a los mismos no masivos. De todas formas, es posible escribir un término de masa para los neutrinos en el lagrangiano, pero el mismo requiere de la existencia de neutrinos con quiralidad izquierda, que aún no fueron observados.

El SM tampoco provee un candidato para la materia oscura. A partir de la observación del movimiento de las galaxias, se sabe que el mismo no se corresponde con la cantidad de materia observada, y es por eso que se propone la existencia de materia indetectable para los instrumentos astronómicos de medición actuales. La materia oscura debería corresponder entonces a partículas masivas, que interactúen solo débilmente y gravitacionalmente.

Es por esto que existen diferentes teorías que proponen soluciones a estos problemas del SM. Una de ellas, y la que concierne a esta tesis, es la Supersimetría.

1.2. Supersimetría

Como se mencionó anteriormente, el SM ha tenido un gran éxito en la descripción de los fenomenos conocidos hasta la escala del TeV. Aun así, es clara la necesidad de construir una nueva teoría que solucione los problemas que el SM conlleva. El principal incovneniente es solucionar el «problema de jerarquía», en el cual el cociente de escalas M_W/M_P es muy pequeño. Para ello veamos lo que produce esta diferencia de escalas.

La parte eléctricamente neutra del campo de Higs del SM es un escalar complejo H con un potencial clásico $V = m_H^2|H|^2 + \lambda|H|^4$. El SM necesita un valor de exprectación de vacío (VEV) para H no nulo, en el mínimo del potencial. Esto curre si $\lambda > 0$ y $m_H^2 < 0$, resultando en $\langle H \rangle = \sqrt{-m_H^2/2\lambda}$. Experimentalmente, de las edidas de las propiedades de las interacciones débiles, se sabe que el valor de $\langle H \rangle$ es de aproximadamente 174 GeV. El descubirmiento del bosón de Higgs en el 2012 con una masa cercana a 125 GeV implica que, suponiendo que el SM es correcto como una teoría efectiva, $\lambda = 0{,}126$ y $m_H^2 = -(92{,}9GeV)^2$.

Por cada partícula a la que se acopla el campo de Higgs, m_H^2 recibe una gran corrección cuántica de los efectos virtuales. Por ejemplo, si el campo de Higgs se acopla a un fermión f con un término en el lagrangiano igual a $-\lambda H\hat{f}f$, el diagrama de Feynman en la figura (...) genera una corrección:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2}\Lambda_{UV}^2 + ... \tag{1.3}$$

donde m_f es la masa del fermión y Λ_{UV} es el corte usado para regular la integral en el loop.

Si Λ_{UV} es del orden de M_P, la corrección a m_H^2 es 30 órdenes de magnitud más grande que el valor requerido $\sim (100\,\mathrm{GeV})^2$, ... Si bien los fermiones y bosones de gauge no tienen este comportamiento cuadrático en las correcciones cuánticas, tabién se ven afectados indirectamente por este efecto, ya que las masas de los mismos dependen de $\langle H \rangle$. De esta forma, todas las masas de SM se ven afectadas por la escala de corte Λ_{UV}.

Una forma de solucionar este problema consiste en considerar la existencia de un escalar complejo S de masa m_S, que se acopla al campo de Higgs con un término $-\lambda |H|^2 |S|^2$. El diagrama de Feynman de la figura (...) genera una corrección :

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_S|^2}{16\pi^2}\left[\Lambda_{UV}^2 - 2m_S^2 \ln(\Lambda_{UV}^2/m_S) + ...\right] \tag{1.4}$$

De esta forma, si existiera un simetría que relacione fermiones y bosones, las contribuciones a las masas de las ecuaciones 1.3 y 1.4 se cancelarían. A esta simetría se la denomina supersimetría (SUSY, por sus siglas en inglés) [7].

Una transformación supersimétrica convierte un estado bosónico en uno fermiónico, y viceversa. El operador Q que genera estas transformaciones debe ser un espinor anticonmutativo, con:

$$Qboson = fermion \tag{1.5}$$

Los espinores son intrínsecamente objetos complejos, por lo tanto el conjugado hermítico de Q es también un generador de la simetría. Debido a que Q y $Q^\dagger$ son operadores fermiónicos, llevan momento angular de espín $\frac{1}{2}$, por lo tanto es claro que SUSY debe ser una simetría espacio-temporal y los operadores Q y $Q^\dagger$ deben satisfacer un álgebra de la siguiente forma:

$$\{Q, Q^\dagger\} = P^\mu \tag{1.6}$$

$$\{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \tag{1.7}$$

$$[P^\mu, Q] = [P^\mu, Q^\dagger] = 0 \tag{1.8}$$

donde P^μ es el momento generador de las traslaciones espacio-temporales.

Los estados de partícula de una teoría supersimétrica son representados en el álgebra de SUSY como supermultipletes. Cada supermultiplete contiene ambos estados, fermión y bosón, que son comúnmente llamados supercompañeros uno de otro.

Los generadores Q y $Q^\dagger$ conmutan con los generadores de las transformaciones de gauge, por lo tanto las partículas en un mismo supermultiplete tienen que estar en la misma representación del grupo de gauge, y tener la misma carga eléctrica, isoespín y color. Y como el operador de masa $-P^2$ también conmuta con los generadores y con todos los operadores de rotación y traslación, deberán tener los mismos autovalores de $-P^2$, y entonces la misma masa.

Cada supermultiplete tiene que contener igual número de grados de libertad fermiónico que bsónico ($n_F = n_B$), por lo que existen varias combinaciones posibles. Las dos más importantes para esta teoría son el supermultiplete quiral (o escalar) y el de gauge (o vectorial).

El supermultiplete escalar tiene un único fermión de Weyl ($n_F = 2$) y dos escalares reales ($n_B = 1$). Estos dos escalares se suelen poner como un único campo escalar complejo.

El supermultplete vectorial contiene un bosón vectorial de spin 1. Para que la teoría sea renormalizable, tiene que ser un bosón de gauge no masivo, al menos antes de que la simetría de gauge sea espontáneamente rota. En este caso, este bosón contiene dos estados de helicidad ($n_B = 2$). Por lo tanto su supercompañero es un fermión de Weyl de espín $\frac{1}{2}$, con dos estados de helicidad ($n_F = 2$). Si en vez de esto, se intenta usar un fermión de espín $\frac{3}{2}$ la teoría no sería renormalizable. Los bosones de gauge deben transformar como la representación adjunta del grupo de gauge, por lo que sus compañeros fermiónicos, llamados «gauginos», también.En el caso de incluir la gravedad, el gravitón de espín 2 (con dos estados de helicidad, n B = 2) tiene un supercompañero de espín llamado «gravitino».

1.2.1. Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo

En una extensión supersimétrica del SM, cada una de las partículas elementales conocidas está contnida en un supermultiplete quiral o de gauge, y debe tener un supercompañero con espín que difiera en 1/2 . La extensión que requiere la introducción de la mínima cantidad de partículas se conoce como «Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo» (MSSM por sus siglas en inglés).

Veamos ahora como se van construyendo los distintos supermutipletes. Como los supermultiplestes escalares son los únicos que pueden contener un fermion cuya parte izquierda y derecha transforman de forma diferente, todos los fermiones del SM estan agrupados en este tipo de supermultiplete. Los nombres de los compañeros de espín 0 de los quarks o leptones son construidos anteponiendo una “s” (de scalar), y son llamados «squarks» y «sleptones». La parte izquierda y derecha de los quarks y leptones son fermiones de Weyl con diferentes propiedades de transformación de gauge del SM, entonces cada uno debe tener un compañero escalar complejo. Por ejemplo, los supercompañeros de la parte izquierda y derecha del campo de Dirac de los electrones son llamadas $\tilde{e}_L$ y $\tilde{e}_R$, aunque el subíndice no se refiere a la helicidad de los slectrones (ya que ambos tienen espín 0)

Tabla 1.2: Supermultipletes quirales y de *gauge* del MSSM.

Supermultiplete	Bosón	Fermión
gluón, gluíno	g	$\widetilde{g}$
W, wino	$W^{\pm}$, W^0	$\widetilde{W}^{\pm}$, $\widetilde{W}^0$
B, bino	B	$\widetilde{B}$
sleptón, leptón *	$(\widetilde{\nu}, \widetilde{e})_L$	$(\nu, e)_L$
	e_R	e_R
squark, quark *	$(\widetilde{u}_L, \widetilde{d}_L)$	(u_L, d_L)
	$\widetilde{u}_R$	u_R
	$\widetilde{d}_R$	d_R
Higgs, higgsinos	(H_d^0, H_d^-)	$(\widetilde{H}_d^0, \widetilde{H}_d^-)$
	(H_u^+, H_u^0)	$(\widetilde{H}_u^+, \widetilde{H}_u^0)$

* Junto con las otras dos generaciones.

sino a la de sus supercompañeros. Lo mismo aplica para las demás leptones y quarks, los neutrino son simplemente denominados $\tilde{\nu}$ ya que son siempre izquierdos.

El bosón escalar de Higgs debe estar en un supermultiplete quiral ya que tiene espín 0. Dada la naturaleza de los campos quirales introducidos en la mplementación de SUSY, el campo escalar de Higgs no es suficiente para dar masa a los fermiones de helicidad izquierda y derecha, por lo que se debe agregar un nuevo campo escalar para compensar. En el SM, el campo de Higgs es un doblete, y de los cuatro grados de libertad solo uno permanece como consecuencia de la ruptura de la simetría electrodébil, resultando en un bosón de Higgs. En el MSSM se necesitan dos dobletes de Higgs, ($H_u = (H_u^+, H_u^0)$ y ($H_d = (H_d^0, H_d^-)$. El escalar neutro que corresponde al bosón de Higgs del SM es una combinación lineal de H_u^0 y H_d^0. La nomenclatura usual para referirse a los supercompañeros de espín es agregar "-ino" a la partícula del SM, por lo tanto los compañeros fermiónicos de los escalares de Higgs son denominados «higgsinos», y se denotan con $\widetilde{H_u}$ y $\widetilde{H_d}$.

Los bosones vectoriales del SM tienen que estar en supermultipletes de gauge y sus supercompañeros fermiónicos son llamados «gauginos». Las interacciones de gauge de color de QCD son mediadas por el gluón, cuyo compañero supersimétrico de espín es el «gluino». Los gauginos supercompañeros de los bosones de gauge electrodébiles, luego de mezclarse con los supercompañeros de los bosones de Higgs, dan lugar a los autoestados de masa denominados «charginos» y «neutralinos». En la tabla 1.2.1 se puede ver el espectro completo del MSSM.

Cada partículas y su supercompañero debe tener la misma masa, por lo que deberían existir, por ejemplo, fotinos de masa nula y selectrones con 0,511 MeV. Como ninguna de las partículas antes mencionada fue observada experimentalmente, se deduce que SUSY es una simetría que está rota en el estado de vacío elegido por la naturaleza.

El hecho de que sea una simetría rota, impide que se cancelen las divergencias cuadráticas en el cuadrado de las masas escalares, y eso fue uno de los motivos por el cual se introdujo SUSY. Para poder garantizar que siga ocurriendo esa cancelación, la ruptura de la simetría debe ser suave, y el lagrangiano efectivo del MSSM tiene que escribirse como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft} \tag{1.9}$$

donde $\mathcal{L}_{SUSY}$ contiene todas las interacciones de gauge y de Yukawa, y preserva la invarianza supersimétrica. El conjunto de parámetros que aparecen en el lagrangiano $\mathcal{L}_{SUSY}$ son:

- las constantes de acoplamiento de gauge g_s, g y g' correspondientes a los grupos de gauge $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente
- los acoplamientos de Yukawa que describen las interacciones entre fermiones y bosones de Higgs
- el parámetro de masa del campo de Higgs μ.

El lagrangiano que rompe SUSY, $\mathcal{L}_{SUSY}$, no está completamente determinado y su forma explícita así como el conjunto de parámetros inv lucrados dependen del mecanismo particular de ruptura de SUSY. Debido a que este mecanismo es desconocido, se puede suponer un conjunto de términos de ruptura de la forma más general posible, sin indagar en sus orígenes, que se fijan solo pidiendo la invarianza frente $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, y que sean suaves a fin de mantener la cancelación de las divergencias cuadráticas. Estos términos soft proveen exitosamente las masas de las partículas supersimétricas, a fin de que sean más pesadas que sus correspondientes compañeras del SM, y la ruptura espontánea de la simetría electrodébil requerida a bajas energías necesaria para explicar la generación de las masas de las partículas del SM. Aun así, la diferencia de masa entre supercompañeros no debe ser demasiado grande, ya que se perdería la solución al problema de jerarquía.

El análisis de la referencia [8] muestra que el MSSM posee 124 parámetros independientes. De estos, 18 corresponden a los parámetros del SM, uno corresponde al sector de Higgs (el análogo a la masa del Higgs del SM), y 105 son nuevos parámetros del modelo.

1.3. Colisión *pp*

El LHC es un colisionador de protones, por lo tanto para comprender los procesos que ocurren en el mismo, es necesario entender la estructura del protón. Su composición se puede describir mediante la cromodinámica cuántica (QCD) [9], que explica las interacciones entre partículas que poseen carga de color: quarks y gluones. Los mediadores de la interacción, los gluones, pueden interactuar consigmo mismo, lo que produce que la fuerza dependa de la distancia entre las cargas. De esta forma, la constante de acoplamiento de la fuerza, aumenta a grandes distancias (o bajas energías) y disminuye para distancias menores (altas energías). Es por este motivo que los cálculos perturvativos solo se pueden efectuar a altas energías. Otra característica de la interacción es el confinamiento, es decir, que las partículas con color no puedan existir libremente. Solo estados de color neutro de múltiples partículas de color pueden ser observados en la naturaleza viajando distancias macroscópicas.

El proton es un barión, constituído por dos quarks u y un quark d, cada uno con una carga de color tal que deje al protón en un estado neutro. Estos tres quarks son llamados quarks de valencia del protón, y están rodeados por un mar de gluones y pares de quark-antiquark que surgen de fluctuaciones cuánticas. A altas energías la colision entre protones se puede considerar como una colisión entre dos de sus constituyentes, aplicando el «modelo de partones».Este modelo fue introducido por Feynman [10] y Bjorken [11] a fines de los años 60, para interpretar los resultados de los experimentos de dispersión inelástica profunda (DIS) electrón-nucleón en SLAC. Los quarks de valencia y los quarks y antiquarks del mar junto con los gluones son llamados «partones» del protón. Cada partón lleva solo una fracción del momento y la energía del protón. Para la medición de una sección eficaz de dispersión fuerte que involucre quarks y gluones en el estado inicial, es necesario conocer el momento de las partículas incidentes. Como los partones solo llevan una fracción del momento del protón, y están en interacción permanente entre ellos, el momento es desconocido, por lo que la escala de energía de las colisiones varía. Además, como se mencionó, los quarks (q) y gluones (g) salientes no pueden observarse directamente debido al confinamiento, pero son observados en el detector como jets. Entonces no es posible medir una sección eficaz partónica como $\sigma(qg \to qg)$, pero se puede hacer una medida inclusiva, como la sección eficaz hadrónica $\sigma(pp \to jj)$ con dos jets en el estado final. En teoría de perturbaciones, para pasar desde la sección eficaz partónica a la sección eficaz hadrónica es necesario conocer la probabilidad de que un partón de tipo n sea encontrado con una fracción de momento x, es decir, las funciones de distribución partónica (PDF). Estas funciones son determinadas a partir de datos obtenidos de los propios experimentos de altas energías, ya que no pueden determinarse a partir de la teoría.

Esta conexión entre los hadrones observables y el nivel partónico es posible gracias al concepto de «factorización», que permite una separación sistemática entre las interacciones de corta distancia (de los partones) y las interacciones de larga distancia (responsables del confinamiento de color y la formación de hadrones). El teorema de factorización [12] establece que la sección eficaz de producción de cualquier proceso de QCD del tipo $A+B \to X$, siendo a_i (b_j) los constituyentes del hadrón inicial $A(B)$, puede ser expresada como:

$$\sigma_{AB\to X} = \sum_{ij} \int dx_{a_i} dx_{b_j} f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2) f_{B/b_j}(x_{b_j}, \mu_F^2) \sigma_{a_i b_j}(\mu_F^2, \mu_R^2) \tag{1.10}$$

donde x_i (x_j) es la fracción del momento del hadrón $A(B)$ que lleva el partón a_i (b_j)

y $\sigma_{a_i b_j \to X}$ es la sección eficaz de la interacción a nivel partónico, calculada a un dado orden de perturbaciones y una escala de renormalización μ_R . La escala de renormalización es introducida para absorber las divergencias ultravioletas que aparecen en los cálculos perturbativos más allá del primer orden. Las funciones $f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2)$ son las PDF, que representan la probabilidad de encontrar un partón de tipo n en el hadrón h con una fracción de momento x_n , dada una escala de factorización μ_F. Esta escala es un parámetro arbitrario introducido para tratar singularidades que aparecen en el régimen no perturbativo. Estas divergencias son absorbidas, en forma similar a la renormalización, dentro de las funciones de distribución partónicas a la escala μ_F.

A modo de ejemplo, en la Figura 1.1, se muestra el buen acuerdo entre la sección eficaz de algunos procesos del SM medidas por ATLAS y las predicciones teóricas. Las observaciones experimentales realizadas en LHC resultan compatibles con el SM a un nivel de muy alta precisión.

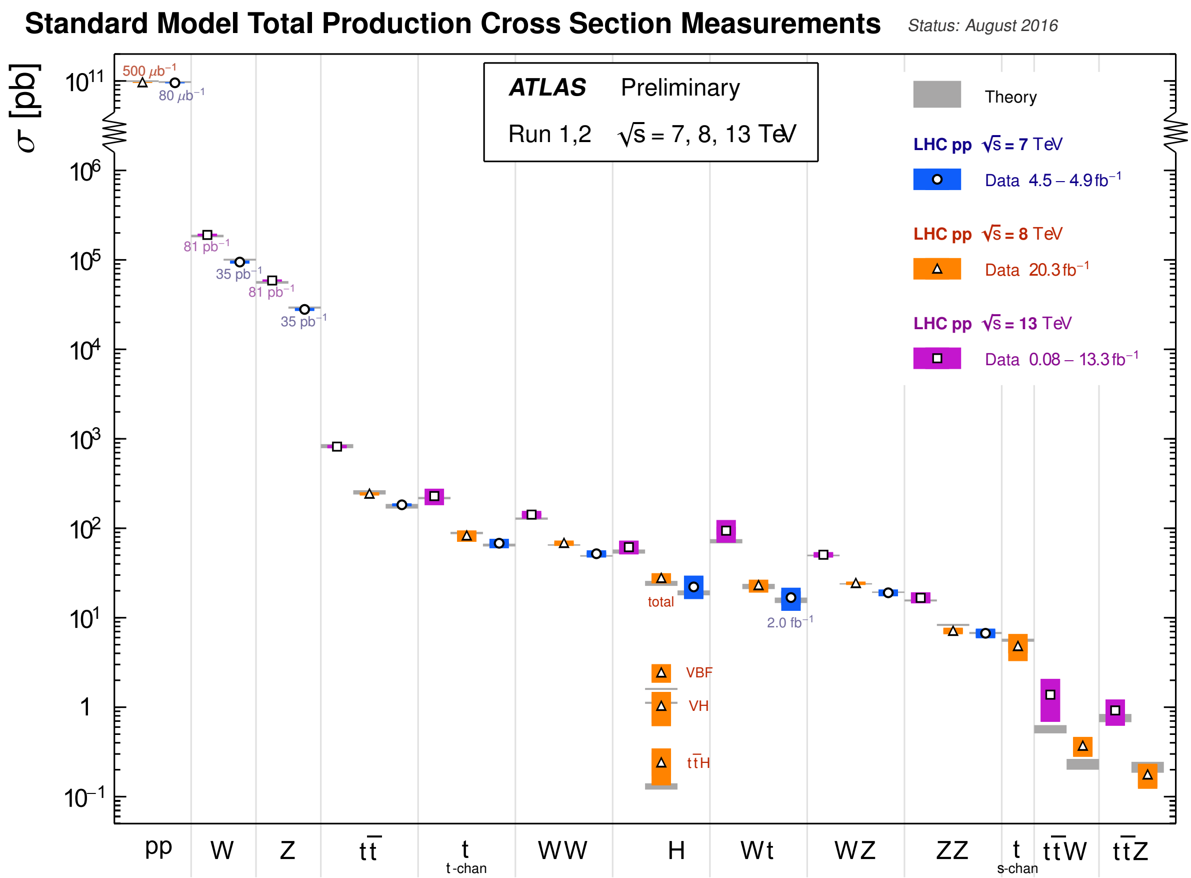

Figura 1.1: Resumen de las distintas medidas de sección eficaz de producción de procesos del SM, comparadas con sus valores teóricos esperados.

Capítulo 2

El LHC y el detector ATLAS

El Gran Colisionador de Hadrones (***L**arge* ***H**adron* ***C**olider* (LHC)) [13] es el acelerador de hadrones del Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN), ubicado en la frontera entre Francia y Suiza. Posee una longitud de 27 km y fue construido en el mismo túnel en el que funcionaba el acelerador e^+e^- LEP (etre 1989 y 2000), a una profundidad variable entre 50 y 174 m de la superficie.

El LHC está diseñado para colisionar protones (e iones pesados) a una energía de centro de masa de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Para ello el CERN posee un complejo de aceleradores que, en sucesivas etapas, incrementan la energía de los protones (Figura 2.1). El último de los aceleradoes es el LHC, donde los protones circulan en direcciones opuestas por cavidades de ultra alto vacío a una presion de 10^{-10} torr. El mismo cuenta con 1232 dipolos magnéticos superconductores enfriados a 1,9 K, que generan un campo magnético de 8,4 T, lo que permitemantener en su órbita circular a los protones. Los dipolos están equipados con sextupolos, octupolos y decapolos, que permiten corregir las pequeñas imperfecciones del campo magnético en las extermiadesde de los dipolos. Para aumentar la probabildiad de colisión, existe un sistema de focalización de los haces en las proximidades de los detectores, que estrecha el camino que recorren los protones. El mismo consiste de 392 cuadrupolos magnéticos que generan campos magnéticos de 6,8 T.

El diseño del LHC contempla trenes de 2808 paquetes de $\sim 10^{11}$ protones cada uno, espaciados temporalmente en 25 ns. Para caracterizar el funcionamiento del acelerador, se utiliza una varaible denominada luminosidad instantánea. Se define como el número de partículas por unidad de tiempo y unidad de área:

$$\mathcal{L} = f_{rev} n_b \frac{N_1 N_2}{A} \tag{2.1}$$

donde f_{rev} es la frecuencia de revolución ($\sim$ 11 kHz), n_b es el número de *bunches* (paquetes de protones) por haz, N_i es el número de partículas en cada *bunch* y A es la sección efectiva del haz, que puede expresarse en término de los parámetros del acelerador

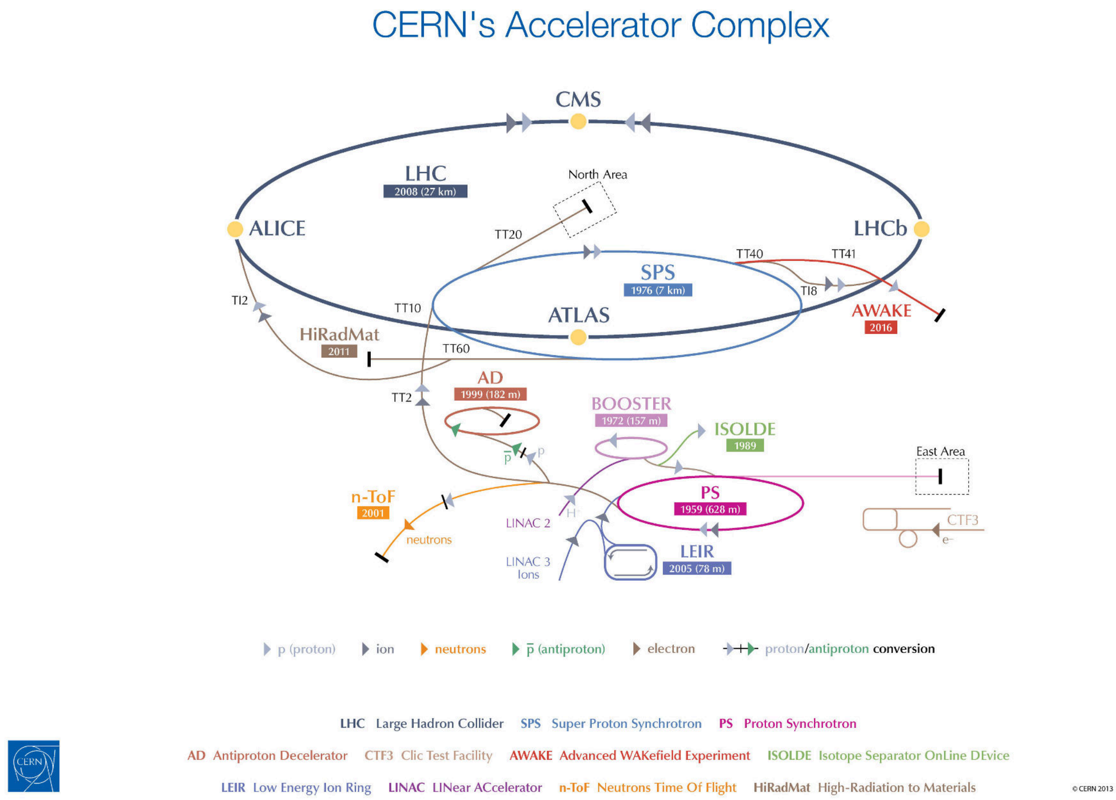

Figura 2.1: Complejo de aceleradores del CERN, incluyendo al LHC y a la serie de aceleradores utilizados para proveer de protones al LHC. También pueden verse los diferentes experimentos ubicados en distintos puntos del acelerador.

como:

$$A = \frac{4\pi\epsilon_n\beta^*}{\gamma F} \tag{2.2}$$

donde ϵ_n es la emitancia transversal normalizada (la dispersión transversal media de las partículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos), β^* es la función de amplitud en el punto de interacción, relacionada al poder de focalización de los cuadrupolos), γ es el factor relativista de Lorentz y F es un factor de reducción geométrico, debido al ángulo de cruce de los haces en el punto de interacción.

... Datos actuales

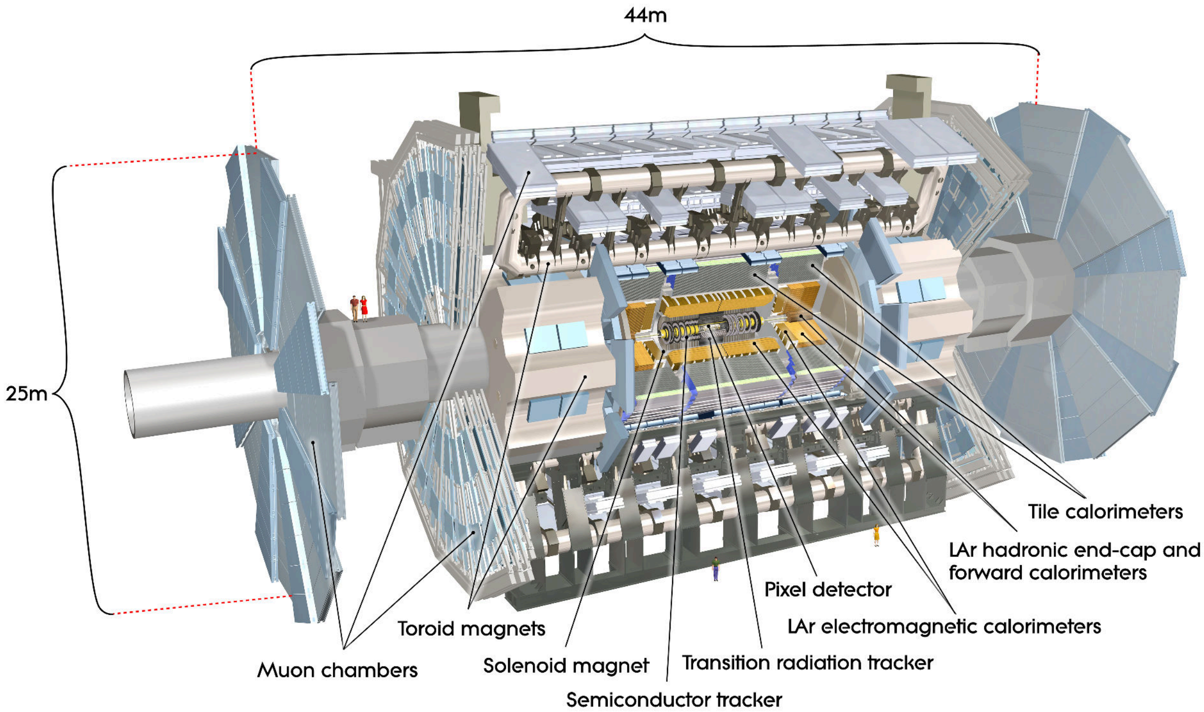

Figura 2.2: Esquema general del detector de ATLAS.

2.1. El detector ATLAS

ATLAS (***A Toroidal LHC ApparatuS***) [14] es uno de los experimentos multipropósito del LHC, diseñado para estudiar las colisiones protón-protón a altas energías provistas por el LHC.

El esquema del detector se puede observar en la Figura 2.2. Tiene una smietría aproximadamente cilíndrica, y está compuesto de distintos subdetectores que cumplen diversas funciones (ver Figura 2.3). En la zona más próxima al haz se encuentra detector interno de trazas (ID), compuesto del Insertable B-Layer (IBL), un detector de píxeles, un detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT). Envolviendo el ID se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo magnético de 2 T, el cual curva la trayectoria de las partículas cargadas para así medir su impulso.

A continuación se ubica el sistema de calorímetros: el calorímetro electromagnético (ECAL) que mide la energía depositada por fotones y electrones, y el calorímetro hadrónico (HCAL) para medir la energía de los jets y hadrones.

Finalmente, se encuetra el espectrómetro de muones (MS) intercalado con un sistema de imanes toroidales, que generan un campo magnetico necesario apra curvar la trayectoria de los muones dentro del detector.

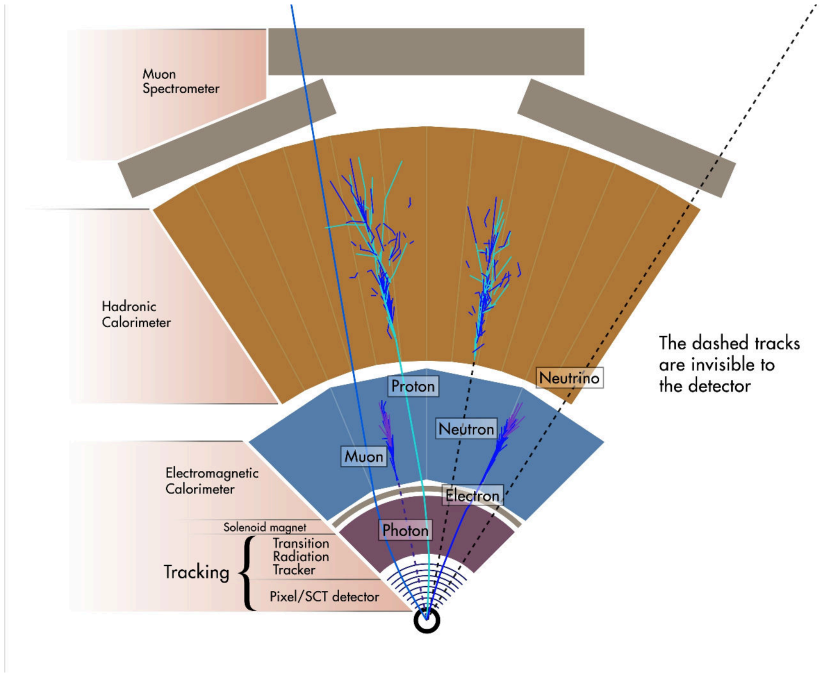

Figura 2.3: Esquema del corte transversal del detector de ATLAS, ilustrando los distintos subdetectores y el pasaje de los distintos tipos de partículas.

El detector ATLAS se divide geométricamente en dos regiónes, la parte central denominada *barrel* y la región extrema *endcap*. En la región *barrel* los detectores se ubican en forma de cilindros concentricos alrededor del eje del haz, mientras en la región *endcap* se disponen como discos perpendiculares a la dirección del haz.

2.2. Sistema de coordenadas

El sistema de coordenadas de ATLAS corresponde a un sistema cartesiano, cuyo origen coincide con el punto de interacción nominal. El eje z corresponde al eje del haz, el eje x se define desde el punto de interacción hacia el centro del LHC, y el eje y se define apuntando hacia arriba.

Es conveniente además definir un sistema de coordenadas cilíndricas. Donde el radio R representa la distancia perpendicular al haz. El ángulo azimutal ϕ es medido alrededor del eje del haz, y el ángulo θ se mide con respecto al eje del haz.

Una cantidad muy importante utilizada en física de altas energías es la llamada rapidez:

$$w = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \tag{2.3}$$

donde E es la energía total de la partícula y p_z es la componente longitudinal de su impulso. En el límite de altas energías esta cantidad se aproxima (en forma exacta para objetos no masivos) por la llamada pseudorapidez, η, relacionada con el ángulo polar θ como:

$$\eta = -\ln\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{2.4}$$

La razón detrás de esta transformación de coordenadas es el hecho que la multiplicidad de partículas producidas es aproximadamente constante como función de η, y que la diferencia de pseudorapidez entre dos partículas es invariante frente a transformaciones de Lorentz a lo largo de la dirección del haz.

En el caso de colisiones hadrónicas, la fracción del impulso del protón adquirida por cada uno de las partones interactuantes es desconocida. Parte de este impulso es transferido en la interacción dura, mientras cierta fracción remanente escapa el detector a lo largo del haz. Así, no es posible reconstruir el movimiento longitudinal del centro de masa en la interacción, y aplicar leyes de conservación sobre la cinemática de cada evento. Sin embargo, dado que los protones inciden a lo largo de la dirección del haz, y asumiendo que el momento transverso de los partones es nulo, el impulso total transverso se conserva durante la colisión. Por esta razón, solo las componentes transversales son utilizadas en la descripción de la cinemática del evento, por ejemplo p_T ($= p\sin\theta$). En términos de la pseudorapidez, se define la energía transversa ($E_T = E\sin\theta$) de una partícula como:

$$E_T = \frac{E}{\cosh\eta} \tag{2.5}$$

donde E es su energía total.

2.3. Los subdetectores de ATLAS

2.3.1. El detector interno

El detector interno es el más próximo al haz y esta contenido dentro de un solenoide que provee un campo magnetico de 2 T. Un esquema general del mismo se puede observar en la figura 2.4. Está compuesto por distintos detectores como muestra la figura 2.5.

Insertable B-Layer

PUEDE IR AL FINAL?

Luego del Run 1 la luminosidad del LHC aumentó notablemente, lo que podía significar un daño por radiación en los detectores internos. En vez de reemplazar las partes del

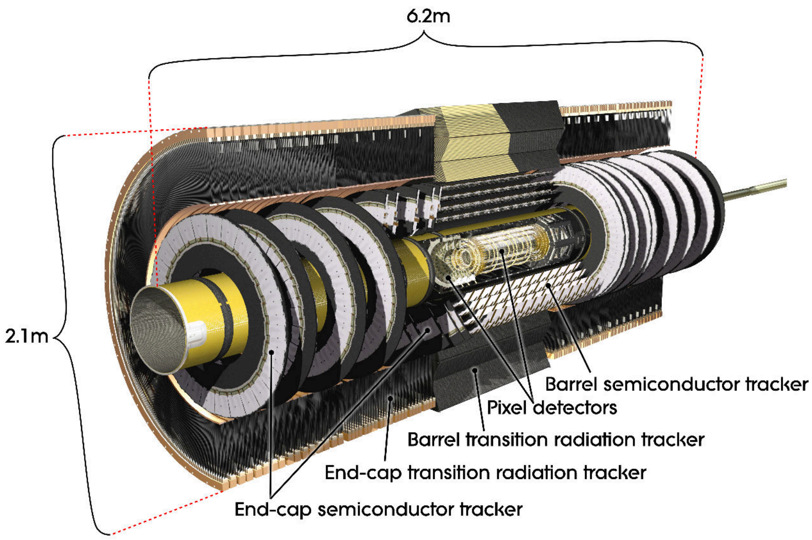

Figura 2.4: Esquema general del detector interno de ATLAS.

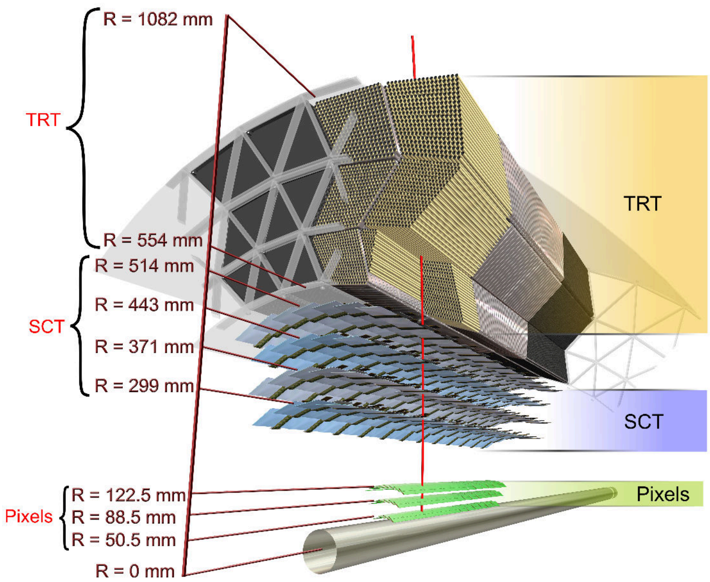

Figura 2.5: Esquema del detector interno mostrando la traza de una partícula cargada de $p_T = 10\,\mathrm{GeV}$ atravesándolo. La trayectoria atraviesa el tubo del haz de erilio, las tres capas del detector de píxeles de silicio (Pixels), las cuatro capas dobles de sensores semiconductores (SCT), y aproximadamente 36 tubos contenidos en los módulos del detector por radiación de transición (TRT).

detector de píxeles que podían ser dañadas, se decidió colocar una capa insertable entre el detector de píxeles y el tubo?. El objetivo principal del mismo es no perder eficiencia en la identificación del decaimiento de bottom quarks.

La distancia entre el IBL y el tubo es de 0,2 mm, y entre el IBL y el detector de píxeles es de 1,9 mm. El mismo esta compuesto de chips de rápida lectura y con con sensores de silicio, que detecta el paso de partículas cargadas mediante la deposición de carga inducida. El tamaño de los pixel es de 50 μm, 5 veces menor que en el detector de píxeles.

Detector de píxeles

El detector de píxeles fue construído para medir la posición de las trazas de partículas cargadas con la más alta precisión posbile y es de vital importancia para la reconstrucción de los vértices primarios y secundarios. En la región *barrel* consiste en tres cilindros, mientras que la *endcap* tres discos. El principio de detección para partículas cargadas es la medida de la deposición de la carga inducida en una capa de silicio por ionización. El sistema contiene un total de 80,4 millones de sensores, cada uno con una resolucion intrínseca de entre 12 μm y 110 μm. AGREGAR IBL.

Detector Semiconductor de Trazas (SCT)

Se encuentra por fuera del detector de píxeles y está deseñado para medir las trazas con alta precisión en la zona intermedia del detector. A diferencia del detector de píxeles, estos sensores de silicio están segmentados en micro bandas, dada la mas baja multiplicidad de partículas. La resolución varía entre 16 μm y 580 μm. En la región *barrel* los módulos de SCT estan dispuestos en 4 capas concéntricas, mientras que en la región *endcap* consiste en 9 discos transversales al eje del haz.

Detector de Radiación de Transición (TRT)

Es el detector más externo del ID y está diseñado, no solo para detectar partículas cargadas, sino también para detectar la radiación de transición que permite distinguir entre partículas cargadas pesadas y livianas (diferenciar entre $\pi^{\pm}$ y $e^{\pm}$ por ejemplo). El TRT se basa en el uso de tubos detectores que pueden operar a alta frecuencia de eventos gracias a su pequeño diámetro (4 mm) y el aislamiento de sus hilos centrales en volúmenes de gas individuales. La región barrel contiene 50000 tubos paralelos al eje del haz y la región endacap 420000 tubos orientados radialmente. Su resolucion es de 0,17 mm. EXPLICAR POR QUE RADIACION.

2.3.2. Calorímetros

El sistema de calorímetros de ATLAS está sdiseñado para medir la energía y la posición de las partículas, mediante la absorción de la energía depositada por las cascadas

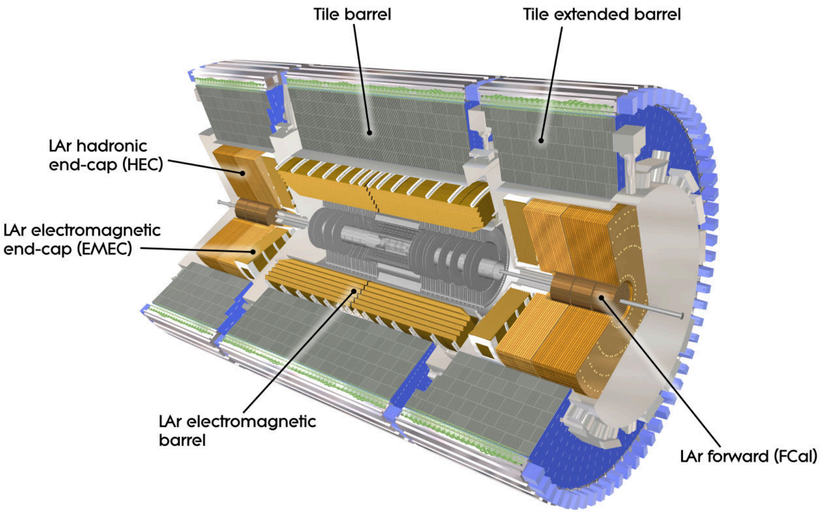

Figura 2.6: Sistema de calorímetros del detector ATLAS.

de partículas secundarias que estas generan en el material del mismo. Además, permite discriminar electrones y fotones de jets, medir el desbalance de energía transversa y la selección online de eventos potencialmenteinteresantes (*trigger*). Este sistema incluye un calorímetro electromagnético (ECAL) y otro hadrónico (HCAL), como muestra la figura 2.6.

Calorímetro electromagnético

La región *barrel* de este sistema consiste en un calorímetros de muestreo que utiliza plomo como material absorbente. Las partículas incidentes iteractúan con este material, creando una lluvia de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el medio activo (LAr) colocado entra las placas de plomo, donde los electrones liberados son colectados en un electrodo central de kaptón/Cu hacia donde derivan por acción del campo eléctrico aplicado. La señal total en el medio activo es así poroporcional a la energía total real de la partícula incidente.

El ECAL se divide en una parte central y los *endcaps*. En la región de transición entre el *barrel* y el *endcap* se encuetra una zona no isntrumentada, por donde se conecta el detector. Esta región denominada *crack*, está comprendida entre $1{,}37 < |\eta| < 1{,}52$. Es por este motivo que la mayoría de los análisis se requiere que los candidaos a fotones/electrones estén fuera de la región *crack*.

Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico cubre el rango $|\eta| < 4{,}9$ usando diferentes materiales. La parte del *barrel* de este sistema utiliza acero como absorbente y tejas centelladoras como material activo. Las tejas están ubicadas radialmente y apiladas en profundidad. En la región de *endcaps*, el calorímetro hadrónico se compone de dos ruedas perpendiculares al

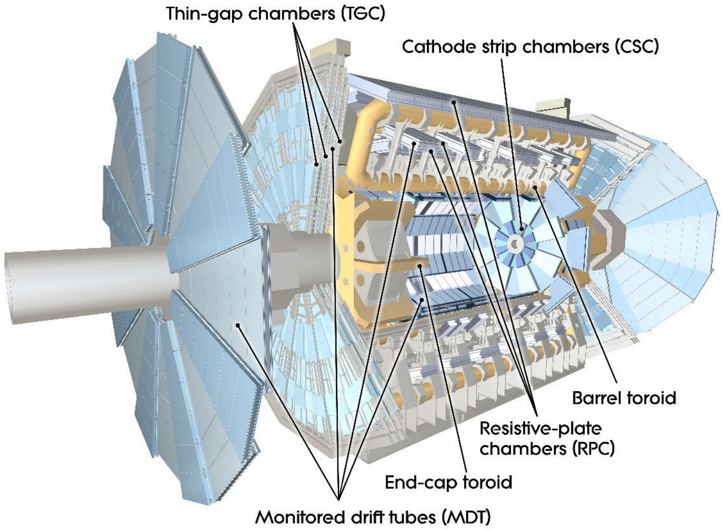

Figura 2.7: Espectrómetro de muones del detector ATLAS.

tubo del haz, hechas con placas de cobre y tungsteno como material absorbente y argón líquido como material activo. Estos detectores extienden la aceptancia del calorímetro de ATLAS hasta cubrir prácticamente la totalidad de ángulo sólido del punto de colisión.

2.3.3. Espectrómetro de muones

Los muones de alto p_T generados en el punto de interacción tienen un altísimo poder de penetración y son poco interactuantes. Por ello el espectrómetro de muones se encuentra situado en la parte más exterior del detector ATLAS, alrededor del sistema de imanes de toroides, y está diseñado para obtener mediciones de alta precisión de posición e impulso de muones de alto p_T . Este es el subdetector más grande y el que le da a ATLAS su tamaño característico (ver figura 2.7.

Los muones al ser altamente penetrantes, son las únicas partículas (excepto las invisibles que no interactúan) que llegan al sistema de muones. Estos pierden parte de su energía mientras penetran las capas internas de ATLAS antes de llegar al espectrómetro de muones. La pérdida de energía es tenida en cuenta utilizando los depósitos de energía en los distintos calorímetros.

EXPLICAR FUNCIONAMIENTO DEL DETECTOR

2.4. Sistema de *trigger*

El diseño del LHC permite tener una frecuencia de cruces de haces de 40 MHz y alrededor de 23 interacciones por cruce, lo que da una tasa de interacción protón-protón del orden del GHz. Debido a que el almacenamiento y el poder de cómputo de los datos recolectados son limitados, y considerando que no todos los eventos son de interés, es necesario reducir el flujo de datos incidentes a una frecuencia de $\sim$ 400 Hz [15]. El sistema de trigger, es el encargado de filtrar los eventos que son de interés, para su poseterior análisis.

El sistema de trigger de ATLAS consiste en una selección de eventos basada en tres niveles: Level 1 (L1), Level 2 (L2) y el Event Filter (EF), siendo los dos últimos los que coforman el High Level Trigger (HLT). Cada nivel permite analizar los eventos con mayor detalle, aumentando la precisión de los criterios de selección y la complejidad de los algoritmos utilizados.

El primer nivel de trigger se encarga de la selección inicial, reduciendo la frecuencia de eventos que pasan al siguiente nivel a $\sim$ 75 kHz. Debido al tamaño limitado de las memorias temporales donde se guardan los datos de cada subdetector y al considerable tiempo de vuelo de las partículas hasta el espectrómetro de muones, la decisión debe tomarse en una escala de tiempo muy limitada (2,5 μs). El L1 está basado en hardware y selecciona objetos de alto p_T construidos a partir de la información de varios subdetectores. Ciertas celdas del ECAL y el HCAL se utilizan para enviar señales al L1 con información de los objetos. La posición de cada objeto encontrado define una «región de interés» (RoI) en un evento potencialmente interesante, que se extiende como un cono desde el punto de interacción a lo largo del detector.Lo mismo en el detector de muones, que tiene diferentes cámaras que permiten obtener una estimación rápida del p_T de los muones. El diseño del L1 le parmite tener una aceptancia en el rango de $|\eta| < 2{,}5$ para electrones, fotones, muones y taus; hasta $|\eta| < 3{,}2$ para jets y $|\eta| < 4{,}9$ para el cálculo de la energia transversa perdida.

El segundo nivel del trigger (L2) se centra únicamente en las RoIs donde el L1 encontró actividad, combinando información de todos los subdetectores dentro de cada una ($\sim$ 2 % de la cobertura total del detector). El L2 consiste de una serie de algoritmos de reconstrucción y selección especializados, diseñados para reducir la frecuencia de eventos hasta aproximadamente 1 kHz. Estos algoritmos están implementados en clusters de procesamiento dedicados que analizan cada evento dentro de un tiempo de latencia medio de $\sim$40 ms. El menor flujo de información en este nivel del trigger permite calcular las variables calorimétricas con mayor precisión y hacer uso de la información de las trazas reconstruidas, haciendo posible la distinción entre fotones y electrones, y el rechazo de fondo proveniente en su mayoría de jets.

La última etapa de la selección del trigger se lleva a cabo en el Event Filter, que reduce la frecuencia de eventos a $\sim$400 Hz. En este nivel se tiene acceso a toda la nformación del evento en los distintos subdetectores de ATLAS, con la máxima granularidad e incluyendo detalles sobre la calibración de energía de los calorímetros, la alineación de los subdetectores y el mapa de campo magnético. El tiempo de latencia relativamente largo disponible para tomar la decisión final sobre el evento ($\sim$4s) permite la reconstrucción completa del mismo, y el refinamiento de las variables y criterios de selección al nivel de aquellos implementados en el análisis offline. Los eventos aceptados por el EF son finalmente grabados a disco y distribuidos, accesibles offline para todos los análisis subsecuentes.

Para cada item del trigger se puede asignar además un factor de escala o prescale (PS), que define la frecuencia con la que un dado item es evaluado por el trigger (es decir solo en uno de cada PS eventos). Se habla de una cadena de trigger unprescaled si su factor de escala es $PS = 1$ en cada nivel, es decir, es evaluada en todos los eventos. La asignación de estos factores se hace incluso dinámicamente durante una toma de datos, para tener en cuenta el descenso de la luminosidad instantánea con el tiempo y mantener la tasa de procesamiento aproximadamente constante.

Capítulo 3

Reconstrucción e identificación de objetos físicos

La reconstrucción de fotones y electrones en ATLAS se basa en las deposiciones locales de energía halladas en el ECAL, y la distinción entre unos y otros se realiza mediante la información de las trazas reconstruidas en el ID. A su vez se aplican una serie de criterios de identificación y aislamiento, que permiten discriminarlos de falsos candidatos, o de procesos secundarios que los producen.

3.1. Reconstrucción de electrones y fotones

La reconstrucción de fotones y electrones en ATLAS se basa en un algoritmo de clusterización [16] que busca deposiciones locales de energía en el calorímetro dentro de una ventana rectangular en el espacio (η, ϕ) de tamaño fijo (Sliding Window clusterization (SW)). La posición de la ventana se justa maximizando la energía transversa de todas las celdas contenidas. El tamaño óptimo de la ventana depende del tipo de partícula (más ancha para los electrones) a reconstruir y de la región del calorímetro (mas ancha en la región endcap).

Aquellos clusters electromagnéticos asociados con una traza reconstruída con $p_T >$ 0,5 GeV, son clasificados como electrones. La definición para fotones es un poco más complicada ya que estos pueden convertir en un par e^+e^- en el sector anterior al calorímetro. Los fotones convertidos están caracterizados por la presencia de al menos una traza asociada proveniente de un vértice reconstruido en el ID. La probabilidad de conversión varía entre un 40 % y un 80 % dependiendo de η, aunque solo aquellas que ocurren antes del TRT son eficientemente reconstruidas.

Si no hay ninguna traza asociada a un dado cluster, este es clasificado como un fotón no convertido. Aquellos clusters asociados con trazas, que provienen de un vértice reconstruído en el ID, es clasificado como un fotón convertido. Además, para incrementar la eficiencia de reconstrucción de estos últimos, se consideran también aquellos casos donde solo una traza fue reconstruida, siempre que esta no posea ningún impacto en el B-layer.

3.2. Identificación de electrons y fotones

La identificación de fotones y electrones se lleva a cabo mediante una serie de cortes rectangulares en un conjunto de variables que describen la forma y la estructura de las lluvias electromagnéticas según se propagan en el detector. Estas variables incluyen información de los calorímetros y, para el caso de electrones o fotones convertidos, del detector de trazas.

Para los electrones se definien tres conjuntos de cortes dependiendo de la rigurosidad de los mismos: *loose*, *medium*, *tight*. Para los fotones solo se utiliza *loose* y *tihgt*. Los cortes de cada conjunto han sido optimizados para asegurar una alta eficiencia de identificación de electrones/fotones aislados y de rechazo de fondo.

La definición de las variables que defninen a los cortes se detallan a continuación. La defeinición de los cortes se muestra en la Tabla 3.2.

- **Fuga hadrónica**

  Es la energía transversa depositada en el calorímetro hadrónico, normalizada a la energía transversa del cluster electromagnético.

  $$R_{had_{(1)}} = \frac{E_T^{had}}{E_T} \tag{3.1}$$

  En la región de transición barrel-endcap del HCAL, se utiliza el depósito de energía en todo el calorímetro hadrónico para minimizar los efectos de la degradación de resolución (R_{had}). En el resto del detector, se mide sólo la energía hadrónica depositada en la primera capa del HCAL ($R_{had_{(1)}}$).

- Perfil lateral de energía en η

  $$R_\eta = \frac{E_{3\times7}^{S2}}{E_{7\times7}^{S2}} \tag{3.2}$$

  donde $E_{i\times j}^{S2}$ es la suma de las celdas en la segunda capa del calorímetro electromagnético contenidas en una ventana $i \times j$.

- Perfil lateral de energía en ϕ

  $$R_\phi = \frac{E_{3\times3}^{S2}}{E_{3\times7}^{S2}} \tag{3.3}$$

donde $E^{S2}_{i\times j}$ es la suma de las celdas en la segunda capa del calorímetro electromagnético contenidas en una ventana $i \times j$.

- RMS del perfil lateral de energía en η

$$w_{\eta_2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i}\right)^2} \tag{3.4}$$

mide el ancho lateral de las lluvias electromagnéticas, donde E_i es la energía de la i-ésima celda del calorímetro electromagnético contenida en una ventana de 3×5 celdas en $\eta \times \phi$.

- Perfil lateral de energía en η

$$F_{side} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)} \tag{3.5}$$

mide la contención lateral de la cascada electromagnética a lo largo de η. $E(\pm n)$ es la energía en las $\pm n$ celdas alrededor de aquella con la deposición máxima.

- RMS del perfil lateral de energía en η (3 *strips*)

$$w_{s,3} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{max})^2}{\sum E_i}} \tag{3.6}$$

mide el ancho de la lluvia electromagnética a lo largo de η en la primera capa del calorímetro electromagnético usando solo la banda con mayor deposición de energía ($E_{i_{max}}$) y sus vecinas inmediatas.

- RMS del perfil lateral de energía en η (total)

  $w_{s,tot}$ está definida de la misma forma que $w_{s,3}$, pero utiliza todas las bandas de la primera capa del calorímetro electromagnético en una ventana $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}0625 \times 0{,}2$, que corresponde aproximadamente a 20×2 bandas en $\eta \times \phi$.

- Diferencia al segundo máximo

$$\Delta E = [E^{S1}_{2^{nd}max} - E^{S1}_{min}] \tag{3.7}$$

es la diferencia entre la energía de la banda con la segunda energía más grande $E^{S1}_{2^{nd}max}$, y la mínima energía E^{S1}_{min} entre la anterior y la celda con la máxima deposición. En caso de no haber segundo máximo se fija $\Delta E = 0$.

- Asimetría de los dos máximos locales en η

$$\Delta E_{ratio} = \frac{E^{S1}_{1^{st}max} - E^{S1}_{2^{nd}max}}{E^{S1}_{1^{st}max} + E^{S1}_{2^{nd}max}} \tag{3.8}$$

mide la diferencia relativa entre las energías de las dos celdas con máxima deposición. En caso de no haber segundo máximo se fija $E_{ratio} = 1$.

3.3. Criterios de aislamiento

3.4. Energía faltante

Una variable de suma importancia en la reconstrucción de objetos, es la energía transversa faltante (E_T^{miss}). Como se mencionó anteriormente, el momento transverso se debe conservar en todo el proceso, y cualquier desequilibrio en el mismo se lo asocia a E_T^{miss}. Puede indicar la presencia de partículas indetectables como neutrinos o nuevas partículas estables, o que interactúan débilmente con la materia. L

El momento transverso faltante (p_T^{miss}) se define como el valor negativo de la suma del momento transverso de todas las partículas detectadas, y su magnitud es lo que se denomina energía transversa faltante. Esta es calculada con un algoritmo basado en objetos [17]. El algoritmo utiliza los objetos físicos construidos y calibrados descriptos en las secciones anteriores. Los depósitos de energía en el calorímetro (topo-clusters) son asociados a los objetos de alto p_T en el siguiente orden: electrones, fotones, jets y muones. Los depósitos que no están asociados a ningún objeto son incluidos en el término soft. El momento transverso es calculado entonces como:

$$p_T^{miss} = \left(p_T^{miss}\right)^e + \left(p_T^{miss}\right)^\gamma + \left(p_T^{miss}\right)^{jet} + \left(p_T^{miss}\right)^\mu + \left(p_T^{miss}\right)^{soft} \tag{3.9}$$

(para discutir nomenclatura)

donde cada término es calculado como el negativo de la suma de los objetos reconstruidos y calibrados, más el térmio soft. La contribución de los taus, se incluye en el término de jets o en el soft, debido a que los mismos decaen hadrónicamente. Finalmente la energía transversa faltante se define como:

$$E_T^{miss} = |p_T^{miss}| \tag{3.10}$$

Tabla 3.1: Definición de las diferentes variables usadas para la selección *loose* (L), *medium* (M) y *tight* (T) de fotones y electrones.

Categoría	Descripción	Nombre	γ L	γ T	e L	e M	e T
Aceptancia	$\lvert\eta\rvert < 2{,}37$, excluyendo $1{,}37 < \lvert\eta\rvert < 1{,}52$	-	×	✓	×	✓	✓
Fuga hadrónica	Cociente entre E_T en la primera capa del calorímetro hadrónico y E_T del *cluster* electromagnético	R_{had_1}	✓	✓	✓	✓	✓
	Cociente entre E_T en todo el calorímetro hadrónico y E_T del *cluster* electromagnético ($\lvert\eta\rvert \leq 0{,}8$ y $\lvert\eta\rvert \geq 1{,}37$)	R_{had}	✓	✓	✓	✓	✓
ECAL (2^{da} capa)	Cociente entre la suma de las energías de las 3×7 celdas y la suma de 5×7 celdas, ambas en torno al centro del *cluster*	R_η	✓	✓	✓	✓	✓
	Ancho lateral de la lluvia en dirección de η	w_{η_2}	✓	✓	✓	✓	✓
	Cociente entre la suma de las energías de las 3×3 celdas y la suma de 3×7 celdas, ambas en torno al centro del *cluster*	R_ϕ	×	✓	✓	✓	✓
ECAL (1^{ra} capa)	Ancho lateral de la lluvia en 3 *strips* alrededor del máximo	$w_{s,3}$	×	✓	×	✓	✓
	Ancho lateral total de la lluvia	$w_{s,tot}$	×	✓	×	✓	✓
	Fracción de energía fuera de las 3 *strips* centrales pero dentro de las 7	F_{side}	×	✓	×	✓	✓
	Diferencia entre la energía de la *strip* con el segundo mayor depósito y la menor energía entre los dos primeros máximos locales	ΔE	×	✓	×	✓	✓
	Asimetría entre el primer y segundo máximo	E_{ratio}	×	✓	×	✓	✓
ID	Impactos en el Pixel ≥ 1 y en el SCT ≥ 7	-	×	×	×	✓	✓
	Parámetro de impacto ≤ 1 mm	-	×	×	×	✓	✓
ECAL+ID	$\Delta\eta$, $\Delta\phi$ entre la traza extrapolada al calorímetro y el *cluster*	$\Delta\eta$, $\Delta\phi$	×	×	×	✓	✓
Fuga hadrónica	Cociente entre la energía del *cluster* y el impulso de la traza	E/p	×	×	×	✓	✓
TRT	Impactos en el TRT	-	×	×	×	✓	✓
	Fracción de impactos de alto umbral en el TRT	-	×	×	×	✓	✓

Capítulo 4

Estrategia general del análisis

El análisis para el cual está orientada esta tesis, consiste en la búsqueda de Supersimetría en eventos con un fotón aislado muy energético, jets y gran cantidad de energía faltante (cita fran y ultimos articulos). La estrategia general consiste en el conteo del número de eventos observado en exceso sobre el SM, en una cierta región del espacio de observables, rica en eventos de la señal considerada.

4.1. Identificación de eventos de fondo

Para un correcto procedimiento, es necesario conocer los procesos del SM que tengan un estado final equivalente a de la señal buscada. Estos eventos toman el rol de fondo en el contexto de un analisis de búsqueda de SUSY. Para este análisis, son procesos que tienen un fotón, jets y energía faltante en el estado final, y pueden dividirse en varias categorías. Por un lado, los procesos que dan lugar a eventos con un fotón y energía faltante real, es decir, los que llamamos fondos irreducibles. Estos son:

- $Z(\to \nu\nu) + \gamma$
- $W(\to l\nu) + \gamma$
- $t\bar{t} + \gamma$

También es posible que, aunque el proceso no tenga fotones en el estado final, un electrón o un jet sean identificados como un fotón, dando lugar a un estado final idéntico al buscado. En esta categoría están:

- $W(\to l\nu)$ + jets
- $Z(\to \nu\nu)$ + jets

- $t\bar{t}$
- WW, ZZ, WZ

Y por último, también puede haber procesos que a pesar de no generar energía faltante real, poseen lo que se denomina energía faltante instrumental, proveniente generalmente de la incorrecta reconstrucción de la energía de los jets. De esta manera, pueden dar lugar a eventos con el estado final de interés, los procesos QCD:

- γ+jets
- multijet, con alguno de los jets identificado como fotón
- $Z(\rightarrow ll)$ + jets, donde un leptón o un jet es identificado como un fotón

4.2. Regiones de señal, control y validación

Al estudiar fenómenos de nueva física es necesario definir una región en el espacio de observables, donde el modelo de señal predice un exceso significativo de eventos sobre el nivel de fondo. Esta región se llama region de señal (SR). El análisis consiste basicamente en estimar las contribuciones de los procesos del SM que contaminan esta región. Para esto existen dos técnicas principales: utilizar directamente simulaciones Monte Carlo, o utilizar métodos basados en los propios datos observados. En algunos casos se emplea un tercer método para estimar los fondos, que consiste en utilizar la estimación proveniente de las simulaciones MC, pero corregida a partir de los datos. Para esto se define una región de control (CR) en la cual el fondo dominante pueda ser controlado comparándolo con los datos observados en esa misma región.

Las CRs son diseñadas especialmente para tener una alta pureza en uno de los procesos de fondo y deben estar libres de contaminación de señal. A través del ajuste a los datos, el número de eventos observado en una CR es usado para normalizar el número de eventos estimado de fondo en todas las regiones, especialmente en la SR. Otra componente importante del análisis es la validación de los métodos utilizados para predecir los fondos. Con este objetivo se definen regiones de validación (VR) que se encuentren entre las CR y las SR en términos de los principales observables cinemáticos en los criterios de selección. El diseño de las VR comprende un compromiso entre minimizar la contaminación de la señal, y a su vez ser efectivas en la validación de la extrapolación entre CR y SR.

4.3. Selección de eventos

DATOS DE LA TESIS DE FRAN?

Capítulo 5

Electrones identificados como fotones

Como ya se mencionó anteriormente, existe un fondo que contribuye a procesos asociados a fotones y jets como estado final, donde un electrón del estado final es identificado como un fotón. Este puede provenir de procesos del SM, como los que producen bosones W y Z + jets, y $t\bar{t}$. El mismo es difícil de estimar a partir de simulaciones, ya que dependen en gran medida de la estructura y material del detector que es muy compleja de modelar en todos sus detalles. El objetivo es entonces estimar este fondo calculando un factor de identificación errónea en función de las variables η y p_T de los objetos a partir de los datos adquiridos.

5.1. Medición del factor de identificación erronea

El metodo para la estimación del factor de identificación erronea, hace uso de la muestra de eventos $Z \to ee$. En base a esta muestra, se determinan la relación de eventos de pares electron-positron y los paraes electrón(positron)-foton cuya masa invariante es compatible con la del boson Z. Estos últimos parse así selecionados provienen de eventos en los cuales un electron (positron) del decaimiento del Z es reconstruido como un fotón. El factor de identificación espuria se puede calcular entonces como:

$$F_{e\to\gamma}[\eta, p_T] = \frac{N^{eg}[\eta, p_T]}{N^{ee}[\eta, p_T]} \tag{5.1}$$

Como la muestra de pares de objetos seleccionada no es una muestra puara de $Z \to ee$, se realiza un ajuste a la masa la distribución de su invariante para determinar por separado la contribución de señal y de fondo en cada muestra, como se explicara más adelante.

Los criterios para selecionar los objets de los pares de partículas mencionados se explican a continuación y se basa en criterios de selección que mantengan una alta pureza de la muestra, manteniendo un bajo rechazo de señal. Los electrones son seleccionados con $p_T > 25$ GeV, con un criterio de calidad *tight* y punto de trabajo de aislamiento denominado *gradient loose* [18]. Para los fotones los requisitos son $p_T > 25$ GeV, *tight* y aislados [19]. A ambos se les solicita que tengan un $\eta_{BE} < 2{,}37$, que esten fuera de la region del *crack* entre 1,37 y 1,52 y provengan del vertice primario en base a un parámetro de impacto d_0 con una significancia menor a 5, y a que cumplan con la relación $|\Delta z_0 sin\theta| < 5$.

Además, si un electrón y un fotón son reconstruidos con $\sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 0{,}4$, el fotón es descartado del evento, esto reduce precisamente la probabilidad de utilizar candidatos donde un electrón es reconstruido como fotón.

A todos los pares se les solicita que una masa invariante entre 75 y 105 GeV estando así en la region de cercanía a la masa del Z. Finalmente, en el caso de que existiese más de un par en el evento, se utiliza el que tiene la masa invariante más cercana a la del bosón Z. Ya que esto minimiza la contaminación de pares aleatorios, descartando solo unos pocos eventos donde pueda haber más de un Z en estado final.

En base a los objetos selecionados se crea un arreglo bidimensional en η y p_T. Para eventos positrón-electrón una entrada se realiza para cada partícula. En los casos de pares electrón-fotón un arreglo es creado por separado y los solo los valores de los fotones son utilizados.

La concepción del metodo proviene de la siguiente consideración. Sea ϵ_i la eficiencia de reconstruir un electrón, con un valor de η y p_T correspondientes al bin i del histograma. Para una muestra de N pares de electrones y positrones reales (dentro del rango de masa), decimos que f_{ij} es la fracción de pares para los cuales el electrón *leading* (*sub-leading*) está dentro del bin i (j). Considerando solamente electrones-positrones provenientes del decaimiento de un bosón Z, el número de eventos en el bin i del histograma $N^{ee}[\eta, p_T]$ es entonces:

$$N_i^{ee} = \sum_i \epsilon_i \epsilon_j f_{ij} N + \sum_j \epsilon_j \epsilon_i f_{ji} N = \epsilon_i N \sum_j \epsilon_j (f_{ij} + f_{ji}) \tag{5.2}$$

De forma análoga, ahora considerando que p_i es la proporción de fotones reconstruídos como electrones en el bin i, la cantidad de eventos en el bin i del histograma $N^{eg}[\eta, p_T]$ es:

$$N_i^{eg} = \sum_i p_i \epsilon_j f_{ij} N + \sum_j p_j \epsilon_i f_{ji} N = p_i N \sum_j \epsilon_j (f_{ij} + f_{ji}) \tag{5.3}$$

El factor que determina la proporción de electrones reconstruidos como fotones se define finalmente como:

$$F_{e\to\gamma}[\eta, p_T] \equiv \frac{N^{eg}}{N^{ee}} = \frac{p_i}{\epsilon_i} \tag{5.4}$$

La implementación del cálculo en ROOT y C++ se base en histogramas bidimensionales. Para cada evento que contiene un par electrón-positrón, en un histograma con bines de η y p_T ($N^{ee}[\eta, p_T]$), se suma una entrada en el bin correspondiente al η y p_T de cada uno de los electrones. En el caso de que el evento tenga un par electrón-fotón, en otro histograma ($N^{eg}[\eta, p_T]$), se suma una entrada en el bin correspondiente al η y p_T, solamente del fotón. El correspondiente factor se obtiene entonces como en la ecuación 5.1:

Para tener en cuenta la relación entre entradas correspondientes a la señal y las correspondientes al fondo, cada entrada en los histrogramas es pesada con un peso que tiene en cuenta esta relación. Este peso se obtiene clasificando a los pares según el tipo (*ee*-*eg*) y según la región donde se reconstruían los objetos (*EE*-*EB*-*BB*). Para cada uno se calcula su masa invariante, y finalmente el peso resulta de la relación entre señal (S) y fondo (B): $w = \frac{S}{S+B}$. Esto se debe a que los pares tienen un probabilidad de no provenir del decaimiento del bosón Z, sino de otros procesos no resonantes de fondo. La relación entre señal y fondo tiene en cuenta esta probabilidad.

Por ende, no es la proporción de fotones mal reconstruidos, sino que es el cociente entre esa proporción y la eficiencia de reconstruir un electrón. De esta forma el fondo correspondiente a electrones identificados como fotones resulta:

$$N_{e\to\gamma}(\eta, p_T, ...) = F_{e\to\gamma}(\eta, p_T) \cdot N_e(\eta, p_T, ...) \tag{5.5}$$

Donde $N_e(\eta, p_T, ...)$ es el número de electrones en un determinado estado final.

Los datos utilizados para el análisis corresponden al Run 2 del LHC. Para los ajustes de la masas invariantes se utiliza como modelo de señal una *double-sided Crystall-ball*. Para el fondo se utiliza ???. Los resultados de los ajustes obtenidos para cada clasificación de los pares se pueden observar en las figuras ...

Se consideran distintas fuentes de incertezas sistemáticas. Una de ellas proveniente de la variación tanto el rango del fit, como el rango de masa de aceptación de los pares. El rango nominal del fit es ??? y se varía ???. El rango nominal de la masa es ??? y se varía ???. También se utiliza una muestra de Monte-Carlo del proceso $Z \to ee$, calculando su "verdadero" factor y considerando esta discrepancia como sistemático. Se tuvo en cuenta también, como fuente de sistemático, la variación en los valores de los factores al utilizar otra función para el ajuste del fondo, utilizándose ???.

Los resultados obtenidos para el factor en bines de η, p_T se muestran en la tabla...

Capítulo 6

Conclusión

Bibliografía

[1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579–588.

[2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.

[3] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508–509.

[4] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., Phys. Lett. **B716** (2012) 1–29, arXiv:1207.7214 [hep-ex].

[5] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., Phys. Lett. **B716** (2012) 30–61, arXiv:1207.7235 [hep-ex].

[6] ATLAS, CMS Collaboration, G. Aad et al., Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 191803, arXiv:1503.07589 [hep-ex].

[7] S. P. Martin, arXiv:hep-ph/9709356 [hep-ph], [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)].

[8] S. Dimopoulos and D. W. Sutter, Nucl. Phys. **B452** (1995) 496–512, arXiv:hep-ph/9504415 [hep-ph].

[9] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, *QCD and Collider Physics:*. Cambridge University Press, Cambridge, 10, 1996. https://www.cambridge.org/core/books/qcd-and-collider-physics/D0095E6D278BBBC74E9

[10] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415–1417, http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.1415.

[11] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, Phys. Rev. **185** (1969) 1975–1982, http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.185.1975.

[12] R. Ellis, H. Georgi, M. Machacek, H. Politzer, and G. G. Ross, Physics Letters B **78** (1978) 281 – 284, http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269378900230.

[13] L. R. Evans and P. Bryant, J. Instrum. **3** (2008) S08001. 164 p, https://cds.cern.ch/record/1129806, This report is an abridged version of the LHC Design Report (CERN-2004-003).

[14] ATLAS Collaboration, JINST **3** (2008) S08003.

[15] ATLAS Collaboration, Eur. Phys. J. C **72** (2012) 1849, arXiv:1110.1530 [hep-ex].

[16] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*, Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr, 2008. https://cds.cern.ch/record/1099735.

[17] T. J. Khoo, M. H. Klein, H. Okawa, D. Schaefer, S. Williams, M. Begel, D. Cavalli, P. Francavilla, F. Hariri, C. A. Lee, T.-H. Lin, B. Liu, P. Loch, D. Lopez Mateos, R. Mazini, C. Pizio, S. Resconi, R. Simoniello, M. Smith, M. Testa, and I. Vichou, *Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in $\sqrt{s}$ = 8 TeV proton–proton collisions in the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2015-341, CERN, Geneva, Apr, 2015. https://cds.cern.ch/record/2012749.

[18] ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2016-024, 2016, https://cds.cern.ch/record/2157687.

[19] ATLAS Collaboration, Phys. Rev. D **83** (2011) 052005, arXiv:1012.4389 [hep-ex].