Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Exactas
Departamento de Física

Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en el detector ATLAS (CERN-LHC)

Trabajo de Tesis Doctoral

Gonzalo E. Orellana

Director
Dr. Hernán P. Wahlberg
Co-Director
Dr. Fernando Monticelli

Abril 2022

Búsqueda de Supersimetría con producción de Higgs en el detector ATLAS (CERN-LHC)

El Modelo Estándar es la teoría que describe las partículas elementales y sus interacciones, desarrollada en la década de los 70 y con grandes predicciones experimentales tales como el descubrimiento del bosón de Higgs en el año 2012. A partir de su formulación surgieron nuevas extensiones intentando solucionar diferentes problemáticas del mismo. Una de las extensiones mejor motivadas teóricamente es Supersimetría, que introduce un conjunto de partículas nuevas que aún no han sido observadas. Este modelo, entre otras cosas, presenta un escenario favorable para la inclusión de la gravedad al Modelo Estándar y a su vez, las nuevas partículas podrían ser candidatos tanto a materia oscura como a neutrinos pesados. Esto ha convertido a SUSY en una de las teorías de mayor interés y el mayor objetivo en el ámbito de la física experimental de altas energías.

Esta tesis presenta una búsqueda de nueva física motivada por modelos de SUSY que predicen estados finales con fotones energéticos y aislados, jets y momento transverso faltante elevado. La misma fue realizada utilizando el conjunto de datos de colisiones pp, provisto por el Gran Colisionador de Hadrones del CERN, y recolectado por el detector ATLAS durante los años 2015 y 2018, correspondientes a una luminosidad integrada de 139 fb^{-1}. En el presente trabajo se desarrollaron y realizaron búsquedas guiadas por modelos de producción fuerte y débil de partículas supersimétricas, en las cuales no se observaron excesos por sobre las predicciones del Modelo Estándar por lo que se establecieron límites en el número de eventos de nueva física, y adicionalmente límites en la producción de gluinos con masas de 2.2 TeV. El estudio detallado de los datos requirió además la medida de la eficiencia de selección de los triggers de fotones del detector ATLAS. A su vez se presenta un estudio realizado de forma complementaria, con un modelo de SUSY de producción electrodébil con fotones, jets y energía transversa faltante en el estado final.

Índice general

To Do

- Mencionar
  - electrones = positrones
  - leptones: sin tau
  - MET asociado a neutrinos y nueva fisica

Dudas

- Fotones convertidos dejan 2 depósitos en el EM o 1? Figura? Al parecer dejan 2 pero están muy juntos al estar boosteados, no es que dejan 2 depósitos bien separados en el detector y esos 2 se unifican en un fotón. De todas formas me gustaría confirmarlo

- En nuestro análisis los taus están como jets? No hay veto?

- Usamos los objetos baseline para calcular MET? Al final NO. MET se calcula por default por la tool con todos los objetos presentes en el evento

- El pt de los muones se mide solo con su traza? o algo de su energia se deposita en el MS y con eso se puede deducir el pt?

- Si al pi0 lo reconstruimos como a un jet, por que en la figura 3.2 hablamos de los 2 depositos de energía que deja su decaimiento a 2 fotones?

  pions are the most abundant particle produced in pp collisions at the Large Hadron Collider (LHC), it is essential to characterize the calorimeter response to both charged ($\pi^{\pm}$) and neutral (π^{0}) pions. Neutral pions decay promptly to photon pairs with compact showers that are mostly captured by the ATLAS electromagnetic calorimeter, while charged pions have more irregular showers that often require the dense material in the ATLAS hadronic calorimeter to be stopped

- Cuestiones sobre la definicion de objetos prompt:
  HW: No entiendo tu comentario, la identificación son criterios de calidad del objeto que ya se clasificó como electrón o fotón.
  GO: En el paper EGAM-2018-01 se utiliza la jerga prompt vs background para motivar la iden- tificación. Aquellos e/y que vienen de decaimientos prompt se depositan en el ECAL y los podemos considerar prompt, aquellos que vienen en otro tipo de decaimiento supongo que estarán contenidos dentro de los jets...
  Revisar mejor definición de prompt

- Hay muones que no lleguen al MS? los de bajo pT? si es así, agregarlos a los CT

Introducción

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) es el acelerador de partículas más grande y de mayor energía en todo el mundo, donde grupos de protones colisionan 40 millones de veces por segundo para producir colisiones protón-protón de 13 TeV. Uno de los experimentos clave en el LHC es ATLAS, un detector de uso general diseñado para realizar mediciones de precisión dentro del Modelo Estándar (SM) y de nuevos fenómenos asociados con nueva física que buscaban ser observados en la escala TeV.

En el año 2012 las colaboraciones ATLAS y CMS publicaron resultados con el descubrimiento del bosón de Higgs, la partícula vinculada con el mecanismo de rompimiento espontaneo de simetría electro-débil, por el cual las partículas elementales adquieren masa. Sin embargo, todavía queda por determinar si es el boson de Higgs del modelo estándar o por ejemplo el más liviano de otros bosones de teorías más allá del modelo estándar, como es el caso de teorías supersimétricas. Para dar respuesta a este interrogante las colaboraciones tienen que medir con muy alta precisión, entre otras características, las distintas tasas de decaimiento a otras partículas y comparar los resultados con las predicciones.

Luego del descubrimiento del bosón de Higgs, son varios los interrogantes sin respuesta del Modelo Standard, como por ejemplo, el patrón de las diferencias de masa de las partículas fundamentales y el problema de la jerarquía en el enorme 'gap' de 17 órdenes de magnitud entre las dos escalas fundamentales de física: la escala electro-débil y la escala de Planck. Una de las ideas más intensamente investigadas desde el punto de vista teórico entre los modelos más allá del SM, es la ya mencionada supersimetría (SUSY). En su formulación mínima, SUSY predice que para cada partícula del SM existe un partenaire cuyo spin difiere en 1/2 y un sector de Higgs extendido con 5 bosones respectivos. La simetría propuesta entre bosones y fermiones estabiliza la masa de las partículas escalares, como es el caso del bosón de Higgs. Si las partículas propuestas conservan R-parity (numero cuántico propuesto por la teoría) entonces las partículas SUSY son siempre producidas de a pares y la más liviana (LSP) no puede decaer, con lo cual las LSP primordiales serían candidatos a formar la materia oscura, otro de los misterios para el cual el SM todavía no tiene respuesta. Las partículas supersimétricas pueden ser producidas en el LHC si su rango de masas está en la escala del TeV. La búsqueda de partículas SUSY en el LHC es entonces el objetivo más general del presente trabajo, en particular dentro del contexto del modelo General Gauge Mediated Symmetry Breaking (GMSB), en base a la cual se obtuvieron los limites más rigurosos en la masa de distintas partículas en estado finales con fotones, jet y energía perdida en los canales de producción fuerte.

A partir del 2015, el LHC retornó al funcionamiento (luego de una pausa en el 2013 y 2014) a mayor energía de centro de masa y luminosidad, con lo cual modos de producción con secciones eficaces muy pequeñas están siendo accesibles, abriendo la posibilidad a búsquedas mucho más dedicadas en canales exclusivos. Esto brinda el marco apropiado para el desarrollo de búsquedas de supersimetría en el canales con producción débil, como se discute en también en este trabajo. Durante los años 2013 y 2014 no se tomaron nuevos datos ya que se hicieron arreglos y actualizaciones en el acelerador y los distintos detectores del LHC para aumentar la energía y la tasa de interacciones. El detector ATLAS comenzó entonces una nueva toma de datos en el 2015 con mayor energía y luminosidad superiores a las alcanzadas en los primeros años del experimento. Estas nuevas condiciones generaron nuevos desafíos, en particular para el sistema de trigger del detector, el cual tiene que seleccionar eventos de interés físico, en particular para la búsqueda de supersimetría con fotones en estado final como los buscados en este plan, sobre un enorme fondo de eventos. El calorímetro de ATLAS es el responsable de medir la energía de los fotones y electrones y también es utilizado para reducir la frecuencia de eventos aceptados a nivel del trigger calorimétrico. Nuevos criterios y sistemas se han implementado para calcular cantidades físicas en base a varios objetos de triggers, que al mismo tiempo de reducir la frecuencia permiten guardar los eventos de interés para su posterior análisis. Entre los resultados específicos del presente trabajo se estudiaron las prestaciones de los algoritmos de selección en base a los nuevos criterios en la toma de datos, resultados que fueron luego utilizados por toda la colaboración en todos los estudios que involucran la selección de fotones online que formen parte en distintos estados finales.

Capítulo 1

Modelo Estándar y Supersimetría

1.1. Modelo estándar de la física de partículas

El Modelo Estándar de la física de partículas (SM, por sus siglas en inglés) es la teoría que describe y clasifica a las partículas elementales de la naturaleza, junto con tres de las cuatro interacciones fundamentales conocidas hasta el momento. El mismo fue formulado en la década de los 70, a partir de varios trabajos científicos realizados durante la segunda mitad de ese siglo, entre los que se encuentra principalmente los realizados por Glasgow [1], Salam [2], Weinberg [3], Brout, Englert, Higgs [4–6]. Para ese momento, el SM incorporaba a todas las partículas conocidas y predecía la existencia de otras adicionales, lo que motivó al desarrollo de nuevos aceleradores y detectores para realizar dichas búsquedas. El descubrimiento de nuevas partículas e interacciones predichas por el SM, junto con la medida de precisión de distintos parámetros del mismo, han convertido al SM en una teoría ampliamente aceptada por toda la comunidad científica, con una formulación matemática que sirve a su vez para nuevas futuras teorías.

1.1.1. Partículas y clasificación del SM

Las partículas en el SM se clasifican a primer orden entre bosones y fermiones. Los primeros son los mediadores de las interacciones entre las distintas partículas del modelo. El primero de ellos es el fotón (γ), mediador de la interacción electromagnética, que afecta a las partículas que tienen carga eléctrica. No hay una fecha exacta del descubrimiento del mismo, pero se puede entender a la descripción del efecto fotoeléctrico por parte del Albert Einstein [7], como la primera formulación con objetos discretos de esta interacción. A su vez están los bosones W y Z, asociados a la interacción débil y gobiernan los intercambios de 'sabor' de las partículas. Descubiertos de forma propia (no sólo su interacción) en 1983 en el Super Proton Synchrotron del CERN [[[Increíblemente no encuentro la cita de esto]]]. Por otro lado se encuentran los gluones, mediadores de la interacción fuerte de aquellas partículas con carga de 'color'. Existen tres cargas de color *red*, *green* y *blue*, aunque las antipartículas pueden tener las anti cargas (*antired*, *antigreen* y *antiblue*). Su primera observación experimental se realizó en 1978 en el detector PLUTO del colisionador electrón-positrón DORIS del DESY [8]. Finalmente está el bosón de Higgs, partícula asociada al mecanismo Brout-Englert-Higgs que describe el rompimiento espontáneo de simetría electrodébil, asociado a la generación de masas de todas las partículas que componen al SM. El mismo fue descubierto en el 2012 por los experimentos ATLAS y CMS del CERN [9, 10]. Cabe mencionar que la bien conocida interacción gravitatoria no es incluida en el SM debido a las contradicciones que aparecen al querer combinarla con la teoría de la Relatividad General. En teorías con gravedad cuántica, se hipotetiza la existencia de una partícula mediadora de esta fuerza denominada gravitón y que se espera que sea no masiva y de *spin* 2.

Los fermiones están asociados a las partículas interactuantes o que forman la materia (aunque no necesariamente tengan masa), esto se debe a que al obedecer la estadística de Fermi-Dirac, no es posible encontrarlos simultáneamente en un mismo estado cuántico y por ende tienden a formar estructuras. A su vez, estos se clasifican en leptones y *quarks*. Los primeros son aquellos que no tienen carga de color y por ende no interactúan fuertemente. Existen seis leptones: electrón (e), neutrino electrónico (ν_e), muón (μ), neutrino muónico (ν_μ), tau (τ) y neutrino tauónico (ν_τ), los cuales se agrupan en generaciones, que son pares de partículas que exhiben propiedades similares. Todos ellos pueden interactuar débilmente, y salvo por los neutrinos, también electromagnéticamente. Los quarks, en cambio, son los fermiones con carga de color, y por ende los que pueden interactuar fuertemente. Existen seis quarks que se agrupan en tres generaciones: *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) y *bottom* (b). Debido al efecto del confinamiento de color, los quarks nunca pueden ser observados en la naturaleza, sino que se los observa en estados ligados sin color, denominados hadrones. Cuando el hadrón se forma de un quark-antiquark se los llama mesones, y cuando es un conjunto de tres quarks se los llama bariones. Los bariones más conocidos son los protones (p) y neutrones (n), compuesto por los quarks de valencia *uud* y *udd* respectivamente, donde cada quarks toma uno de los tres posibles colores. Toda la materia ordinaria observada (o estable) se compone de electrones y quarks up y down. [[[Podría poner citas para los descubrimientos de los fermiones al igual que hice con los bosones...]]]

Existe una clasificación adicional a partir de una propiedad intrínseca de las partículas denominada quiralidad. La misma esta asociada al comportamiento de las funciones de onda en la teoría de Dirac frente a rotaciones espaciales. Las partículas pueden tener dos estados de quiralidad denominados izquierdo y derecho. Si bien en principio estos estados son posibles para todas las partículas del SM, no se han observado experimentalmente neutrinos con quiralidad derecha. Más aún, se observa que las interacciones electrodébiles son entre partículas izquierdas (o antipartículas derechas) en lo que se denomina violación de paridad. Esto da a entender que en la naturaleza no hay una simetría entre las componentes izquierdas y derechas, que teóricamente merecen un trato diferente.

En la Figura 1.1 se muestra un resumen de las partículas del SM junto con algunas de sus propiedades e interacciones.

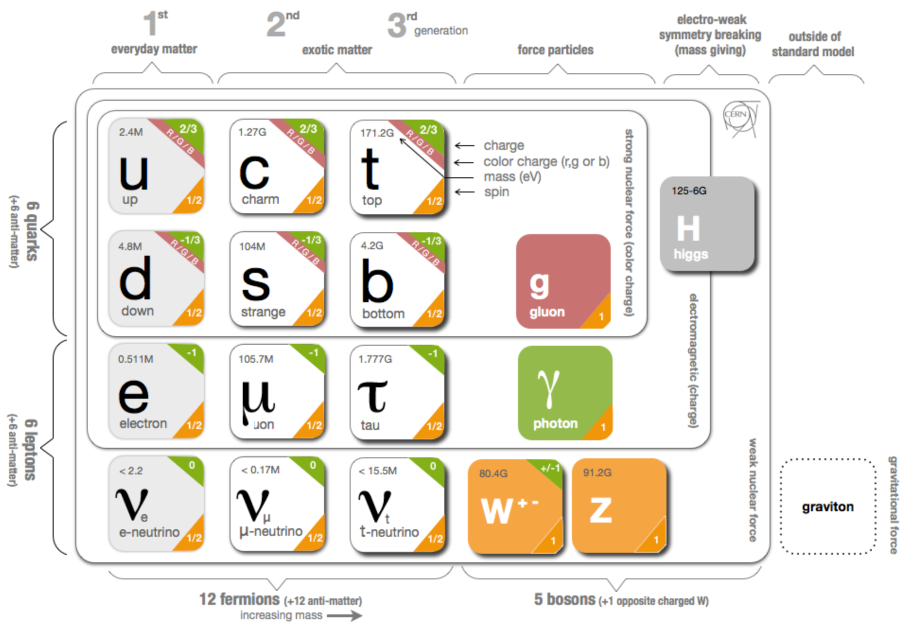


Figura 1.1: Partículas del SM junto con algunas de sus propiedades e interacciones. Por redundancia las antípartículas fueron omitidas, y no se hace distinción entre partículas de quiralidad izquierda y derecha. Imagen basada en el trabajo de la Referencia [11].

1.1.2. Breve descripción matemática del SM

El SM se formula como una teoría cuántica de campos, en general considerada efectiva ya que por ejemplo describe los fenómenos en una escala donde la gravedad no tiene mucha injerencia. A su vez se compone de teorías de *gauge* en las que a partir de imponer simetrías en el lagrangiano, no solo están asociados cantidades conservadas como bien enuncia el Teorema de Emily Noether [12], sino que también implica la existencia de de interacciones mediadas por bosones de gauge. A continuación se realiza una breve descripción matemática del SM basada principalmente en la Referencia [13].

Hasta la actualidad todos los experimentos demuestran que con tres simetrías es necesario y suficiente para describir las interacciones conocidas. Estas simetrías otorgan a las distintas partículas respectivas cargas, que vienen a representar etiquetas que se les puede dar a las mismas, y que el conjunto de ellas describe en su totalidad las propiedades de cada una.

El grupo de simetría del SM se define como:

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

La primer simetría a mencionar es la $U(1)$, relacionada con la interacción electromagnética. El bosón de gauge requerido para mantener la invarianza se denomina B_μ. El índice μ está presente debido a que B_μ debe transformarse bajo rotaciones espaciales de la misma forma que la derivada tradicional, garantizando así que la partícula tenga spin 1. A su vez, todas las partículas deben tener una segunda invarianza denominada $SU(2)$ electrodébil. Los bosones de gauge asociados se denominan W^i_μ. El índice i representa cada uno de los tres bosones de spin 1 asociados a los tres generadores de las transformaciones $SU(2)$. Finalmente, la última simetría requerida es la $SU(3)$. Los bosones de gauge asociados se denominan G^a_μ. El índice a representa cada uno de los ocho bosones de spin 1 asociados a los tres generadores de las transformaciones $SU(3)$. Estos bosones son los gluones, y la teoría que los describe es la cromodinámica cuántica (QCD).

Por su parte, los fermiones se describen mediante campos que definen estados dentro del espacio formado por las distintas simetrías. La simetría $SU(2)$ es análoga al spin, partículas con spin 0 son singletes, con spin 1/2 forman dobletes y con spin 1 forman tripletes. En el caso de $SU(2)$ electrodébil los fermiones izquierdos forman dobletes, y los derechos forman singletes:

$$f_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u_\alpha \\ d_\alpha \end{pmatrix}_L \qquad f_R = e^-_R, u_{R\alpha}, d_{R\alpha} \tag{1.2}$$

Esta distinción entre izquierdos y derechos, es lo que hace que aparezca la violación de paridad electrodébil de forma natural en la teoría. El índice que aparece en los estados de los quarks, α, es para describir cómo los mismos se transforman en el espacio SU(3) de la misma forma que en $SU(2)$. En $SU(3)$ la representación básica son tripletes cuyas componentes representan los tres estados de color posible (r, g y b). Los quarks forman tripletes producto de la combinación de esos estados, mientras que los leptones forman un singlete sin color y por ello no requieren de este índice.

Con esto en mente, el lagrangiano se comienza a construir a partir del empleado para la partícula libre, pero reemplazando la derivada ordinaria con la covariante, que con las simetrías consideradas, queda de la siguiente forma:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i - ig_3 \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a \tag{1.3}$$

donde Y, τ y λ son los respectivos generadores de las transformaciones $U(1)$, $SU(2)$ y $SU(3)$; y g_1, g_2 y g_3 son constantes que representan la intensidad de cada acoplamiento y deben medirse experimentalmente. Una convención para escribir las ecuaciones de forma más compacta es utilizada: los términos de D_μ que actúen en los fermiones con una representación matricial diferente se anulan. Entonces los W_μ^i (matrices 2×2 en $SU(2)$) que actúan sobre leptones derechos (singletes de $SU(2)$) se anulan, y los G_μ^a (matrices 3×3 en $SU(3)$) actuando sobre leptones (singletes de $SU(3)$) se anulan. Quedando así el término fermiónico del lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{\text{ferm}} = \sum_{\text{fermiones}} \bar{f} i \gamma^\mu D_\mu f \tag{1.4}$$

Al desglosar los distintos términos de este lagrangiano es posible relacionar algunos de ellos tanto con observaciones experimentales, como con predicciones de la teoría. Por ejemplo, al mirar solo los términos $U(1)$ y $SU(2)$, se puede obtener el lagrangiano asociado a la teoría electrodébil, donde se obtienen las denominadas corrientes neutras y cargadas, que posteriormente dieron con el descubrimiento de los bosones W y Z. A su vez es posible obtener relaciones entre las constantes del modelo, entre las que se encuentra:

$$Q = T_3 + \frac{Y_W}{2} \tag{1.5}$$

donde Q es la carga eléctrica, Y_W es el anterior mencionado generador de $U(1)$ que en este contexto se denomina hipercarga débil y T_3 es la tercer componente del isospin débil, que toma valores $1/2$ o $-1/2$ dependiendo del estado $SU(2)$ del doblete, o 0 si es un singlete.

De la misma forma se puede obtener el lagrangiano asociado a QCD mirando solo los términos $SU(3)$. Aún así no es posible sacar conclusiones de la misma forma que para la teoría electrodébil, debido al confinamiento de los quarks y gluones, que no permiten observarlos de forma aislada en la naturaleza. En la Sección 1.1.5 se describe de mejor forma algunos detalles de QCD, que resultan útiles a la hora de entender a las colisiones pp.

Por último cabe mencionar que en ningún momento se hizo distinción alguna entre las familias de leptones, por lo que es posible reemplazar en cualquier momento al electrón por el muón y lo mismo para su neutrino, y las ecuaciones siguen valiendo de la misma forma. Esto se denomina universalidad leptónica, y es una propiedad que ha sido de interés a lo largo de los años en diferentes experimentos. Si la universalidad leptónica ha de cumplirse los acoplamientos a los bosones de gauge debería ser igual y la única diferencia entre los leptones reside solo su masa. Una forma de medir este fenómeno es observando las fracciones de decaimiento a leptones de distintas partículas como μ, τ y principalmente hadrones con quarks bottom (hadrones B). Si bien en general las mediciones de estas fracciones están de acuerdo con las predicciones del SM, medidas recientes han observado desviaciones importantes [1] con respecto al mismo [14, 15], lo que ha motivado el estudio de nuevas teorías que las expliquen (*leptoquarks* por ejemplo).

1.1.3. Mecanismo de Higgs

La formulación hasta ahora descripta no incluye en ningún momento las masas de ninguna de las partículas. Esto se debe a que al agregar términos de masa explícitos al lagrangiano, como por ejemplo $m\psi\hat{\psi}$ o $m_B^2 B^\mu B_\mu$, el mismo pierde la invarianza de $SU(2)$, ya que la misma sólo se garantiza poniendole masa nula a todas las partículas. Si se incluyeran a las masas 'a mano' la teoría termina teniendo cantidades físicas infinitas [[[Entender, si es posible, por qué ocurre eso]]]. La forma de incluir masas a la teoría sin que estas sean nulas es mediante el mecanismo de Higgs. Para ello se asume que en el SM el universo está inmerso en un campo de spin 0, denominado campo de Higgs. El mismo es un doblete en el espacio $SU(2)$ y tiene hipercarga no nula en $U(1)$, pero es un singlete en el espacio de color. Es un caso similar al del campo electromagnético, pero en el caso de Higgs no se consideran fuentes del campo en esta instancia. Los bosones de gauge y los fermiones pueden interactuar con este campo, y en su presencia dejan de tener masa nula. Si bien el lagrangiano conserva la simetría $SU(2)$ y $U(1)$, el estado fundamental no, en lo que se denomina un rompimiento espontáneo de simetría.

La parte escalar del lagrangiano de Higgs está dada por:

$$\mathcal{L} = (D^\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi) \tag{1.6}$$

donde el ϕ es un campo escalar complejo en la representación de $SU(2)$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

con hipercarga $U(1)$, $Y = +1$. La derivada covariante en este termino es similar a la descripta en la Ecuación 1.3 pero sin el término de color, y con los mismos bosones de gauge de $SU(2)$ y $U(1)$. Esta simetría $U(1)_Y$ adicional es necesaria para que la teoría genere un boson de gauge no masivo. $V(\phi)$ es el potencial de Higgs, que para garantizar la renormalización de la teoría e invarianza de $SU(2)$ y $U(1)$, requiere ser de la forma:

$$V(\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{1.8}$$

donde λ es un parámetro que debe ser mayor a 0 para garantizar un mínimo del potencial, quedando el comportamiento determinado por el signo del otro parámetro, μ. Para $\mu^2 > 0$

[1] De aproximadamente 3-sigma, lo que en la jerga implica que aún no son significativas como para hablar de descubrimiento.

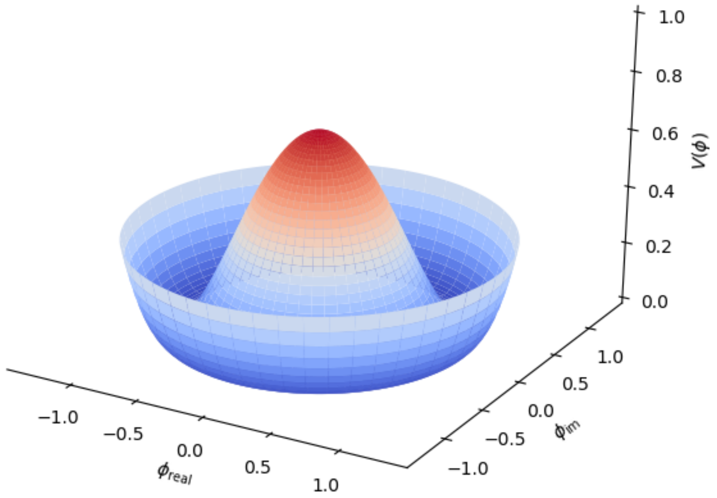


Figura 1.2: Potencial de Higgs donde se aprecia su forma de sombrero mexicano.

el campo genera un valor de expectación de vacío (VEV, $v := \phi^\dagger\phi$) no nulo que rompe espontáneamente la simetría. El potencial $V(\phi)$ toma la forma de un sombrero mexicano (Figura 1.2) y tiene infinitos números de estados degenerados con energía mínima que satisfacen $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$. De esos estados se elige arbitrariamente el estado:

$$\langle\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\ v\end{pmatrix} \tag{1.9}$$

Debido a la conservación de la carga solo un campo escalar neutro puede adquirir VEV, por lo que ϕ^0 se interpreta como la componente neutral del doblete, y por ende $Q(\phi) = 0$. El electromagnetismo no se modifica por el campo escalar VEV y la ruptura de simetría se representa como:

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \to U(1)_Q \tag{1.10}$$

Para estudiar el espectro de partículas, se estudia al campo alrededor del mínimo utilizando una expansión en la dirección radial:

$$\phi = \frac{1}{2}\begin{pmatrix}0\\ v+h\end{pmatrix} \tag{1.11}$$

Al elegir una dirección particular tenemos tres simetrías globales rotas, y por el teorema de Goldstone, aparecen tres bosones escalares no masivos. Estos bosones de Goldstone son absorbidos por los bosones W y Z, adquiriendo así su respectiva masa, mientras que la expansión en la dirección radial da la masa de la excitación h, que es la masa del boson de Higgs. De esta forma queda la masa de los bosones de la teoría de la forma:

$$
\begin{aligned}
M_\gamma &= 0 \\
M_W &= \frac{g_2 v}{2} \\
M_Z &= \frac{v}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2} \\
M_h &= \sqrt{2\lambda} v
\end{aligned}
\tag{1.12}
$$

[[[Creo que quedaría mejor m minúscula]]] Este mecanismo también permite otorgar masas a los fermiones, incluyendo en el lagrangiano términos con acoplamiento del tipo Yukawa:

$$
\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = g_f(\bar{\psi}_L \phi \psi_R) + \text{h.c.} \tag{1.13}
$$

siendo este ahora sí invariante de SU(2). La constante g_f describe el acoplamiento entre el doblete de Higgs y los fermiones. Al hacer una expansión del campo como se hizo anteriormente, aparecen en el lagrangiano términos de masas fermiónicos que dan masa a los mismos de la forma:

$$
m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}} \tag{1.14}
$$

El mecanismo de Higgs da un cierre al SM, que queda completamente determinado por 19 parámetros [2] listados en la Tabla 1.1, los cuales deben ser medidos experimentalmente.

1.1.4. Renormalización

El SM es una teoría cuántica de campos renormalizable [16]. Los efectos de órdenes superior introducen correcciones cuánticas, por ejemplo, en el cálculo de los acoplamientos en el SM, que deben tenerse en cuenta. Al mismo tiempo, las partículas en estos loops tienen momentos no acotados, por lo que surgen divergencias en los cálculos tanto para bajos momentos (llamadas infrarrojas o IR) como para altos momentos (ultra-violetas o UV), que deben eliminarse para que la teoría sea consistente con las mediciones experimentales. El proceso por el cual las divergencias desaparecen o se absorben al agregar una dependencia con la escala a los parámetros como los acoplamientos o masas de partículas, se conoce como renormalización. De esta forma el lagrangiano físico, con los acoplamientos comparables con los experimentos, se puede escribir como un lagrangiano desnudo (a distancias tendiendo a cero), menos un lagrangiano que contenga los términos que eliminen las divergencias, a costo de introducir una dependencia con la escala μ del momento. Por tanto, la renormalización genera que los acoplamientos (y otros observables) no sean constantes y varíen con μ. Tanto el screening en QED como la libertad asintótica y el confinamiento de QCD son consecuencias de este proceso de renormalización, que es a su vez una propiedad de las teorías de gauge.

[2] No se están contando los ángulos de mezcla y masas de los neutrinos

Parámetro	Valor
Masa del electrón m_e	0.511 MeV
Masa del muón m_μ	105.7 MeV
Masa del tau m_τ	1.78 GeV
Masa del up m_u	1.9 MeV ($\mu_{\bar{\mathrm{MS}}} = 2$ GeV)
Masa del down m_d	4.4 MeV ($\mu_{\bar{\mathrm{MS}}} = 2$ GeV)
Masa del strange m_s	87 MeV ($\mu_{\bar{\mathrm{MS}}} = 2$ GeV)
Masa del charm m_c	1.32 GeV ($\mu_{\bar{\mathrm{MS}}} = m_c$)
Masa del bottom m_b	4.24 GeV ($\mu_{\bar{\mathrm{MS}}} = m_b$)
Masa del top m_t	173.5 GeV (on-shell)
Ángulo de mezcla de la matriz CKM (θ_{12})	13.1°
Ángulo de mezcla de la matriz CKM (θ_{23})	2.4°
Ángulo de mezcla de la matriz CKM (θ_{13})	0.2°
Fase de violación CP de la matriz CKM (δ)	0.995
Constante de acoplamiento $U(1)$ ($g1$)	0.357 ($\mu_{\bar{\mathrm{MS}}} = m_Z$)
Constante de acoplamiento $SU(2)$ ($g2$)	0.652 ($\mu_{\bar{\mathrm{MS}}} = m_Z$)
Constante de acoplamiento $SU(3)$ ($g3$)	1.221 ($\mu_{\bar{\mathrm{MS}}} = m_Z$)
Parámetro de QCD (θ_{QCD})	~ 0
VEV del potencial de Higgs (v)	246 GeV
Masa del Higgs (m_h)	125.09 ± 0.24 GeV

Tabla 1.1: Parámetros del SM y su valor experimental medido, donde en algunos se especifica la escala de la medida de dicho valor.

1.1.5. QCD y colisiones pp

Como se mencionó anteriormente, QCD [17, 18] es la teoría de campos de gauge renormalizable que describe la interacción fuerte entre quarks mediados por gluones. Los gluones son los objetos que generan las transiciones de un quark de color a otro. Las propiedades de los quarks en QCD son análogas de alguna forma a las del fotón en QED, con la distinción de que estos sí llevan carga (de color), y por ende pueden autointeractuar y además cambiar la carga de color de los quarks (a diferencia de las partículas cargadas eléctricamente, que si bien pueden emitir o absorber un fotón, esto nunca cambia su carga). Esto se debe principalmente a la estructura no abeliana de su grupo de simetría. Esto a su vez afecta a la constante de acoplamiento fuerte (α_s) que termina dependiendo de la distancia de las cargas o la energía de la interacción (*running coupling constant*).

En QED, la polarización del vacío es inducida por los pares virtuales e^+e^-, que apantallan (*screening*) la carga eléctrica y resulta en la disminución del acoplamiento con la distancia. Por el contrario, los gluones no sólo producen pares $q\bar{q}$ (que causan un efecto análogo al de QED) sino que crean también pares de gluones adicionales, que tienden a antiapantallar (*anti-screening*) la carga aparente de color. El efecto neto es entonces que el acoplamiento fuerte decrece con la energía y crece con la distancia. Esto da lugar al ya mencionado confinamiento de color, debido a que el potencial del campo de color aumenta linealmente con la distancia, y por lo tanto no se pueden observar quarks ni gluones libres en la naturaleza, solo observarlos en conjuntos sin color. Por otro lado, a pequeñas distancias o altas energías, se produce la libertad asintótica, donde la intensidad de la interacción fuerte decrece, de tal forma que los quarks y gluones se comportan esencialmente libres ($\alpha_s \ll 1$), posibilitando así un tratamiento perturbativo.

Estas propiedades tienen un impacto directo a la hora de producir y observar quarks y gluones en un detector. Por ejemplo, en un colisionador de protones, los quarks y gluones producidos altas energías sufren un proceso conocido como hadronización, a medida que pierden energía los mismos se van combinando con los quarks y antiquarks creados del vacío formando hadrones. De esta forma no se detectan quarks o gluones de forma directa, sino que se observan como un chorro o cascada de partículas conocido como jets. Los mismos tienen forma de cono con su vértice en el quark/gluon inicial.

El LHC es principalmente un colisionador de protones, por lo que describir las interacciones que subyacen en la colisión misma no solo es importante para entender los fenómenos que se producen, sino también para poder generar simulaciones de dichos procesos con una elevada precisión. Las colisiones pp son ventajosas para obtener energías de colisión elevadas, pero con las desventaja de estar gobernadas principalmente por interacciones QCD que son complejas en su propia naturaleza para realizar su descripción teórica. Para ello se utiliza el modelo de partones, introducido por Feynman [19] y Bjorken [20] a fines de los años 60.

El modelo de partones propone que a altas energías los hadrones están compuesto por partículas puntuales denominadas partones, que vienen a representar los quarks de valencia y los quarks, antiquarks y gluones del mar presentes en el protón. Cada uno de los partones lleva entonces una fracción de la energía y momento del protón que a priori son desconocidas, lo que representa un problema a la hora de calcular secciones eficaces partónicas, $\sigma(qg \to qg)$ Se suma además, en el caso de realizar una verificación experimental de la misma, el hecho de que los quarks y gluones del estado final no son observados de forma directa debido a la hadronización. Por esto mismo, se calcula en cambio una sección eficaz hadrónica, $\sigma(pp \to jj)$, entre los protones incidentes y los jets del estado final. Para realizar este pasaje se emplea el teorema de factorización [21], 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 establece que la sección eficaz de producción de cualquier proceso de QCD del tipo $A + B \to X$ puede ser expresada como:

$$\sigma_{AB\to X} = \sum_{ij} \int dx_{a_i} dx_{b_j} f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2) f_{B/b_j}(x_{b_j}, \mu_F^2) \sigma_{a_i b_j \to X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \tag{1.15}$$

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 en QCD perturbativo (pQCD) y una escala de renormalización μ_R [18]. La escala de renormalización es introducida para absorber las divergencias ultravioletas que aparecen en los cálculos perturbativos más allá del primer orden.

Las funciones $f_{h/n}(x_n, \mu_F^2)$, llamadas funciones de distribución partónica (PDFs), 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. Si bien las PDFs no pueden ser determinadas perturbativamente, se puede predecir su dependencia con Q^2 por medio de las ecuaciones de evolución DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [22–24]. De esta forma, la medida experimental de su forma funcional a un dado Q_0^2 fijo permite obtener predicciones de las PDFs para un amplio espectro de Q^2. En la presente Tesis se consideran las predicciones teóricas a NLO utilizando las parametrizaciones CTEQ [25], MSTW [26–28] y NNPDF [29].

Luego de la interacción a alta energía, cada partón del estado final comienza a radiar gluones, perdiendo energía. Estos gluones fragmentan en pares $q\bar{q}$ y gluones adicionales, y así sucesivamente, creando una lluvia de partones, de cada vez más bajo p_{T}. Esto continúa hasta que la energía es suficientemente baja y todos los partones se recombinan para formar mesones y bariones, en lo que se conoce como hadronización. Las bajas transferencias de energía involucradas en el proceso son tales que este no puede ser tratado perturbativamente. La dinámica de esta evolución es absorbida en funciones de fragmentación, que representan la probabilidad de un partón de fragmentar en un determinado hadrón del estado final. La sección eficaz $\sigma_{AB\to X}$ en la Ecuación 1.15 puede ser modificada entonces para calcular el proceso $A + B \to C + X$:

$$\sigma_{a_i b_j \to C+X} = \int dz_C D_{c_k}(z_C, \mu_f^2) \sigma_{a_i b_j \to c_k + X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \tag{1.16}$$

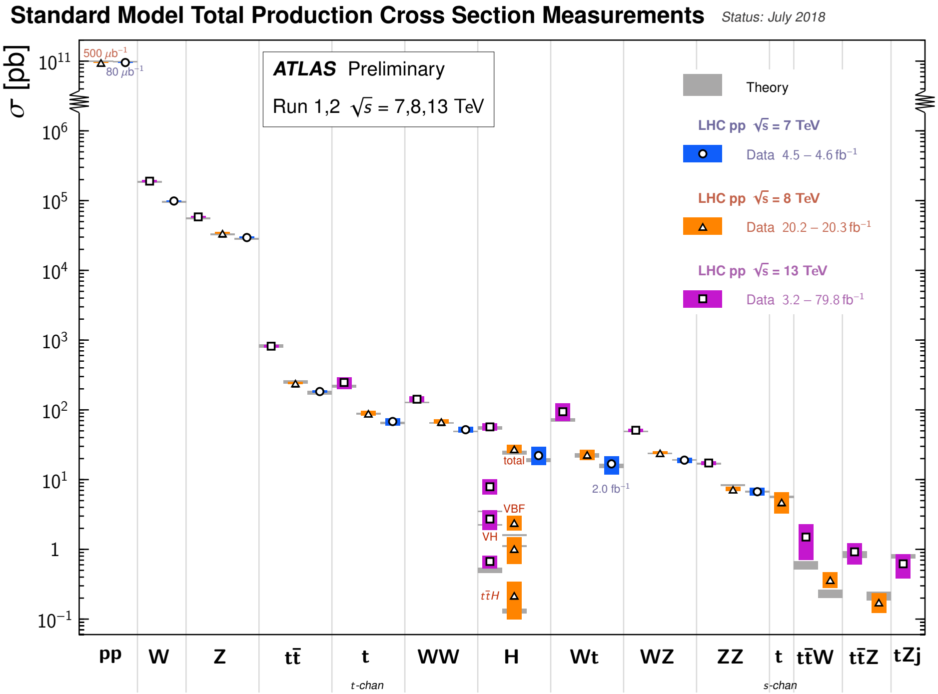


Figura 1.3: Resumen de las distintas medidas de sección eficaz de producción de procesos del SM, comparadas con sus valores teóricos esperados [30].

donde C es un hadrón, D_{c_k} es la función de fragmentación, que define la probabilidad de que un partón c_k fragmente en un hadrón C con una fracción z_C de su momento a la escala de fragmentación (o factorización del estado final) μ_f. Esta escala es introducida de manera similar a μ_f para el estado inicial, a fin de remover las singularidades por radiación colineal en el estado final.

A lo largo de los años, en los distintos experimentos del LHC se han realizado medidas de secciones eficaces de distintos procesos del SM. La Figura 1.3 muestra el buen acuerdo entre la sección eficaz de algunos de ellos medidos por ATLAS y las predicciones teóricas.

1.1.6. Limitaciones del Modelo Estándar

En la sección anterior se describió brevemente la mayoría de las propiedades del SM junto con sus predicciones. A pesar de ser una de las teorías más exitosas de la teoría cuántica de campos, naturalmente el modelo tiene un rango de validez. A lo largo de los años la frontera experimental se ha ido expandiendo, observando nuevos (y no tan nuevos) fenómenos que con la actual formulación del SM no puede explicar, principalmente en el rango de altas energías.

Una de las principales limitaciones del SM es la imposibilidad de incluir a la gravedad de la misma forma que incluye a las demás interacciones. No solo incluir al gravitón a la teoría no es suficiente para poder explicar las observaciones, sino que la matemática empleada en el SM es prácticamente incompatible con la formulación de la Relatividad General. Por otra parte en el SM están presentes lo que denominan problemas de jerarquía [31]. Un problema de jerarquía en el contexto de física de partículas, se refiere a cuando alguno de los parámetros empleados por la teoría difiere en varios ordenes de magnitud, de otros parámetros equivalentes de la misma. Esto lleva a pensar que la formulación de esa teoría no sea del todo definitiva, y que en cambio está compensando ciertos defectos incluyéndolos en ese parámetro tan diferente. En el caso del SM, hay 17 órdenes de magnitud entre la escala electrodébil ($M_W \sim 10^2$ GeV) y el escala de Planck ($M_P \sim 10^{19}$ GeV), en donde los efectos de la gravedad cuántica comienzan a ser comparables con las demás interacciones.

Por otro lado, observaciones cosmológicas sostienen que el SM solo describe casi el 5 % de la materia 'visible', y que existe un 25 % de materia, denominada oscura, debido a que no se pudo observar mediante instrumentos que utilicen radiación electromagnética, pero sí a partir de sus efectos gravitatorios. El SM no provee una partícula candidata que logre cumplir todos los requisitos necesarios para ser materia oscura (eléctricamente nula y débilmente interactuante entre otras cosas). Tampoco explica la asimetría bariónica, ya que en el universo abunda la materia con respecto a la antimateria, y el SM no asume diferencias significativas entre ambos.

La observación de la oscilación de neutrinos da a entender que si bien los neutrinos tienen una masa muy pequeña, la misma no es nula, en contraposición con lo que formula el SM. Si bien hay varios mecanismos para concluir las mismas dentro del SM, no hay evidencia suficiente para saber cuál es la forma correcta, sumado a los nuevos desafíos teóricos que implica incluirla de estas formas (por ejemplo, existencia de nuevas partículas aun no observadas).

Por último cabe destacar que varios decaimientos o parámetros de la teoría han sido medidos con una elevada precisión, desviándose de los valores predichos por el SM. Uno de especial interés en la actualidad es la anomalía en la medida del momento dipolar magnético del muon ('muon $g-2$') [32]. Estas diferencias no necesariamente signifiquen un defecto en el SM, pero muchas veces puede ser una motivación para la formulación de nuevas teorías.

1.2. Supersimetría

Retomando otro problema de jerarquía, el término de masa del Higgs recibe correcciones virtuales de cada partícula que se acople al campo de Higgs. Considerando el potencial de la Ecuación 1.8, si el campo de Higgs acopla a un fermión f con un término en el Lagrangiano de la forma $-\lambda_f \bar{f}\phi f$ entonces el diagrama de Feynman que aparece en la Figura 1.4 genera una corrección:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|}{8\pi^2}\Lambda_{\mathrm{UV}}^2 + ... \tag{1.17}$$

Figura 1.4: Correcciones cuánticas a un *loop* al parámetro de masa del Higgs m_H^2 debido a la masa de un fermión de Dirac f (izquierda) y debido a la masa de un campo escalar S (derecha).

[[[Creo que quedaría mejor h minúscula]]] donde Λ_{UV} es la escala de energía donde el SM deja de ser válido y nuevos fenómenos físicos pueden ser apreciables. Cualquier fermión del SM puede tomar el rol de f pero la mayor corrección viene de parte del *top* quark con un $\lambda_f \sim 1$, y un factor 3 adicional por las cargas de color. Si Λ_{UV} es del orden de M_P, las correcciones a la masa del Higgs son casi 30 órdenes de magnitud mayores a su valor medido. Si bien los demás bosones y fermiones del SM no tienen este problema de forma directa, al obtener la masa a partir de $\langle H \rangle$ terminan siendo sensibles a esta escala de la misma forma.

Una forma de solucionar esto es considerando la existencia de un escalar complejo S, con masa m_S, que acopla al Higgs mediante un término del lagrangiano $-\lambda_S|\phi|^2|S|^2$, generando en el diagrama de la Figura 1.4 una corrección del tipo:

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_S|}{16\pi^2}\left[\Lambda_{\mathrm{UV}^2} - 2m_S^2 \ln \Lambda_{\mathrm{UV}}/m_S + ...\right] \tag{1.18}$$

Considerando la diferencia de signos entre el *loop* fermiónico y bosónico, si cada fermión del SM estuviera acompañado por dos campos complejos con $\lambda_S = |\lambda_f|^2$ generaría una cancelación automática de los términos, eliminando de este modo las divergencias generadas. Esto motiva la inclusión de una nueva simetría a la teoría, entre fermiones y bosones, llamada Supersimetría (SUSY). Las secciones siguientes que describen la teoría supersimétrica fueron basadas en la Referencia [33].

1.2.1. Álgebra de SUSY

Una transformación supersimétrica transforma un estado bosónico en un fermiónico y viceversa. El operador Q que genera tal transformación tiene que ser un espinor anticonmutativo:

$$Q|\text{Bosón}\rangle = |\text{Fermión}\rangle \quad Q|\text{Fermión}\rangle = |\text{Bosón}\rangle \tag{1.19}$$

Los espinores son objetos complejos, por lo que $Q^\dagger$ es también un generador de la simetría. Como Q y $Q^\dagger$ son operadores fermiónicos (tienen spin 1/2), supersimetría es una simetría espaciotemporal, y deben cumplir las siguientes reglas de (anti)conmutación:

$$\begin{aligned} \{Q, Q^\dagger\} &= P^\mu \\ \{Q, Q\} &= \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \\ [P^\mu, Q] &= [P^\mu, Q^\dagger] = 0 \end{aligned} \tag{1.20}$$

donde P^μ es el cuadrivector generador de las traslaciones espaciotemporales (los índices sobre los operadores Q y $Q^\dagger$ fueron suprimidos intencionalmente).

Los estados de partícula son representaciones irreducibles del álgebra de SUSY y se denominan supermultipletes. Cada uno contiene ambos estados bosónico y fermiónico, denominados supercompañeros. Como el operador $-P^2$ (cuyos autovalores son las masas) conmuta con los operadores Q y $Q^\dagger$ y con los operadores de traslación y rotación, los supercompañeros dentro de un supermultiplete deben tener la misma masa. A su vez, como los operadores Q y $Q^\dagger$ conmutan con los generadores de las transformaciones de gauge, los supercompañeros deben tener misma carga eléctrica, isospin débil y carga de color.

Cada supermultiplete debe contener igual número de grados de libertad fermiónica y bosónica, n_F y n_B respectivamente. Una forma posible de construir un supermultiplete con estas características es que tenga un solo fermión de Weyl con $n_F = 2$ (dos estados de helicidad) y dos campos escalares reales cada uno con $n_B = 1$ (los cuales se combinan en un campo escalar complejo). Este tipo de supermultipletes de denominan escalares o quirales. Otra posibilidad es combinar un boson vectorial de spin 1 (boson de gauge no masivo con dos estados de helicidad, $n_B = 2$), con un fermión de Weyl no masivo de spin 1/2 (con dos estados de helicidad, $n_F = 2$). Por como se transformar los bosones de gauge, sus supercompañero fermiónicos deben tener las mimas propiedades de las transformaciones de gauge para sus componentes izquierdas y derechas. Este tipo de supermultiplete se denominan vectoriales o de gauge. Si incluimos a la gravedad, entonces el gravitón de spin 2 ($n_B = 2$) tiene un supercompañero con spin 3/2, y si es no masivo con dos estado de helicidad $n_F = 2$. Hay otras posibilidades de partículas para generar supermultipletes, pero en general se terminan reduciendo a combinaciones de supermultipletes quirales y de gauge, excepto en teorías con supersimetrías adicionales. En nuestro caso inicial, la teoría se la denomina SUSY $N = 1$, donde N es el número de supersimetrías (o el número de conjuntos de operadores Q y $Q^\dagger$).

1.2.2. El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo

El Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MSSM) es la extensión del SM que requiere incluir la mínima cantidad de partículas para completar los supermultipletes. Los supermultipletes solamente pueden ser escalares o vectoriales, pero solo los escalares pueden contener fermiones cuyas partes izquierdas y derechas se transformen distinto frente a los grupos de gauge, y como los fermiones del SM tienen esta propiedad se los incluye en este tipo de supermultiplete. Cada componente izquierda y derecha de los fermiones son separadas en fermiones de Weyl con diferentes transformaciones de gauge, por lo que cada una tiene su compañero complejo escalar, un bosón de spin 0. Los nombres de esto bosones son iguales al de su fermión correspondiente pero anteponiendo una ‘s’ (por escalar en inglés), y lo mismo ocurre con su símbolo pero con una tilde. Por lo que tendríamos los *selectrons* ($\tilde{e}_L$, $\tilde{e}_R$), *smuons* ($\tilde{\mu}_L$, $\tilde{\mu}_R$), *squarks* ($\tilde{q}_L$, $\tilde{q}_R$), etc (también vale *sleptons* o *sfermions* para el conjunto). Cabe mencionar que el índice en los sleptons representa la helicidad del fermión correspondiente, y no su propia helicidad (que no tienen por ser de spin 0). En el caso de los neutrinos al ser siempre izquierdos sus *sneutrinos* no necesitan subíndice salvo para indicar su sabor: $\tilde{\nu}_e$, $\tilde{\nu}_\mu$ o $\tilde{\nu}_\tau$. Las interacciones de los sfermions son las mismas que su correspondiente fermión, por lo que los sfermions$_L$ acoplan con el bosón W pero los sfermions$_R$ no.

El bosón de Higgs debe encontrarse en un supermultiplete escalar debido a que tiene spin 0, pero a su vez el MSSM requiere de la existencia de dos dobletes escalares complejos de Higgs, en lo que se denomina el modelo de doble doblete de Higgs (2HDM). A esos dobletes de SU(2)$_L$ con $Y = 1/2$ e $Y = -1/2$ se los llama $H_u = (H_u^+, H_u^0)$ y $H_d = (H_d^0, H_d^-)$ respectivamente. El bosón escalar de Higgs del SM es una combinación lineal de las componentes de isospin débil neutras de ambos dobletes (H_u^0 y H_d^0). Los supercompañeros de los bosones se los denomina agregando 'ino' de su nombre, por lo que los supercompañeros de los dobletes de Higgs son los *higgsinos*, $\widetilde{H}_u = (\widetilde{H}_u^+, \widetilde{H}_u^0)$ y $\widetilde{H}_d = (\widetilde{H}_d^0, \widetilde{H}_d^-)$.

Por otro lado, los bosones de gauge del SM deben estar contenidos en un supermultiplete vectorial con sus respectivos supercompañeros denominados *gauginos*. El gluón tiene un supercompañero de spin 1/2 denominado *gluino* ($\tilde{g}$). Por su parte, la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$ asociada a los bosones de gauge W^+, W^0, W^- y B^0 tienen sus supercompañeros $\widetilde{W}^+$, $\widetilde{W}^0$, $\widetilde{W}^-$ y $\tilde{B}^0$, llamados *winos* y *bino*. Luego de la ruptura de simetría electrodébil los estados de gauge W^0 y B^0 se mezclan en los estados de masa Z^0 y γ, y de la misma forma lo hacen los $\widetilde{W}^0$ y $\widetilde{B}^0$ para dar lugar al *zino* ($\widetilde{Z}^0$) y *photino* ($\tilde{\gamma}$).

En la Tabla 1.2 se resume todas las partículas requeridas por el MSSM, donde vale remarcar que ninguno de los supercompañeros del SM mencionados anteriormente ha sido observado experimentalmente hasta la fecha. Otro comentario de interés es que tanto el supermultiplete vectorial H_d (H_d^0, H_d^-, $\widetilde{H}_d^0$, $\widetilde{H}_d^-$), como el de los sleptons izquierdos ($\tilde{\nu}$, $\tilde{e}_L$, ν, e_L) tienen los mismos números cuánticos. Esto podría llevar a pensar que no es necesario incluir un nuevo doblete de Higgs y en cambio utilizar el de los sleptons izquierdos. Si bien esto es posible, conlleva a diversos problemas fenomenológicos como violaciones en el número de leptones y necesidad de neutrinos del SM muy masivos, lo que motiva a descartar esto.

1.2.3. Ruptura de SUSY

Como se mencionó anteriormente, la formulación presentada hasta ahora del MSSM propone la existencia de nuevas partículas cuyas masas son iguales a las masas de las partículas del SM. Por ejemplo, el selectron$_L$ debería tener una masa de 511 keV, el photino y gluino masas nulas, y de la misma forma con todas las demás partículas del SM que no superan los 200 GeV. Este rango de energía ha sido ampliamente estudiado por distintos experimentos a lo largo de los años, y de existir partículas con esas masas

Supermultipletes escalares		Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
squarks, quarks	Q	$(\tilde{u}_L\ \tilde{d}_L)$	$(u_L\ d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	$\bar{u}$	$\tilde{u}^*_R$	$u^\dagger_R$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	$\bar{d}$	$\tilde{d}^*_R$	$d^\dagger_R$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sleptons, leptones	L	$(\tilde{\nu}\ \tilde{e}_L)$	$(\nu\ e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	$\bar{e}$	$\tilde{e}^*_R$	$e^\dagger_R$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, higgsinos	H_u	$(H^+_u\ H^0_u)$	$(\widetilde{H}^+_u\ \widetilde{H}^0_u)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	H_d	$(H^0_d\ H^-_d)$	$(\widetilde{H}^0_d\ \widetilde{H}^-_d)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

Supermultipletes vectoriales	Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluon	$\tilde{g}$	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, bosones W	$\widetilde{W}^\pm\ \widetilde{W}^0$	$W^\pm\ W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, bosón B	$\widetilde{B}^0$	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabla 1.2: Espectro de partículas del MSSM. Solo una de las tres familias de fermiones y sfermions es mostrada. Por convención, las componentes derechas de los mismos aparecen como conjugados/adjuntos. También al lado del nombre de los supermultipletes escalares aparece el símbolo para representar al supermultiplete como un todo. La barra arriba de los fermiones y sfermions derechos es parte del nombre y no representa una conjugación. [[[Entender esto último y por qué la negrita y la barra en los números]]]

debería haber sido una tarea fácil observarlas. Como este no ha sido el caso, se dice que supersimetría es una simetría débilmente rota. Se define 'débilmente' ya que se necesita que esté rota para que aparezca la asimetría en masas, pero lo mínimo y necesario para preservar las características que solucionaban el problema de jerarquía. El lagrangiano efectivo del MSSM toma la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \tag{1.21}$$

donde $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ contiene todas las interacciones de gauge y Yukawa y preserva la invarianza frente a supersimetría, y $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ viola supersimetría pero contiene solo términos de masa y parámetros de acoplamiento con dimensiones positivas de masa. La diferencia de masas que hay entre las partículas del SM y sus supercompañeros dependerá de la escala de masa más grande asociado al término soft (m_{soft}). Esta escala no puede ser indiscriminadamente grande ya que se perdería la solución al problema de jerarquía, ya que las correcciones a la masa del Higgs serían extremadamente grandes. Se puede estimar que m_{soft}, y por ende las masas de los supercompañeros más livianos, deben estar en la escala del TeV. Esto es una de las motivaciones más importantes en las búsquedas experimentales, principalmente en los experimentos del LHC-CERN.

En una teoría supersimétrica renormalizable, la interacción y las masas de todas las partículas están determinadas solamente por las propiedades de sus transformaciones de gauge y por el superpotencial W_{MSSM}. Del MSSM hasta ahora tenemos el grupo de gauge, las partículas del mismo y las propiedades de las transformaciones de gauge, resta describir entonces el superpotencial que tomar la forma:

$$W_{\mathrm{MSSM}} = \bar{u}\mathbf{y_u}QH_u - \bar{d}\mathbf{y_d}QH_d - \bar{e}\mathbf{y_e}LH_d + \mu H_u H_d \tag{1.22}$$

Los campos que aparecen son los mismos de la Tabla 1.2, y las matrices 3×3 $\mathbf{y_u}$, $\mathbf{y_d}$, $\mathbf{y_e}$, son los parámetros adimensionales del acoplamientos de Yukawa. Los índices para las transformaciones de gauge y familia de sabores fueron omitidos por practicidad. El último término con el parámetro μ es la versión supersimétrica de la masa del Higgs del SM.

Por su parte, el término que describe el rompimiento de supersimetría de la forma más general toma la forma:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = &-\frac{1}{2}\left(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\widetilde{W}\widetilde{W} + M_1\widetilde{B}\widetilde{B} + c.c.\right) \\
&-\left(\tilde{\bar{u}}\mathbf{a_u}\widetilde{Q}H_u - \tilde{\bar{d}}\mathbf{a_d}\widetilde{Q}H_d - \tilde{\bar{e}}\mathbf{a_e}\widetilde{L}H_d + c.c.\right) \\
&-\left(\tilde{Q}^\dagger\mathbf{m_Q^2}\tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger\mathbf{m_L^2}\tilde{L} - \tilde{\bar{u}}\mathbf{m_{\bar{u}}^2}\tilde{\bar{u}}^\dagger - \tilde{\bar{d}}\mathbf{m_{\bar{d}}^2}\tilde{\bar{d}}^\dagger - \tilde{\bar{e}}\mathbf{m_{\bar{e}}^2}\tilde{\bar{e}}^\dagger\right) \\
&- m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (bH_uH_d + c.c.)
\end{aligned} \tag{1.23}$$

M_1, M_2 y M_3 son los términos de masa del bino, wino y gluino. Las matrices complejas de 3×3 con unidades de masa $\mathbf{a_u}$, $\mathbf{a_d}$ y $\mathbf{a_e}$, se corresponden con los acoplamientos de Yukawa del superpotencial. El resto de los términos contienen los términos de masa de los sfermions y sector de Higgs.

Si bien esta es la forma más general de enunciar la ruptura de SUSY, existen diferentes mecanismos para realizarlo donde más adelante se describirán brevemente alguno de ellos .

1.2.4. Mecanismos para la ruptura de SUSY

En el MSSM la ruptura de supersimetría simplemente se introduce explícitamente. Toda ruptura de una simetría global genera un modo no masivo de Nambu-Goldstone con los mismos números cuánticos que el generador de la simetría rota. Para el caso de la supersimetría global, el generador es la carga fermiónica Q_α, por lo que la partícula de Nambu-Goldstone será un fermión de Weyl no masivo neutro, llamado goldstino. El rompimiento espontáneo de SUSY requiere un extensión del MSSM, agregando un sector oculto de partículas sin acoplamientos directos con los supermultipletes quirales del sector visible del MSSM. Estos dos sectores comparten interacciones, que median el rompimiento de SUSY desde el sector oculto al observable como se esquematiza en la Figura 1.5, que dan lugar a los términos soft del lagrangiano del MSSM. Las interacciones mediadoras entre el sector oculto y el observable pueden ser de distinta naturaleza, por lo que existen muchos modelos que intentan explicar de esta forma el rompimiento de SUSY. Uno de

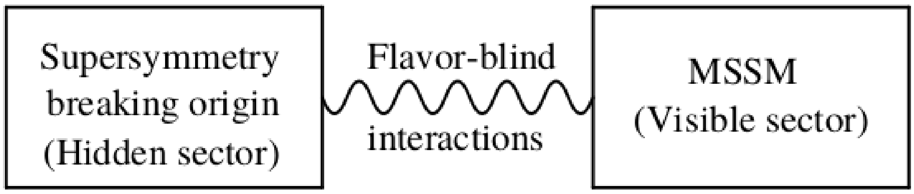


Figura 1.5: Estructura esquemática de la ruptura de supersimetría. [[[Emprolijar imagen]]]

ellos es mediante interacciones gravitacionales, con modelos que se enmarcan en lo que se conoce como Planck scale mediated supersymmetry breaking (PMSB) [16], debido a que la gravedad entra cerca de la escala de Planck. Si SUSY se rompe en el sector oculto por un valor de expectación de vacío $\langle F \rangle$, entonces los términos soft en el sector visible serán:

$$m_{\rm soft} \sim \langle F \rangle / M_P \tag{1.24}$$

Para $m_{\rm soft}$ del orden de $\sim$ 100 GeV, la escala de rompimiento de SUSY en el sector oculto es $\sqrt{\langle F \rangle} \sim 10^{11}$ GeV.

Cuando se tiene en cuenta la gravedad, SUSY deber ser una simetría local y la teoría se conoce como supergravedad. En este caso, el gravitón de espín 2 tiene un supercompañero fermión de espín 3/2, el gravitino, inicialmente no masivos. Una vez que SUSY es espontáneamente rota, el gravitino absorbe al goldstino, adquiriendo masa, que se convierte en sus componentes longitudinales (helicidad $\pm 1/2$). La masa del gravitino $m_{3/2}$, se puede estimar de la Ecuación 1.24, y se espera que sea comparable a la masa de las partículas del MSSM $\sim 100/1000$ GeV.

Si se considera interacciones de gauge electrodébiles y QCD ordinarias, se tienen los modelos Gauge Mediated Supersymmetry Breaking o GMSB [34–36] (se considera aquí que estas interacciones siempre dominan sobre gravedad). Los términos soft del MSSM provienen de diagramas a un loop que involucran partículas mensajeras, que son nuevos supermultipletes quirales que se acoplan al VEV $\langle F \rangle$ que rompe SUSY, y tienen a su vez interacciones $SU(3)_C \times SU_(2)_L \times U(1)_Y$ que generan la conexión con el MSSM. Se tiene en este caso:

$$m_{\rm soft} \sim \frac{\alpha_i}{4\pi} \frac{\langle F \rangle / M_P}{M_{\rm mens}} \tag{1.25}$$

donde $M_{\rm mens}$ es la escala característica de las masas de los campos mensajeros. En caso que $M_{\rm mens}$ y $\langle F \rangle$ sean comparables, se pueden tener $m_{\rm soft}$ en el correcto orden de magnitud con sólo $\langle F \rangle \sim 10^4$ GeV.

El marco más general se conoce como General Gauge Mediation (GGM), en el cual se define al mecanismo de mediación por campos de gauge como el límite en que las constantes de acoplamiento del MSSM $\alpha_i \to 0$, la teoría se desacopla en el MSSM y un sector oculto separado que rompe SUSY. Como característica principal, la masa del gravitino es $m_{3/2} \ll M_W$, típicamente del orden del eV, lo que implica que es la LSP de la teoría. Es interesante notar que debido a que la LSP es siempre el gravitino, la partícula más liviana del MSSM es la NLSP de la teoría y su naturaleza determina entonces el estado final que se encuentra en un colisionador.

1.2.5. Paridad R

El superpotencial de la ecuación 1.22 es mínimamente suficiente para producir la fenomenología necesaria para el modelo. Sin embargo, existen otros términos que se pueden incluir que si bien cumplen los requisitos, no se los incluye debido a que violan el número bariónico (B) o el leptónico (L). Por ejemplo:

$$\begin{aligned} W_{\Delta B=1} &= \frac{1}{2}\lambda''^{ijk}\bar{u}_i\bar{d}_j\bar{d}_k \\ W_{\Delta L=1} &= \frac{1}{2}\lambda^{ijk}L_iL + j\bar{e}_k + \lambda^{ijk}L_iQ_j\bar{d}_k + \mu'^{i}L_iH_u \end{aligned} \tag{1.26}$$

Los supermultipletes Q tienen $B = +1/3$, los $\bar{u}_i$ y $\bar{d}_i$ tienen $B = -1/3$ y el resto $B = 0$, en cambio los L_i tienen $L = +1$, los $\bar{e}_i$ tienen $L = -1$ y el resto $L = 0$. Por lo que la primer igualdad de la Ecuación 1.26 viola el número bariónico en una unidad, y la segunda el número leptónico en una unidad. En caso de cumplirse esa relación el protón tendría la posibilidad de caer, por ejemplo a un pion y un electrón, en una fracción muy pequeña de tiempo. Esto contradice las observaciones experimentales donde se ponen cotas superiores al tiempo de vida media mayores a 10^{32} años. Motivada por esta y otras conservaciones se podría postular directamente la conservación de B y L directamente en el MSSM, pero esto sería un retroceso con respecto al SM, donde esta conservación sale de forma 'natural'. Para resolver esto se introduce una nueva simetría que elimina la posibilidad de una violación de B y L:

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s} \tag{1.27}$$

donde s es el spín de la partícula. Las partículas del SM más los bosones de Higgs tienen $P_R = +1$ mientras que el resto de las partículas del MSSM tienen $P_R = -1$. Si P_R se conserva, no puede haber mezcla entre las partículas con P_R opuestos, y cada vértice de interacción de la teoría debe tener un número par de partículas con $P_R = -1$. Esto a su vez implica que la partícula supersimétrica más liviana (LSP, por sus siglas en inglés) debe ser completamente estable. En caso de ser la LSP neutra, debe interactuar débilmente con la materia ordinaria y por ende es un candidato interesante para materia oscura. Por otro lado, cada partícula supersimétrica que no sea la LSP, debe decaer a un estado con número impar de partículas supersimétricas, que eventualmente termina en la LSP. También a partir de esta simetría se puede concluir que en experimentos de colisión las partículas supersimétricas son producidas de a número par, generalmente de a dos.

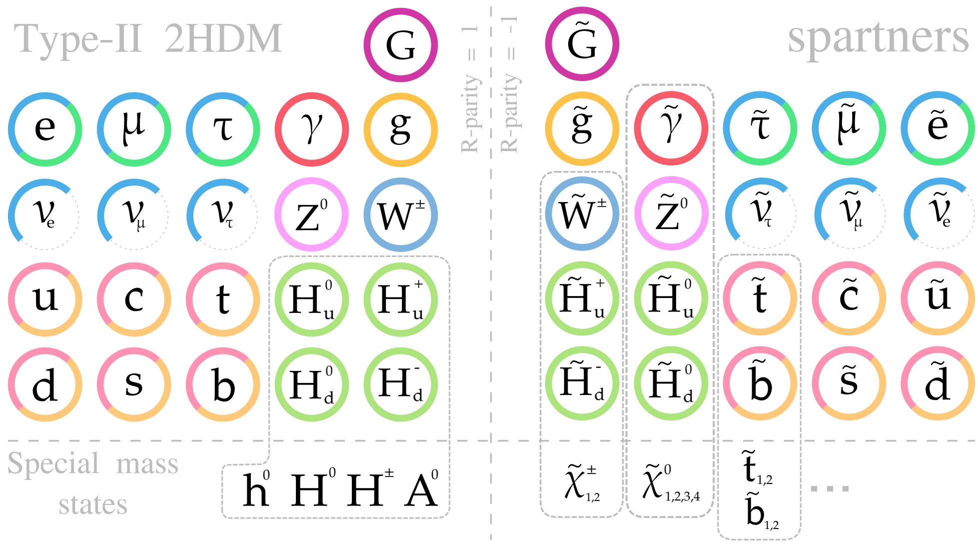


Figura 1.6: Estados de gauge y masa del MSSM. [[[Esta figura va a ser mejorada]]]

1.2.6. Espectro de masa del MSSM

Como ocurre en el SM, los estados de gauge que se muestran en la tabla 1.2 no son necesariamente los estados de masa que se pueden observar experimentalmente, sino combinaciones de los mismos. En el MSSM no es una tarea trivial obtener los distintos autovalores de masa, ya que ahora hay dos dobletes complejos de Higgs, y varios conjuntos de partículas con los mismos números cuánticos que pueden dar una mezcla. La Figura 1.6 resume los estados de gauge y masa del MSSM, los cuales se listan a continuación.

Neutralinos y charginos

Los higgsinos y los gauginos electrodébiles se mezclan debido a la ruptura de la simetría electrodébil. Los higgsinos neutrales ($\widetilde{H}_u^0$ y $\widetilde{H}_d^0$) y los gauginos neutrales ($\widetilde{B}$, $\widetilde{W}^0$) se combinan para formar cuatro estados de masa llamados neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$, $\tilde{\chi}_4^0$). Los higgsinos cargados ($\widetilde{H}_u^+$ y $\widetilde{H}_d^-$) y los winos ($\widetilde{W}^+$, $\widetilde{W}^-$) se combinan para formar dos estados de masa con carga $\pm$ llamados charginos ($\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_2^\pm$). Por convención se utiliza el subíndice para ordenarlos de forma ascendente a partir de su masa. En general se supone al neutralino más liviano, $\tilde{\chi}_1^0$, como la LSP ya que es la única partícula del MSSM que es buen candidato a materia oscura [3]. A partir de los estados de gauge, los valores de las masas se obtienen entonces diagonalizando las matrices que entran en el término de masa del lagrangiano. En el caso de los neutralinos la matriz 4×4 no es fácil resolver analíticamente. Una de las posibles aproximaciones propone que la ruptura de simetría electrodébil se puede considerar como una pequeña perturbación en la matriz de masa de los neutralinos. Entonces si se asume:

[3]Esto no ocurre en modelos con gravitinos más livianos, o con violación de la paridad R

$$m_Z \ll |\mu \pm M_1|, |\mu \pm M_2| \tag{1.28}$$

entonces se obtienen neutralinos prácticamente 'bino-like' ($\tilde{\chi}_1^0 \approx \widetilde{B}$), 'wino-like' ($\tilde{\chi}_2^0 \approx \widetilde{W}^0$) y 'higgsino-like' ($\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0 \approx (\widetilde{H}_u^0 \pm \widetilde{H}_d^0)\sqrt{2})$), con autovalores:

$$\begin{aligned}
m_{\tilde{\chi}_1^0} =& M_1 - \frac{m_Z^2 s_W^2 (M_1 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_1^2} + \ldots \\
m_{\tilde{\chi}_2^0} =& M_2 - \frac{m_W^2 (M_2 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} + \ldots \\
m_{\tilde{\chi}_3^0} =& |\mu| + \frac{m_Z^2 (I - \sin 2\beta)(\mu + M_1 c_W^2 + M_2 s_W^2)}{2(\mu + M_1)(\mu + M_2)} + \ldots \\
m_{\tilde{\chi}_4^0} =& |\mu| + \frac{m_Z^2 (I + \sin 2\beta)(\mu - M_1 c_W^2 - M_2 s_W^2)}{2(\mu - M_1)(\mu - M_2)} + \ldots
\end{aligned} \tag{1.29}$$

donde M_1 y M_2 se asumen reales y positivos, μ real con signo $I = \pm 1$. Un parámetro que aparece en las masas es el ángulo β, que se define a partir de los valores de expectación de vacío de H_u^0 y H_d^0:

$$\tan(\beta) \equiv \frac{v_u}{v_d} = \frac{\langle H_u^0 \rangle}{\langle H_d^0 \rangle} \tag{1.30}$$

El subíndice de cada neutralino debe ser acomodado de tal forma de que queden ordenados por su masa. Lo mismo ocurre con los charginos [4] que terminan siendo 'wino-like' y 'higgsino-like' con masas:

$$\begin{aligned}
m_{\tilde{\chi}_1^\pm} =& M_2 - \frac{m_W^2 (M_2 + \mu \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} + \ldots \\
m_{\tilde{\chi}_2^\pm} =& |\mu| + \frac{I m_W^2 (\mu + M_2 \sin 2\beta)}{\mu^2 - M_2^2} + \ldots
\end{aligned} \tag{1.31}$$

Gluinos, squarks y sleptons

El gluino no puede mezclarse con ninguna otra partícula del MSSM debido a que es un fermión de color de ocho componentes. La masa la obtiene del término de ruptura de SUSY incluido en $\mathcal{L}_{\text{soft}}$, cuyo parámetro de masa es M_3.

Para el caso de los squarks y sleptons, como en principio todo escalar con la misma carga eléctrica, paridad R y color puede mezclarse entre sí, los estados de masa se obtienen diagonalizando las matrices de masa cuadrada de 6×6 para los squarks de tipo 'up' ($\tilde{u}_L$, $\tilde{c}_L$, $\tilde{t}_L$, $\tilde{u}_R$, $\tilde{c}_R$, $\tilde{t}_R$), de tipo 'down' ($\tilde{d}_L$, $\tilde{s}_L$, $\tilde{b}_L$, $\tilde{d}_R$, $\tilde{s}_R$, $\tilde{b}_R$), sleptons cargados ($\tilde{e}_L$, $\tilde{\mu}_L$, $\tilde{\tau}_L$, $\tilde{e}_R$, $\tilde{\mu}_R$, $\tilde{\tau}_R$) y sleptons neutros ($\tilde{\nu}_e$, $\tilde{\nu}_\mu$, $\tilde{\nu}_\tau$). [[[se puede mencionar algo sobre los $t_{1,2}$ y $b_{1,2}$]]] En general se puede asumir que la mayoría de los ángulos de mezcla son pequeños facilitando las expresiones para la masa, las cuales no son de interés para esta Tesis.

[4] Esta matriz sí tiene solución analítica:
$m^2_{\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm} = \frac{1}{2}\left[|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2 \mp \sqrt{(|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2)^2 - 4|\mu M_2 - m_W^2 \sin 2\beta|^2}\right]$

Escalares de Higgs

Los campos de Higgs escalares en le MSSM se componen de dos dobletes de SU(2) complejos, con ocho grados de libertad. Cuando ocurre la ruptura de simetría electrodébil tres de ellos son los bosones de Nambu-Goldstone que se convierten en los modos longitudinales de los bosones Z^0 y $W^{\pm}$. Los cincos restantes consisten en dos escalares neutrales CP-par h^0 y H^0, un escalar neutral CP-impar A^0, y dos escalares cargados H^+ y H^-. Por convención h^0 es el bosón de Higgs del SM y las masas de los mismos se pueden escribir como:

$$\begin{aligned} m_{A^0}^2 &= 2b/\sin(2\beta) \\ m_{h^0,H^0}^2 &= \frac{1}{2}\left(m_{A^0}^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \sin^2(2\beta)}\right) \\ m_{H^{\pm}}^2 &= m_{A^0}^2 + m_W^2 \end{aligned} \tag{1.32}$$

1.2.7. Decaimientos de las partículas supersimétricas

A continuación se describe los posibles decaimientos de las partículas supersimétricas. En general se asume que se conserva la paridad R y se considera al $\tilde{\chi}_1^0$ como la LSP, aunque también se describe el caso donde el $\tilde{G}$ es la LSP.

Decaimientos de los neutralinos y charginos

Los posibles decaimientos de los neutralinos y charginos pueden ser:

$$\begin{aligned} &\tilde{N}_i \to Z\tilde{N}_j,\ W\tilde{C}_j,\ h^0\tilde{N}_j,\ l\tilde{l},\ \nu\tilde{\nu},\ [A^0\tilde{N}_j,\ H^0\tilde{N}_j,\ H^{\pm}\tilde{C}_j^{\mp},\ q\tilde{q}] \\ &\tilde{C}_i \to W\tilde{N}_j,\ Z\tilde{C}_j,\ h^0\tilde{C}_1,\ l\tilde{\nu},\ \nu\tilde{l},\ [A^0\tilde{C}_1,\ H^0\tilde{C}_1,\ H^{\pm}\tilde{N}_j,\ q\tilde{q}'] \end{aligned} \tag{1.33}$$

Los estados en corchetes son los que están mayormente suprimidos cinemáticamente. Puede ocurrir también que todos estos decaimientos a dos cuerpos estén cinemáticamente prohibidos para un cierto gaugino, principalmente $\tilde{C}_1$ y $\tilde{\chi}_2^0$. En ese caso pueden ocurrir decaimientos a tres cuerpos de forma off-shell a partir de bosones de gauge, escalares de Higgs, sleptones y saquarks:

$$\tilde{N}_i \to ff\tilde{N}_j,\ \tilde{N}_i \to ff'\tilde{C}_j,\ \tilde{C}_i \to ff'\tilde{N}_j,\ \tilde{C}_2 \to ff\tilde{C}_1 \tag{1.34}$$

donde f es una notación genérica para los leptones y quarks, y f' es el otro miembro del multiplete de $\mathrm{SU}(2)_L$. La Figura 1.7 muestra los diagramas de decaimientos a los estados finales más comunes de los neutralinos y charginos.

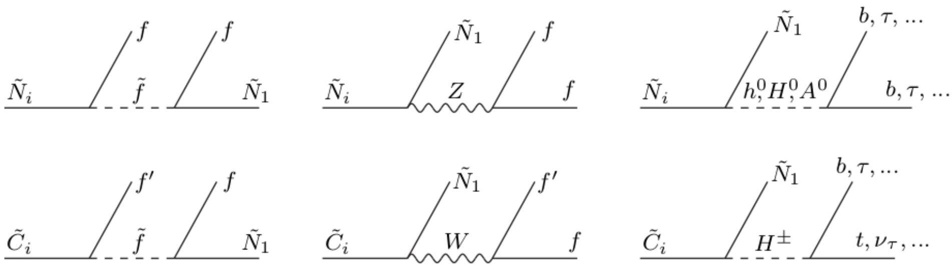


Figura 1.7: Decaimientos a tres cuerpos más comunes de los neutralinos y charginos.

Decaimientos de los gluinos, squarks y sleptons

El gluino solo puede decaer a través de un squark, ya sea on-shell o virtual. Si el decaimiento a dos cuerpos está abierto, este va a dominar debido al acoplamiento gluino-quark-squark es fuerte. En el caso de que todos los squarks sean más pesados que el gluino, este va a decaer solo vía squarks virtuales.

$$\begin{aligned} &\tilde{g} \to q\tilde{q} \\ &\tilde{g} \to qq\tilde{N}_i,\ qq\tilde{C}_i \end{aligned} \tag{1.35}$$

Los decaimientos posibles de los sfermions son:

$$\begin{aligned} &\tilde{l} \to l\tilde{N}_i,\ \tilde{l} \to \nu\tilde{C}_i,\ \tilde{\nu} \to \nu\tilde{N}_i,\ \tilde{\nu} \to l\tilde{C}_i \\ &\tilde{q} \to q\tilde{g},\ q\tilde{N}_i,\ q'\tilde{C}_i \end{aligned} \tag{1.36}$$

Decaimientos a gravitinos

Como se mencionó anteriormente, en modelos como GGM la LSP es el gravitino. En general, el decaimiento $\tilde{X} \to X\tilde{G}$ no compite frente a los otros posibles decaimientos de la sparticle, excepto cuando esta es la NLSP ya que esta necesariamente debe decaer al gravitino más su supercompañero. De particular interés es cuando la NLSP es el $\tilde{\chi}_1^0$, en ese caso los posibles decaimientos son a $\gamma\tilde{G}$, $Z\tilde{G}$, $h^0\tilde{G}$, $A^0\tilde{G}$ y $H^0\tilde{G}$. De estos decaimientos los últimos dos son muy poco probables cinemáticamente, y el primero es el único cinemáticamente garantizado [[[Habría que ver bien qué significa esto]]]. Los decaimientos a Z^0 y h^0 últimos están sujetos a una fuerte supresión cinemática proporcional a $(1 - m_Z^2/m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^4$ y $(1 - m_{h^0}^2/m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^4$, pero aún juegan un papel importante en la fenomenología si $\langle F \rangle$ no es demasiado grande [[[Habría que explicar con respecto a qué]]], $\tilde{\chi}_1^0$ tiene un contenido considerable de zino o higgsino y $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ es significativamente mayor que m_Z o m_{h^0}. [[[Esto lo puse también en el capitulo de EWK, capaz mejor queda aca]]]. En general la probabilidad de decaimiento del $\tilde{\chi}_1^0$ depende los parámetros de mezcla de los neutralinos, del ángulo de Weinberg y también de su masa, por lo que en definitiva depende de los parámetros que las definen en las Ecuaciones 1.29.

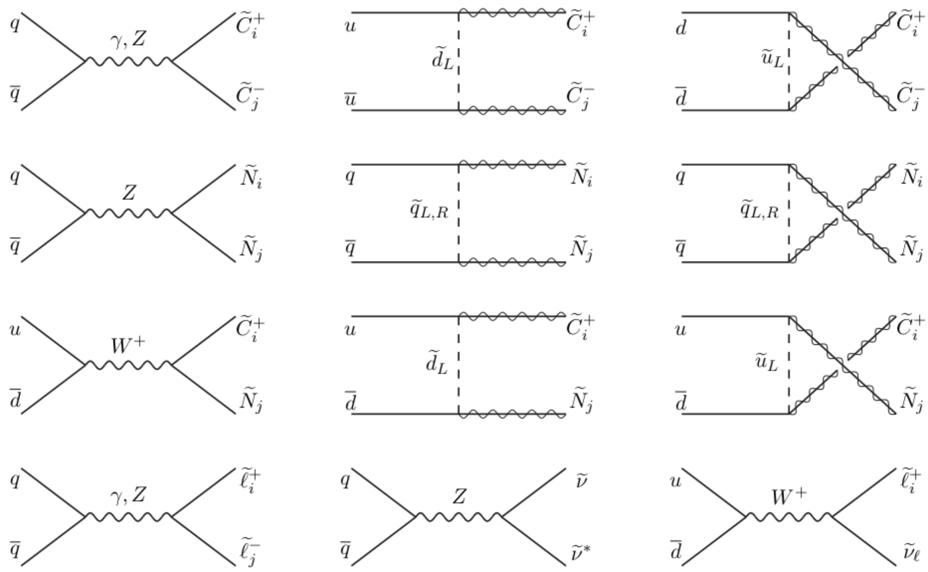


Figura 1.8: Diagramas de Feynman de producción de partículas supersimétricas en colisionadores de hadrones. [[[Agregar los que faltan y poner solo los relevantes]]]

1.2.8. Producción de partículas supersimétricas en colisionadores de hadrones

Asumiendo la conservación de la paridad R, en colisionadores de hadrones las partículas supersimétricas pueden producirse de a pares a partir de colisiones de partones con interacciones fuertes:

$$\begin{aligned} gg &\to \tilde{g}\tilde{g},\ \tilde{q}_i\tilde{q}_j^* \\ gq &\to \tilde{g}\tilde{q}_i \\ q\bar{q} &\to \tilde{g}\tilde{g},\ \tilde{q}_i\tilde{q}_j^* \\ qq &\to \tilde{q}_i\tilde{q}_j \end{aligned} \tag{1.37}$$

o interacciones electrodébiles:

$$\begin{aligned} &q\bar{q} \to \tilde{C}_i^+\tilde{C}_j^-, \tilde{N}_i\tilde{N}_j \quad u\bar{d} \to \tilde{C}_i^+\tilde{N}_j \quad d\bar{u} \to \tilde{C}_i^-\tilde{N}_j \\ &q\bar{q} \to \tilde{l}_i^+\tilde{l}_j^-, \tilde{\nu}_l\tilde{\nu}_l^* \quad u\bar{d} \to \tilde{l}_L^+\tilde{\nu}_l \quad d\bar{u} \to \tilde{l}_L^-\tilde{\nu}_l^* \end{aligned} \tag{1.38}$$

En la Figura 1.8 se puede observar los diagramas de Feynman de las distintas producciones. En la Figura 1.9 se puede observar las secciones eficaces de producción de los distintos procesos, donde se manifiesta que la producción electrodébil tiene una sección eficaz notablemente menor a la fuerte.

Las búsquedas de SUSY realizadas por la colaboración ATLAS hasta la fecha han impuesto límites en la sección eficaz de producción y masas de las partículas supersimétricas, considerando diferentes tipos de producción y canales de decaimiento. La Figura 1.10 resume algunos de estos resultados obtenidos hasta Junio de 2021.

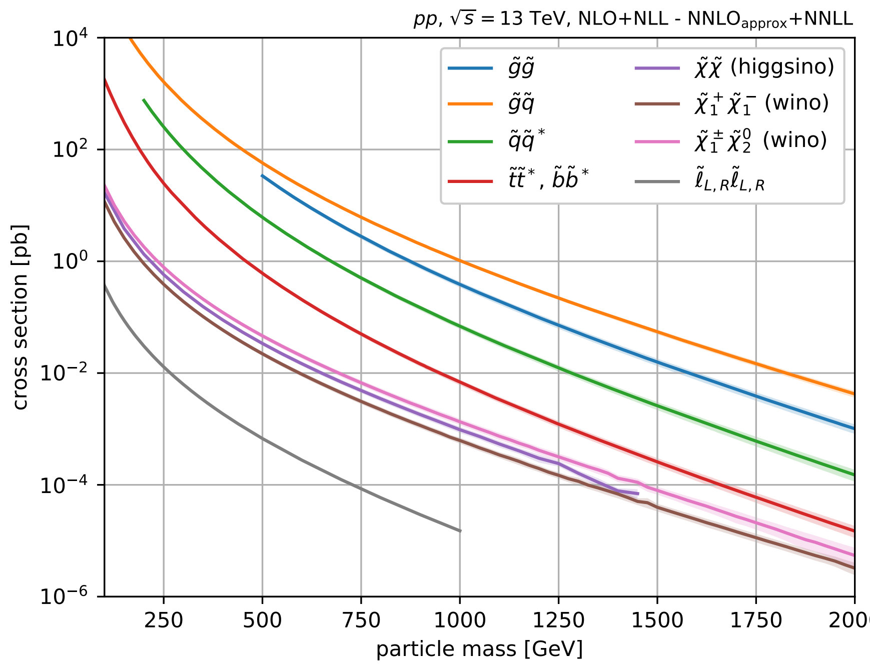


Figura 1.9: Sección eficaz de producción de partículas electrodébiles en colisionadores de hadrones [37].

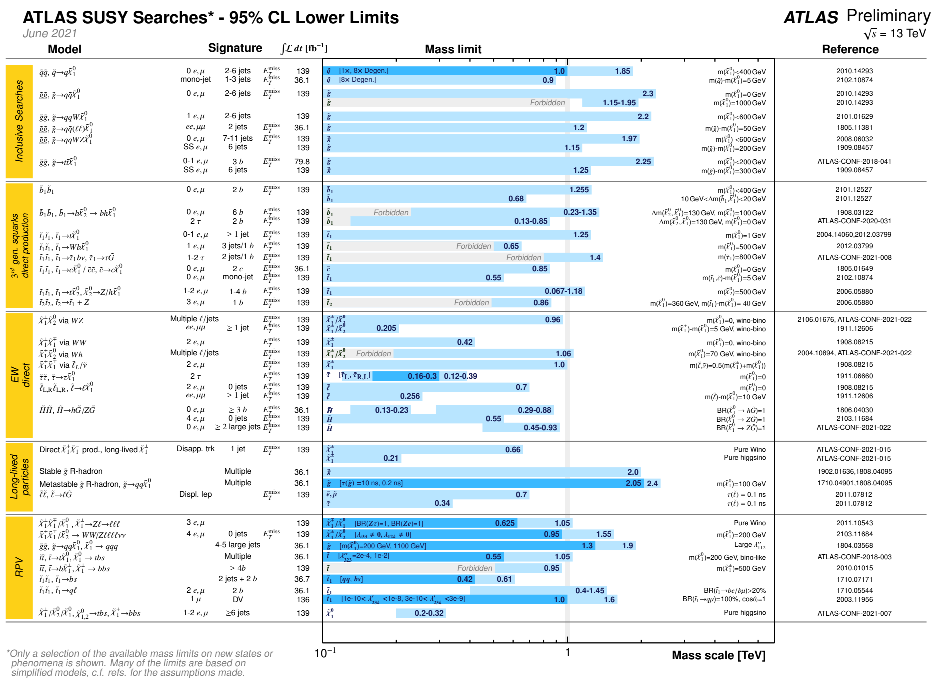


Figura 1.10: Estado actual de los límites obtenidos para las masas de las partículas supersimétricas, considerando diferentes tipos de producción y canales de decaimiento [38].

Capítulo 2

LHC y detector ATLAS

El Gran Colisionador de Hadrones (***L**arge **H**adron **C**ollider* (LHC)) [39] es el acelerador de hadrones de la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN, por sus antiguas siglas en francés), ubicado en la frontera entre Francia y Suiza. El mismo consiste en un anillo de 27 km de circunferencia construido en el mismo túnel en el que funcionaba el acelerador e^+e^- LEP (entre 1989 y 2000) [40], a una profundidad variable entre 50 y 174 m de la superficie.

El LHC está diseñado para colisionar protones a un máximo de energía de centro de masa[1] de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Para ello el CERN posee un complejo de aceleradores que en sucesivas etapas incrementan la energía de los protones, para luego hacerlos colisionar en cuatro puntos distintos donde se encuentran los detectores más importantes: ATLAS [41], CMS [42], LHCb [43] y ALICE [44].

La producción de protones comienza extrayendo los electrones de un contenedor con gas de hidrógeno mediante campos magnéticos. Luego los protones pasan por un complejo de aceleradores que en el pasado funcionaban como experimentos y que actualmente se utilizan para incrementan la energía de los protones en sucesivas etapas, como muestra la Figura 2.1. Inicialmente los protones son inyectados al acelerador lineal LINAC 2, que mediante cavidades de radiofrecuencia, acelera a los protones a una energía de 50 MeV. Desde aquí son dirigidos al *Proton Synchrotron Booster* que consiste en cuatro anillos superpuestos con un radio de 25 m que aceleran los protones hasta una energía de 1.4 GeV. Este último inyecta los protones en el *Proton Synchroton*, cuya circunferencia de 628 metros e inyecta protones de hasta 26 GeV en el *Super Proton Synchroton*, y este a su vez tiene una circunferencia de 7 km e inyecta protones de hasta 450 GeV en ambos anillos del LHC.

El último de los aceleradores es el LHC, donde los protones circulan en direcciones opuestas por cavidades de ultra alto vacío a una presión de 10^{-10} torr. El mismo cuenta con 1232 dipolos magnéticos superconductores de 15 m de largo enfriados a 1.9 K mediante helio superfluído, que generan un campo magnético de 8.4 T y permite mantener en su

[1] Definida como la raíz cuadrada de la variable de Mandelstan, $\sqrt{s} = |p_1 + p_2|$, donde p_1 y p_2 representan los cuadrimomentos de las partículas incidentes.

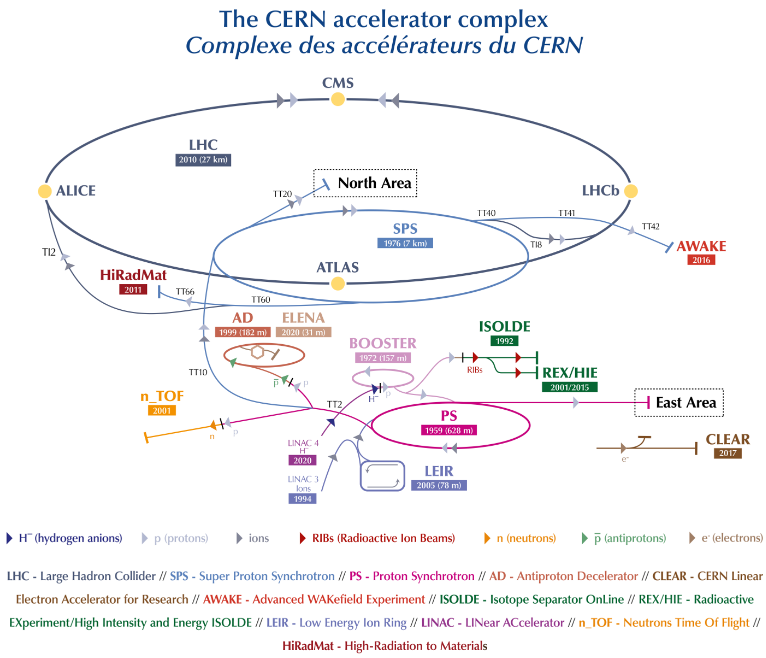


Figura 2.1: Complejo de aceleradores del LHC

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 extremidades de los dipolos. Para aumentar la probabilidad 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.

Los protones son acelerados mediante cavidades de radiofrecuencia que generan un voltaje longitudinal a una frecuencia específica. En esa frecuencia los protones sincronizados con la energía deseada no van sufrir aceleración alguna, mientras que aquellos desincronizados van a ser acelerados o desacelerados hasta obtener la energía deseada. De esta forma el haz de protones se divide en paquetes discretos denominados *bunches*, cada uno conteniendo del orden de 10^{11} protones. El número de bunches totales posibles en un haz con un espaciado de 25 ns es de 3564 [2]. Considerando los tiempos que se necesitan para en la inyección y descarte del haz, junto con los tiempos que necesita cada detector para procesar la información, no todos los bunches son llenados, sino que se dejan 'espacios' definidos por diferentes esquemas, dejando así el número efectivo de bunches llenos a 2808.

Los aceleradores pueden ser caracterizados no solo por su energía de centro de masa sino también por su luminosidad instantánea ($\mathcal{L}$), que mide el número de colisiones que ocurren en un período de tiempo y se define como:

[2]Se obtiene al dividir la frecuencia de las cavidades, 400 MHz, por la frecuencia de revolución, 11 kHz, y considerando que sólo 1 de cada 10 bunches es llenado para lograr el espaciado deseado

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

donde f_{rev} es la frecuencia de revolución ($\sim$11 kHz), n_b es el número de bunches 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 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.

El número total de eventos esperados para un dado proceso con una sección eficaz σ, se obtiene como:

$$N = \sigma \int \mathcal{L} dt \tag{2.3}$$

donde al factor integral se lo conoce como luminosidad integrada.

El LHC comenzó a funcionar en 2010 en lo que se denominó *Run 1*, a una energía de de centro de masa de 7 TeV y logrando recolectar una luminosidad de [[[Agregar lumi del Run 1]]]. En el 2013 finaliza la toma de datos y comienza el *Long shutdown 1*, período que se utilizó para realizar distintas actualizaciones preparándose para la siguiente toma de datos. En el 2015 comenzó el *Run 2* que operaba a una energía de de centro de masa de 13 TeV y logró recolectar [[[Agregar lumi del Run 2]]], finalizando en el 2018 dando lugar al *Long shutdown 2*. Este último estaba previsto con una duración de dos años, pero dada la situación epidemiológica de COVID-19 el mismo se terminó extendiendo hasta 2022. Los planes a futuro del LHC preveen el *Run 3* a 14 TeV, y luego ingresar en un nuevo período de inactividad para realizar las mejoras necesarias para el *High Luminosity LHC*. [[[Se puede agregar la típica imagen con los períodos.]]]

2.1. El detector ATLAS

ATLAS (***A** **T**oroidal **LHC** **A**pparatu**S***) [41] es uno de los experimentos multipropósito del LHC, diseñado para estudiar las colisiones protón-protón a altas energías provistas por el LHC.

El mismo tiene una simetría aproximadamente cilíndrica y está compuesto de distintos subdetectores, que cumplen diversas funciones en la identificación de las partículas producidas durante las colisiones. En la zona más próxima al haz se encuentra detector interno de trazas (ID) cuyo objetivo principal es reconstruir la trayectoria de las partículas cargadas. Está compuesto del Insertable B-Layer (IBL), un detector de píxeles, un

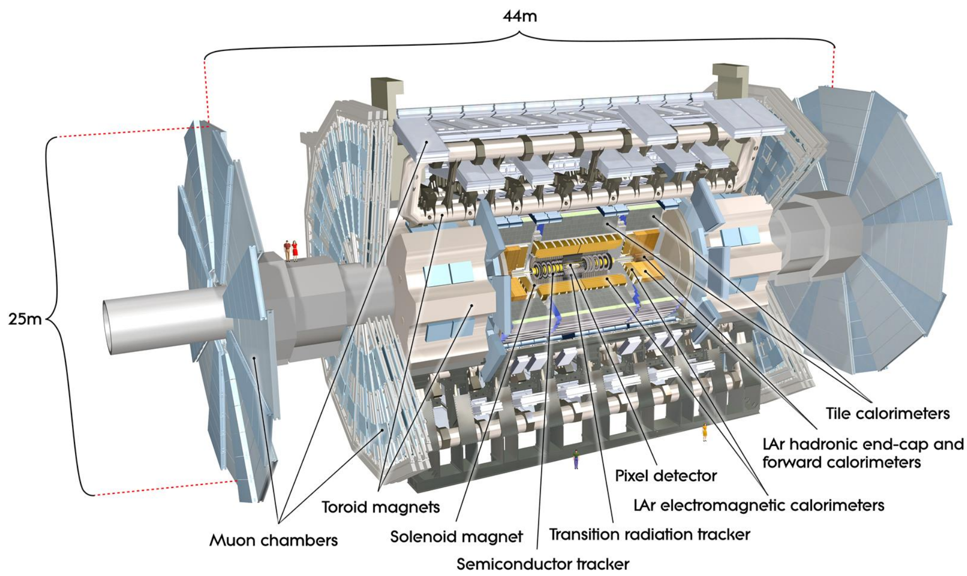


Figura 2.2: Esquema del detector ATLAS, indicando cada uno de los subdetectores que lo componen.

detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT). A su vez, envolviendo al ID, se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo magnético de 2 T, el cual curva la trayectoria de las partículas cargadas permitiendo así medir su impulso.

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

En la parte más externa, se encuentra el espectrómetro de muones (MS) diseñado para detectar la producción de muones y además medir su momento. Este último es el que le da a ATLAS su tamaño característico de 45 m de largo y 25 m de alto. Intercalado con el MS se encuentra un sistema de imanes toroidales, que generan un campo magnético de 4 T para curvar la trayectoria de los muones hacia el final del detector.

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

La Figura 2.2 detalla todas las componentes que integran al detector ATLAS y son descriptas en detalle a en las siguientes secciones.

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 ubicado en el centro del detector. El eje z está orientado con hacia la dirección del haz, el eje x se define desde el punto de interacción hacia el centro del anillo del LHC, y el eje y se define apuntando hacia la superficie terrestre. 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 polar θ se mide con respecto al eje del haz perpendicular al eje x [[[Agregar imagen de esto]]].

Una variable utilizada en física experimental de altas energías es la rapidez:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \tag{2.4}$$

donde E es la energía total de la partícula y p_z es la componente en la dirección del haz de su impulso[3]. En el límite de altas energías, en donde la masa de la partícula es despreciable frente a su momento, es posible aproximarla a la llamada pseudorapidez η:

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \tag{2.5}$$

estando completamente relacionada con el ángulo θ. La razón detrás de esta transformación de coordenadas se debe a 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. De esta forma, 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 de los partones en la dirección transversa al haz es nulo, el impulso total transverso se conserva durante la colisión. Por este motivo, es común utilizar solo las componentes transversales en la descripción de la cinemática del evento, definidas en términos de la pseudorapidez, como por ejemplo el momento transverso:

$$p_T = p \sin \theta = \frac{p}{\cosh \eta} \tag{2.6}$$

donde p es el momento de la partícula. De esta forma es posible describir la cinemática de cada partícula en términos de (p_{T}, η, ϕ)

[3]Esta definición es un caso particular de la rapidez utilizada en relatividad especial, cuando se realiza una transformación en la dirección del haz del sistema de laboratorio a un sistema donde la partícula solo se mueve perpendicular al haz.

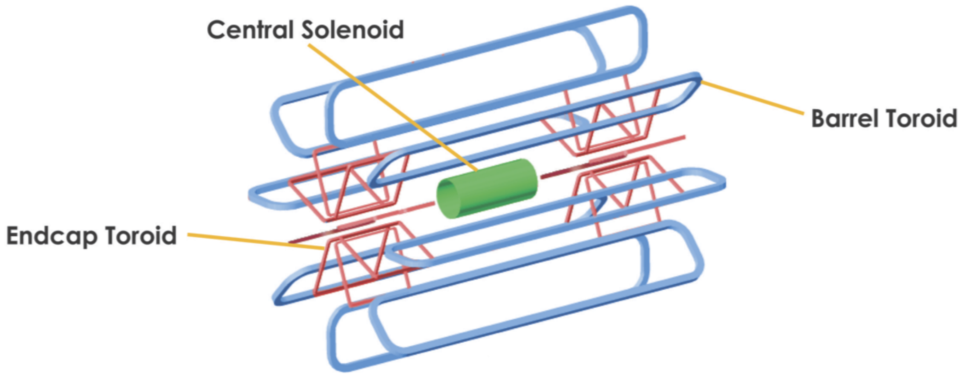


Figura 2.3: Sistema de imanes del detector ATLAS.

2.3. Sistema de imanes

El detector ATLAS posee un poderoso sistema de imanes [45] utilizado para curvar la trayectoria de las partículas cargadas, pudiendo así medir tanto su impulso de forma precisa como también su carga. El mismo consta de dos tipos de imanes superconductores, uno en forma solenoidal y otros tres forma toroidal, enfriados a una temperatura de 4.5 K para poder producir los fuertes campos magnéticos.

El solenoide rodea al detector interno, y tiene un tamaño de 5.6 m de largo y 2.56 m de diámetro, y con un espesor de apenas 4.5 cm. El mismo produce un campo magnético de 2 T en la dirección del haz, por lo que las partículas cargadas son curvadas en la dirección de ϕ. Para minimizar la interacción de las partículas que lo atraviesan y ahorrar la mayor cantidad de material posible, el solenoide comparte la cámara de vacío del calorímetro de LAr descripto en las siguientes secciones.

Los toroides de ATLAS se componen de ocho bobinas, que generan campos de hasta 4 T [[[Revisar este número ya que a veces se utiliza el campo promedio en una longitud]]] en la dirección ϕ, por lo que las partículas que lo atraviesan (prácticamente solo muones) son curvadas en la dirección η. El más grande de ellos mide 25.3 m de largo y 20.1 m de diámetro, y se ubica en la parte más externa del detector barrel intercalado con el Espectrómetro de Muones descripto en las siguientes secciones. Los otros dos restantes se encuentran en la región endcap, por fuera de los calorímetros, y miden 5.0 m de largo y 10.7 m de diámetro.

La Figura 2.3 muestra el esquema de imanes del detector ATLAS.

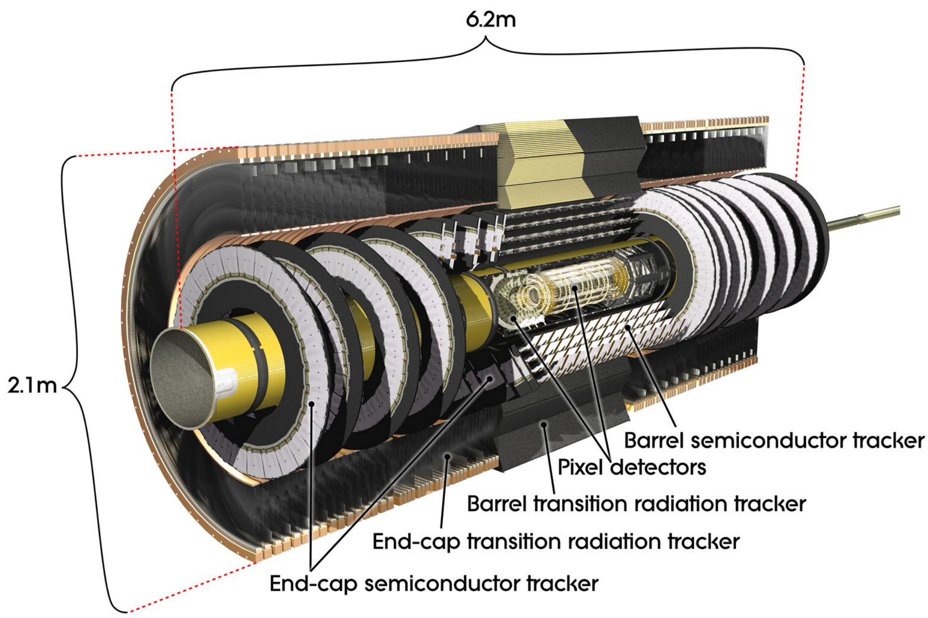


Figura 2.4: Esquema del detector interno

2.4. Los subdetectores de ATLAS

2.4.1. Detector interno

El detector interno es el más próximo al haz y su función principal es la reconstrucción de las trazas de las partículas cargadas, que a su vez sirve para medir la dirección, momento y carga de la misma, y la reconstrucción de los vértices primarios. Para ello combina detectores de muy alta resolución cerca del haz, junto con detectores continuos de trazas en la zona más alejada. El principio básico de funcionamiento consiste en utilizar su alta granularidad, para mapear las señales que dejan las partículas al atravesar cada celda, en coordenadas espaciales. El conjunto de esas señales son reconstruidas como trazas mediante algoritmos especializados. El detector interno contenido dentro del solenoide superconductor y mide 6.2 m de largo y 2.1 m de diámetro.

Las Figuras 2.4 y 2.5 muestran un esquema del detector interno.

Detector de píxeles

El detector de píxeles fue construido para medir la posición de las trazas de partículas cargadas con la más alta precisión posible y es de vital importancia para la reconstrucción de los vértices primarios y secundarios. En la región barrel el detector se compone de tres capas cilíndricas, mientras que la endcap de tres discos. La capa más interna, denominada *B-Layer*, se encuentra a 50.5 mm del punto de interacción. El principio de detección para partículas cargadas es la medida de la deposición de la carga

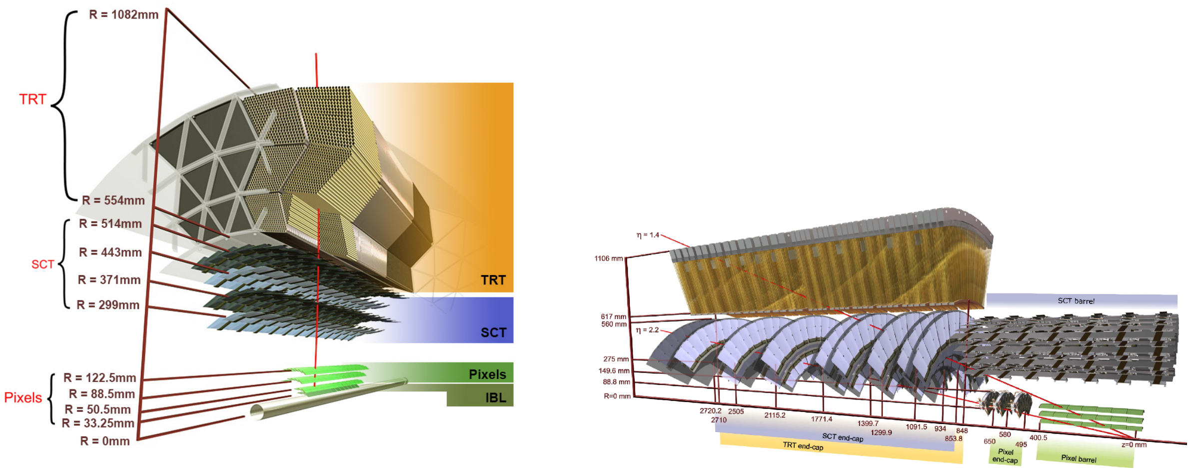


Figura 2.5: Diferentes vistas del detector interno

inducida en una capa de silicio por ionización. El sistema contiene un total de 80 millones de sensores, cada uno con una resolución de 10 μm ($R-\phi$) y 115 μm (z).

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 detector de píxeles que podían ser dañadas, se decidió colocar una capa adicional entre el detector de píxeles y la tubería donde circulan los protones denominado *Insertable B-Layer* [46]. El objetivo del mismo es mejorar la eficiencia en la identificación de trazas, vértices, y en la identificación de bottom quarks, que decaen típicamente fuera del radio del IBL.

El IBL está compuesto por 8 millones de chips de rápida lectura y con sensores de silicio, que detectan el paso de partículas cargadas mediante la deposición de carga inducida. El tamaño de los píxeles es de $50\times250\,\mu\mathrm{m}^2$, con una resolución de $8\,\mu$m ($R-\phi$) y 40 μm (z). La distancia entre el IBL y la tubería es de 0.2 mm, y entre el tubo y el detector de píxeles es de 1.9 mm.

La Figura 2.6 muestra un esquema del detector de trazas.

Detector Semiconductor de Trazas (SCT)

Se encuentra por fuera del detector de píxeles y está diseñado 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, dado que es más baja multiplicidad de partículas es posible reducir la resolución al costo de aumentar el área de cobertura. La resolución de 17μm ($R-\phi$) y 580μm (z). En la región barrel los módulos de SCT están dispuestos en 4 capas concéntricas, mientras que en la región endcap consiste en 9 discos transversales al eje del haz.

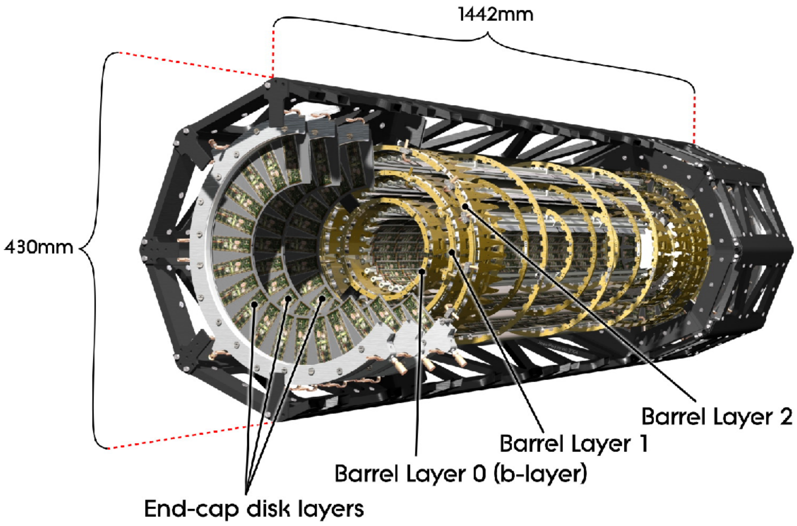


Figura 2.6: Esquema del detector de trazas

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 distinguir entre partículas pesadas y livianas. El TRT se compone de tubos detectores de 4 mm de diámetro, con un gas que ioniza al ser atravesado por partículas cargadas. Los electrones producidos son colectados por una ánodo, y el tiempo de deriva es una medida de la distancia a la traza del mismo. Además, los tubos están rodeados de fibras de polipropileno con un índice de refracción diferente, por lo que las partículas que atraviesan el detector emiten radiación con una intensidad proporcional a $\gamma = E/m$, permitiendo al TRT distinguir partículas cargadas pesadas ($\pi^{\pm}$) de aquellas más livianas ($e^{\pm}$). La región barrel contiene 50000 tubos paralelos al eje del haz y la región endcap 320000 tubos orientados radialmente. Su resolución es de 0.17 mm.

2.4.2. Calorímetros

El sistema de calorímetros de ATLAS está diseñado para medir la energía y la posición de las partículas, mediante la absorción de la energía depositada por las cascadas de partículas secundarias que estas generan en el material del mismo. Además, permite discriminar electrones y fotones de jets, detectar aquellas partículas neutras que no dejaron trazas en el ID y realizar la selección online de eventos potencialmente interesantes (Ver Sistema de trigger). Gracias a su amplia cobertura y a que absorbe la energía de prácticamente todas las partículas producidas (salvo muones) es de gran utilidad para poder medir el desbalance de energía transversa, magnitud discriminatoria utilizada en la mayoría de análisis fuera del SM.

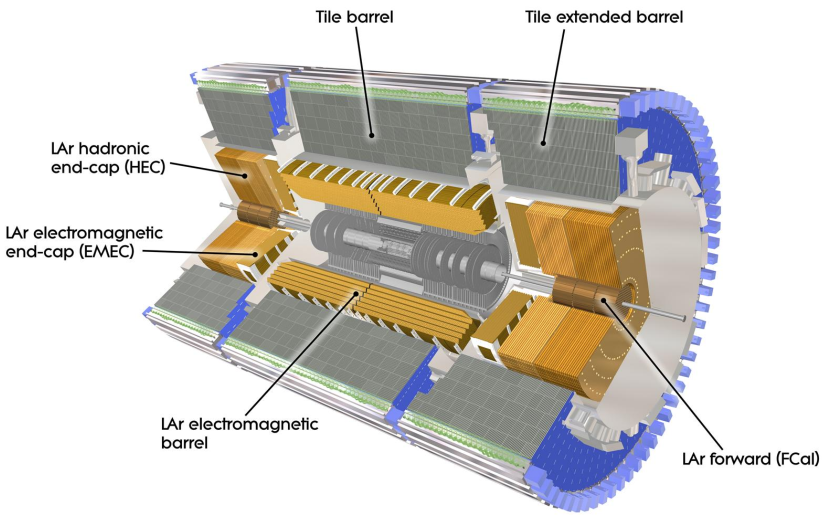


Figura 2.7: Esquema de los calorímetros del detector ATLAS.

Está compuesto de un calorímetro electromagnético (ECAL) dedicado principalmente a la medida de las deposiciones de partículas como fotones y electrones (partículas interactuantes principalmente vía interacción EM), y otro hadrónico (HCAL) dedicado a las cascadas de partículas producto de la hadronización de los quarks o gluones (jets) (partículas interactuantes principalmente vía interacción fuerte).

La Figura 2.7 muestra un esquema de los calorímetros del detector ATLAS.

Calorímetro electromagnético (ECAL)

El ECAL en un calorímetro de muestreo (inhomogéneo) no compensado, que utiliza Plomo como material absorbente y LAr como material absorbente. Consiste en varias placas de Plomo dispuestas en forma de acordeón que se colocan de forma alterna inmersas en LAr. Las partículas incidentes interactúan con el Plomo creando una lluvia de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el medio activo, 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 proporcional a la energía total real de la partícula incidente. La ventaja de este método es la detalla reconstrucción de la forma de la cascada, al costo de no poder reconstruir la totalidad de la energía de la cascada debido al espacio que existe entre placa y placa.

El ECAL está dividido en dos mitades dentro de la región barrel ($\eta < 1.475$) y en dos componentes (una a cada lado) en la región endcap ($1.375 < |\eta| < 3.2$) En la región de transición entre el barrel y el endcap se encuentra una zona no instrumentada, 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 candidatos a fotones/electrones estén fuera de la región crack.

En la región diseñada para medidas de precisión ($\eta < 2.5$, excluyendo el crack), el ECAL está segmentado en tres capas longitudinales. La primera capa consiste de bandas con fina granularidad (en la dirección de η), para discriminar entre fotones aislados y pares de fotones espacialmente cercanos provenientes del decaimiento $\pi^0 \to \gamma\gamma$. Para los electrones y fotones con alta energía transversa, la mayoría de la energía se colecta en la segunda capa, que tiene una granularidad lateral de 0.025×0.025 en (η, ϕ). La tercer capa se encarga de la energía depositada en las colas de la lluvia. El espesor del ECAL es mayor a 22 longitudes de radiación (X_0) en la región barrel, y mayor a 24 X_0 en los endcap, donde una longitud de radiación se define como la distancia promedio sobre la cual la energía de un electrón se reduce a $1/e$ de su energía inicial. Para el caso de los fotones, una reducción similar se obtiene a $9/7$ de X_0 . Por tanto, toda la energía electromagnética es absorbida en el ECAL y sólo parte de la componente hadrónica llega al HCAL.

Calorímetro hadrónico (HCAL)

El HCAL es un conjunto de calorímetros que rodean al ECAL, extendiendo la aceptancia del calorímetro de ATLAS hasta cubrir prácticamente la totalidad de ángulo sólido del punto de colisión.

El primero de los calorímetros se denomina *Tile Calorimeter*, es un calorímetro de muestreo que utiliza acero como material absorbente y tejas centelladoras plásticas como material activo, se encuentra en la región barrel y está dividido en dos partes que tienen una cobertura de $|\eta| < 1.0$ y $0.8 < |\eta| < 1.7$ respectivamente. En la región endcap se encuentra un calorímetro hadrónico de muestreo (HEC) con placas de cobre como absorbente y argón líquido como material activo, que consiste en dos ruedas, una atrás de la otra con las placas planas de Cu dispuestas perpendicularmente al eje del haz, con un radio de 2.3 m. Finalmente se encuentra el Forward Calorimeter (FCAL), un calorímetro de muestreo que extiende la cobertura del sistema a $|\eta| < 4.9$, coaxial al eje del haz y ubicado a 4.7 m a cada lado del punto de interacción. El material principal de los módulos es argón líquido (con cobre o tungsteno), y si bien no se utiliza para mediciones de precisión, provee información para el cómputo de la energía transversa faltante y la reconstrucción de jets en regiones muy cercanas al eje del haz.

Por su parte, el HCAL tiene un espesor mayor a 7.7 longitudes de interacción hadrónica (λ) en la región barrel (9.7λ en total si se cuenta el ECAL). De manera análoga a la longitud de radiación mencionada para el ECAL, una longitud de interacción hadrónica se define como la distancia promedio sobre la cual la energía de un hadrón se reduce a $1/e$ de su energía inicial. De esta forma, toda la energía con la que llegan los hadrones al HCAL, queda allí depositada.

2.4.3. Espectrómetro de muones

El espectrómetro de muones (MS) se encuentra situado en la parte más externa del detector ATLAS. Esto se debe a que los muones de alto p_T generados en el punto

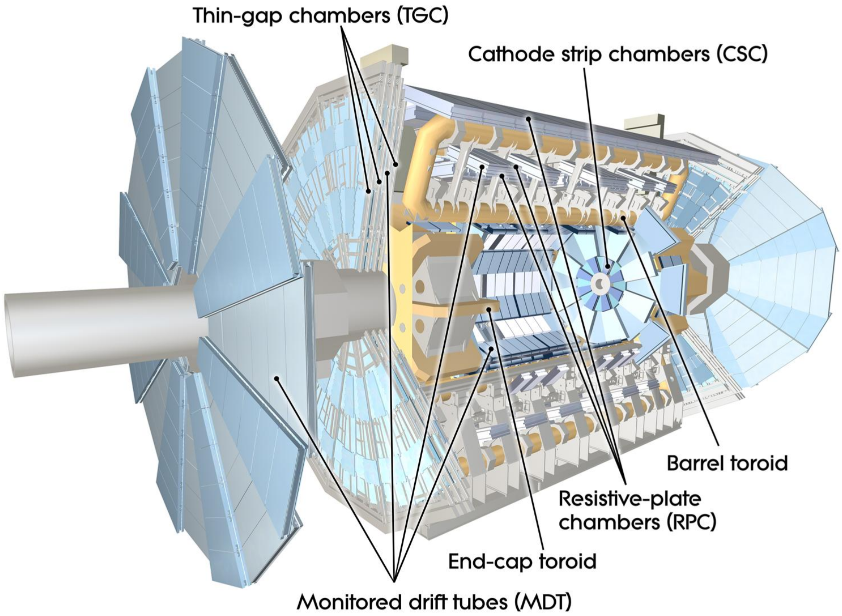


Figura 2.8: Espetrómetro de muones del detector ATLAS.

de interacción tienen un altísimo poder de penetración y son poco interactuantes, siendo las únicas partículas detectables capaces de llegar a este detector. El mismo se encuentra intercalado con el sistema de imanes toroidales, y está diseñado para obtener mediciones de alta precisión de la posición e impulso de los muones, y para una rápida identificación para el sistema de trigger. Este es el subdetector más grande y el que le da a ATLAS su tamaño característico.

El MS se compone de diferentes tipos de cámaras de detección de muones (ver Figura 2.8). Las *Monitored Drift Tubes* (MDTs) son responsables de la mayoría de las medidas de precisión y cubren el rango de $|\eta| < 2.7$. Funcionan de forma similar al TRT, con tubos llenos de un gas que ioniza y un ánodo central que recoge los electrones producidos, y el tiempo de deriva se asocia con la distancia a la traza. En la región endcap se encuentran las *Cathode Strip Chambers* (CSCs) que poseen alta resolución espacio-temporal y una cobertura $|\eta| > 2.0$. Estas cámaras funcionan midiendo la carga depositada en un ánodo, producto de la cascada de electrones creados cerca del mismo. Las *Resistive Plate Chamber* (RPCs) proveen una estimación rápida del momento de los muones al primer nivel del trigger con una cobertura de $|\eta| < 1.05$. Las RPCs miden la descarga ocasionada entre dos placas resistivas paralelas sometidas a una alta diferencia de potencial, tras la ionización del volumen de gas interno causada por el paso de muones energéticos. Finalmente se encuentra en la región endcap las *Thin Gap Chambers* (TGCs), similares en funcionamiento a las CSCs. Proveen también información al sistema de trigger en esta región y tienen una cobertura de $|\eta| < 2.4$.

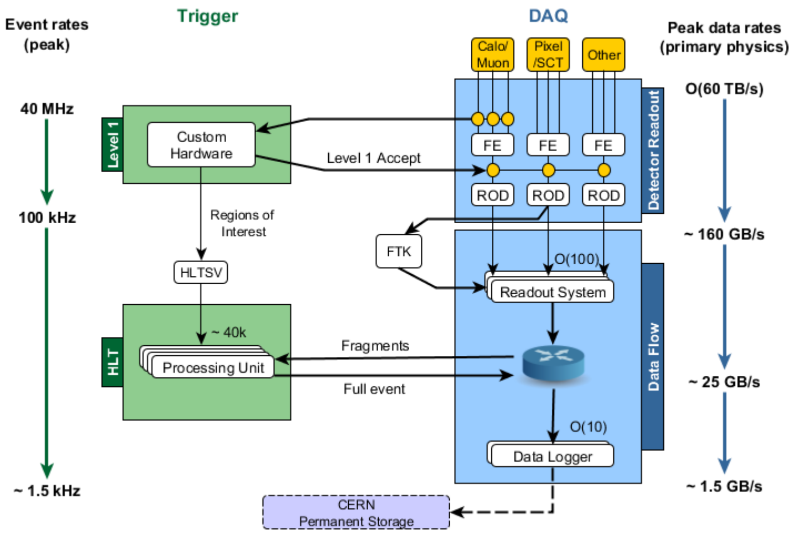


Figura 2.9: Esquema del sistema de trigger y el sistema de adquisición de datos de ATLAS.

2.5. Sistema de *trigger*

Como se mencionó anteriormente, el diseño del LHC permite tener una frecuencia de cruces de haces de 40 MHz y más de 30 [[[Revisar este número]]] interacciones por cruce, lo que da una tasa de interacción protón-protón del orden del GHz. Tal frecuencia excede tanto las capacidades de cómputo del detector, como la capacidad de almacenamiento de semejante cantidad de datos. Aún así, no todos los eventos son de interés para la colaboración, como por ejemplo la colisión elástica de los protones que no genera ningún tipo de decaimiento. El sistema de trigger del detector ATLAS [47] es el encargado de filtrar esos eventos de poco interés y, junto con el sistema de adquisición de datos (DAQ), almacena aquellos que potencialmente pueden llegar a ser de interés para los distintos análisis, reduciendo así la frecuencia de flujo de datos al orden del kHz. El sistema de trigger cumple un rol central en el correcto funcionamiento de todo el experimento, ya que en definitiva determina qué tipos de análisis se realizarán y qué nueva física podrá encontrarse. El mismo debe tener una alta eficiencia, para no desechar eventos importantes, pero con el compromiso de mantener el flujo de datos relativamente bajo.

El sistema de trigger está compuesto por dos niveles consecutivos capaces de realizar una identificación de partículas cada vez más compleja: un primer nivel de trigger (L1) basado en hardware y luego un trigger basado en software de alto nivel (HLT). La Figura 2.9 muestra un esquema del sistema trigger y DAQ del detector ATLAS.

Level 1 (L1)

El primer nivel del trigger [48] está basado en hardware, y reduce los 40 MHz del LHC a menos de 100 kHz en aproximadamente 2.5 μs, tiempo determinado por el limitado tamaño de los buffers de memoria y por el tiempo que le toma a los muones producidos en el evento alcanzar el MS. Utiliza la información recolectada en una región reducida (capas) del calorímetro y del MS, para así reconstruir lo que se denominan Regiones de Interés (RoI). Las RoIs se determinan por la posición de la deposición de energía en el calorímetro por parte de las partículas consideradas de interés (en el caso de los muones es en el MS), permitiendo una rápida reconstrucción de su energía transversa, y aplicando un posible filtro en esta magnitud. El diseño del L1 permite 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 del momento transverso faltante. Las RoIs a su vez sirven como semilla para el HLT que realiza selecciones más detalladas a partir de las mismas.

High Level Trigger (HLT)

Cuando un evento es aceptado por el L1, el mismo pasa a ser analizado por High Level Trigger [49], que está basado en software y permite reducir la tasa de eventos que se almacena a 1.5 kHz en un tiempo de 0.2 s. El mismo utiliza las RoIs previamente reconstruidas por el L1, y ejecuta una secuencia de algoritmos aplicados sobre el objeto candidato. Si uno de los pasos de la secuencia falla en los requisitos, los siguientes pasos no son aplicados para ahorrar tiempo de cómputo.

Los algoritmos del HLT constan de dos etapas: los algoritmos de reconstrucción rápida ejecutados primero, y luego los algoritmos de reconstrucción de precisión similar a los que se utilizan en la selección offline. Los algoritmos de reconstrucción rápida utilizan la información de los calorímetros y de las trazas sólo dentro de la RoI para realizar la selección e identificación de los candidatos, y realizar el rechazo de fondo lo más rápido y temprano posible. Si la partícula candidata pasa los criterios definidos por la selección de reconstrucción rápida, se ejecutan los algoritmos de selección de precisión. Estos tienen acceso a la información del detector fuera de la RoI, 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. Los eventos aceptados por el HLT son finalmente grabados a disco y distribuidos, accesibles offline para todos los diferentes estudios y análisis.

[[[Definir pileup, prescale y rerun]]]

2.6. Modelo computacional y distribución de datos

La arquitectura computacional de ATLAS está diseñada para permitir a todos los miembros de la colaboración un acceso ágil, directo y distribuido a la gran cantidad de datos colectados por el detector ($\sim$ PB/año). La arquitectura se basa en la tecnología GRID [50], compartiendo el poder de procesamiento y la capacidad de almacenamiento disponibles en distintos centros de cómputo asociados alrededor del mundo.

El software de ATLAS se desarrolla dentro un entorno C++ común llamado ATHENA [51–53], en el que se realiza todo el procesamiento de datos. Los eventos aceptados por el trigger deben ser procesados para reducir su tamaño y ser utilizados para los análisis offline. A la salida del HLT, los eventos son almacenados como Raw Data Objects (RDOs). Luego de aplicar los algoritmos de reconstrucción y calibración, las colecciones de los distintos objetos físicos obtenidas son almacenadas en formato ESD (Event Summary Data) y AOD (Analysis Object Data), una versión reducida del primero ($\sim$100 kB/evento). A partir de las ESDs/AODs, se ha definido un formato de datos significativamente más pequeño (10-15 kB/evento) conocido como xAOD, sobre el que se realiza el análisis final. Las xAOD son archivos accesibles vía el entorno de análisis de datos ROOT [54], que contienen el conjunto de variables de diferentes objetos físicos, según las necesidades de los distintos grupos de análisis dentro de ATLAS. En base a esto y para agilizar el análisis final, la colaboración preselecciona eventos offline en las llamadas derivaciones. Desde los raw data hasta las distintas derivaciones, se aplican distintos criterios de sliming (se remueven los eventos que no son de interés), skiming (se remueve la información irrelevante de los objetos) y thining (se remueven objetos y/o colecciones de objetos irrelevantes) según los estudios y análisis que se vayan a realizar sobre los datos colectados.

Las derivaciones de interés para esta tesis son las denominadas `EGAM3`, `EGAM4` y `SUSY1`. Las `EGAM3` y `EGAM4` son utilizadas en esta tesis para la medida de la eficiencia de los trigger de fotones, ya que preseleccionan eventos con bosones Z decayendo radiativamente a partir de electrones o muones respectivamente. La derivación SUSY1 es utilizada en esta tesis para preseleccionar los eventos para la búsqueda de supersimetría. A continuación se lista un resumen de las selecciones que deben cumplir los eventos para ser aceptados por estas derivations.

[[[No se si es útil listar así las derivations. Sumado a que tienen WP de identificación o variables que todavía no se definieron. Por ahora lo dejo así...]]]

`EGAM3`

- Dos electrones centrales de carga opuesta, con identificación medium o LLHmedium, con $p_{\mathrm{T}} > 9.5$ GeV y masa invariante de ambos mayor a 40 GeV, más un fotón con $E_{\mathrm{T}} > 9.5$ GeV.
- Selección anterior, pero reemplazando el fotón por un electrón central.

- Dos electrones centrales de carga opuesta, al menos uno con identificación tight o LHH tight y $p_{\mathrm{T}} > 24.5$ GeV, el otro con $p_{\mathrm{T}} > 6.5$ GeV y masa invariante de ambos mayor a 40 GeV, más un fotón tight con $E_{\mathrm{T}} > 9.5$ GeV.

- Dos electrones de carga opuesta, uno central tight o LLHtight, $p_{\mathrm{T}} > 24.5$ GeV, el otro forward con $p_{\mathrm{T}} > 6.5$ GeV y masa invariante de ambos mayor a 40 GeV, más un fotón tight con $E_{\mathrm{T}} > 9.5 GeV$

`EGAM4`

- Al menos dos muones de carga opuesta 'commongood' con $p_{\mathrm{T}} > 9.5$ GeV, $|\eta| < 2.7$ y masa invariante de ambos mayor a 40 GeV, más un fotón con $E_{\mathrm{T}} > 9.5$ GeV.

- Selección anterior, pero reemplazando el fotón por un electrón central.

- Al menos dos electrones centrales de signo opuesto, al menos uno con identificación tight o LHH tight y $p_{\mathrm{T}} > 24.5$ GeV, el otro con $p_{\mathrm{T}} > 6.5$ GeV y masa invariante de ambos mayor a 40 GeV, más un fotón tight con $E_{\mathrm{T}} > 9.5$ GeV.

- Al menos dos electrones de signo opuesto, uno central tight o LLHtight, $p_{\mathrm{T}} > 24.5$ GeV, el otro forward con $p_{\mathrm{T}} > 6.5$ GeV y masa invariante de ambos mayor a 40 GeV, más un electrón con $p_{\mathrm{T}} > 9.5 GeV$

`SUSY1`

- $H_{\mathrm{T}} > 150$ GeV

- Al menos un electrón, muón o fotón con $p_{\mathrm{T}} > 100$ GeV

- Al menos dos electrones o muones con $p_{\mathrm{T}} > 20$ GeV

- Al menos dos fotones con $p_{\mathrm{T}} > 50$ GeV

2.7. Simulaciones de Monte Carlo

El método de Monte Carlo utiliza una serie de algoritmos computacionales basados en la repetición de eventos con un factor variable y aleatorio, que permite obtener resultados numéricos globales. En el contexto de la física de partículas no solo se utiliza para reproducir la aleatoriedad impuesta por la mecánica cuántica, sino también para realizar diferentes aproximaciones, como es el caso de integrales numéricas. Las simulaciones de Monte Carlo cumplen un rol fundamental a la hora de realizar predicciones de la teoría, teniendo un rol primordial en prácticamente todos los análisis realizados por la colaboración ATLAS.

Las simulaciones de colisiones de protones se realizan a partir de complejos cálculos basados en la teoría de QCD y descriptas brevemente en la Sección 1.1.5. Las mismas comienzan calculando el elemento de matriz de un dado proceso de dispersión dura (*Hard Scatter*, HS) entre los partones iniciales a distintos niveles en teoría de perturbaciones. El elemento de matriz contiene la información de la función de onda para los partones entrantes y salientes, y depende principalmente del acoplamiento fuerte y la escala de energía de la dispersión.

Debido a que los quarks son cargados bajo QCD y los gluones tienen acoplamientos triples y cuádruples, puede suceder que los partones emitan quarks o gluones antes de la dispersión dura (*Initial State Radiation*, ISR). De manera análoga, los partones salientes pueden emitir gluones o producir pares de quarks/anti-quarks (*Final State Radiation*, FSR).

A su vez, se pueden dar interacciones adicionales entre partones pertenecientes a los protones originales, que no participaron de la dispersión dura, dando lugar a múltiples interacciones en el evento (MPI), mayoritariamente interacciones de bajo momento (soft). La actividad no asociada con la dispersión dura se llama evento subyacente (*Underlying Event*, UE), que debido a la baja energía de las interacciones que lo componen, no puede ser tratado de manera perturbativa y se requieren de modelos fenomenológicos para describirlos.

La evolución de todos los partones producidos se realiza mediante un modelo de lluvia de partones (*Parton Shower*, PS), que genera cascadas de radiación formadas por un gran número de gluones soft y quarks livianos, además de las partículas de la dispersión dura, hasta el límite de validez del régimen perturbativo, lo que se conoce como la escala de hadronización $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 1$ GeV. Es importante mencionar en este punto que la combinación entre la dispersión dura y la lluvia partónica debe realizarse con especial cuidado de no duplicar en la PS los partones ya producidos y evitar así el doble conteo. Las estrategias principales para esto se conocen como CKKW (Catani-Krauss-Kuhn-Webber) [55, 56] y MLM [57].

Por último, la cadena termina con el proceso de hadronización, donde los partones en el estado final se recombinan para formar hadrones de color neutro, debido a las bajas energías alcanzadas y el confinamiento de QCD. Estos hadrones, y el producto de sus decaimientos, se propagan a través del detector y pueden ser medidos experimentalmente. Para esto se cuenta con modelos fenomenológicos, ya que hasta el momento no hay forma de calcular su evolución en este régimen, debido a que no puede ser tratado perturbativamente.

Correciones a las simulacioness

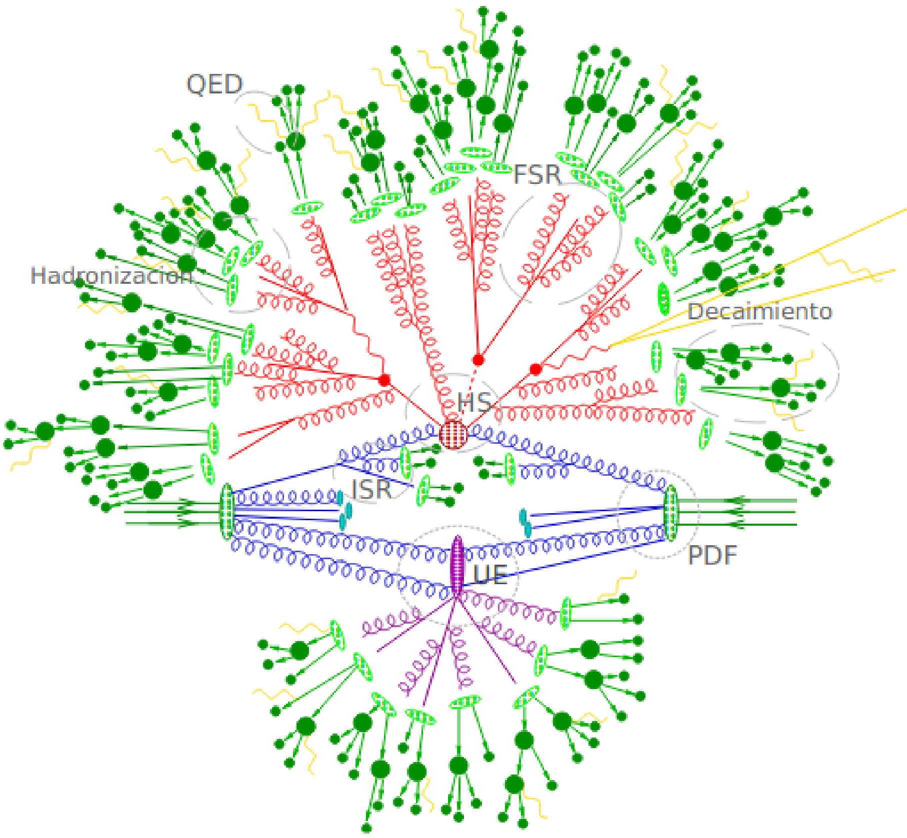


Figura 2.10: Esquema de una colisión protón-protón simulada por un generador de eventos de Monte-Carlo. La región roja en el centro representa la dispersión dura, rodeada por una estructura parecida a un árbol que representa al Bremsstrahlung como es simulado por los PS. La parte violeta indica un evento secundario de dispersión dura. Las transiciones de partones a hadrones están representadas por las partes verdes claras, mientras que las partes verdes oscuras indican el decaimiento de los hadrones. Finalmente, las líneas amarillas señalan la radiación de fotones [58]. [[[Mejorar imagen]]]

Capítulo 3

Reconstrucción e identificación de objectos físicos

El diseño del detector ATLAS permite la reconstrucción e identificación de prácticamente todas las partículas producidas en la colisión pp. La mayoría de las partículas del SM son inestables por lo que decaen rápidamente en otras partículas estables. Esto reduce considerablemente las posibles partículas que llegan al detector, ya que solo van a ser aquellas que sean estables o vida media suficientemente larga, siendo estas principalmente: γ, $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, ν y algunos hadrones como p, n, piones y kaones. El diseño de los distintos subdetectores permite aprovechar las características de cada una de ellas, haciendo que cada una de las partículas anteriores depositen señales distintivas, permitiendo su reconstrucción e identificación. La Figura 3.1 muestra un esquema de las distintas señales producidas por cada una de las partículas en el detector ATLAS. Todos los procesos de reconstrucción descriptos a continuación se realizan sobre los datos que fueron almacenados en disco (*offline*), a partir de eventos que pasaron los requisitos del sistema de trigger y almacenamiento durante lo toma de datos (*online*).

3.1. Electrones y fotones

Los electrones y fotones producidos tanto en la colisión pp como aquellos producto del decaimiento de otras partículas, depositan la mayor parte de su energía en el ECAL. Estos depósitos están restringidos a un número de celdas vecinas cuyo conjunto se denomina *cluster*, y que tienen estructuras propias de estas partículas. Los depósitos que dejan ambas partículas son similares y con el objetivo de poder distinguirlas se utiliza además información del detector de trazas. Al ser el fotón una partícula neutra no deja traza en el ID, por lo que los clusters que no están asociados a trazas son considerados fotones, mientras que los que los que sí lo están son considerados electrones.

Procesos como la producción de pares ($\gamma \to e^- e^+$) producto de la interacción de los fotones con el material del detector, pueden dejar trazas o depósitos que no corresponden con la reconstrucción de un fotón. El algoritmo de reconstrucción tiene en cuenta esto

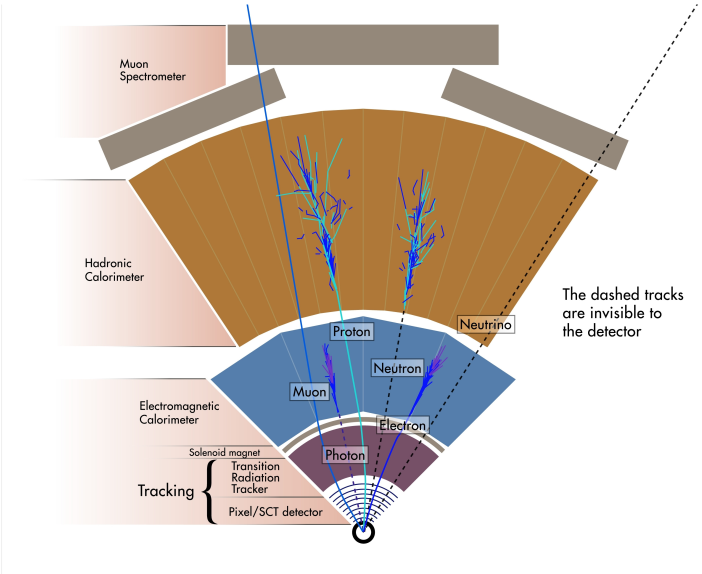


Figura 3.1: Esquema de los distintos tipos de señal que pueden dejar las partículas en el detector ATLAS. [[[Mejorar imagen]]]

y puede reconstruir los vértices de conversión, por lo que los clusters asociados a vértices de conversión son considerados fotones. Finalmente, ciertos procesos (ej. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) pueden generar depósitos que erróneamente son reconstruidos como fotones o electrones [[[Tenía una duda sobre la identificación de los pi0]]] . Para reducir la identificación errónea se aplican entonces una serie de criterios de identificación y aislamiento, basados en las formas de los depósitos de energía, que permiten discriminar estos procesos de los procesos prompt. [[[Habria que definir prompt, pero surgieron dudas sobre la definición de prompt object que estaría bueno solucionar.]]] Las técnicas de reconstrucción de electrones y fotones son similares, y se realizan de forma simultánea.

3.1.1. Reconstrucción

La reconstrucción de electrones y fotones en el detector ATLAS se realiza utilizando un algoritmo para la reconstrucción de clusters dinámicos de tamaño variable, denominados *topo-clusters* que se agrupan además en *superclusters* [59]. Durante Run 1 el algoritmo reconstruía clusters de tamaño fijo [60–62], que si bien tenían una respuesta lineal energética y un estabilidad frente a pile-up, no permitía reconstruir eficientemente la energía de fotones *bremsstrahlung* o de electrones/positrones producto de la creación de pares. La implementación de superclusters durante el Run 2, junto con la calibración de la energía descripta en la Referencia [63] permite solucionar esto sin perder la linealidad y estabilidad de los clusters de tamaño fijo.

Topo-clusters

El algoritmo comienza buscando las celdas en el ECAL y el HCAL con una señal[1] cuatro veces mayor al ruido esperado dadas las condiciones de luminosidad y pileup del Run 2. A partir de ellas agrega las celdas vecinas cuya señal sea dos veces mayor al ruido , que a su vez son utilizadas en la siguiente iteración del algoritmo, que se repite hasta que no haya más celdas adyacentes que cumplan este requisito. Finalmente se agregan todas las celdas vecinas a las celdas anteriores, independientemente de la intensidad de señal que tengan, formando lo que se denominan topo-clusters [62, 64]. Los topo-clusters que compartan celdas son unificados, mientras que los topo-clusters que tengan dos máximos locales son divididos.

[[[Preguntar: Electron and photon reconstruction starts from the topo-clusters but only uses the energy from cells in the EM calorimeter, This is referred to as theEM energy of the cluster, and the EM fraction (fEM) is the ratio of the EM energy to the total cluster energy. No usa la parte del HCAL?]]]

Trazas y vértices de conversión

La reconstrucción de trazas se realiza utilizando un algoritmo de búsqueda de patrones de trazas estándar [65–67] en todo el ID. A su vez, utiliza los depósitos en el ECAL que presenten una forma compatible con la de una lluvia electromagnética para definir regiones de interés. En caso de que el algoritmo anterior falle, se utiliza en estas regiones otro algoritmo de búsqueda de trazas [68], permitiendo reconstruir trazas adicionales. Luego se realiza una serie de ajustes (χ^2 [69], GSF [70]) de las trazas permitiendo obtener correctamente los parámetros que la caracterizan. Finalmente las trazas son asociadas a los topo-clusters extrapolando a la misma desde el perigeo hasta la segunda capa del ECAL. Una traza se considera asociada con un topo-clusters si $|\eta_{\text{traza}} - \eta_{\text{cluster}}| < 0.05$ y $-0.10 < q \cdot (\phi_{\text{traza}} - \phi_{\text{cluster}}) < 0.05$, donde q es la carga de la traza. A su vez, el momento de la traza es escaleado para que coincida con al energía del topo-cluster asociado. Si múltiples trazas son asociadas a un mismo topo-cluster se clasifica a las mismas utilizando criterios de calidad, siendo la mejor clasificada la que se utiliza para reconstruir a los electrones.

Los vértices de conversión son reconstruidos a partir de pares de trazas con cargas de signo opuesto y consistentes con el decaimiento de una partícula sin masa. Adicionalmente se pueden reconstruir vértices de conversión a partir de una sola traza que no haya dejado señal en las capas más internas del ID. En ambos casos se busca que la traza tenga altas probabilidad de ser un electrón en el TRT [71] pero baja en el SCT. Es esperado que las trazas de los vértices de conversión estén muy cerca una de otra, en general compartiendo *hits*, haciendo que una de las trazas no llegue a reconstruirse. Para ello se utilizan trazas con requisitos de asociación a topo-clusters más relajados que los anterior-

[1] Para los topo-clusters electromagnéticos la medida de la señal se realiza en la escala electromagnética, que es la escala adecuada para medir los depósitos de energía de las partículas producidas en lluvias electromagnéticas de forma correcta

mente descriptos, y con distintos criterios de ambigüedad ante solapamiento. Finalmente los vértices son asociados a los topo-clusters, y en caso de múltiples vértices asociados a un mismo topo-cluster se prioriza aquellos reconstruidos a partir de dos trazas y cuyo radio sea menor.

Superclusters

La reconstrucción de los superclusters para electrones y fotones se realiza de forma independiente y en dos etapas: primero se encuentran los topo-clusters semilla y luego se le adjuntan los topo-clusters satélites producidos generalmente por *bremsstrahlung* o por la división de topo-clusters. El algoritmo comienza ordenando todos los topo-clusters por E_{T} y verifica si pasan los requerimientos para ser un topo-clusters semilla (comenzando por los más energéticos). En el caso de los electrones el requisito es tener E_{T} mayor a 1 GeV y una traza asociada con al menos cuatro *hits* en el SCT, mientras que el de los fotones es tener E_{T} mayor a 1.5 GeV. Cuando un topo-clusters pasa estos requisitos se busca sus topo-clusters satélites asociados y el mismo no puede ser utilizado como satélite en las siguientes iteraciones. Los topo-clusters satélites son aquellos que se encuentran dentro de una ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.125$ alrededor del centro del topo-cluster inicial. Para electrones además se consideran topo-clusters satélites aquellos que se encuentran dentro de una ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.3$ cuya traza mejor ajustada coincide con la traza mejor ajustada del topo-cluster inicial. Para fotones convertidos además se consideran topo-clusters satélites aquellos que compartan el vértice de conversión con el topo-cluster inicial.

Para limitar la sensibilidad de los superclusters al pileup, el tamaño de cada topo-cluster constituyente es restringido a un máximo de 0.075 (0.125) en la dirección de η en la región barrel (endcap). Como el algoritmo se utiliza de forma independiente tanto para electrones como para fotones, puede ocurrir que un mismo supercluster se asocie tanto a un electrón como a un fotón. En ese caso se utilizan una serie de criterios de ambigüedad que permiten determinar si el candidato es un electrón o un fotón. En el caso que aún no pasen los criterios de ambigüedad el candidato es guardado como electrón y fotón simultáneamente, pero marcados como ambiguos y es decisión de cada análisis incluirlos en el mismo.

Finalmente se calibra la energía de los superclusters, las trazas son nuevamente ajustadas pero ahora utilizando los superclusters anteriores, y la energía es recalibrada teniendo en cuenta este nuevo último ajuste siguiendo el procedimiento descripto en la Referencia [63].

3.1.2. Identificación

Como se mencionó anteriormente, distintos criterios de identificación son utilizados para poder discriminar los objetos prompt de aquellos que no lo son. Para ello se definen una serie de variables basadas en la información del calorímetro y del ID, que mediante distintas técnicas permiten la correcta identificación de los objetos. Finalmente se definen diferentes puntos de trabajo (*Working Points*, WP) que permiten mejorar la pureza de los objetos seleccionados al costo de tener una menor eficiencia de selección.

La identificación de electrones tiene como principal objetivo discriminar los electrones prompt de los fotones convertidos, de jets que depositaron energía en el ECAL y de electrones producidos en el decaimiento de hadrones de sabor pesado. Esta identificación se basa en un método de likelihood que utiliza algunas de las variables descriptas en la Tabla 3.1, y cuyas PDFs se obtienen de eventos con decaimientos de J/Ψ y Z para electrones de bajo y alto E_T respectivamente [72]. Para electrones se definen tres WP, `Loose`, `Medium` y `Tight`, cuyas eficiencias de identificación promedio son 93 %, 88 % y 80 % respectivamente.

La identificación de fotones esta diseñada para seleccionar eficientemente fotones prompt. y rechazar los fotones falsos provenientes de jets, principalmente del decaimiento de mesones livianos ($\pi^0 \to \gamma\gamma$). La identificación se basa en una serie de cortes rectangulares sobre las variables presentes en la Tabla 3.1. Las variables que utilizan las primeras capas del ECAL son esenciales para discriminar los decaimientos del π^0 en dos fotones muy colimados, ya que los depósitos de energía de este decaimiento se extienden en más celdas de este capa en comparación con el depósito de un fotón real. En la Figura 3.2 se puede observar la comparación de ambos procesos. Para la identificación de fotones también se definen tres WPs, `Loose`, `Medium` (empleado solamente en la reconstrucción en el HLT) y `Tight`, cada uno inclusivo con respecto al anterior, y en la Tabla 3.1 se muestran las variables empleadas por cada uno de ellos. Como los depósitos de energía varían debido a la geometría del calorímetros, los tres WPs fueron optimizados para diferentes valores de $|\eta|$, y adicionalmente la selección `Tight` fue optimizada para distintos valores de E_T. Los depósitos de energía de los fotones convertidos difiere de los no convertidos, debido a la separación angular entre el e^- y el e^+ que se amplifica por el campo magnético, y debido a la interacción de los pares con capas más altas del calorímetro, permitiendo optimizar la selección `Tight` de forma separada para fotones convertidos de los no convertidos. Esto no fue posible para las selecciones `Loose` y `Medium` ya que la información que utilizan no permite saber si un fotón es convertido o no. La optimización fue realizada a bajo E_T utilizando simulaciones de decaimientos radiativos del bosón Z junto con datos con eventos con bosones Z, y a alto E_T con simulaciones de producción de fotones inclusiva y jets. La eficiencia de identificación para la selección `Tight` supera el 80 % para fotones con $E_\mathrm{T} > 20$ GeV [59].

3.1.3. Aislamiento

Criterios de aislamiento se pueden aplicar sobre los fotones y electrones para aumentar aún más calidad de selección de los mismos. A su vez, la presencia de otros objetos cerca del fotón o el electrón puede interferir en la correcta reconstrucción de las variables cinemáticas del mismo, como su energía. El aislamiento de estos objetos se puede cuantizar definiendo variables no solo para los depósitos de energía, sino también para las trazas.

Tabla 3.1: Variables utilizadas en la definición de los WPs de identificación de fotones, `Loose` (L), `Medium` (M) y `Tight` (T). La identificación de electrones utiliza, además de algunas de estas, variables adicionales que no se muestran en la tabla. Para las variables de la primer capa del ECAL, si el cluster tiene más de una celda en la dirección de ϕ a un dado η, las dos celdas más cercanas en ϕ al baricentro del cluster son combinadas y las variables se consideran utilizando esa celda combinada. [[[Algunas definiciones no son muy claras, tampoco en el paper...]]]

Categoría	Nombre	Descripción	L	M	T
Fuga hadrónica	R_{had_1}	Fracción de E_{T} en la primer capa del HCAL con respecto al E_{T} total del cluster (para $\lvert\eta\rvert < 0.8$ y $\lvert\eta\rvert > 1.37$)	✓	✓	✓
	R_{had}	Fracción de E_{T} en el HCAL con respecto al E_{T} total del cluster (para $0.8 < \lvert\eta\rvert < 1.37$)	✓	✓	✓
2$^{\mathrm{da}}$ capa del ECAL	$w_{\eta 2}$	Ancho lateral de la lluvia: $\sqrt{\frac{\Sigma E_i \eta_i^2}{\Sigma E_i} - (\frac{\Sigma E_i \eta_i}{\Sigma E_i})^2}$, donde la suma es calculada en una ventana de 3×5 celdas	✓	✓	✓
	R_η	Fracción de la suma de las energías contenida en un rectángulo de $\eta \times \phi = 3 \times 7$ celdas con respecto a un rectángulo 7×7 celdas, ambos centrados en la celda más energética	✓	✓	✓
	R_ϕ	Fracción de la suma de las energías contenida en un rectángulo de $\eta \times \phi = 3 \times 3$ celdas con respecto a un rectángulo 3×7 celdas, ambos centrados en la celda más energética	✗	✗	✓
1$^{\mathrm{er}}$ capa del ECAL	E_{ratio}	Fracción entre la diferencia de energías del máximo depósito y el segundo, y la suma de ambos	✗	✓	✓
	$w_{s\,\mathrm{tot}}$	Ancho lateral total de la lluvia: $\sqrt{\frac{\Sigma E_i (i - i_{\mathrm{máx}})^2}{\Sigma E_i}}$, donde la suma se realiza sobre todas las celdas contenidas en una ventana de $\Delta\eta \approx 0.0625$ e $i_{\mathrm{máx}}$ es la celda con mayor energía	✗	✗	✓
	$w_{s\,3}$	Ancho lateral de la lluvia: $\sqrt{\frac{\Sigma E_i (i - i_{\mathrm{máx}})^2}{\Sigma E_i}}$, donde la suma se realiza sobre todas las celdas contenidas en una ventana de tres celdas alrededor de la celda de mayor energía, $i_{\mathrm{máx}}$	✗	✗	✓
	f_{side}	Fracción de energía fuera de un núcleo con tres celdas centrales y dentro de siete celdas	✗	✗	✓
	ΔE_s	Diferencia entre la energía de la celda asociada con el segundo máximo, y la energía reconstruida en la celda con el valor menor entre el primer y segundo máximo	✗	✗	✓
	f_1	Fracción de energía medida en la primer capa del ECAL con respecto a la energía total del cluster electromagnético	✗	✗	✓

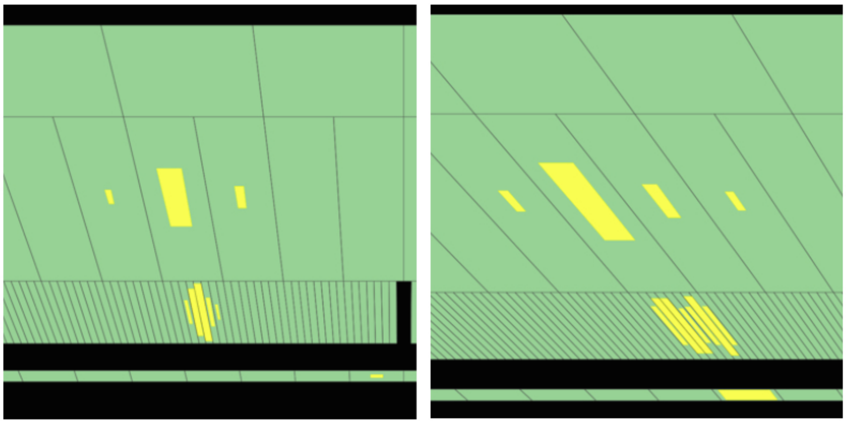


Figura 3.2: Depósitos de energía característicos de un fotón aislado (izquierda) y un π^0 (derecha). [[[Seguro haya una imagen de mejor calidad]]]

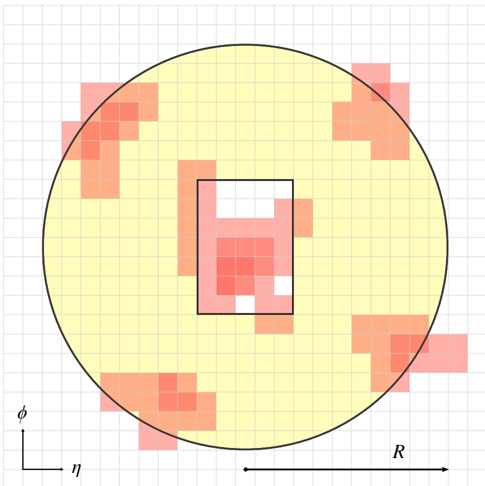


Figura 3.3: Esquema del cono utilizado para el cálculo de la variable de aislamiento calorimétrico.

La variable de aislamiento calorimétrico [67] ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{coneX}}$) se define entonces como la suma de la energía transversa de todas las celdas contenidas en un cono centrado en el topo-cluster, y cuyo radio ΔR [2] (en el plano $\eta - \phi$) es igual a X/100. La contribución energética del objeto a asilar se sustrae ignorando las celdas contenidas en un rectángulo en el centro del cono, y cuyos lados miden $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 7$ como muestra la Figura 3.3. Las filtraciones energéticas del candidato fuera del rectángulo son tenidas en cuenta junto con los efectos de pileup [73]. Para electrones se utiliza un cono de radio $\Delta R = 0.2$ ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$), mientras que para fotones se utiliza uno de $\Delta R = 0.2$ ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$) o $\Delta R = 0.4$ ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone40}}$) dependiendo del WP.

La segunda variable de aislamiento se obtiene en base a las trazas de los objetos reconstruidos ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{coneXX}}$), se define como la suma del momento transverso de todas las trazas

[2] $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$

Tabla 3.2: Definición de los WPs de aislamiento para fotones y electrones. [[[Por algún motivo en el paper omiten el 'FixedCut']]]

Objeto	WP	Aislamiento calorimétrico	Aislamiento de trazas
Fotón	FixedCutTight	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone40}} < 0.022 \times E_{\mathrm{T}} + 2.45$ GeV	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/E_{\mathrm{T}} < 0.05$
	FixedCutTightCaloOnly	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone40}} < 0.022 \times E_{\mathrm{T}} + 2.45$ GeV	
Electrón	FixedCutLoose	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}} < 0.2$	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{varcone20}}/p_{\mathrm{T}} < 0.15$

contenidas dentro de un cono centrado en la traza del electrón o en la dirección del cluster del fotón convertido. La traza asociada al electrón o al fotón convertido son excluidas de esta suma, al igual que aquellas que no pasen una serie de criterios de calidad mínima. Como los electrones producidos en el decaimiento de partículas pesadas pueden estar en cercanía de otras partículas, la variable de aislamiento de trazas utiliza un cono de radio variable, cuyo tamaño se reduce a alto p_{T}. La variable se denomina $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{varconeXX}}$ donde XX es el radio máximo utilizado, que para el caso de los electrones es $\Delta R_{\text{máx}} = 0.2$ ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{varcone20}}$). En el caso de los fotones el radio del cono mide $\Delta R = 0.2$ ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$).

A partir de estas variables se definen distintos WPs de aislamiento de electrones dependiendo de si se desea mantener constante la eficiencia o si se desea aplicar cortes fijos en las variables de aislamiento. Un ejemplo de WP de aislamiento para electrones es el `FixedCutLoose` con una eficiencia de selección mayor a 90 % para electrones con $E_{\mathrm{T}} > 10$ GeV [59]. En el caso de fotones también se definen distintos WPs que pueden no utilizar todas las variables de aislamiento, como el caso del WP `FixedCutTightCaloOnly` que solo utiliza un corte en la variable $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone40}}$. Las definiciones de los distintos WPs de interés para esta tesis se listan en la Tabla 3.2.

3.2. Muones

[[[Me gustaría poner algo de cuánto interactúan los muones con el detector, y algo de los muones cósmicos]]]

La reconstrucción de muones se realiza de forma independiente en el detector interno y en el espectrómetro de muones. La información de los distintos subdetectores, que incluye a los calorímetros, se combina para formar a los objetos finales utilizados en los análisis [74]. La reconstrucción en el ID se realiza de la misma forma que con cualquier otra partícula cargada [65, 75]. La reconstrucción en el MS comienza con una búsqueda de patrones de *hits* para definir segmentos en cada cámara de muones, que luego son combinados con un ajuste de χ^2 global. Luego se combina la información del ID, MS y los calorímetros, utilizando una serie de algoritmos que definen 4 tipos de muones dependiendo del subdetector que se utilizó en la reconstrucción:

- Muones Combinados (CB): reconstruidos en el ID y el MS de forma independiente, y luego mediante un ajuste se reconstruye una traza combinada.

- Muones Segmentados (ST): trazas del ID que al extrapolarlas al MS tienen asociadas un segmento en el MDT o el CSC. Se definen principalmente para reconstruir aquellos muones de bajo p_{T} o que atraviesan las regiones del MS con baja aceptancia.

- Muones Calorimétricos (CT): trazas del ID que están asociadas a depósitos de energía en el calorímetro compatibles con una partícula mínimamente ionizante. Este tipo de muones son los de menor pureza pero permite detectarlos en regiones donde el MS está parcialmente instrumentado.

- Muones Extrapolados (ME): reconstruidos utilizando solo el MS y requiriendo que hayan dejado traza en la región *forward* además de una mínima compatibilidad con el punto de interacción. Se definen principalmente para extender la aceptancia a la región $2.5 < |\eta| < 2.7$ donde el ID no llega a cubrir.

En caso de solapamiento entre los distintos tipos de muones se resuelve teniendo prioridad por los CB, luego por los ST y finalmente por los CT. Para los ME se priorizan aquellos muones con mejor calidad en el ajuste de la traza y mayor cantidad de *hits*.

La identificación de muones se realiza con el objetivo de discriminar muones prompt. de aquellos producidos principalmente en el decaimientos de piones y kaones, manteniendo una alta eficiencia y garantizando una medida robusta de su momento. Los muones producidos en el decaimiento de hadrones cargados dejan una traza en el ID con una topología enroscada [[[kinky]]] que genera discrepancias entre el momento reconstruido en el ID y el reconstruido en el MS. La identificación se realiza aplicando una serie de cortes en diferentes variables [74] obtenidas a partir del estudio de simulaciones de producción de pares de quarks top. Se definen cuatro WPS, `Loose`, `Medium`, `Tight`, y `High-pT`, para satisfacer las necesidades de los distintos análisis. Por ejemplo, la selección `Loose` está optimizada para reconstruir candidatos del decaimiento del bosón de Higgs, la selección `Medium` es la selección más genérica para todos los análisis, y la selección `High-pT` está orientada a búsquedas de resonancias de alta masa del Z' y W'. [[[Agregar alguna referencia a análisis/definición de estas partículas]]]

Finalmente se definen criterios de aislamiento que permiten distinguir aquellos muones producidos en los de caimientos de los bosones Z, W y Higgs que en general se producen de forma aislada, de aquellos producidos en los decaimientos semi-leptónicos que quedan embebidos en los jets. Para ello se definen siete WPs, utilizando las mismas variables de aislamiento calorimétrico y de trazas utilizadas para fotones y electrones ($p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{varcone30}}$ y $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}$). Algunos WPs de interés para esta tesis están listados en la Tabla 3.3.

3.3. Jets

Como se mencionó en la Sección 1.1.5, debido al confinamiento de color los quarks o gluones, que tienen carga de color no nula, estos no pueden existir libres en la naturaleza. Al producirse quarks o gluones en la colisión estos crean nuevas partículas de color para

Tabla 3.3: Definición de algunos de los WPs de aislamiento para muones. [[[No encuentro la definición de VarRad. FixedCutTight no aparece en el paper, sí en la twiki, raro...]]]

WP	Aislamiento calorimétrico	Aislamiento de trazas
FixedCutTight	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}} < 0.06$ GeV	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{varcone30}}/p_{\mathrm{T}} < 0.06$
FixedCutLoose	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{cone20}}/p_{\mathrm{T}} < 0.3$ GeV	$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{varcone30}}/p_{\mathrm{T}} < 0.15$
Loose_VarRad	???	???

generar partículas de carga de color nula. Este proceso que se denomina hadronización y produce en el detector un jet de partículas de forma similar a un cono alrededor de la partícula inicial. Como los jets están compuestos de un número elevado de partículas que a su vez dejan trazas y deposiciones de energía, es necesario utilizar algoritmos especiales que permitan reagrupar a todas esas señales en su respectivo jet de forma correcta.

La reconstrucción de los jets comienza a partir de los depósitos de energía en el calorímetro generando topo-clusters de la misma forma que para electrones y fotones [3] [62]. Luego, los topo-clusters son combinados mediante un algoritmo denominado *anti-k_t* [76] que realiza los siguientes pasos:

- Calcula la 'distancia' de todos los topo-clusters entre sí, y de cada topo-cluster con el haz:

$$d_{ij} = \min(p_{\mathrm{T},i}^{-2}, p_{\mathrm{T},j}^{-2})\frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \tag{3.1}$$

$$d_{iB} = p_{\mathrm{T},i}^{-2} \tag{3.2}$$

  Donde $\Delta_{ij}^2 = \Delta\phi_{ij}^2 + \Delta\eta_{ij}^2$ y R es un parámetro que asociado al radio del cono del jet a reconstruir, cuyo valor para el actual análisis es de 0.4

- Si el mínimo entre todas las distancias anteriormente calculadas es d_{iB}, se clasifica al topo-cluster i como un jet, y se lo descarta de sucesivas iteraciones

- Si el mínimo entre todas las distancias anteriormente calculadas es d_{ij}, los topo-cluster i y j son combinados, se vuelven a calcular todas las distancias con este nuevo topo-cluster y se itera nuevamente

Este algoritmo tiende a unificar las partículas *soft* con las *hard* y separar a las partículas *hard* entre sí, formando conos de radio R que van a resultar útiles para determinar el solapamiento con otros objetos reconstruidos del evento. La Figura 3.4 muestra esquemáticamente como el algoritmo *anti-k_t* tiende a agrupar los distintos topo-clusters. Jets provenientes de quarks o gluones son llamados en general *small-R* jets y se utiliza un $R = 0.4$ para su reconstrucción. En cambio, los jets que representan partículas masivas decayendo hadrónicamente son llamados *large-R* y utilizan un $R = 1$.

[3]En este caso los jets pueden ser calibrados tanto en la escala electromagnética como en la hadrónica (escala LCW), la cual tiene en cuenta las diferencias entre las interacciones electromagnéticas y hadrónicas en el detector ATLAS

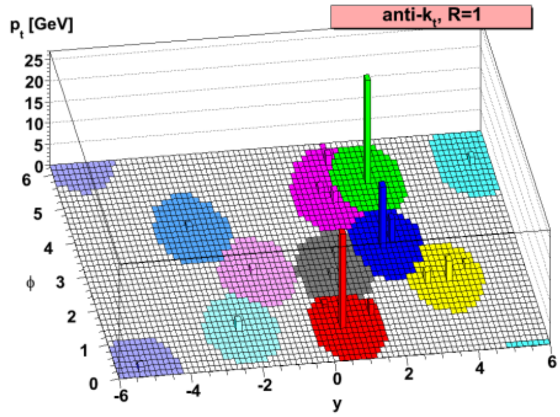


Figura 3.4: Esquema de agrupamiento de topo-clusters realizado por el algoritmo *anti-k_t*. [[[Puede que exista una imagen mejor]]]

A continuación los jets pasan por una serie de correcciones y calibraciones antes de reconstruir el objeto final para los análisis. Primero se remueve la contribución por pile-up, en el caso de los *large-R* jets afecta principalmente a las distribuciones angulares que son necesarias para la reconstrucción de su masa invariante, y se remueve utilizando una técnica denominada *grooming* descripta en la Referencia [77]. Para los *small-R* jets primero se realiza una corrección del origen de su vértice y luego se suprime la contribución por pile-up utilizando métodos que tienen en cuenta la densidad de energía de pile-up [78] junto con variables asociadas a las trazas y al vértice primario [79] [[[Tengo que mencionar JVT. JVF talvez también]]]. A continuación se calibra la energía del jet utilizando simulaciones de MC . Esto es necesario debido a que gran parte del jet es invisible al detector, por ejemplo cuando el jet se encuentra en las zonas del mismo donde la sensibilidad es baja. La escala de energía del jet (*Jet Energy Scale*, JES) [80] calcula un factor de respuesta en bines de $|\eta|$ y p_{T} utilizando simulaciones de MC, y que al aplicarlo a los datos permite la corrección en energía de los jets. Para los *large-R* jets se aplica a su vez una corrección similar en la masa necesaria para la correcta reconstrucción de su masa invariante. Los *small-R* jets por su parte pasan por una calibración (*Global Sequential Calibration*, GSC) que mejoran la resolución de energía del jet (*Jet Energy Resolution*, JER). Finalmente se realiza una corrección basada en datos y aplicada exclusivamente a los mismos.

3.3.1. Jets provenientes de quarks bottom (b-jets)

Los decaimientos de los hadrones pesados están gobernados generalmente por el hadrón más pesado en la cascada del decaimiento. Un hadrón b generalmente decae a través de una cascada a un hadrón c, que a su vez decae a un hadrón s, etc. Esto genera la existencia de múltiples vértices secundarios, que junto con la información de las trazas y la elevada vida media de los hadrones b, son utilizados por distintos algoritmos para poder distinguir los hadrones b de hadrones con sabores más livianos (b-*tagging*).

Algunos ejemplos de algoritmos [81] son el MV2 basado en un *boosted decision tree* y compuesto de clasificadores de bajo nivel, y el DL1 basado en una red neuronal profunda. Para cada algoritmo se definen WPs con distintas eficiencias de selección, que a mayor eficiencia mayor es la probabilidad de identificar otros tipos de jets erróneamente como b-jets. Con el WP de 77 % del algoritmo MV2 (DL1) 1 de cada 5 (5) c-jets, 1 de cada 15 (14) τ-jets y 1 de cada 110 (130) jets livianos son identificados erróneamente como b-jets [81].

3.4. Energía transversa faltante

El momento transverso faltante es una variable que se utiliza como análogo al momento de las partículas que prácticamente no interactúan con el detector, por ejemplo neutrinos o partículas más allá del SM, ya que este último naturalmente no puede ser medido por ninguno de los subdetectores. El momento en la dirección del haz que acarrea cada partón previo a la colisión es desconocido, pero en la dirección transversa al haz se puede considerar que es nulo. Por conservación del momento se puede deducir que luego de la colisión la suma de los momentos en el plano transverso de todas las partículas producidas debería ser nulo, y en caso de no serlo puede ser un indicio de una partícula que escapó la detección. La reconstrucción del momento transverso faltante se basa en esta conservación y se define como menos la suma de los momentos transversos de todas las partículas observadas en el evento. En esta suma se incluyen los electrones, muones, fotones, taus decayendo hadrónicamente y jets reconstruidos con los métodos descriptos en las secciones anteriores. Además se incluye un termino (*soft*) que tiene en cuenta el momento en la traza de las partículas que dejaron señal en el ID pero que no llegaron a reconstruirse. Quedando la definición del vector momento transverso faltante como [82]:

$$\mathbf{E}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} = -\sum_i \mathbf{p}_{\mathrm{T}}^{e_i} - \sum_i \mathbf{p}_{\mathrm{T}}^{\gamma_i} - \sum_i \mathbf{p}_{\mathrm{T}}^{\tau_i} - \sum_i \mathbf{p}_{\mathrm{T}}^{j_i} - \sum_i \mathbf{p}_{\mathrm{T}}^{\mu_i} - \sum_i \mathbf{p}_{\mathrm{T}}^{\mathrm{Soft}_i} \tag{3.3}$$

En general no se utilizan las componentes de este vector sino que se utiliza su módulo ($E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$) y su ángulo ($\phi^{\mathrm{miss}}$), y cuando se menciona al momento transverso faltante se está haciendo referencia a su módulo. Cabe aclarar que esta definición introduce un sesgo a tener $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ no nula en eventos donde no se produjo ninguna partícula no interactuante, debido a la incorrecta o insuficiente reconstrucción de todos los objetos presentes en el evento. Otra variable que se utiliza además es ΣE_{T} que se define como la suma del módulo de los momentos de todas las partículas anteriormente consideradas.

Como la reconstrucción se realiza de forma independiente para cada objeto, puede ocurrir que dos objetos distintos compartan algunas celdas calorimétricas. Para evitar el doble conteo, se define el siguiente orden de prioridad: electrones, fotones, taus y jets [83, 84]. Si alguna de estas partículas comparte celdas con otra de una prioridad mayor, la misma se elimina del cálculo de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Los muones son principalmente reconstruidos en el ID y el MS, por lo que el solapamiento con las demás partículas es mínimo y salvo algunos casos particulares ninguno es descartado. Muones no aislados que se solapan con los jets,

jets que se solapan mínimamente con otros objetos o jets reconstruidos a partir de un depósito de energía de muones o de pile-up tienen un tratamiento especial descripto en la Referencia [82]. En el término *Soft* se incluyen solamente aquellas trazas provenientes del vértice principal que no estén asociadas las partículas anteriormente seleccionadas. Los depósitos de partículas neutras *soft* no se incluyen en este término ya que en su mayoría son producto del pileup y su inclusión reduce el desempeño en la reconstrucción de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$.

Capítulo 4

Eficiencia del trigger de fotones

En la Sección 2.5 se detalló el funcionamiento del sistema de trigger y su importancia para los distintos análisis que se realizan dentro de la colaboración. La medida precisa de la eficiencia de los triggers es empleada para tener conocimiento del rendimiento de los mismos y poder entonces determina la aceptancia de los análisis físicos de interés que involucran cada uno de los triggers utilizados. En este Capítulo se discute en particular la medida de la eficiencia de los triggers de fotones, que son de especial importancia para esta tesis. El método empleado utiliza una muestra de datos con fotones de alta pureza seleccionados a partir de eventos con bosones Z que decaen radiativamente. Este método se utiliza para la medida de la eficiencia de triggers con fotones de bajo E_{T}, debido a la baja estadística de la muestra cuando los fotones tienen $E_{\mathrm{T}} > 60$ GeV. Complementariamente, para triggers con fotones de mayor E_{T}, se utiliza otro método denominado *Bootstrap*, que tiene una mayor estadística en ese rango a costa de una menor pureza. [[[Justificar o motivar de una mejor forma el por qué explicamos el método del Zrad si los triggers que usamos en el análisis son medidos con Bootstrap]]]

4.1. Reconstrucción de fotones en el trigger

La reconstrucción de fotones [85] (y de forma similar la de electrones) en el trigger comienza en el L1 con la construcción de regiones de interés (RoIs) utilizando sólo la información del calorímetro. A partir de esas RoIs el HLT ejecuta algoritmos de reconstrucción rápida que utilizan adicionalmente información del detector interno dentro de la RoI, permitiendo una selección e identificación inicial de fotones junto con un temprano rechazo de fondo. En el caso de que el candidato cumpla los requisitos de selección rápidos se ejecuta a continuación los algoritmos de precisión, que utilizan información adicional en regiones del detector fuera de la RoI. Estos algoritmos son similares a los utilizados en la reconstrucción offline con la diferencia de que no reconstruyen superclusters de fotones. Utilizando sólo la información del calorímetro es suficiente para tener una alta eficiencia por lo que los mismos son reconstruidos bajo la hipótesis de que no son convertidos, no se reconstruyen trazas ni se aplican criterios de ambigüedad con los electrones, reduciendo notablemente el consumo de CPU.

[[[agregar el plot que describe la cadena de algoritmos]]] A continuación se detallan los mecanismos realizados en ambas etapas del trigger.

Reconstrucción de fotones en el L1

Los triggers del L1 utiliza la información del calorímetro en la región central ($|\eta| < 2.5$) para construir las RoIs, que consisten en torres (*trigger towers*) de 4×4 celdas del calorímetro de 0.1×0.1 en η y ϕ. Un algoritmo (*sliding-window* [62]) busca los conjuntos de celdas de 2×2 cuya suma de energía transversa de uno de los cuatro posibles pares de celdas vecinas más cercanas (1×2 o 2×1) supere el umbral de energía que define al trigger. [[[Una imagen de esto facilitaría mucho la explicación]]]. Este umbral puede depender de η con una granularidad de 0.1, en general variando entre -2 y 3 GeV con respecto al umbral nominal, y en ese caso se agrega una letra 'V' al final del nombre del trigger. A su vez se puede aplicar un rechazo de actividad hadrónica, donde se descarta al candidato si la suma de energía transversa de las celdas en el calorímetro hadrónico de la ventana de 2×2 es mayor a 1 GeV y supera $E_{\mathrm{T}}/23 - 0.2$. En ese caso se agrega una 'H' al final del nombre del trigger. Finalmente se puede incluir requisitos de aislamiento que rechazan a los candidatos si la suma de la energía transversa en las 12 celdas alrededor de la ventana de 2×2 es mayor a 2 GeV y supera $E_{\mathrm{T}}/8 - 1.8$, agregando una 'I' al nombre del trigger. Por ejemplo, el trigger `L1_EM20VHI` tiene un umbral de 20 GeV variable en η y utiliza el rechazo hadrónico y la selección de aislamiento. Tanto el rechazo hadrónico como la selección de aislamiento se aplican solamente a triggers con umbral mayor a 50 GeV.

Reconstrucción de fotones en el HLT

La reconstrucción en el HLT comienza aplicando algoritmos de reconstrucción rápida para reconstruir clusters con las celdas de las RoIs obtenidas en el L1. Para acelerar el proceso estos algoritmos solo utilizan la segunda capa del calorímetro electromagnético para encontrar la celda con mayor energía transversa de la RoI (semilla). La posición del cluster se obtiene calculando el promedio de las posiciones pesadas por la energía dentro de una ventana de 3×7 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$) centrada en la celda semilla. Para calcular la energía acumulada [[[Esto no lo entendí, lo traduje directo]]] se utiliza una ventana de 3×7 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$) en la región barrel y una ventana de 5×5 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.125$) en el endcap. Adicionalmente se realizan correcciones basadas en los algoritmos de reconstrucción que mejoran la resolución de la posición y energía del cluster. En esta etapa se realizan selecciones solamente basadas en la energía transversa del cluster y en los parámetros R_{had}, R_η y E_{ratio}.

Si el candidato pasa la selección anterior se utiliza una región levemente mayor a la RoI para ejecutar los algoritmos de precisión. Estos algoritmos son los mismos empleados en la reconstrucción offline [62] para construir el clusters y técnicas multivariable [63] para hacer correcciones en su energía. La identificación online de fotones

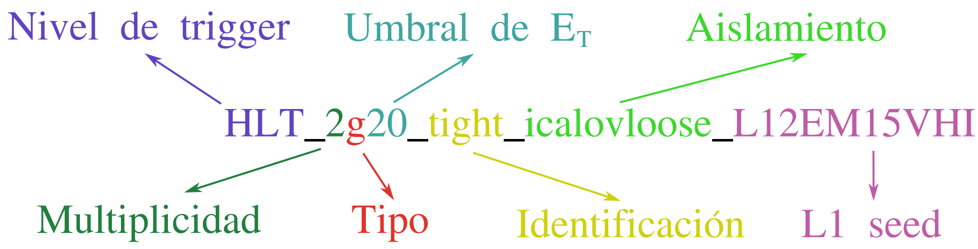


Figura 4.1: Convención para la nomenclatura de los triggers en ATLAS.

utiliza las mismas variables discriminatorias que en la reconstrucción offline, definiendo tres WPs: `Loose`, `Medium` (empleado solamente en el HLT), y `Tight`. Adicionalmente es posible incluir requisitos de aislamiento calorimétrico utilizando topo-clusters, de forma similar a la reconstrucción offline. Para ello se reconstruye la totalidad de los topo-clusters presentes en el evento para calcular la densidad de energía del evento en el HLT, necesaria para sustraer el ruido de la señal en el cono de aislamiento. El cono se construye con un radio de $\Delta R < 0.2$ (0.4) alrededor del candidato para el punto de trabajo de aislamiento `Very-Loose` (`Tight`), denotado en el nombre del trigger como `icalovloose` (`icalotight`). Un fotón en el HLT se considera aislado si la fracción entre la energía transversa del topo-cluster y la del candidato es menor 10 % (3 % con un corrimiento de energía de 2.45 GeV similar al de la Tabla 3.2). La reconstrucción de los topo-clusters del evento se realiza una sola vez en el evento y es utilizado por todos los triggers, inclusive aquellos que no utilizan fotones.

4.2. Nomenclatura y menú del trigger de fotones

A continuación se describe convención de nombres de triggers utilizada en el detector ATLAS. El nivel del trigger puede ser tanto L1 como HLT. La multiplicidad representa la cantidad de objetos que pretende seleccionar el trigger con esos mismo requisitos. Los posibles tipos de objetos para los triggers de fotones pueden ser 'EM' en el caso de triggers del L1 y 'g' para el HLT. En el caso de triggers del L1 es posible que incluyan los requisitos 'I', 'H' o 'V' descriptas anteriormente. Los triggers compuestos por la disyunción de otros dos trigger, incluyen ambas componentes en el nombre sucesivamente. Finalmente en los requisitos adicionales se incluye la identificación, y en caso de haber requisito de aislamiento se agrega a continuación. Opcionalmente para los HLT triggers se puede explicitar el trigger del L1 que se utilizó como semilla. En la Figura 4.1 se muestra un ejemplo de nomenclatura para el trigger `HLT_2g20_tight_icalovloose_L12EM15VHI`, el cual representa un trigger del HLT que selecciona eventos con al menos dos fotones con $E_T > 20$ GeV, ambos que pasen los requisitos de identificación `Tight` y de aislamiento `icalovloose`, y adicionalmente se especifica el seed L1 trigger que requiere de dos L1 EM clusters con un umbral dependiente en η y centrado en 15 GeV, con los requisitos de aislamiento y rechazo hadrónico.

Tabla 4.1: Menú del trigger de fotones utilizados a lo largo de cada año durante el Run 2.

Tipo de trigger	2015	2016	2017-2018
L1 simple	`L1_EM20VH`	`L1_EM22VHI`	
L1 doble	`L1_2EM10VH`	`L1_2EM15VH`	`L1_2EM15VHI`
Primario de un fotón	`HLT_g120_loose`	`HLT_g140_loose`	
Primario de dos fotones	`HLT_g35_loose_g25_loose`		`HLT_g35_medium_g25_medium`
`Loose` doble	-		`HLT_2g50_loose`
`Tight` doble	`HLT_2g20_tight`	`HLT_2g22_tight`	`HLT_2g20_tight_icalovloose`

El menú de trigger de fotones se detalla en la Tabla 4.1. El trigger primario de un fotón con menor umbral y sin prescale [[[Lo voy a definir en el capitulo del LHC/Trigger]]] está diseñado para búsquedas de física nueva más allá del SM con fotones de alto E_{T}, mientras que el de dos fotones se utiliza principalmente para seleccionar eventos con bosones de Higgs decayendo a fotones. Los triggers de dos fotones con umbrales bajos e identificación `Tight` son empleados para estudios más allá del SM con resonancias de baja masa (~ 60 GeV).

4.3. Método del bosón Z decayendo radiativamente

Debido al amplio conocimiento adquirido en las últimas décadas sobre las propiedades del bosón Z, el mismo es empleado en la actualidad para realizar medidas de calibración y eficiencia. El decaimiento radiativo del bosón Z ocurre cuando uno de los productos del decaimiento leptónico irradia un fotón ($Z \to l^+l^-\gamma$, $l = e, \mu$). Este decaimiento en particular se utiliza cuando se desea obtener una muestra de fotones con una elevada pureza, debido a que al reconstruir la masa invariante de los tres objetos y requerir que sea compatible con la del bosón Z, la posibilidad de que el fotón haya sido erróneamente reconstruido es muy baja. Teniendo en cuenta la alta pureza de fotones de la muestra esta técnica no requiere de métodos de sustracción de fondo. La desventaja de este método es la baja estadística de eventos con estas características cuando el p_{T} del fotón es alto, por lo que es utilizado para medir eficiencias de triggers con umbrales menores a 60 GeV.

En el contexto de este trabajo, la eficiencia de un determinado trigger se define como la fracción de eventos que pasaron el mismo con respecto al total de eventos presentes en la muestra:

$$\epsilon = \frac{N_{\mathrm{trig}}}{N_{\mathrm{total}}} \tag{4.1}$$

La eficiencia se calcula en función de distintas variables como por ejemplo E_{T} y η del objeto, o el $\langle\mu\rangle$ del evento. En el caso de una eficiencia teórica en función del

E_{T} la forma de la misma debería ser una función escalón de Heaviside centrada en el valor de corte de E_{T} del trigger. El sistema de trigger toma una decisión basada en la reconstrucción de objetos online o tiempo real, sin embargo para los análisis físicos los objetos de interés son los reconstruidos offline de mayor precisión. Es por esto que las eficiencias se evalúan con respecto a estos últimos objetos, observando entonces un desvanecimiento de la curva escalón en el valor de selección online, en la llamada región de encendido (*turn-on*) del trigger en estudio. Los triggers y algoritmos de reconstrucción e identificación están diseñados para impedir una dependencia de la eficiencia en η o $\langle\mu\rangle$, por lo que al expresarla en función de estas variables se espera una curva plana muy cercana a 1. En el caso de triggers compuestos, se calcula la eficiencia de cada componente y la eficiencia total resulta como el producto de ambas.

La medida de la eficiencia de cada trigger utiliza los datos tomados en el año correspondiente al mismo, listados en la Tabla 4.1. En el caso de que el trigger o una de sus componentes se haya configurado con un prescale, el mismo se emplea en modo rerun para la medida de la eficiencia.

A los eventos se les solicita tener al menos dos leptones de carga opuesta y un fotón, todos con $p_{\mathrm{T}} > 10$ GeV. El fotón debe estar dentro de la región $|\eta| < 2.37$ y pasar el WP de identificación `Tight`. Las eficiencias se calculan para los distintos WPs de aislamiento del fotón utilizado, en este caso para `FixedCutTightCaloOnly` y `FixedCutLoose`. Los leptones deben estar dentro de la región $|\eta| < 2.47$, pasar el WP de identificación `Medium`, el de aislamiento loose y tener $|z_0| < 10$ mm y $\sigma(d_0) < 10$. A su vez el evento es rechazado si el ΔR entre el fotón y alguno de los leptones es menor a 0.2. Finalmente se realiza una selección en la masa invariante de los leptones (m_{ll}) y la de los 3 objetos ($m_{ll\gamma}$). En la Figura 4.2 se muestra el gráfico de m_{ll} en función de $m_{ll\gamma}$. En la misma se puede observar que la mayoría de los eventos se encuentra en la región $m_{ll} \sim 91$ GeV y $m_{ll\gamma} >\sim 96$, estos representan eventos en los cuales un bosón Z decayó a un par de leptones, y que adicionalmente en el evento se encontraba un fotón proveniente de otro proceso. En cambio en la región $86 < m_{ll\gamma} < 96$ y $40 < m_{ll} < 83$ la masa invariante de los pares de leptones no alcanza la del bosón Z, pero al combinarlos con el fotón sí lo hace. Al aplicar este último corte se garantiza que un leptón necesariamente haya irradiado y que el fotón provenga del decaimiento del bosón Z y no de otro proceso. En el caso de tener en el evento más de un fotón o más de dos leptones que cumplan los requisitos, se seleccionó el trío cuya masa invariante sea la más cercana a la del bosón Z.

La muestra de datos se obtiene a partir de eventos que pasaron los triggers primarios de electrones o muones, junto con la derivación `EGAM3` (`EGAM4`) que preselecciona eventos con dos electrones (muones) y un fotón, con requisitos orientados a este tipo de decaimiento, descriptos en la Sección 2.6. El uso de triggers de leptones se debe aque si se utilizaran triggers de fotones se podría estrar introduciendo un sesgo en las eficiencias.

Finalmente las eficiencias se obtienen contando el número de eventos que pasa esta selección, y que representa el denominador en la Ecuación 4.1. Para el numerador se cuenta cuántos de esos eventos, el fotón presente en el mismo pasó la selección del trigger a evaluar. En las Figuras 4.4, 4.5, 4.6 y 4.7 se pueden observar los resultados de las eficiencias en función de las distintas variables. Las mismas son calculadas en

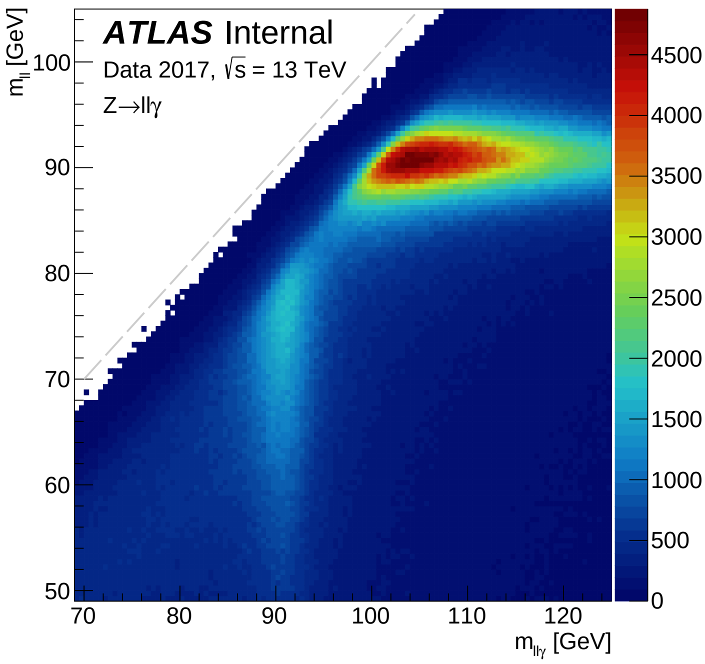


Figura 4.2: Masa invariante de dos leptones en función de la masa invariante de ambos leptones junto con un fotón. Las regiones con mayor concentración de eventos representan el decaimiento de un bosón Z a leptones o de forma radiativa.

función de E_{T} para fotones fuera de la región crack, y de η y $\langle\mu\rangle$ para fotones con E_{T} mayor a 5 GeV del umbral del trigger. En general todas son cercanas a la unidad y constantes, salvo para $\langle\mu\rangle$ que se observa una pequeña dependencia algo esperable dado el incremento de colisiones por cruce de haces. Esto se ve en mayor medida en los triggers `HLT_g20_tight_icalovloose_L1EM15VHI` y `HLT_g22_tight_L1EM15VHI` debido a que [[[No recuerdo bien a qué se debía esta disminución en la eficiencia, algo del seed del L1?]]]. En la Figura 4.3 se muestra una comparación de las eficiencias calculadas con el método Bootstrap [16] y el método del bosón Z radiativo para un mismo trigger, en la que se puede observar una pequeña mejora en la eficiencia utilizando este último método, lo que motiva a su uso para triggers de bajo E_{T}.

La incertidumbre estadística para las eficiencias se obtiene como el intervalo de confianza de un estimador de Bayes con el método de Jeffrey [86] [[[Estudiar esto]]]. Las incertezas sistemáticas se obtienen a partir de las variaciones en las eficiencias al modificar algunas de las selecciones empleadas en el método, principalmente las asociadas a los leptones para evitar un posible sesgo en esa selección. El requisito sobre las masas invariantes se varió de $36 < m_{ll} < 87$ GeV a $44 < m_{ll} < 79$ GeV, y de $82 < m_{ll\gamma} < 100$ GeV a $88 < m_{ll\gamma} < 94$ GeV. Se modificó el requerimiento de identificación de los leptones a `Tight` y `Medium`, y de aislamiento a `FixedCutTight`. En general las incertidumbres tomaban valores entre [[[Buscar valores!]]].

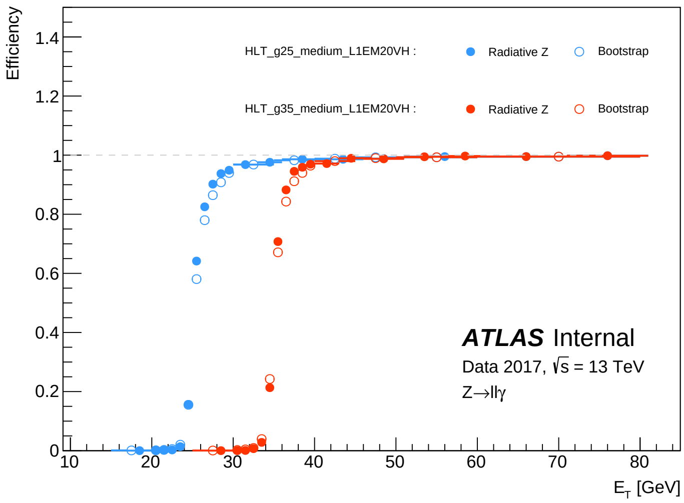


Figura 4.3: Comparación de las eficiencias utilizando el método Bootstrap y el método del bosón Z radiativo para dos triggers del 2017.

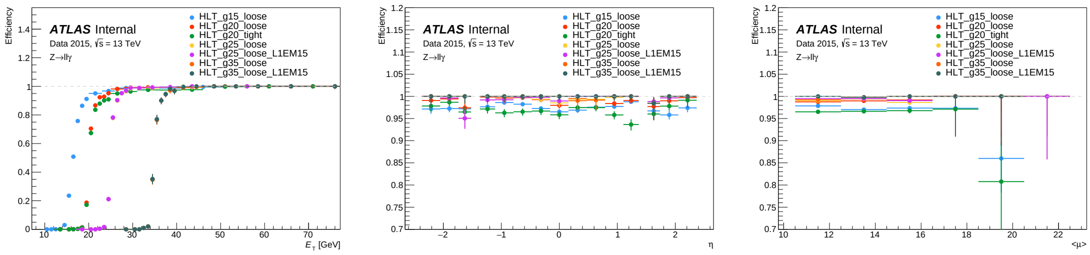


Figura 4.4: Eficiencias de los triggers de fotones para el año 2015 en función del E_{T} (izquierda), η (centro) y $\langle\mu\rangle$ (derecha).

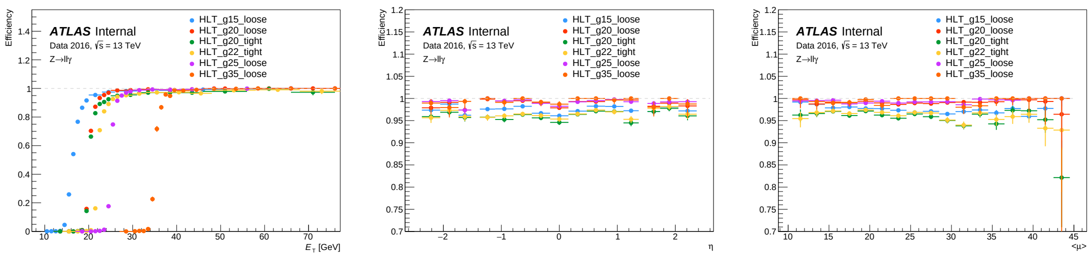


Figura 4.5: Eficiencias de los triggers de fotones para el año 2016 en función del E_{T} (izquierda), η (centro) y $\langle\mu\rangle$ (derecha).

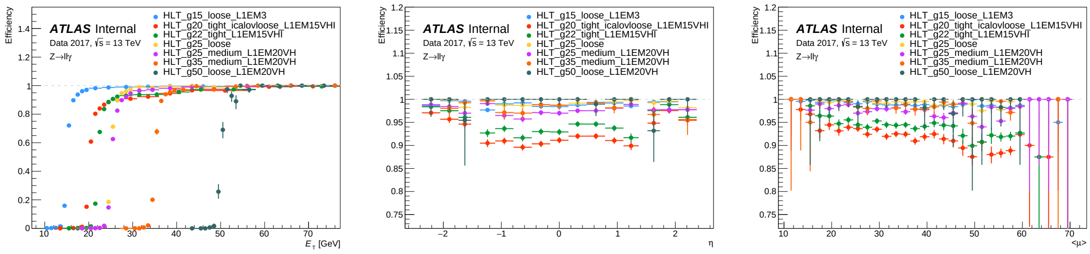


Figura 4.6: Eficiencias de los triggers de fotones para el año 2017 en función del E_{T} (izquierda), η (centro) y $\langle\mu\rangle$ (derecha).

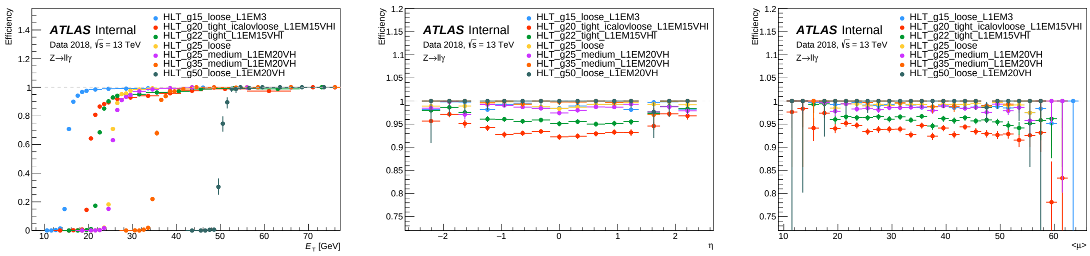


Figura 4.7: Eficiencias de los triggers de fotones para el año 2018 en función del E_{T} (izquierda), η (centro) y $\langle\mu\rangle$ (derecha).

4.4. Factores de escala de las eficiencias

Las simulaciones de Monte Carlo logran reproducir los procesos físicos en general con una alta precisión, pero naturalmente presentan imperfecciones principalmente relacionadas con la simulación de la interacción de las partículas con el material del detector. Estos efectos se traducen en eficiencias distintas (en general más altas) que las respectivas producidas en datos. Con el objetivo de corregir las simulaciones y que se asemejen lo más posible a los datos se calculan los Factores de Escala (SF), que son factores multiplicativos (pesos) aplicados luego a cada evento simulado según corresponda. Para el caso de la eficiencia del trigger de fotones, los SFs se definen como el cociente entre las eficiencias calculadas en datos y las calculadas con simulaciones:

$$\mathrm{SF}(p_{\mathrm{T}}, \eta) = \frac{\epsilon^{(\mathrm{datos})}(p_{\mathrm{T}}, \eta)}{\epsilon^{(\mathrm{MC})}(p_{\mathrm{T}}, \eta)} \tag{4.2}$$

Las eficiencias del trigger para simulaciones se calculan de la misma forma que en datos, pero utilizando simulaciones con procesos de producción de bosones Z decayendo a electrones o muones, los cuales pueden irradiar un fotón. Los SFs con calculados en bines de E_{T} y η simultáneamente y para distintos WPs de aislamiento. Las incertidumbres son calculadas directamente propagando las incertidumbres de ambos términos del cociente. Para valores de alto E_{T} el valor del SF es extrapolado a partir de los bines de bajo E_{T}, donde el método del bosón Z radiativo tiene validez. En la región con E_{T} menor al umbral y en la región del crack, donde las eficiencias son prácticamente nulas, se fijan los SFs igual 1 ± 1.

En las Figuras 4.8 y 4.9 se observan algunos de los SFs calculados para triggers de distintos años con WPs de aislamiento `FixedCutTightCaloOnly`. En todos los casos los SFs son muy cercanos 1, lo que deja en evidencia el buen diseño y construcción del sistema de trigger y las simulaciones. Tanto las eficiencias como los factores de escala obtenidos en este trabajo son utilizados actualmente por todos los análisis de la colaboración ATLAS que utilicen una selección de datos con triggers de fotones del Run 2.

[[[Tanto para eficiencias como para SF, debería mencionar la tabla con los triggers para los cuales se calcularon?]]]

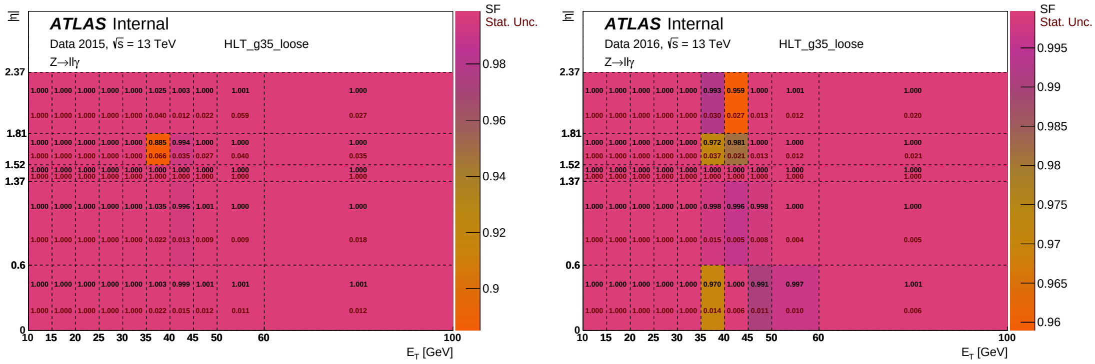


Figura 4.8: Scale Factors para el trigger `HLT_g35_loose` en función de E_{T} y η con un WP de aislamiento `FixedCutTightCaloOnly`, para el año 2015 (izquierda) y 2016 (derecha). En rojo las incertidumbres estadísticas.

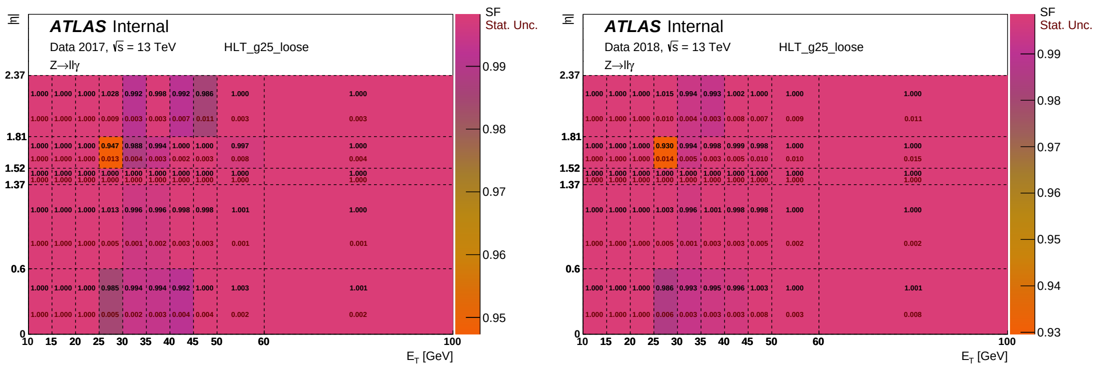
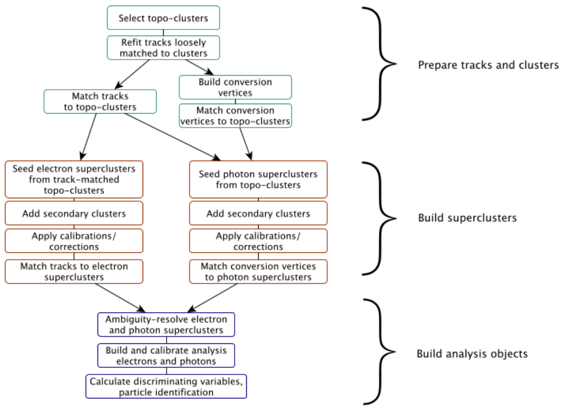
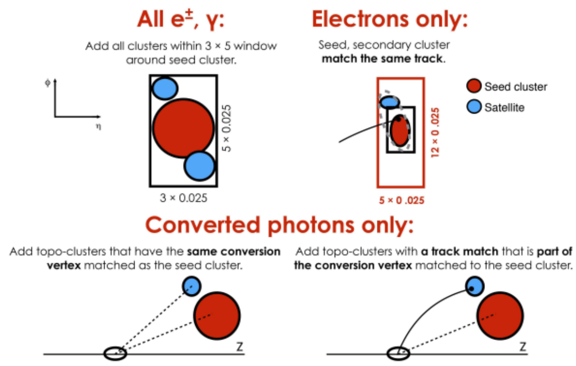
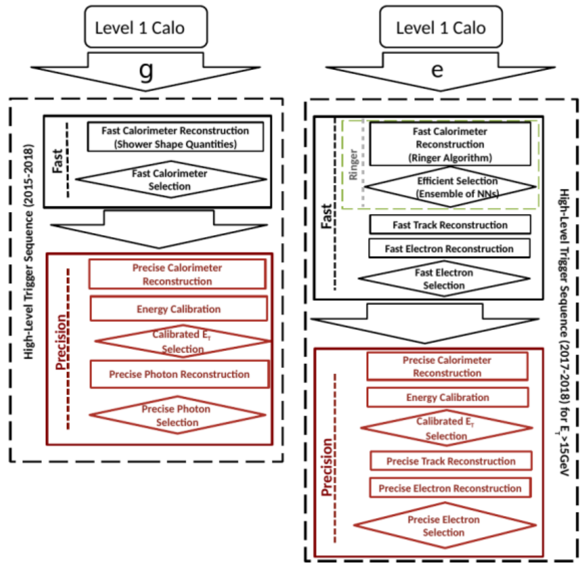


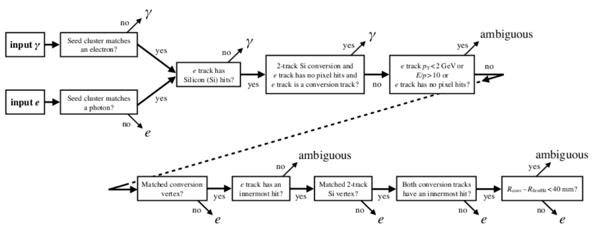
Figura 4.9: Scale Factors para el trigger `HLT_g25_loose` en función de E_{T} y η con un WP de aislamiento `FixedCutTightCaloOnly`, para el año 2017 (izquierda) y 2018 (derecha). En rojo las incertidumbres estadísticas.

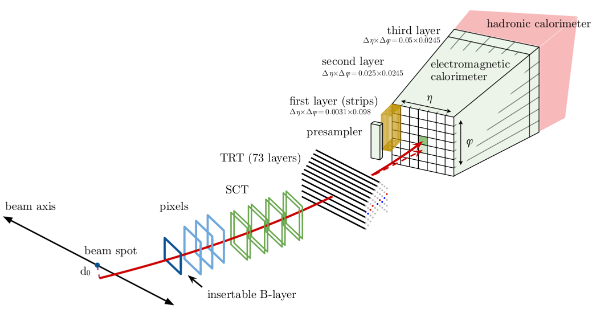
[[[Algunas imágenes que me gustaría incluir...]]]

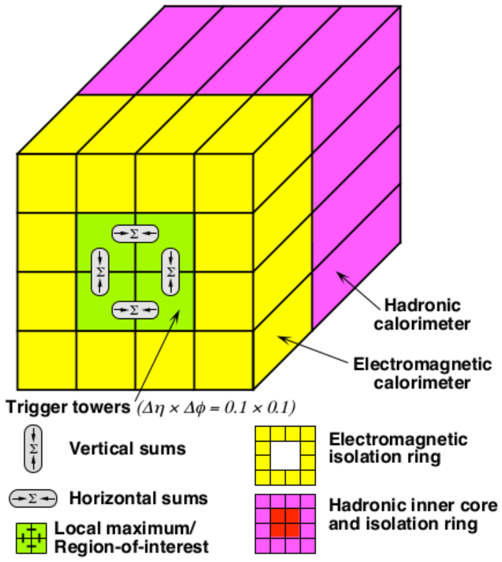

Select topo-clusters
Refit tracks loosely matched to clusters
Match tracks to topo-clusters
Build conversion vertices
Match conversion vertices to topo-clusters
Prepare tracks and clusters
Seed electron superclusters from track-matched topo-clusters
Seed photon superclusters from topo-clusters
Add secondary clusters
Add secondary clusters
Apply calibrations/ corrections
Apply calibrations/ corrections
Match tracks to electron superclusters
Match conversion vertices to photon superclusters
Build superclusters
Ambiguity-resolve electron and photon superclusters
Build and calibrate analysis electrons and photons
Calculate discriminating variables, particle identification
Build analysis objects

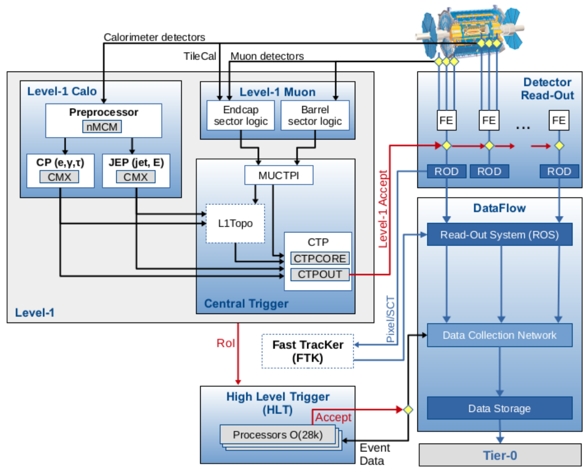

All e±, γ:
Add all clusters within 3 × 5 window around seed cluster.
Electrons only:
Seed, secondary cluster match the same track.
Seed cluster
Satellite
5 × 0.025
3 × 0.025
12 × 0.025
5 × 0.025
Converted photons only:
Add topo-clusters that have the same conversion vertex matched as the seed cluster.
Add topo-clusters with a track match that is part of the conversion vertex matched to the seed cluster.

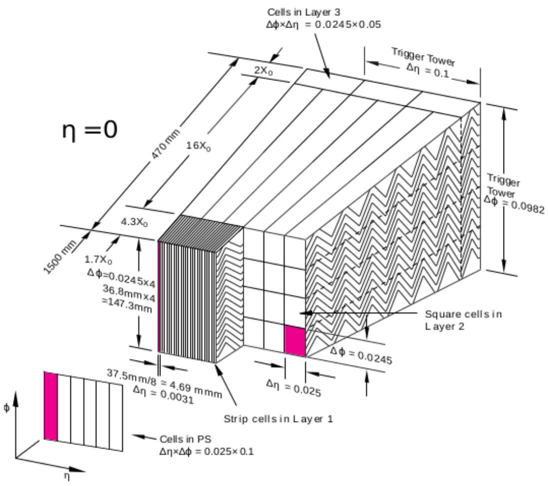

Level 1 Calo
g
Level 1 Calo
e
High-Level Trigger Sequence (2015-2018)
Fast
Fast Calorimeter Reconstruction (Shower Shape Quantities)
Fast Calorimeter Selection
Precision
Precise Calorimeter Reconstruction
Energy Calibration
Calibrated E_T Selection
Precise Photon Reconstruction
Precise Photon Selection
Ringer
Fast Calorimeter Reconstruction (Ringer Algorithm)
Efficient Selection (Ensemble of NNs)
Fast Track Reconstruction
Fast Electron Reconstruction
Fast Electron Selection
Precise Calorimeter Reconstruction
Energy Calibration
Calibrated E_T Selection
Precise Track Reconstruction
Precise Electron Reconstruction
Precise Electron Selection
High-Level Trigger Sequence (2017-2018) for E_T >15GeV

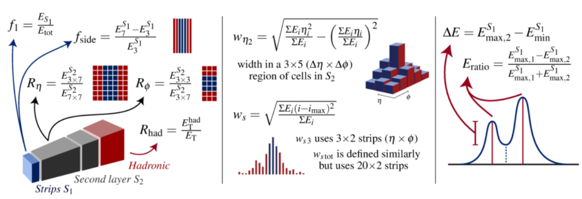

input γ
Seed cluster matches an electron?
input e
Seed cluster matches a photon?
e track has Silicon (Si) hits?
2-track Si conversion and e track has no pixel hits and e track is a conversion track?
e track p_T < 2 GeV or E/p > 10 or e track has no pixel hits?
ambiguous
Matched conversion vertex?
e track has an innermost hit?
Matched 2-track Si vertex?
Both conversion tracks have an innermost hit?
ambiguous
yes
no


hadronic calorimeter
third layer
Δη×Δφ = 0.05×0.0245
second layer
Δη×Δφ = 0.025×0.0245
first layer (strips)
Δη×Δφ = 0.0031×0.098
electromagnetic calorimeter
presampler
TRT (73 layers)
SCT
pixels
beam axis
beam spot
d₀
insertable B-layer
η
φ


Hadronic calorimeter
Electromagnetic calorimeter
Trigger towers (Δη × Δϕ = 0.1 × 0.1)
Vertical sums
Horizontal sums
Local maximum/ Region-of-interest
Electromagnetic isolation ring
Hadronic inner core and isolation ring


Calorimeter detectors
TileCal
Muon detectors
Level-1 Calo
Preprocessor
nMCM
CP (e,γ,τ)
CMX
JEP (jet, E)
CMX
Level-1 Muon
Endcap sector logic
Barrel sector logic
MUCTPI
L1Topo
CTP
CTPCORE
CTPOUT
Central Trigger
Level-1
Level-1 Accept
Detector Read-Out
FE
FE
FE
ROD
ROD
ROD
DataFlow
Read-Out System (ROS)
Data Collection Network
Data Storage
Tier-0
Pixel/SCT
Fast TracKer (FTK)
RoI
High Level Trigger (HLT)
Accept
Processors O(28k)
Event Data


Cells in Layer 3
Δϕ×Δη = 0.0245×0.05
Trigger Tower
Δη = 0.1
2X0
η = 0
470 mm
16X0
Trigger Tower
Δϕ = 0.0982
4.3X0
1500 mm
1.7X0
Δϕ=0.0245x4
36.8mmx4
=147.3mm
Square cells in Layer 2
Δϕ = 0.0245
Δη = 0.025
37.5mm/8 = 4.69 mm
Δη = 0.0031
Strip cells in Layer 1
Cells in PS
Δη×Δϕ = 0.025× 0.1
ϕ
η


Strips S1
Second layer S2
Hadronic
width in a 3×5 (Δη × Δϕ) region of cells in S2
ws3 uses 3×2 strips (η × ϕ)
wstot is defined similarly but uses 20×2 strips

Capítulo 5

Elementos estadísticos para la búsqueda de nueva física

5.1. Estrategia general

Un búsqueda general de nueva física consiste a grandes rasgos en un experimento de conteo de eventos con características asociadas al modelo de estudio, y su comparación con las predicciones que el Modelo Estándar hace de eventos con las mismas características. En caso de que haya un «buen acuerdo» entre las predicciones del SM y los datos observados, es posible afirmar que bajo las condiciones del experimento no hay evidencia de nuevos procesos físicos y que las predicciones del SM son correctas. En el caso de observar un «exceso» [[[en la jerga se usa exceso, pero en realidad no debería ser un déficit en la predicción del SM?]]] de eventos observados con respecto a las predicciones del SM, se puede afirmar que el SM tiene una carencia en sus predicciones y que se podría estar en presencia de un nuevo fenómeno físico. Los criterios para definir «buen acuerdo» y «exceso» requieren evaluaciones estadísticas rigurosas y se explican más adelante en este Capítulo.

En el contexto de esta Tesis se denomina **señal** a los procesos del modelo bajo estudio, y **fondo** a las predicciones del SM. Para poder identificar los eventos de señal es necesario conocer las características del mismo, y luego así, discriminarlos de otros procesos físicos presentes en el experimento. Se utilizan simulaciones de Monte Carlo para modelar la señal, reconstruyendo los observables cinemáticos que caracterizan a los eventos. Aplicando diferentes cortes en esas variables se puede favorecer ciertos procesos y desfavorecer otros. Un conjunto de cortes define una **región** en el espacio de observables. Las regiones donde la señal abunda con respecto al fondo, y por ende donde se espera observar un exceso significativo en los datos, se denominan **Regiones de Señal (SR)**.

En este tipo de experimentos es fundamental un correcto modelado de los procesos de fondo. Existen diferentes técnicas para modelar estos procesos: basadas exclusivamente en datos, exclusivamente en simulaciones de Monte Carlo o basadas en simulaciones y corregidas con datos. La motivación de esta última se debe a que las simulaciones en general son validadas en regiones asociadas al proceso que modelan (SM por ejemplo), y como en este caso es necesario utilizarlas en regiones de señal, probablemente alejadas o más extremas de donde se validó, es esperable que esas predicciones en esas regiones no sean del todo correctas. Para ello se definen **Regiones de Control (CR)** donde abundan eventos de algún proceso de fondo de interés, dedicadas a normalizar las simulaciones de ese proceso en particular a los datos observados en la misma.

Finalmente se definen **Regiones de Validación (VR)** que justamente se utilizan para validar la estimación de los fondos anteriormente mencionados. Es importante destacar que el diseño de todas las regiones se realiza sin utilizar en ningún momento los datos en las SRs (*blinding*) para evitar todo tipo de sesgo en el resultado del experimento. Por este motivo el diseño de todas las CRs y VRs debe ser ortogonal a las SRs, de tal forma que ningún evento de las mismas estén incluido en las SRs. Una vez que se tiene confianza en la estimación de los fondos y son validados en las distintas VRs, se procede a observar los datos en las SRs (*unblinding*).

El concepto central en cualquier resultado estadístico es la probabilidad del modelo, que asigna una probabilidad a cada resultado posible del mismo. Un ejemplo muy utilizado en física de partículas es el modelo de Poisson que describe el resultado de un experimento de conteo:

$$P(N|\mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{N!} \tag{5.1}$$

que define la probabilidad de observar N veces cierto proceso aleatorio, medido en un intervalo fijo de tiempo, donde μ es el número medio de eventos esperado. La distribución de Poisson es utilizada para describir múltiples fenómenos como decaimientos radiactivos o cualquier experimento de partículas que conste de contar eventos en un intervalo de tiempo. Es importante mencionar que las probabilidades obtenidas en esta distribución dependen estrictamente del modelo asumido como hipótesis, en este caso representado por el número medio de eventos esperados. De tal forma que la probabilidad de obtener el número observado de eventos en el experimento va a depender del modelo a estudiar, por ejemplo un modelo que sólo espera fondo o un modelo que considera la composición de fondo y señal. La probabilidad de ocurrencia de los datos observados (x) bajo la hipótesis bajo estudio se denomina *likelihood*:

$$\mathcal{L}(x|\mu) = \mathrm{Pois}(N = x|\mu) \tag{5.2}$$

5.2. Maximum *likelihood*

Para trabajar con distribuciones en resultados estadísticos primero es necesario construir le modelo probabilistico para distribuciones. Si bien muchas distribuyciones pueden ser derivadas de la teoría analíticamente, en general se utilizan simulaciones del detector para generarlas. Esas simulaciones se describen mediante histogramas de la variable observada. Cada clase del histograma puede ser considerado como un experimento de conteo independiente con una distribución de Poisson, quedando el *likelihood* como:

$$\mathcal{L}(x|\mu) = \prod_i \mathrm{Pois}(N = x|\mu) \tag{5.3}$$

El likelihood puede ser utilizado adicionalmente para estimar parámetros de la teoria (hipotesis) que estamos estudiando. Por ejemplo, si nuestra hipotesis está caracterizada por un conjunto de parámetros θ, y asumimos que esa hipotesis es verdadera, se esperaria que la probabilidad de observar esos datos bajo esa hipotesis sea maxima cuando los parametros θ sean los mas proximos a los valores reales del modelo. El estimador de máximo likelihood (MLE) consiste en obtener los valores θ hat de θ que maximicen a la funion lakilehood. Una practic mas coomun es en realida buscar el minimo del ogaritmo del likelihood por lo que el MLE queda como:

$$-\ln \mathcal{L}(\theta) = -\sum_{i=-1}^{N} \ln f(x_i;\theta) \tag{5.4}$$

En el límite asintótico, cuando el número de mediciones N tiende a infinito, el MLE es consistente, es decir, para cada parámetro θ el valor estimado θ converge al valor verdadero θ. En este límite también el MLE es no sesgado y tiene su menor varianza. Esto significa que ningún otro estimador puede ser más eficiente. Para un número finito de eventos N , sin embargo, el MLE tiene un sesgo proporcional a 1 /N.

5.3. Constratación de hipótesis

Como se menciono anteriormente el experimento esta caracterizado por una o multiples hipotesis. Con el objetivo de descubrir procesos de nueva señal, se define la hipótesis nula (H_0) para describir los procesos ya conocidos (fondo). La cual va a ser evaluada contra la hipótesis alternativa (H_1) que incluye tanto fondo como señal. Si los resultados observadors en el experimento difieren de los esperados bajo la hipotesis nula, es posible rechazar a la misma y dando lugar a un descubirmiento. Caso contrario de no poder rechazarla, es posible poner límites al modelo donde los roles de las hipótesis se inviertnen, y ahora la hipótesis nula incluye a la señal y la alternativa solo fondo.

Las hipotesis pueden estar completamente determinadas o estar caractirazadas por distintos parametros, y las mismas definen a las PDFs de los distintos observables. Para poder discriminar una hipotesis de otra se define un estadistico de prueba que es una funcion de los observables, t(x), que al aplicar un corte sobre el mismo define una region critica en el espacio de observables. Si los datos observados dan un valor de t dentro de esa region la hipotesis nula es rechazada.

Alternativamente, se puede cuantizar el acuerdo entre el resultado de dicha búsqueda y una hipótesis dada calculando el p/value, que se define como la probabilidad bajo la hipótesis de obtener un resultado igual o peor de incompatible con las predicciones de la hipótesis:

$$p = \int_{t_{obs}}^{\infty} g(t|H)dt \tag{5.5}$$

Pudiendose excluir la hipótesis si el p/value observador es menor a un cierto valor previamente definido.

En física de partículas usalmente se convierte el p-values a una significancia equivalente, Z, definida tal que una variable con distribucvin gaussiana que se encuentra Z desviaciones standadr por encima de su meadia tiene una probabilidad superior igual a p:

$$Z = \Phi^{-1}(1-p) \tag{5.6}$$

donde Φ^{-1} es la inversa de la cumilativa (cuantil) de la distribución normal. La comunidad de física de partículas es tiende a definir un rechazo de hipótesis de solo fondo con una significancia superior a los 5 sigmas ($p = 2.87 \cdot 10^{-7}$) como un nivel apropiado para definir un descubirmiento. Para excluir hipótesis de señal se define en cambio a partir de 1.64 sigmas ($p = 0.05$). Cabe destacar que al rechazar la hipótesis de solo fondo es solo parte del proceso de descubrimiento de un nuevo fenómeno. La certeza de que un nuevo proceso está presente va a depender en general de otros factores, como la plausibilidad de una nueva hipótesis de señal y el grado al cual la misma describe a lso datos observados

5.4. Estadísticos de prueba

Generalmente, cuando se modela un fenómeno aleatorio de interés, el modelo elegido para ajustar a las observaciones de dicho fenómeno suele tener varios parámetros, de los cuales solo algunos pueden ser de interés. De manera formal a estos parámetros se los denomina parámetros de interés (μ) y al resto, parámetros *nuisance* ($\boldsymbol{\theta}$), y conviene separarlos explícitamente, $\mathcal{L}(\mu, \boldsymbol{\theta})$.

Para la búsqueda de nueva física es común definir como parámetro de interés a la intensidad de la señal de forma tal que la hipótesis de solo-fondo corresponde a $\mu = 0$, y la hipótesis de señal+fondo a $\mu = 1$. En general, las incertezas sistemáticas son incluidas en el modelo utilizando parámetros nuisance. En este escenario, donde hay un único parámetro de interés μ, y el resto de parámetros nuisance $\boldsymbol{\theta}$, es conveniente definir el profile likelihood ratio (PLR):

$$\lambda(\mu) = \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})} \tag{5.7}$$

donde en el denominador, los valores $\hat{\mu}$ y $\hat{\boldsymbol{\theta}}$) son los valores estimados MLE. En el numerador, los parámetros $\hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}}$ son los valores que maximizan la función likelihood para un valor fijo de μ, es decir que es una función multidimensional que depende solo del parámetro μ. Este proceso de elegir valores específicos de los parámetros nuisance para un valor dado de μ se lo conoce como profiling. El PLR depende explícitamente de μ pero es independiente de los parámetros nuisance que han sido 'eliminados' vía el profiling. La presencia de los parámetros nuisance que son ajustados a los datos ensanchan la función likelihood como función de μ , respecto a la distribución si sus valores estuvieran fijos. De cierta forma reflejan una pérdida de información sobre μ debido a estos parámetros desconocidos, que suelen ser las incertezas sistemáticas.

De la definición de $\lambda(\mu)$ se puede observar que la misma puede tomar valores solamente entre 0 y 1, donde 1 implica un buen acuerdo entre los datos y el valor hipotetizado de μ. De forma equivalente es conveniente usar el estadístico de prueba:

$$t_\mu = -2\ln\lambda(\mu) \tag{5.8}$$

donde ahora valores grandes de t_μ implica una gran incompatibilidad entre datos y μ.

En muchos análisis la contribución del proceso de señal al valor medio de eventos se asume como no negativo, lo que implica que cualquier estimador de μ debería ser no negativo. Aún si no fuese así el caso, es conveniente definir un estimador efectivo $\hat{\mu}$ que maximice el likelihood y que tenga la posibilidad de tomar valores negativos (siemmpre y cuando los valores medios de Poisson, $\mu s_i + b_i$ sean no negativos). Esto va a permitir más adelante modelar a $\hat{\mu}$ como una variable con distribución gaussiana. Para un modelo con $\mu \geq 0$ si se encuentra que su estimador es negativo ($\hat{\mu} < 0$) entonces el mejor nivel de acuerdo entre datos y cualquier valor físico de μ va a ser cuando $\mu = 0$. Por lo que se puede denufuur un test estadistíco alternativo que tenga en cuenta esto:

$$\tilde{t}_\mu = -2\ln\tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} -2\ln\frac{\mathcal{L}(\mu,\hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}}(\mu))}{\mathcal{L}(0,\hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}}(0))} & \hat{\mu} < 0 \\ -2\ln\frac{\mathcal{L}(\mu,\hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu},\hat{\boldsymbol{\theta}})} & \hat{\mu} \geq 0 \end{cases} \tag{5.9}$$

Un caso especial de estadístico de prueba es $q_0 = \tilde{t}_0$, ya que el rechazo de esta hipótesis puede llevar al descrubimiento de nueva señal:

$$q_0 = \begin{cases} -2\ln\lambda(0) & \hat{\mu} < 0 \\ 0 & \hat{\mu} \geq 0 \end{cases} \tag{5.10}$$

En contraste con t_μ, este permite discriminar la hipótesis tanto si hay una fluctiacion arriba o abajo, por ejemplo en presencia de un fenómeno que pueda aumentar o disminuuir el numero de eventos. En cambio con q_0, solamente consideramos un bajo acuerdo de los datos con la hiptesis de solo fondo, solo si $\hat{\mu} > 0$, ya que si bien un valor de $\hat{\mu} > 0$ mucho menor a cero puede significar evidencia en contra de la hipotesis, no implica que los datos tengan eventos de señal sino que alguna fluctuación estadística.

El p-value para este estadístico de prubea queda entonces:

$$p_0 = \int_{q_{0,obs}}^{\infty} f(q_0|0)dq_0 \tag{5.11}$$

5.5. Límites superiores

Cuando el p-value obtenido es mayor al límite definido para un descubrimiento, no es posible rechazar la hipótesis de solo fondo. En ese caso es posible establecer límites sobre el modelo caracterizado por el parámetro μ

$$q_\mu = \begin{cases} -2\ln\lambda(\mu) & \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases} \tag{5.12}$$

La razón para poner $q_\mu = 0$ para $\hat{\mu} > \mu$ es que cuando se establece un límite superior, el hecho de que $\hat{\mu} > \mu$ representa menos compatibilidad con μ que los datos obtenidos, y por lo tanto no se considera parte de la región de rechazo de la contrastación. También es importante notar que q_0 (utilizado como estadístico de prueba para descubrimiento) no es simplemente un caso especial de la ecuación, sino que tiene una definición diferente. Es decir, q_0 es cero si los datos fluctúan hacia abajo ($\hat{\mu}\langle 0\rangle$), pero q_μ es cero si los datos fluctúan hacia arriba ($\hat{\mu} > \mu$). Para cuantificar la consistencia de los datos observados con la hipótesis de intensidad de señal μ se calcula el valor-p

$$p_\mu = \int_{q_{\mu,obs}}^{\infty} f(q_\mu|\mu)dq_\mu \equiv \mathrm{CL}_{s+b} \tag{5.13}$$

donde valores chicos de p_μ indican baja compatibilidad con la hipótesis de señal+fondo. El límite superior con un nivel de confianza del 95 % se obtiene resolviendo la siguiente ecuación:

$$p_\mu = 0.05 \tag{5.14}$$

Sin embargo, el límite superior calculado de esta forma tiene un problema: de acuerdo a este, se dice que una señal está excluida a 95 % CL, si $\mathrm{CL}_{s+b} < 0.05$. Si se considera el caso de $\mu = 0$, se espera que por construcción el CL_{s+b} sea menor o igual que 0.05 con una probabilidad de 5 %. Esto significa que el 5 % de los análisis estarían excluyendo modelos con cero señal. Otro problema del CL_{s+b} es que para dos experimentos con el mismo número chico de eventos de señal esperado pero con un número de eventos de fondo distinto, el experimento con mayor fondo va a imponer mejores límites. Con motivo de solucionar estos inconvenientes se introduce el método de CL_s.

$$\mathrm{CL}_s = \frac{p_\mu}{1-p_b} \equiv \frac{\mathrm{CL}_{s+b}}{\mathrm{CL}_b} \tag{5.15}$$

donde p_b es el valor del mismo estadístico bajo la hipótesis de solo-fondo,

$$1 - p_b = \int_{q_{\mu,obs}}^{\infty} f(q_\mu|0)dq_\mu \equiv \mathrm{CL}_b \tag{5.16}$$

El límite superior CL_s en μ, μ_{up} se obtiene resolviendo $\mathrm{CL}_s = 0.05$. Se rechazan los valores de μ si $\mu < \mu_{up}$ con un nivel de confianza de 95 %. Cabe mencionarse para una observación cercana al número de eventos esperado de solo-fondo ($\mathrm{CL}_b \sim 0.05$) el CL_s da un valor del orden de dos veces el obtenido utilizando el CL_{s+b}.

5.6. Aproximación de las distribuciones de los estadísticos de prueba

Para hallar el p-value de una hipótesis es necesaria la función densidad de probabildiad del estadístico de prueba. En el caso del rechazo de la hipótesis nula se necesitaría $f(q_0|0)$, y para poner límtes superiores al modelo se necesitaría $f(q_\mu|\mu)$. A su vez es necesario $f(q_\mu|\mu')$ con $\mu \neq \mu'$ para hallar la significancia esperada y cómo esta distribuida si los datos corresponden a un parámetro distinto al que se esta evaluando.

Considerando una hipótesis con el parámetro μ que puede ser cero o no, y suponiendo que los datos se distribuyen de acuerdo a un parámetro μ', la distribución $f(q_\mu|\mu')$ se puede aproximar utilizando los resultados de Wald que muestra que para el caso de un solo parámetro de interés:

$$-2\ln\lambda(\mu) = \frac{(\mu-\hat{\mu})^2}{\sigma^2} + \mathcal{O}(1/\sqrt{N}) \tag{5.17}$$

Aquí μ sigue una distribución Gaussiana con una media μ' y una desviación estándar σ, y N representa el tamaño de la muestra. Si despreciamos el término $\mathcal{O}(1/\sqrt{N})$ se puede mostrar que el estadístico de prueba t_μ sigue una distribución de χ^2 no central con un grado de libertad.

En este caso el estadístico q_μ puede aproximarse como:

$$q_\mu = \begin{cases} \frac{(\mu-\hat{\mu})^2}{\sigma^2} & \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases} \tag{5.18}$$

al p-value como $p_\mu = 1 - \Phi(\sqrt{q_\mu})$ y a su correspondiente signifiacnia equivalemten como $Z_\mu = \sqrt{q_\mu}$.

Estas aproximaciones permiten conocer las distribuciones muéstrales y calcular valores-p y significancias en el caso de un gran número de datos, de una forma simple y computacionalmente poco costosa. A pesar de que estrictamente es válido para $N \to \infty$, esta aproximación es suficientemente precisa para un número de eventos de fondo $\sim \mathcal{O}(10)$. Para muestras de datos muy pequeñas, o en casos donde la precisión es importante, siempre pueden validarse estas aproximaciones utilizando la generación Monte Carlo. Para esto es necesario utilizar simulaciones Monte Carlo para generar lo que se denomina 'pseudo-experimentos'. El procedimiento consiste en generar el conjunto de observables x utilizando la pdf $f(x|H)$ y calcular el valor del estadístico de prueba $t(x)$ para cada conjunto. Este proceso se repite hasta acumular suficiente estadística en la distribución muestral del estadístico $g(t|H)$.

5.7. Optimización de las regiones de señal

La búsqueda comienza definiendo las regiones de señal. Las mismas están caracterizadas por un estado final (motivado por un modelo en particular) que determina los cortes preliminares de la región. Adicional a esos cortes se agregan otros que aumentan el poder discriminatorio de las regiones de señal. El proceso de definir el conjunto de SRs y los cortes más aptos de cada una se denomina optimización. Es posible definir un conjunto de SRs optimizadas para discriminar al mismo modelo pero con distintos parámetros (masas por ejemplo), pudiendo estas ser independientes entre sí u ortogonales. Esto último puede ser ventajoso dependiendo de si se está realizando la búsqueda con el objetivo de descubrir algún fenómeno, o si se quiere poner límites al modelo estudiado. Cabe mencionar que si bien se buscan las regiones con mayor poder discriminatorio, es importante evitar definirlas basándose fuertemente en las predicciones del modelo. En caso de realizar una búsqueda muy dependiente del modelo y de no observar un exceso, se estarían poniedo límites a un modelo muy particular resultando poco útil para la comunidad científica. En por eso que el proceso de optimización, si bien está motivado por un estado final determinado por el modelo, termina siendo un compromiso entre un buen poder discriminatorio sin perder la idependencia al mismo. Una forma de garantizar esa independiencia es utilizar cortes un poco más relajados y pedir un número mínimo de eventos de señal y fondo.

...

5.8. Ajuste de solo fondo

Key ingredients of the fitting procedure are the ratios of expected event counts, called transfer factors, or TFs, of each normalized background process between each SR and each CR. The TFs allow the observations in the CRs to be converted into background estimates in the SRs, using:

$$N_p^{(SR)}(est.) = N_p^{(SR)}(raw) \times \frac{N_p^{(CR)}(obs.)}{N_p^{(CR)}(est.)} = \mu_p \times N_p^{(SR)}(raw) \tag{5.19}$$

where Np(SR,est.) is the SR background estimate for each simulated physics processes p considered in the analysis, Np(CR,obs.) is the observed number of data events in the CR for the process, and MCp(SR,raw) and MCp(CR,raw) are raw and unnormalized estimates of the contributions from the process to the SR and CR respectively, as obtained from MC simulation. An important feature of using TFs is that systematic uncertainties on the predicted background processes can be canceled in the extrapolation; a virtue of using the ratio of MC estimates. The total uncertainty on the number of background events in the SR is then a combination of the statistical uncertainties in the CR(s) and the residual systematic uncertainties of the extrapolation. For this reason, CRs are often defined by somewhat looser cuts than the SR, in order to increase CR data event statistics without significantly increasing residual uncertainties in the TFs, which in turn reduces the extrapolation uncertainties to the SR

Capítulo 6

Búsqueda de SUSY con fotones y Higgs en el estado final con producción fuerte

El trabajo realizado en esta Tesis se centra en la búsqueda de Supersimetría en eventos con un fotón energético y aislado, jets y gran cantidad de energía faltante en el estado final. La estrategia general de la búsqueda 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, siguiendo método descripto en el Capítulo 5. El objetivo es poder discriminar de los datos observados aquellos que podrían ser producto de un proceso supersimétricos (señal) de aquellos producto de procesos del SM (fondo).

6.1. Muestras de señal a partir de simulaciones de Monte Carlo

El modelo supersimétrico que motiva a la presente búsqueda consiste en un modelo GGM, por lo tanto la LSP es el gravitino cuya masa será del orden de unos pocos eV. La NLSP es en este caso el neutralino más liviano, que va a consistir en un estado de gauge mezcla de bino y higgsino . En particular para esta Tesis se estudia el caso fenomenológico en el cual el neutralino más liviano decae en proporciones iguales a $\gamma + \tilde{G}$ y a $h + \tilde{G}$. Esto último es posible si se elige al parámetro $\mu < 0$ que favorece el decaimiento al higgs, y reduce el decaimiento al bosón Z, en cuyo caso ya fue previamente estudiado por otros análisis [16, 87]. Para la producción de partículas supersimétricas a partir de la colisión pp se consideró inicialmente la producción de gluinos. La parte del análisis que comprende la producción electrodébil se describe en el Capítulo 8. Los gluinos pueden decaer subsecuentemente en partículas más livianas, hasta llegar a las NLSP y luego a la LSP, produciendo jets a su paso y generando el estado final buscado. Una cadena de decaimiento típica de este modelo se puede observar en la Figura 6.1.

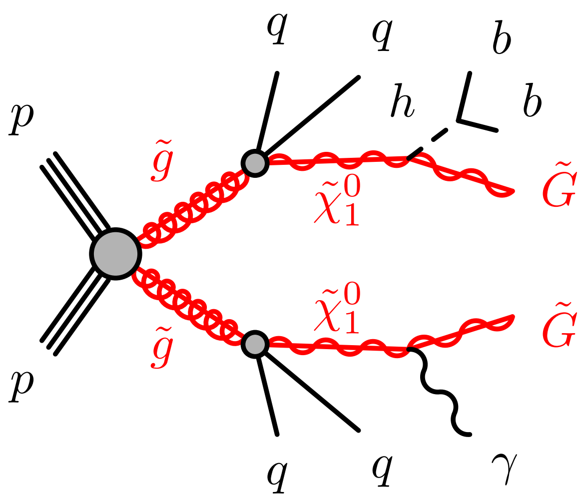


Figura 6.1: Posible cadena de decaimiento del modelo supersimétrico en el que se centra esta Tesis.

En la Sección 1.2 se describe al MSSM juntos con la gran cantidad de parámetros que lo caracteriza. Cuando se desea generar muestras para un modelo, se debe elegir valores para esos parámetros que a priori son arbitrarios, y cuya única posible elección son los distintos objetivos del análisis. A su vez, se busca que al seleccionar valores para esos parámetros, tener el compromiso de no ser muy específicos con esos valores, ya que de esa forma el análisis terminaría siendo demasiado dedicado a un modelo particular. Ni tampoco muy arbitrarios, ya que se busca seguir manteniendo de alguna forma la fenomenología del mismo. Lo que se hace entonces es reducir los parámetros que caracterizan al modelo a unos pocos, y utilizar distintos programas de calculo que se encargan a partir de ellos generar tanto el espectro completo de masas, como los distintos posibles decaimientos de cada partícula.

El parámetro característico de este modelo es el μ, el cual se elige negativo para habilitar el decaimiento del $\tilde{\chi}_1^0$ a higgs. A su vez se desea anular el decaimiento al bosón Z, y que el decaimiento a fotones sea igual al de higgs, y para ello se eligió el valor óptimo de $M_1 \sim -\mu$ [[[Acá había encontrado una fórmula mediante un fit para M(mu), pero no se si es importante]]]. Con estos valores fue posible reducir el decaimiento al bosón Z hasta casi un 10 %, dejando a los otros dos decaimientos aproximadamente en un 45 % como muestra la Figura 6.2. Como el modelo es un GGM, se fijó la masa del $\tilde{G}$ en 1 eV [[[esto no es tan así, la masa variaba de acuerdo al mu, lo deberia poner?]]].

Las muestras fueron generadas considerando solamente la producción de gluinos a partir de la colisión pp. Además se eligió al gluino como la única partícula supersimétrica de color relevante, por lo que las masas de los squarks fueron fijadas a 5 TeV, evitando así toda posible producción de los mismos. Los gluinos producidos en la colisión podían decaer un par de quark-antiquark más algún gaugino como se muestra en la Ecuación 1.35. Esto ocurre mediante squarks virtuales los cuales son completamente degenerados, pudiendo ser cualquiera de los 12 estados de sabor/quiralidad.

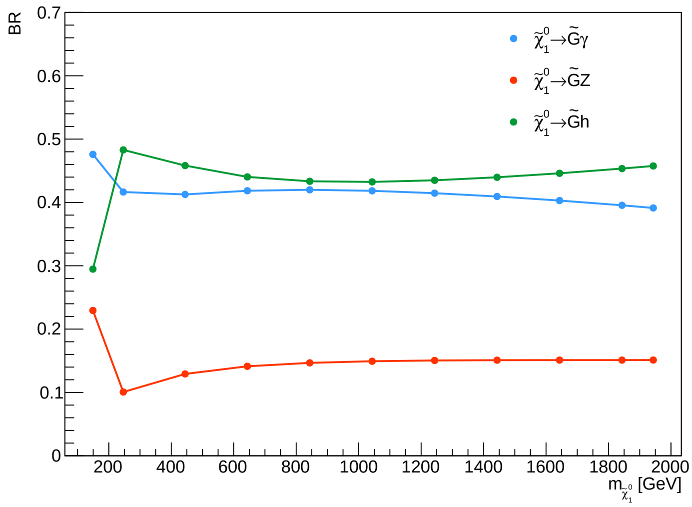


Figura 6.2: Fracción de decaimiento del $\tilde{\chi}_1^0$ en función de la masa del mismo.

Además, se fijo a $M_2 = 3$ TeV y a $\tan\beta = 1.5$ [[[motivos formales?]]]. Todos los términos de acoplamiento trilineal fueron fijados a 0. Se eligió a la masa de los sleptons igual a 5 TeV, para evitar así su producción la cual es estudiada por otros análisis. El bosón de higgs tiene una masa igual a la medida por las colaboraciones ATLAS y CMS [88], $m_h = 125$ GeV, y sus decaimientos son elegidos de acuerdo a las predicciones del SM [[[es asi?]]], donde el predominante con un $\sim 58\,\%$ es a dos b-jets. Adicionalmente se pone al mismo en el régimen de desacoplamiento con $m_A = 2$ TeV. Al $\tilde{\chi}_1^0$ se le fija su vida media, $c\tau_{\text{NLSP}} < 0.1$ mm, de tal forma de que decaiga rápidamente para que su vértice no esté muy desplazado del punto de colisión. Finalmente se anularon los decaimientos directos de los gluinos, charginos y neutralinos 1, 2 y 3.

[[[mencionar decaimientos masas de los demas neutralnos y charginos]]]

Debido a que son varios los análisis que estudian la producción de gluinos, la colaboración ATLAS puso a disposición unos archivos comunes a todos los análisis donde ya tiene almacenada la información de varios eventos de producción de gluinos. Estos archivos se denominan Les Houches Event (LHE), que le ahorran a cada análisis esta etapa de simulación, y sólo le resta generar las cadenas de decaimiento de los gluinos de acuerdo a sus modelos. En el presente análisis se omitieron correcciones radiativas así la masa de los los gluinos coincidía con el parámetro M_3, pudiendo así coincidir con los archivos LHE que están en función de la masa del mismo.

Los únicos parámetros libres del modelo son entonces μ y M_3 que determinan básicamente la masa de los $\tilde{\chi}_1^0$ y gluinos. Se simularon 80 modelos distintos (puntos) con 10000 eventos en función de ambos parámetros, donde 150 GeV $< m_{\tilde{\chi}_1^0} < (m_{\tilde{g}}50)$ GeV y 1200 GeV $< m_{\tilde{g}} <$ 2800 GeV. El arreglo completo de puntos de señal (grid) se puede observar en la Figura 6.3. Las muestras se realizaron con la simulación rápida del detector ATLFAST-II [[[se supone que la voy a comentar en el segundo capitulo]]]. El espectro de masas completo, las fracciones de decaimiento de las sparticles y los anchos de decai-

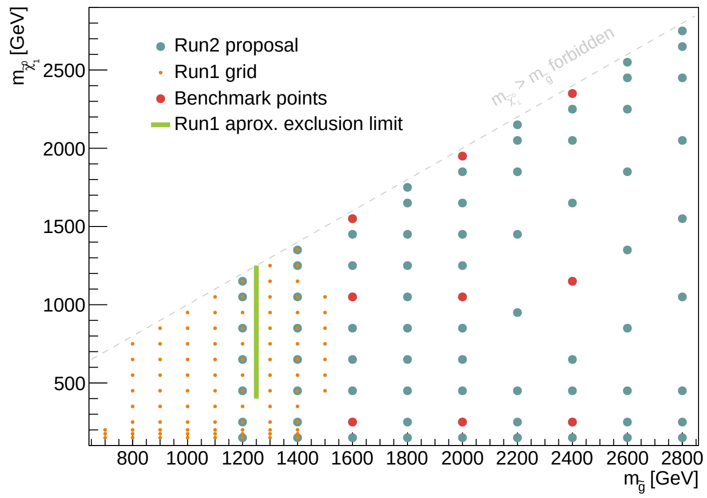


Figura 6.3: Arreglo de muestras de señal generados en función de la masa del $\tilde{\chi}_1^0$ y $\tilde{g}$. La densidad del mismo disminuye al aumentar $m_{\tilde{g}}$ debido a que la sensibilidad del análisis se estimó ser menor a los 2 TeV.

mientos fueron calculados a partir del conjunto de parámetros anteriormente mencionados utilizando SUSPECT v2.43 [89], SDECAY v1.5 [90] y HDECAY v3.4 [91], que son parte del paquete SUSYHIT v1.5a [92]. Como ejemplo se muestra en la Figura 6.5 un espectro de masas para unos de los puntos de señal con (M_3, μ) = (1800 GeV, -1050 GeV). Un ejemplo de posibles decaimientos de los gluinos para ese mismo punto de señal se puede observar en la Figura 6.4.

[[[Hay mas graficos de BR para poner, hacen falta? no lo creo...]]]

6.2. Fondos del Modelo Estándar

Los procesos del SM que son de interés como fondo para el análisis son aquellos que tienen un estado final igual al de la señal: fotones, jets y energía transversa faltante. Los mismos pueden clasificarse en distintos tipos. Por un lado, los procesos que dan lugar a eventos con un fotón y energía faltante real, es decir, los que se llaman fondos irreducibles. En este caso la energía la faltante proviene de los neutrinos, por lo que se componen principalmente de partículas que decaen a ellos, junto con fotones y jets de la ISR. Los procesos que cumplen con estos requisitos son la producción de bosones Z, W y pares de top quarks que decaen subsecuentemente a bosones W:

- $Z(\to \nu\nu) + \gamma + \text{jets}$
- $Z(\to \nu\nu) + \gamma + \gamma + \text{jets}$
- $W(\to l\nu) + \gamma + \text{jets}$

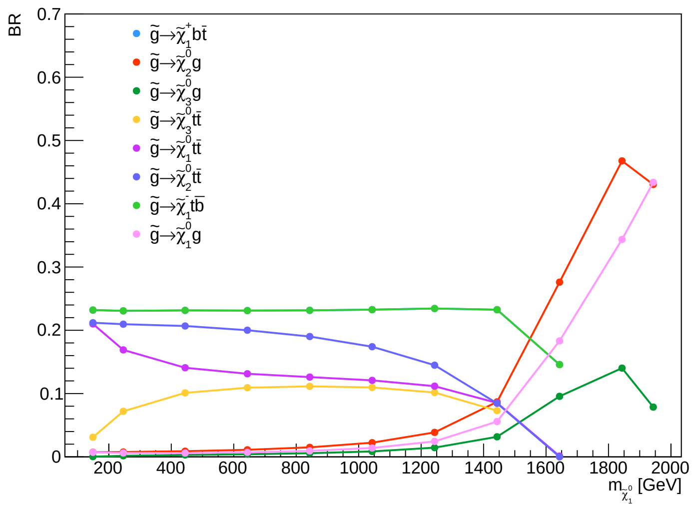


Figura 6.4: Fracción de decaimiento del gluino para el punto de señal con $(M_3, \mu) = (1800$ GeV, -1050 GeV). [[[no sé si es necesario este plot...]]]

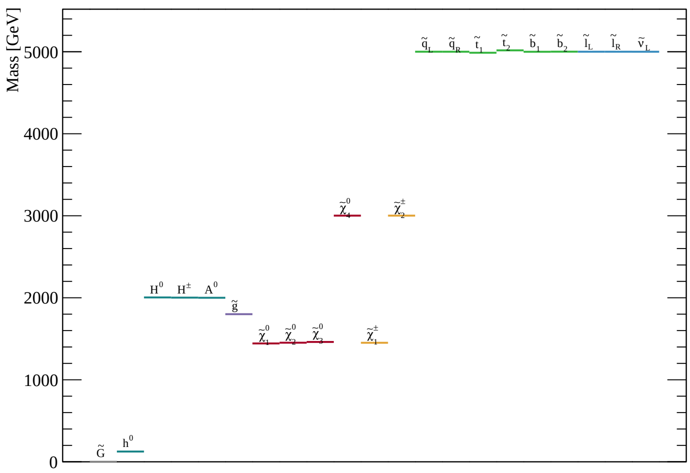


Figura 6.5: Espectro de masas de las sparticles para el punto de señal con $(M_3, \mu) = (1800$ GeV, -1050 GeV). [[[hay una versión mejor de esta imagen]]]

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

Por otro lado es posible tener procesos que si bien no se producen fotones, unos de los objetos presentes en el mismo sea erróneamente reconstruido como tal, y genere un estado final igual al buscado pero con fotones 'falsos'. Los objetos que pueden ser erróneamente reconstruidos como fotones en este caso pueden ser electrones o jets, por lo que hay que considerar aquellos procesos en los que se produzcan junto a neutrinos. Estos pueden ser:

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

Por último, puede ocurrir que si bien en el proceso no hayan neutrinos, una reconstrucción errónea de la energía de los distintos objetos presentes en el evento genere un desbalance a la hora de calcular la energía transversa faltante, y por ende tengan una cantidad no despreciable de la misma denominada energía transversa faltante instrumental. Este tipo de eventos puede ocurrir también en simultáneo junto con fotones 'falsos', por lo que existen diversos procesos que cumplan estos requisitos, entre ellos se encuentran:

- jets (denominado Multijet o QCD)
- $\gamma + \text{jets}$
- $\gamma + \gamma + \text{jets}$
- $Z(\to ll) + \text{jets}$
- $Z(\to ll) + \gamma + \text{jets}$
- $Z(\to ll) + \gamma + \gamma + \text{jets}$

A partir de aquí, como notación simplificada de los fondos del análisis, se omite en el nombre tanto el '+' como la producción de jets en la ISR. Cabe destacar que existen más procesos que cumplen las condiciones anteriores pero que no fueron considerados para el análisis. Lo que ocurre con ellos es que la sección eficaz es demasiado baja o el estado final tiene una cinemática muy fácil de suprimir por las selecciones básicas del análisis, por lo que su contribución es completamente despreciable. Algunos ejemplos de ellos son la producción doble de bosones (WW, ZZ, WZ), bosones decayendo a quarks ($W(\to qq)$, $Z(\to qq)$), producción de top ($t\gamma$, tW), entre otros.

Para modelar los fondos con fotones 'reales' se utilizaron simulaciones de MC, mientras que para aquellos con fotones 'falsos' se utilizaron técnicas basadas en datos.

[[[mencionar que para la optimizacion sí se usaron MC para los fakes?]]]. Para los jets falseando fotones se utilizó un método denominado ABCD, y para los electrones falseando fotones un método denominado Tag&Probe. El modelado de todos los fondos se describe en las siguientes Secciones.

6.2.1. Muestras de fondo a partir de simulaciones de Monte Carlo

Los fondos del SM con fotones 'reales' fueron modelados utilizando simulaciones de MC, los cuales consisten en: γ+jets , $W\gamma$, $t\bar{t}\gamma$, $W\gamma\gamma$, $Z\gamma$, $Z\gamma\gamma$, $\gamma\gamma$. Los tres primeros son considerados los de mayor impacto en el análisis y por ende fueron normalizados en respectivas regiones de control. Para el resto de los fondos se utilizaron las simulaciones con las normalizaciones usuales. Cabe mencionar que también el fondo $Z(\nu\nu)\gamma$ es considerado de alta importancia en el análisis, pero la dificultad para diseñar una región de control dedicada llevó a la decisión de utilizarlo con las normalizaciones usuales. La parte del análisis que se basa en la producción electrodébil sí hace uso de una región de control dedicada para este análisis, y se describe en el Capítulo 8.

Todos los procesos salvo $t\bar{t}\gamma$ fueron simulador utilizando el generador SHERPA v2.2 [93]. Los elementos de la matriz se calculan para un máximo de cuatro partones a LO y se fusionan con la lluvia de partones de SHERPA [94] utilizando la prescripción de MEPS@LO [95]. La muestra de $t\bar{t}\gamma$ se genera con MadGgraph5_aMC@NLO [96] a segundo orden en teoría de perturbaciones (NLO), con Pythia8 para el modelo de la lluvia de partones [97]. [[[algún dato más debería poner, cual?]]]. En la Tabla 6.1 se muestran todas las muestras de fondos utilizadas en el análisis, las mismas se encuentras segmentadas (*slicing*) de acuerdo a diferentes criterios.

6.2.2. Fondo de jets erróneamente reconstruidos como fotones

Es posible que un jet sea erróneamente reconstruido como un fotón principalmente cuando proviene de un π^0. Los piones neutrales decaen rápidamente a dos fotones que naturalmente son reconstruidos en el ECAL. Para poder distinguir el decaimiento de un pión de la producción de un fotón individual utiliza la primera capa del calorímetro, que tiene mayor granularidad (Sección 3.1.2). En el caso de que el pión se produzca con un elevado p_{T}, los dos fotones pueden estar muy colimados y por ende ser prácticamente indistinguibles de un fotón individual. Si bien la identificación Tight se encarga se suprimir en gran parte esta reconstrucción errónea, aún así puede contener una contaminación moderada de este proceso. Este tipo de fondo proviene principalmente de procesos como Multijets, W + jets o de $t\bar{t}$ decayendo semi-leptónicamente. Esta reconstrucción errónea de jets no es esperable que sea modelada correctamente mediante simulaciones de MC, por lo que se utilizan técnicas basadas en datos para modelarla.

Tabla 6.1: Muestras de fondos de MC utilizadas en el análisis, donde se especifica su generador, sección eficaz, k-factor y eficiencia de filtro.

Proceso	Generador	Sección Eficaz [pb]	k-factor	Eficiencia de filtro
$t\bar{t}\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 140$ GeV	MadGgraph5_aMC@NLO/Pythia8	0.21551	1.0	1.0
$Z(ee)\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 140$ GeV	SHERPA v2.2.2	0.0634	1.0	1.0
$Z(\mu\mu)\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 140$ GeV	SHERPA v2.2.2	0.0632	1.0	1.0
$Z(\tau\tau)\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 140$ GeV	SHERPA v2.2.2	0.0634	1.0	1.0
$Z(\nu\nu)\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 140$ GeV	SHERPA v2.2.2	0.2446	1.0	1.0
$W(e\nu)\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 140$ GeV	SHERPA v2.2.2	0.2980	1.0	1.0
$W(\mu\nu)\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 140$ GeV	SHERPA v2.2.2	0.2987	1.0	1.0
$W(\tau\nu)\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 140$ GeV	SHERPA v2.2.2	0.2983	1.0	1.0
$\gamma +$ jets , $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} \in [70 - 140]$ GeV	SHERPA v2.2.2	4526.5	1.0	1.0
$\gamma +$ jets , $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} \in [140 - 280]$ GeV	SHERPA v2.2.2	376.05	1.0	1.0
$\gamma +$ jets , $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} \in [280 - 500]$ GeV	SHERPA v2.2.2	21.851	1.0	1.0
$\gamma +$ jets , $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} \in [500 - 1000]$ GeV	SHERPA v2.2.2	1.4637	1.0	1.0
$\gamma +$ jets , $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} \in [1000-]$ GeV	SHERPA v2.2.2	0.02987	1.0	1.0
$\gamma\gamma$, $m_{\gamma\gamma} \in [0 - 50]$ GeV	SHERPA v2.2.4	93.499	1.0	1.0
$\gamma\gamma$, $m_{\gamma\gamma} \in [50 - 90]$ GeV	SHERPA v2.2.4	139.04	1.0	1.0
$\gamma\gamma$, $m_{\gamma\gamma} \in [90 - 175]$ GeV	SHERPA v2.2.4	51.818	1.0	1.0
$\gamma\gamma$, $m_{\gamma\gamma} \in [175 - 2000]$ GeV	SHERPA v2.2.4	10.999	1.0	1.0
$\gamma\gamma$, $m_{\gamma\gamma} \in [2000-]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0007	1.0	1.0
$Z(ee)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{sub}-\gamma} \in [9 - 17]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.8705	1.0	1.0
$Z(ee)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.1993	1.0	1.0
$Z(ee)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} > 80$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0345	1.0	1.0
$Z(\mu\mu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{sub}-\gamma} \in [9 - 17]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.8689	1.0	1.0
$Z(\mu\mu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.1999	1.0	1.0
$Z(\mu\mu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} > 80$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0346	1.0	1.0
$Z(\tau\tau)\gamma\gamma$,$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{sub}-\gamma} \in [9 - 17]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.8718	1.0	1.0
$Z(\tau\tau)\gamma\gamma$,$p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.2005	1.0	1.0
$Z(\tau\tau)\gamma\gamma$,$p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} > 80$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0345	1.0	1.0
$Z(\nu\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{sub}-\gamma} \in [9 - 17]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0919	1.0	1.0
$Z(\nu\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0237	1.0	1.0
$Z(\nu\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} > 80$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0184	1.0	1.0
$W(e\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{sub}-\gamma} \in [9 - 17]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.4396	1.0	1.0
$W(e\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0715	1.0	1.0
$W(e\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} > 80$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0379	1.0	1.0
$W(\mu\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{sub}-\gamma} \in [9 - 17]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.4384	1.0	1.0
$W(\mu\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0711	1.0	1.0
$W(\mu\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} > 80$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0379	1.0	1.0
$W(\tau\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{sub}-\gamma} \in [9 - 17]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.4373	1.0	1.0
$W(\tau\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} \in [0 - 80]$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0715	1.0	1.0
$W(\tau\nu)\gamma\gamma$, $p_{\mathrm{T}}^{\gamma} > 17$ GeV, $m_{\gamma\gamma} > 80$ GeV	SHERPA v2.2.4	0.0379	1.0	1.0

El método empleado para estimar este fondo se denomina `ABCD` [98]. El mismo hace uso de la diferencia que existe en las distribuciones de aislamiento de fotones 'reales' (señal en este contexto) y la de los 'falsos' (fondo), para poder selecciones eventos de uno u otro [[[Esto cuando se utilizaría? Me parece que mirar las formas quedó de un método viejo no? Ahora solo miramos número de eventos. O es para la correlación?]]]. En el contexto de este método se definen fotones aislados como aquellos que pasan el WP `FixedCutTight` [[[esta bien esto?]]], -20 GeV $< E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 0$ GeV y $0 < p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 0.05$, y los no-aislados aquellos con 8 GeV $< E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 80$ GeV o $0.15 < p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 1$ [[[capaz deba definir estas variables aca, o en la parte de fotones]]]. A su vez se utiliza una selección de identificación adicional que discrimina los fotones 'reales' `Tight` de los fotones 'falsos'. Este criterio de identificación se denomina `Non-Tight` (también *pseudo-photons*, `Tight-4` o `LoosePrime`) y consiste en los fotones que pasan la selección `Loose` y que además fallan alguno de los criterios de selección `Tight` que emplea las variables w_{s3}, F_{side}, ΔE, E_{ratio}. Por lo que esta selección es

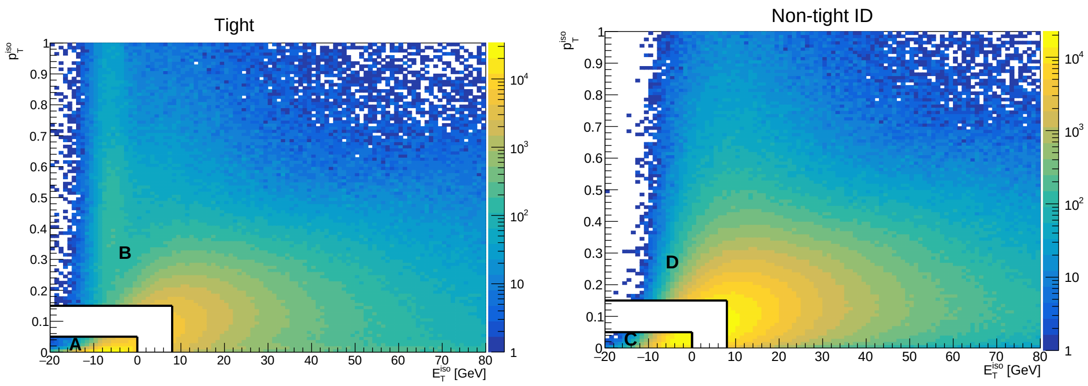


Figura 6.6: Distribución de datos en las variables de aislamiento para las regiones A, B, C y D.

un subconjunto de los eventos seleccionados por el trigger de fotones loose pero ortogonal a la identificación `Tight`.

El método `ABCD` preselecciona eventos con al menos un fotón con $p_{\mathrm{T}} > 1450$ GeV, al menos dos jets y ningún leptón, cuyos requisitos son idénticos a los que se usan en el análisis descriptos en la Sección 6.3. A partir de ello define cuatro regiones [99]:

- Región A: fotones `Tight` y aislados
- Región B: fotones `Tight` y no aislados
- Región C: fotones `Non-Tight` y aislados
- Región D: fotones `Non-Tight` y no aislados

La Figura 6.6 muestra la distribución de datos en las variables de aislamiento para las regiones A, B, C y D. En la misma se ve explícita la brecha (*gap*) que existe entre las variables de aislamiento para reducir así la contaminación entre las regiones [[[es por esto?]]].

El método se basa en asumir que no hay correlación entre las variables de aislamiento y la selección de identificación [100], y que tampoco hay contaminación de eventos de señal en las regiones B, C y D ($N^b_{B,C,D} = N_{B,C,D}$), lo que permite esperar la siguiente relación $N^b_A/N_B = N_C/N_D$. Reescribiendo la expresión anterior se puede estimar el número de fondo en la región A como:

$$N^b_A = \mathrm{FF}_{\mathrm{iso}} \times N_B = \mathrm{FF}_{\mathrm{ID}} \times N_C \tag{6.1}$$

donde:

$$\begin{aligned} \mathrm{FF}_{\mathrm{iso}} &= \frac{N_C}{N_D} \\ \mathrm{FF}_{\mathrm{ID}} &= \frac{N_B}{N_D} \end{aligned} \tag{6.2}$$

denominados *fake factors* (FF). Si bien ambos factores deberían dar resultado equivalente, se encontró que al usar $\mathrm{FF}_{\mathrm{iso}}$ las incertidumbres sistemáticas se veían reducidas, y por ende se decidió usar al mismo en el análisis.

Distintas correcciones se realizan sobre este método. El primero es considerar que efectivamente hay una contaminación de señal en las regiones B, C y D. La misma es estimada utilizando simulaciones de MC con fotones 'reales' a nivel generador, y restada a los datos observados en cada región. Adicionalmente se consideró que podría llegar a haber una correlación entre variables calorimétricas y de identificación, que se puede agregar como un factor multiplicativo a la Ecuación 6.1. Ese factor se define como:

$$R = \frac{N_a^b N_D^b}{N_B^b N_C^b} \neq 1 \tag{6.3}$$

Debido al blinding del análisis, no es posible conocer el número de eventos en la región A, por lo que se calcula el factor R en regiones distintas pero asumiendo que tienen la misma correlación entre ellas:

$$R' = \frac{N_a' N_D'}{N_B' N_C'} \neq 1 \tag{6.4}$$

donde:

- Región A: fotones `Tight`, 9 GeV $< E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} <$ 15 GeV y $0.2 < p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 0.3$
- Región B: fotones `Tight`, 15 GeV $< E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} <$ 80 GeV y $0.3 < p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 1$
- Región C: fotones `Non-Tight`, 9 GeV $< E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} <$ 15 GeV y $0.2 < p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 0.3$
- Región D: fotones `Non-Tight`, 15 GeV $< E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} <$ 80 GeV y $0.3 < p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{iso}} < 1$

cuyas definiciones apuntan a tener regiones con fondo exclusivamente pero con estadística suficiente.

Con estas correcciones la estimación del fondo queda de la forma:

$$N_{j\to\gamma} = N_A^b = \left[R' \frac{N_C - N_C^s}{N_D - N_D^s} \left(1 - \frac{N_B^s}{N_B} \right) \right] \times N_B = \mathrm{FF}_{\mathrm{iso}} \times N_B \tag{6.5}$$

Los FFs fueron estimados en función del p_{T} y $|\eta|$ del fotón, y la $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ del evento. Distintas fuentes de incertidumbre sistemática fueron consideradas. Una fue cambiar la definición de la identificación `Non-Tight` utilizando ahora `Tight-3` (fallando ahora w_{s3}, F_{side} o ΔE) y `Tight-5` (w_{s3}, F_{side}, ΔE, E_{ratio} o w_{stot}). A su vez se consideró los efectos de la correlación residual calculado los FFs con $R' = 1$ e incluyéndolos como sistemático.

En la Tabla 6.2 se puede observar los valores de los FFs obtenidos en función del p_{T} y $|\eta|$ del fotón, y la $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ del evento. Los valores obtenidos para R' dieron cercanos a la unidad con desviaciones cercanas al 10 %.

Tabla 6.2: Valores obtenidos para los factores de reconstrucción errónea de jets en fotones en función del p_{T} y $|\eta|$ del fotón, y la $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ del evento. Las incertidumbres son tanto estadísticas como sistemáticas.

$\|\eta\|$	p_{T} [GeV]	$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ [GeV] $[50-100]$	$[100-200]$	>200
Barrel	$[145-200]$	0.055 ± 0.0077	0.042 ± 0.0047	0.066 ± 0.0241
	$[200-250]$	0.044 ± 0.0051	0.027 ± 0.0033	0.059 ± 0.0163
	$[250-300]$	0.041 ± 0.0034	0.022 ± 0.0047	0.057 ± 0.0095
	$[300-350]$	0.037 ± 0.0043	0.019 ± 0.0026	0.046 ± 0.014
	$[350-400]$	0.036 ± 0.0033	0.019 ± 0.0035	0.057 ± 0.0117
	>400	0.038 ± 0.0053	0.013 ± 0.0022	0.047 ± 0.011
End-cap	$[145-200]$	0.048 ± 0.0152	0.053 ± 0.0139	0.213 ± 0.0963
	$[200-250]$	0.045 ± 0.0114	0.041 ± 0.0102	0.226 ± 0.125
	$[250-300]$	0.05 ± 0.0079	0.039 ± 0.0097	0.143 ± 0.043
	$[300-350]$	0.052 ± 0.0085	0.03 ± 0.0058	0.08 ± 0.0515
	$[350-400]$	0.058 ± 0.0071	0.043 ± 0.0079	0.179 ± 0.1064
	>400	0.07 ± 0.0095	0.047 ± 0.0077	0.141 ± 0.0528

6.2.3. Fondo de electrones erróneamente reconstruidos como fotones

Los fotones y los electrones pueden dejan lluvias electromagnéticas muy similares en el ECAL, y su reconstrucción se describió en la Sección 3.1. Si bien los algoritmos de reconstrucción de electrones y fotones están diseñados para poder discriminar uno de otros, una pequeña fracción residual de electrones puede ser reconstruida erróneamente como fotón. Si bien la reconstrucción de los clusters es altamente efectiva, la fracción de electrones mal reconstruidos se debe prácticamente a ineficiencias en la reconstrucción de trazas. Por ejemplo, la traza de un electrón puede ser mal reconstruida como un vértice de conversión y por ende el mismo es reconstruido como un fotón convertido. O inclusive una errónea asociación de la traza con el cluster puede hacer que el electrón sea reconstruido como fotón no convertido. Puede ocurrir a su vez que el cluster no pase los criterios de ambigüedad y el objeto sea almacenado por duplicado como electrón y fotón. Esto en general es fácil de suprimir aplicando requisitos de solapamiento, pero estos pueden favorecer al electrón y por ende tener en la selección del análisis nuevos electrones mal reconstruidos. Este tipo de efectos se ve principalmente en procesos como $W(l\nu)+\text{jets}$, $Z(ee)$+jets o $t\bar{t}$. Nuevamente como es prácticamente imposible estimar esta reconstrucción errónea con simulaciones de MC, se utiliza una técnica basada en datos para estimar una fracción de reconstrucción errónea.

Para ello lo que se hace es utilizar una muestra e eventos con producción de bosón Z. Como el mismo no puede decaer a $e+\gamma$, los eventos con este par de partículas y que parecieran provenir del decaimiento de un Z son un buen indicio de que ese fotón en realidad es un electrón mal reconstruido. En ese caso se puede estimar una fracción de reconstrucción errónea (fake factor, FF) como:

$$F_{e\to\gamma} \equiv \frac{P(e^{\mathrm{real}} \to \gamma^{\mathrm{reco}})}{P(e^{\mathrm{real}} \to e^{\mathrm{reco}})} = \frac{\epsilon(e^{\mathrm{real}} \to \gamma^{\mathrm{reco}})}{\epsilon(e^{\mathrm{real}} \to e^{\mathrm{reco}})}\frac{\epsilon_{\gamma}^{\mathrm{ID}}}{\epsilon_{e}^{\mathrm{ID}}} = \frac{N_{e^{\mathrm{real}}\to\gamma^{\mathrm{reco}}}}{N_{e^{\mathrm{real}}\to e^{\mathrm{reco}}}}\frac{\epsilon_{\gamma}^{\mathrm{ID}}}{\epsilon_{e}^{\mathrm{ID}}} \tag{6.6}$$

donde $P(e \to e(\gamma))$ es la probabilidad de reconstruir e identificar un electrón 'real' como un electrón (fotón), $\epsilon(e^{\text{real}} \to e(\gamma)^{\text{reco}})$ es la eficiencia de reconstruir un electrón 'real' como un electrón (fotón)[1], $\epsilon_e^{\text{ID}}(\epsilon_\gamma^{\text{ID}})$ es la eficiencia de identificar un electrón (fotón) y $N_{\text{real } e \to \text{reco } e(\gamma)}$ el número electrones reconstruidos como electrones (fotones). Como no es posible saber a partir de los datos cuándo un electrón es 'real', este factor debe ser estimado a partir de los objetos ya reconstruidos y sus eficiencias, magnitudes que sí son mensurables en datos. Para una dada muestra con eventos de bosones Z, la probabilidad de reconstruir a sus productos de decaimiento como pares ee o $e\gamma$ esta dada por [[[tengo que pensar mejor estas fórmulas, pero va por aca la cosa]]]:

$$\frac{N_{ee}}{N_Z} = (\epsilon_e^{ID})^2(1 - \epsilon(e^{\text{true}} \to \gamma^{\text{reco}}))^2 \quad \frac{N_{e\gamma}}{N_Z} = \epsilon_e^{ID}\epsilon_\gamma^{ID}(1 - \epsilon(e^{\text{true}} \to \gamma^{\text{reco}}))\epsilon(e^{\text{true}} \to \gamma^{\text{reco}}) \tag{6.7}$$

quedando entonces el fake factor como:

$$F_{e \to \gamma}(|\eta|) = \frac{N_{e\gamma}(|\eta^\gamma|)}{N_{ee}(|\eta^e|)} \tag{6.8}$$

El método emplea una muestra a partir de todos los datos tomados durante el Run 2, seleccionando aquellos que tengan al menos dos electrones, o al menos un electrón y un fotón. En el caso de múltiples posibles pares en el evento, se utiliza la combinación cuya masa invariante esté más cerca de $m_Z = 91.1876$ GeV. A su vez, se aplica un corte con $E_{\text{T}}^{\text{miss}} < 40$ GeV para suprimir eventos con W decayendo a electrones. Los requisitos de los objetos son idénticos a los que se usan en el análisis descriptos en la Sección 6.3.

Para identificar si el par proviene del decaimiento de un bosón Z se reconstruye su masa invariante, de forma separada dependiendo si el par es ee o $e\gamma$. Como el FF se calcula en función de $|\eta|$, se obtienen distribuciones de la masa invariante de cada par para distintos intervalos de $|\eta|$, como se describe en la Figura 6.7. En estas selecciones puede ocurrir que haya un conjunto de eventos que no provenga del Z (fondo no resonante), por lo que se hace un ajuste de cada distribución de masa invariante con una función del tipo 'señal+fondo'. Para la señal se utiliza una *Double-sided crystal ball* [[[definir]]] y para el fondo una función Gaussiana.

Una vez ajustada cada distribución, la función se integra alrededor del pico del Z en una ventana definida como $[\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma]$, para obtener el número de eventos que se emplea en los factores de la Ecuación 6.6 para cada intervalo de $|\eta|$. En la Figura 6.8 se puede observar el resultado del ajuste para la distribución de masa invariante de pares ee y $e\gamma$ con $|\eta| \in [0 - 0.6]$. Cabe mencionar que anteriormente el método empleada una clasificación adicional en p_{T}, y que eso introducía un sesgo en las distribuciones que era contemplado agregando una función Gaussiana adicional, centrada en valores [[[donde?]]]. Como actualmente se aplica un corte en $p_{\text{T}} > 145$ GeV el efecto del mismo es completamente despreciable para los eventos cerca del pico del Z.

Distintas fuentes de incertidumbre sistemática fueron consideradas en el método. Se emplearon distintas ventanas de integración como $[\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma]$ y $[\mu - 4\sigma, \mu + 4\sigma]$. A su

[1] Definida como $\frac{N_{e^{\text{real}} \to e(\gamma)^{\text{reco}}}}{N_{e^{\text{real}} \to e^{\text{reco}}} + N_{e^{\text{real}} \to \gamma^{\text{reco}}}}$

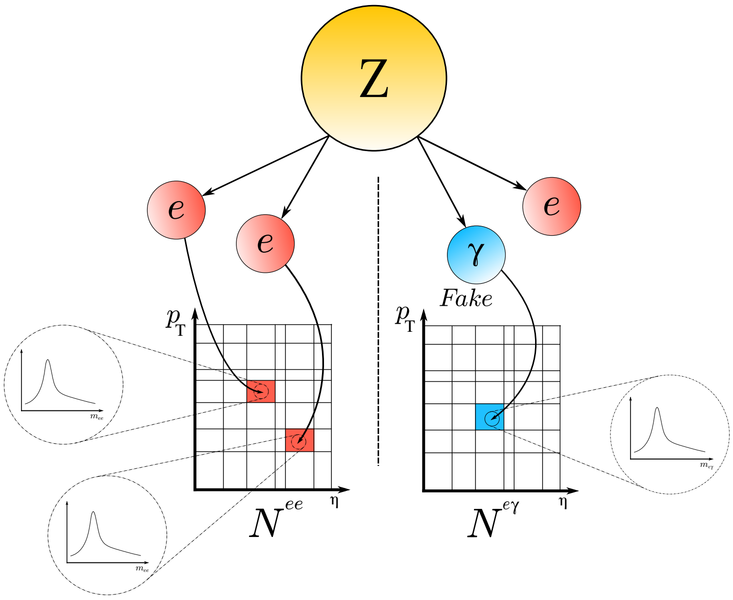


Figura 6.7: Esquema de reconstrucción de las distintas distribuciones de masa invariante utilizadas en el método. Cabe destacar que la clasificación en p_{T} de la imagen se heredó de un método anterior, pero actualmente solo se utiliza la clasificación en $|\eta|$. Si bien la imagen parece favorecer el número de pares de ee, en realidad es porque se está considerando tanto al electrón leading como al sub-leading, cosa que ocurre de forma similar para los pares $e\gamma$ pero no está explícito en la imagen.

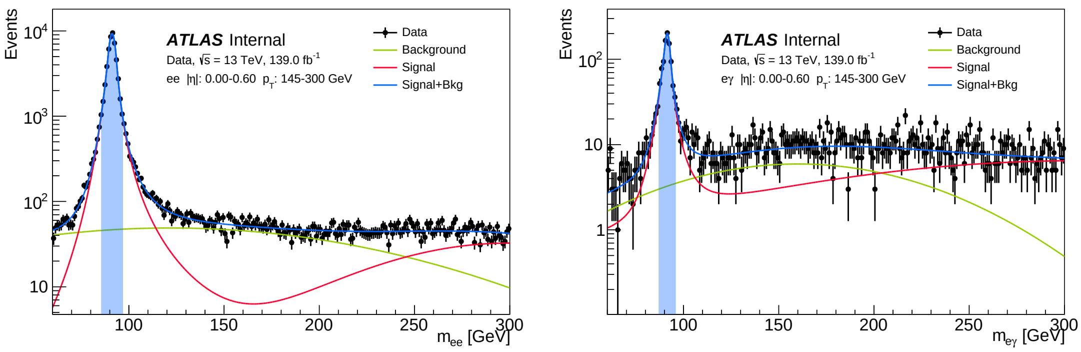


Figura 6.8: Ajuste a la masa invariante para los pares ee (izquierda) and $e\gamma$ (derecha) con $|\eta| \in [0 - 0.6]$. La región celeste representa la ventana de integración empleada para calcular los FFs. A alto p_{T} una Gaussiana adicional es incluida para tener en cuenta el sesgo al aplicar un corte en p_{T}, pero resulta despreciable su contribución en el número de eventos cerca del pico del Z.

vez se calcularon los FFs utilizando sin la sustracción del fondo, incluyendo esta variación como sistemático que contempla el sesgo en la elección de la función de ajuste. Finalmente, como la energía del fotón 'falso' es reconstruida con algoritmos para fotones, cuando en realidad deberían haber sido empleados los de electrones, se considera esto como una incertidumbre sistemática. Para ellos se calcula nuevamente los FFs ahora modificando el

Tabla 6.3: Factores de reconstrucción errónea de electrones como fotones en función de $|\eta|$ para todos los datos del Run 2. Se ponen explícitas las incertidumbres estadísticas y sistemáticas provenientes de variar la ventana de integración, no emplear la sustracción de fondo y el sesgo en la energía de los fotones.

$\|\eta\|$	Fake factor	Incertidumbre estadística.	Incertidumbre sistemática			Incertidumbre Total
			V. integración	Sin sustracción	Sesgo energía	
0.00-0.60	0.0194	0.0000	0.0001	0.0006	0.0012	0.0013
0.60-1.37	0.0244	0.0000	0.0003	0.0014	0.0001	0.0014
1.52-1.82	0.0497	0.0001	0.0000	0.0009	0.0028	0.0029
1.82-2.37	0.0863	0.0001	0.0007	0.0016	0.0051	0.0054

valor de energía de los fotones en un factor 1.5 %. Dicho valor se obtiene de las desviaciones que existen en el μ con respecto al valor de m_Z de la función ajustada a los pares $e\gamma$ [99]. Los valores obtenidos para los FFs junto con sus incertidumbres se pueden observar en la Tabla 6.3. Se puede ver como los mismos aumentan con $|\eta|$, relacionados con la cantidad de material que atraviesan y con la mayor fracción de reconstrucción de fotones convertidos con una sola traza.

Finalmente, el fondo para cada región (R) del análisis se estima definiendo una correspondiente región de control de electrones (CSE), definida de igual forma que R pero reemplazando los cortes sobre fotones por electrones. Se estima la contribución del fondo entonces como:

$$N^{\mathrm{R}}_{e\to\gamma}(|\eta|) = \mathrm{FF}_{e\gamma}(|\eta|) \cdot N^{\mathrm{R}}_{\mathrm{CSE}}(|\eta|) \tag{6.9}$$

En el caso de no observar eventos en alguna CSE, se hace una estimación conservadora con un evento[[[no sabia esto!!!]]].

[[[esto tambien se hace para jfakes, por que nunca lo hacemos explicito?]]]

6.3. Selección de eventos y objetos para el análisis

El presente análisis hace uso de la totalidad de datos con una energía de centro de masa de 13 TeV tomados con el detector ATLAS durante el Run 2 y que son aptos para física [[[definir esto]]], acumulando una luminosidad integrada de 139 fb^{-1}. Los datos fueron seleccionados a partir del trigger `HLT_g140_loose`, que selecciona eventos con al menos un fotón con identificación `Loose` y con $E_{\mathrm{T}} > 140$ GeV. Este trigger es completamente eficiente [85], superando el 99 % de eficiencia para $E_{\mathrm{T}} > 145$ GeV, estable frente a pileup y sin dependencia con η.

Los datos y simulaciones de MC empleados para el análisis fueron preseleccionados con la derivación `SUSY1` descripta en la Sección 2.6, orientada a análisis con moderada actividad hadrónica y con la presencia de un fotón energético entre otras cosas.

Los objetos de interés para esta Tesis son los fotones, jets y leptones (electrones y muones) a los que se les aplica diferentes requisitos offline. Inicialmente se les requiere una selección base (*baseline*) siguiendo algunas de las recomendaciones que hace el grupo de SUSY de la colaboración ATLAS y que se describe a continuación. La misma se emplea para aplicar un requisito de solapamiento (*overlap removal*) entre los distintos objetos del evento y posteriormente empleados para el cálculo de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Finalmente a los fotones, jets y leptones se les aplica una selección denominada *signal*, siendo estos objetos los que definen las distintas regiones del análisis.

[[[como son cortos, capaz los siguientes items podrían ser subsubsection]]]

6.3.1. Fotones

Los fotones baseline deben pasar la selección de identificación `Tight`, tener $E_{\mathrm{T}} > 25$ GeV, $|\eta| < 2.37$ excluyendo la región del crack. Para los fotones signal se requiere adicionalmente tener $E_{\mathrm{T}} > 50$ GeV, aunque para la selección de las regiones se pide adicionalmente que el fotón leading tenga $E_{\mathrm{T}} > 145$ GeV para garantizar la eficiencia del trigger. Adicionalmente se les aplica un requisito de aislamiento tanto calorimétrico como de traza, mediante el WP `FixedCutTight`.

6.3.2. Electrones

Los electrones baseline son requeridos tener $p_{\mathrm{T}} > 10$ GeV, $|\eta| < 2.47$ excluyendo la región crack y ser originados en el vértice primario. El requerimiento de identificación `LooseAndBLayerLLH` es aplicado [[[definir o poner solo loose]]]. Los electrones signal son seleccionados además con $p_{\mathrm{T}} > 25$ GeV, aplicando la identificación `TightLLH` y el requisito de aislamiento `FCLoose`, o `FCHighPtCaloOnly` si tienen $p_{\mathrm{T}} > 200$ GeV.

6.3.3. Muon

Los muones baseline son seleccionados con la identificación `Medium`, tener $p_{\mathrm{T}} > 10$ GeV, $|\eta| < 2.7$ y ser originados del vértice primario. A los muones signal se les requiere adicionalmente tener $p_{\mathrm{T}} > 25$ GeV y el WP de aislamiento `Loose_VarRad`.

6.3.4. Jets

Jets baseline son seleccionados con $p_{\mathrm{T}} > 20$ GeV y $|\eta| < 2.8$. Este último requisito no es empleado en el cálculo de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Selecciones basadas en las trazas son aplicadas para rechazar jets con $p_{\mathrm{T}} < 120$ GeV y $|\eta| < 2.4$ que se originen de las interacciones de pileup. Jets signal son seleccionados con $p_{\mathrm{T}} > 30$ GeV y $|\eta| < 2.5$. La identificación de b-jets es empleada en la definición de algunas regiones de control. Para ello se utiliza el algoritmo `MV2c10`, con una eficiencia de selección de los mismos del 77 %.

6.3.5. Overlap removal

Como se mencionó en capítulos anteriores, los algoritmos de reconstrucción pueden fallar en los criterios de ambigüedad entre objetos, decidiendo almacenar simultáneamente a ambos. Una forma de lidiar con esto es eliminando al objeto que comparta alguna región espacial del detector con otro, en lo que se denomina overlap removal [101]. Esta eliminación se hace en diferentes pasos, y en cada uno hay un objeto eliminado en presencia de otro. Los objetos eliminados en un dado paso no influye en los sucesivos. El overlap removal sigue unas recomendaciones diseñadas específicamente para el tipo de análisis [102], y los diferentes pasos aplicados en el presente análisis se resumen a continuación:

- los muones CT que compartan traza con algún electrón de se eliminan
- los electrones que compartan traza con algún muon se eliminan
- los fotones que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún electrón se eliminan
- los fotones que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún muón se eliminan
- los jets que tengan $\Delta R < 0.2$ con algún electrón se eliminan
- los electrones que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún jet se eliminan
- los jets con número de trazas menor a 3 y que tengan $\Delta R < 0.2$ con algún muón se eliminan
- los muones que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún jet se eliminan
- los jets que tengan $\Delta R < 0.4$ con algún fotón se eliminan

6.3.6. Energía transversa faltante

El cálculo de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ se realiza de acuerdo a lo descripto en la Sección 3.4. Los depósitos de energía en el calorímetro son asociados a los objetos de alto p_{T} en el siguiente orden: electrones, fotones, jets y muones. Las trazas que no fueron asociadas con ninguno de los objetos anteriores son incluidas en el término soft. Para el análisis una vez hecha la selección final de los objetos se hace una selección de eventos con $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 50$ GeV [[[chequear]]].

6.4. Definición de las regiones del análisis

Una vez obtenidas las muestras de señal y una primera estimación de los fondos del SM, el objetivo del análisis es poder diseñar regiones de señal que permitan hacer una discriminación entre ambos. Este proceso se denomina optimización y fue descripto en la Sección 5.7. El mismo consiste en obtener del espacio de parámetros, la combinación de requisitos (cortes) que maximice la significancia (Ecuación **??**). La optimización se realiza en primer instancia conociendo a priori la cinemática del estado final del fondo y señal, y luego mediante un proceso iterativo para encontrar los valores de cortes más óptimos. Si bien el objetivo es maximizar la significancia se intenta no tener regiones muy dependientes del modelo. Con el objetivo de evitar problemas extremos de estadística o con el manejo de sistemáticos, se buscaron regiones que no tengan un número de eventos de fondo nulo, poniéndose un mínimo requerido de tres eventos.

Una vez definidas las SRs, se puede proceder a la definición de las regiones de control y validación. Estas determinan un paso clave en el análisis para poder lograr un correcto modelado de los fondos del análisis. Las CRs se diseñaron para encontrar la normalización de los fondos principales del análisis mediante un ajuste de solo fondo a los datos. Las VRs en cambio fueron diseñadas cubriendo el espacio de parámetros entre las SRs y las CRs, con el objetivo de verificar que el modelado de los fondos es correcto. Como ambas hacen uso de los datos es indispensable que las mismas sean ortogonales a las SR para evitar un posible sesgo en los resultados finales.

A continuación se detallan los pasos que se siguieron en la optimización hasta el diseño final de las SRs y sus respectivas CRs y VRs.

6.4.1. Selección de eventos de señal

El estado final del modelo bajo estudio consiste en al menos un fotón, presencia de jets y elevada $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, como describe el diagrama de la Figura 6.1. Para seleccionar eventos con al menos un fotón es necesario el trigger de fotones simple con menor umbral y sin prescale, el cual es el `HLT_g140_loose`, por lo que a todos los fotones leading de las regiones se les solicita tener $p_{\mathrm{T}} > 145$ GeV, donde el trigger es completamente eficiente. Una selección inclusiva en el número de fotones contempla el caso en el que ambos $\tilde{\chi}_1^0$ decaen mediante fotones. El decaimiento a $\tilde{G}$ produce grandes cantidades de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, que se espera que sea al menos mayor a 200 GeV, un valor bastante más alto que los procesos usuales del SM. Los jets del estado final pueden provenir tanto de los decaimientos de los $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ o $\tilde{\chi}_2^0$, como de la ISR o del decaimiento del higgs. Para el primero de los casos el número de jets va a depender de la diferencia de masas entre el gluino y el $\tilde{\chi}_1^0$. Si la diferencia es pequeña (escenario comprimido) el decaimiento del gluino va a ir en mayor proporción al $\tilde{\chi}_1^0$, por lo que la cadena será corta y el número de jets bajo. En cambio si la diferencia es grande, el gluino tiene otros gauginos intermedios para decaer hasta el $\tilde{\chi}_1^0$, por lo que lo hará más en múltiples etapas dejando un número de jets mayor. A su vez esta diferencia afecta al p_{T} del fotón y a $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. En el escenario comprimido, la masa del neutralino es relativamente alta y por ende el producto de sus decaimientos pueden ser más energéticos. A diferencia del caso con masas de neutralino bajas, donde se esperan fotones de menor p_{T} y menor $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Estas diferencias entre los distintos puntos de señal motivó al diseño de tres regiones de señal, optimizadas para distintas puntos de señal. La SRH, optimizada para el escenario comprimida, caracterizada por fotones y $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ energéticos, pero bajo número de jets. En contraposición, está la SRL optimizada para masas de $\tilde{\chi}_1^0$ baja, y caracterizada por un mayor número de jets, pero con fotones y $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ no tan energéticos.

Finalmente la SRM fue optimizada para un región intermedia y con características de las anteriores SRs. La Figura **??** [[[agregar]]] muestra el espacio de puntos para los cuales fue diseñada cada SR. Finalmente, si bien se pueden generar leptones en el estado final, se aplica un veto a los mismos para evitar el solapamiento con otro análisis que realiza una búsqueda similar con fotones y leptones en el estado final [103].

Definidas las selecciones básicas caracterizadas por el estado final del modelo, se procede a agregar variables que hagan efectiva la discriminación de fondo y señal. Para reducir fondos donde $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ es principalmente instrumental, se aplica una separación angular entre la misma y los objetos presentes en el evento. En la señal $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ proviene principalmente de los $\tilde{G}$, que se espera que no tenga ninguna correlación angular con los fotones y jets, a diferencia de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ instrumental que se espera que esté alineada con los mismos. En procesos donde $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ proviene de la reconstrucción errónea de alguno de los objetos, es esperable que la misma esté alineada con ese objeto. Por ese motivo se aplica un corte inferior en las siguientes variables:

$$\begin{aligned} \Delta\phi(\gamma, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) &= \phi^{\mathrm{leading}\,\gamma} - \phi^{\mathrm{miss}} \\ \Delta\phi(\mathrm{jet}, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}) &= \min(\phi^{\mathrm{leading\,jet}} - \phi^{\mathrm{miss}}, \phi^{\mathrm{sub\text{-}leading\,jet}} - \phi^{\mathrm{miss}}) \end{aligned} \tag{6.10}$$

donde las diferencias se definen de tal forma de que resulten siempre entre 0 y π.

Otra variable que se encontró de gran utilidad para la discriminación de fondo es H_{T}, la cual se define como:

$$H_{\mathrm{T}} = p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{leading}\,\gamma} + \sum_{i \in \mathrm{jets}} p_{\mathrm{T}}^{(i)} \tag{6.11}$$

Para a señal de SUSY que tiene un fotón energético con presencia de varios jets que también pueden ser energéticos, se pueden esperar valores de H_{T} superiores a 1500 GeV.

Finalmente, se empleó una variable realizaba una reducción de fondo adicional:

$$R_{\mathrm{T}}^{N} = \frac{\sum_{i=1}^{N} p_{\mathrm{T}}^{(\mathrm{jet}_i)}}{\sum_{i \in \mathrm{jets}} p_{\mathrm{T}}^{(i)}} \tag{6.12}$$

donde $1 \leq N \leq N_{\mathrm{jets}}$, que representa la fracción de p_{T} de los primeros N jets con respecto a la totalidad de jets. Para el presente análisis se encontró que la variable R_{T}^{4} daba los valores más óptimos de significancia. Las señales de SUSY se espera que contengan eventos con múltiples jets energéticos y por ende valores bajos de R_{T}^{4}, a diferencia de los procesos del SM con baja actividad hadrónica y de baja energía, con valores de R_{T}^{4} cercanos a la unidad. Cabe destacar que esta variable sólo es posible usarla en regiones que soliciten al menos cuatro jets.

[[[mencionar lo que paso con el analisis phb? que se pensaba que los bjets del higgs podian llegar a servir para una nueva SR pero la imposibildiad de reconstruirlos correctamente no presentaba ninguna ventaja con estas SR, que en definitiva ya eran sensibles al analisis]]]

La definición formal de las regiones de señales se muestra en la Tabla 6.4.

Tabla 6.4: Definición de las regiones de señal SRL, SRM y SRH

	SRL	SRM	SRH
N_{fotones}	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$p_{\text{T}}^{\text{leading}\,\gamma}$	> 145 GeV	> 300 GeV	> 400 GeV
N_{leptones}	0	0	0
N_{jets}	≥ 5	≥ 5	≥ 3
$\Delta\phi(\text{jet}, E_{\text{T}}^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4
$\Delta\phi(\gamma, E_{\text{T}}^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	> 250 GeV	> 300 GeV	> 600 GeV
H_{T}	> 2000 GeV	> 1600 GeV	> 1600 GeV
R_{T}^{4}	< 0.90	< 0.90	-

6.4.2. Regiones de control y validación

En el presente análisis se consideraron que los procesos $\gamma + \text{jets}$, $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$ eran los de mayor impacto por lo que se diseñaron regiones de control dedicadas a los mismos, denominadas CRQ, CRW y CRT respectivamente. Todas las CRs requieren al menos un fotón con $p_{\text{T}} > 145$ GeV y luego un conjunto de cortes que no solo generen una buena estadística del fondo a modelar, sino también garanticen la ortogonalidad con las SRs. El corte en H_{T} en general es reducido con respecto a las SRs para aumentar así la estadística de los fondos, y por la misma razón el corte en R_{T}^{4} se omite en todas ellas. Cabe destacar que las tres regiones de control fueron empleadas para todas las regiones de señal, a diferencia de otros análisis donde hacen uso de CRs dedicadas además para cada SR.

La producción de pares de top, en su decaimiento leptónico, genera un estado final con dos b-jets, dos leptones y $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$. La CRT dedicada a este proceso requiere entonces la presencia de al menos dos b-jets y un leptón, garantizando así la ortogonalidad con las SRs. Para evitar contaminación de señal se pone un corte superior en $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$, ya que la misma en este proceso se espera que no sea tan alta como en la señal de SUSY.

La CRW dedicada a $W\gamma$ se diseña de forma similar a la CRT, pero aplicando un veto en los b-jets para evitar una contaminación del fondo de $t\bar{t}\gamma$.

En los procesos como $\gamma + \text{jets}$, donde $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ es principalmente instrumental, se espera que el vector $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ esté alineado con alguno de los jets. La CRQ aplica un corte superior en $\Delta\phi(\text{jet}, E_{\text{T}}^{\text{miss}})$ para incrementar la abundancia de este fondo, garantizando también la ortogonalidad con las SRs. Si bien $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ es baja para este proceso, se aplica un corte inferior en la misma ya que hay suficiente estadística y para no estar muy alejada de las SRs.

En la Tabla 6.5 se muestra la definición completa de las tres regiones de control. [[[mostrar signal contamination?]]].

A continuación se definen las VRs, las cuales fueron diseñadas para verificar el correcto modelado de los fondos. Las mismas se encuentran en una región intermedia entre las CRs y las SRs, siempre siendo ortogonales a estas últimas. Se diseñaron un conjunto

Tabla 6.5: Definición de las regiones de control de control CRQ, CRW y CRT, dedicadas a los fondos $\gamma+$jets , $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$ respectivamente. En color están los cortes que garantizan la ortogonalidad con las SRs.

	CRQ	CRW	CRT
N_{fotones}	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$p_{\text{T}}^{\text{leading}\,\gamma}$	> 145 GeV	> 145 GeV	> 145 GeV
N_{leptones}	0	≥ 1	≥ 1
N_{jets}	≥ 3	≥ 1	≥ 2
N_{bjets}	-	0	≥ 2
$\Delta\phi(\text{jet}, E_{\text{T}}^{\text{miss}})$	< 0.4	> 0.4	> 0.4
$\Delta\phi(\gamma, E_{\text{T}}^{\text{miss}})$	> 0.4	-	-
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	> 100 GeV	$[100, 200]$ GeV	$[50, 200]$ GeV
H_{T}	> 1600 GeV	> 400 GeV	> 400 GeV

de VRs orientadas al modelado de los fondos de $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$, y otras para el de $\gamma+$jets . Nuevamente se requiere en todas ellas al menos un fotón con $p_{\text{T}} > 145$ GeV.

Se definieron cinco VRs orientadas al fondo de $\gamma+$jets . Estas regiones recuperan el corte en $\Delta\phi(\text{jet}, E_{\text{T}}^{\text{miss}})$ de las SRs, pero agregan un corte superior en $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ de 200 GeV, siendo así ortogonales a ellas. Entre ellas se encuentran las VRM1L y VRM1H, orientadas a validar las regiones SRL y SRH respectivamente, emulando sus cortes en p_{T} del fotón y $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$. A su vez la VRM1L incluye un corte similar en R_{T}^{4} para validar la aplicación del mismo en las SRs. Ambas tienen un corte inferior en $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ de 100 GeV, y se desprenden de ambas regiones de validación equivalente pero con un corte inferior en $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ de 150 GeV, denominadas VRM2L y VRM2H. Finalmente se encuentra la VRQ, que es un compromiso entre las regiones anteriores, solicitando una baja cantidad de jets y a su vez bajo p_{T} de fotones. La definición completa de las VRs dedicadas al fondo de $\gamma+$jets se muestra en la Tabla 6.6.

Tabla 6.6: Definición de las regiones de validación VRQ, VRM1L, VRM2L, VRM1H y VRM2H, empleadas para la validación del fondo de $\gamma+$jets . En color están los cortes que garantizan la ortogonalidad con las SRs.

	VRQ	VRM1L	VRM2L	VRM1H	VRM2H
N_{fotones}	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$p_{\text{T}}^{\text{leading}-\gamma}$	> 145 GeV	> 145 GeV	> 145 GeV	> 300 GeV	> 300 GeV
N_{leptones}	0	0	0	0	0
N_{jets}	≥ 3	≥ 5	≥ 5	≥ 3	≥ 3
$\Delta\phi(\text{jet}, E_{\text{T}}^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4
$\Delta\phi(\gamma, E_{\text{T}}^{\text{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4	> 0.4
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	$[100, 200]$	$[100, 200]$	$[150, 200]$	$[100, 200]$	$[150, 200]$
H_{T}	> 1600	> 1600	> 1600	> 1600	> 1600
R_{T}^{4}	-	< 0.90	< 0.90	-	-

Para los fondos $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$ se definieron cuatro regiones de validación, por lo que todas requieren al menos un leptón y lo que las hace ortogonales a las SRs. La VRL1 y VRL2 estudian la región de bajo $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ y validando distintos valores de H_{T}, mientras que las VRL3 y VRL4 lo hacen para $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} > 200$ GeV. Además VRL4 invierte el corte en $\Delta\phi(\mathrm{jet}, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}})$ para validar esa variable en regiones con combinaciones distintas de la misma. La Tabla 6.7 muestras las definiciones completas de las VRs dedicadas a estos fondos.

Tabla 6.7: Definición de las regiones de validación VRL1, VRL2, VRL3 y VRL4, empleadas para la validación de los fondos de $W\gamma$ y $t\bar{t}\gamma$. En color están los cortes que garantizan la ortogonalidad con las SRs.

	VRL1	VRL2	VRL3	VRL4
N_{fotones}	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
$p_{\mathrm{T}}^{\mathrm{leading}-\gamma}$	> 145 GeV	> 145 GeV	> 145 GeV	> 145 GeV
N_{leptones}	≥ 1	≥ 1	≥ 1	≥ 1
N_{jets}	≥ 2	≥ 2	≥ 2	≥ 2
$\Delta\phi(\mathrm{jet}, E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}})$	> 0.4	> 0.4	> 0.4	< 0.4
$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	$[50, 200]$ GeV	$[50, 200]$ GeV	> 200 GeV	> 200 GeV
H_{T}	> 800 GeV	> 1300 GeV	$[600, 1600]$ GeV	> 1100 GeV

Capítulo 7

Resultados e interpretación del análisis

Los eventos observados y los fondos del SM estimados obtenidos con el ajuste de solo fondo, en las diferentes regiones de señal utilizadas en este análisis se muestran en la Tabla 7.1.

Los resultados de las distribuciones $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ observadas en las regiones de señal SRL, SRM y SRH se muestran en Figura 7.1. Las distribuciones predichas para señales masas de gluino y neutralino cercanas a la sensibilidad esperada también se muestran a modo de comparación. Para cada gráfico, toda la selección de SR se aplican requisitos excepto el de la variable que se muestra.

El ajuste de solo fondo utilizado en las secciones anteriores para estimar el fondo utilizando las CR, se puede ampliar para incluir las SR y realizar pruebas de hipótesis, utilizando un enfoque de razón de probabilidad de registro de perfil (LLR), sobre la compatibilidad del número observado de eventos con el SM, para establecer límites en las secciones transversales visibles y los límites de exclusión en modelos SUSY específicos.

El ajuste se basa en las SR y CR enumerados en la Tabla **??** y **??** y tiene en cuenta todos las incertidumbres sistemáticas discutidas en la Sección **??**, tratadas como parámetros de nuisanse distribuidas normalmente. Con el ajuste simultáneo en las CR y SR se obtiene factores de normalización comunes para cada uno de los fondos de $W\gamma$, $t\bar{t}\gamma$ y QCD $\gamma+\text{jets}$. Cada incertidumbre experimental se trata como totalmente correlacionada entre las CR y el SR correspondiente, y se consideran los procesos físicos. Los sistemáticos de la teoría se tratan como correlacionados entre las diferentes regiones pero no correlacionada entre las muestras de fondo.

El número de eventos en cada SR para los datos y las contribuciones de los diferentes antecedentes del SM se muestran en la Tabla 7.1. Dado que no se observa un exceso significativo por encima del fondo SM en los SR, estos se utilizan para establecer límites en el número de nuevos eventos físicos (límites independientes del modelo) y en los parámetros de los modelos de señal GGM descritos en la Sección **??**.

Los límites independientes del modelo sobre el número de eventos del SM en cada

	SRL	SRM	SRH
Observed events	2	0	5
Expected SM events	2.67 ± 0.75	2.55 ± 0.64	2.55 ± 0.44
$t\bar{t}\gamma$	0.70 ± 0.18	0.87 ± 0.18	0.22 ± 0.05
$W\gamma$	0.55 ± 0.37	0.70 ± 0.42	1.08 ± 0.21
γ + jets	0.49 ± 0.29	0.17 ± 0.10	0.07 ± 0.01
$Z(\to \nu\nu)\gamma$	0.31 ± 0.11	0.35 ± 0.12	0.94 ± 0.28
$\gamma\gamma/W\gamma\gamma/Z\gamma\gamma$	0.23 ± 0.11	0.25 ± 0.10	0.08 ± 0.01
Fake photons from e	0.22 ± 0.08	0.04 ± 0.03	0.06 ± 0.04
Fake photons from jets	0.15 ± 0.09	0.14 ± 0.09	0.09 ± 0.07
$Z(\to \ell\ell)\gamma$	0.03 ± 0.03	0.03 ± 0.01	–

Tabla 7.1: Eventos observados y estimación de los fondos del SM en las distintas regiones de señal

SR se enumeran en la Tabla 7.2, junto con el p-value (p_0), definido como la probabilidad de observar al menos el rendimiento del evento observado cuando asumiendo que no hay señal presente, y la correspondiente significado gaussiano Z. También se muestra el límite superior del nivel de confianza del 95 % en la sección transversal visible $\sigma \times A \times \epsilon$, obtenido al normalizar el límite superior al número de eventos de señal con la luminosidad integrada, donde σ es la sección transversal de producción para una señal más allá de SM (BSM), A es la aceptación (fracción de eventos con objetos que pasan todas las selecciones cinemáticas a nivel de partículas) y ϵ es la eficiencia (fracción de los eventos que se observaría después de la reconstrucción del detector). Para SRL y SRM, p_0 tiene un límite de $0,5$ debido al hecho de que las predicciones superan los datos. Para SRH, el valor de descubrimiento p es 0.09, lo que significa que estas observaciones son compatibles con la hipótesis de solo fondo. Para SRM y SRH, la diferencia en los límites esperados, que tienen el mismo número de eventos esperados y una incertidumbre similar, se ve afectada por el número de eventos observados [104]. Según el número de eventos observados en los SR y la expectativa de fondo, se establecen límites superiores con un nivel de confianza (CL) del 95 % para cada SR en el número de eventos de cualquier escenario de la física de BSM. El límite más estricto observado es para SRM, donde se excluyen las secciones transversales visibles superiores a $0,022$ fb.

Los límite de exclusión para modelos de señal SUSY específicos se basa en los estadísticos de prueba del profile likelihood, y se obtiene de un ajuste simultáneo en las contribuciones del SM y el modelo bajo estudio en una región de señal dada y sus regiones de control de fondo asociadas, que son todas por diseño estadísticamente independiente. Estos límites unilaterales se establecen en el 95 % CL usando la receta CL_s. El límite de exclusión observado se calcula con la eficiencia de la señal correspondiente a la sección transversal nominal de la teoría $\pm 1\sigma$. Los límites de exclusión combinados se muestran en la Figura 7.2, para cada modelo de señal considerado. Estos se obtienen con experimentos de pseudodatos y utilizando la región de señal con la mejor sensibilidad esperada en cada punto. La línea continua negra corresponde a los límites esperados al 95 % CL, con las bandas amarillas que indican las exclusiones de 1 σ debido a incertidumbres de la teoría de fondo. Los límites observados están indicados por medio curvas rojas, el contorno sólido representa el límite nominal, y las líneas punteadas se obtienen variando la sección transversal de la señal según el valor teórico.

Los límites en este artículo extienden entre 200 y 400 GeV en la masa de gluino a los alcanzados en la búsqueda anterior [105] para el modelo de señal γ/Z. Con respecto al modelo de señal γ/h, la búsqueda anterior [106] se realizó en Run-1 con un plano de masa ligeramente diferente estableciendo un límite alrededor de 1.2 TeV para la masa de

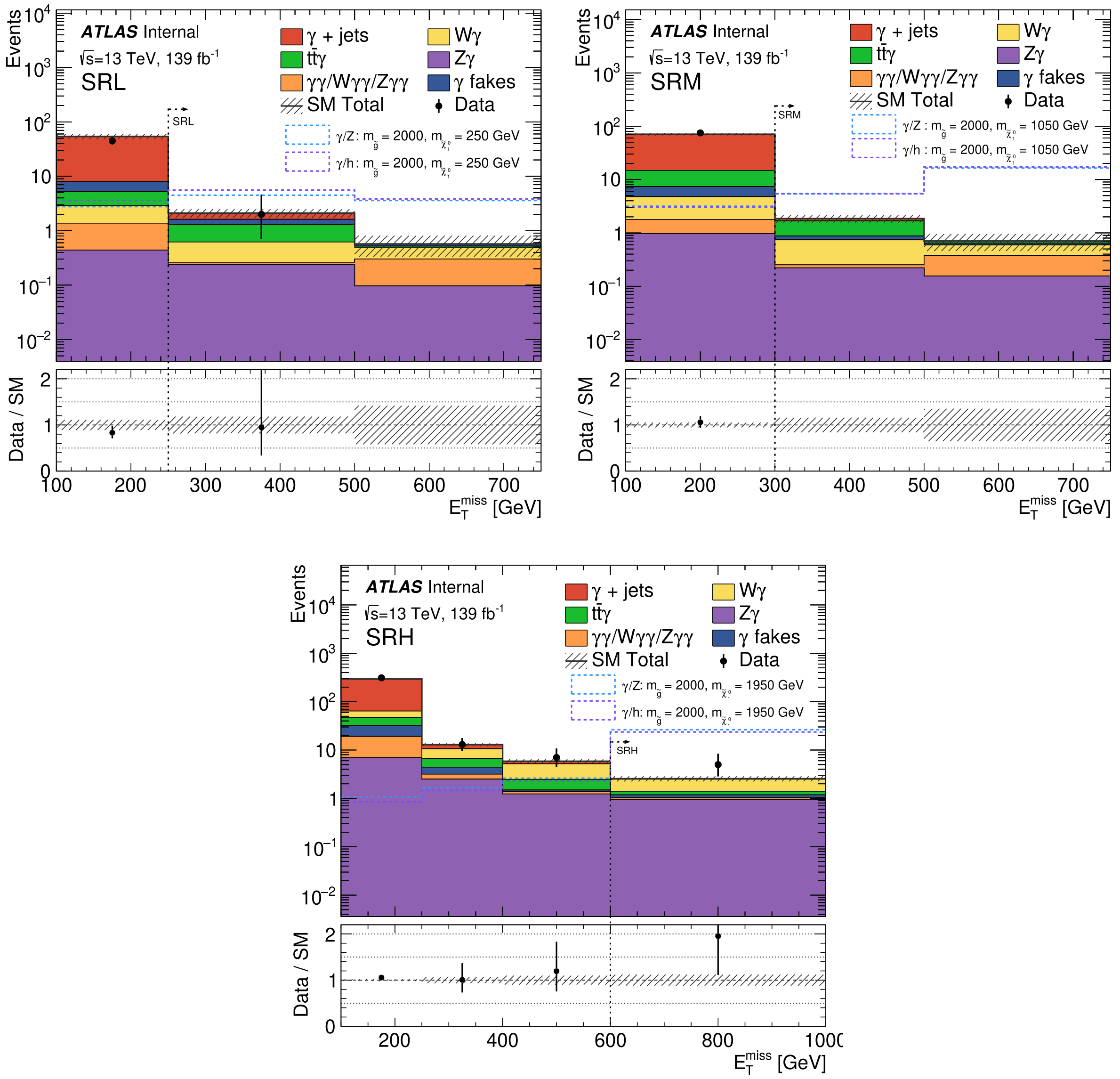


Figura 7.1: Distribución de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ para las regiones de señal SRL (izquierda), SRM (derecha) y SRH (abajo).

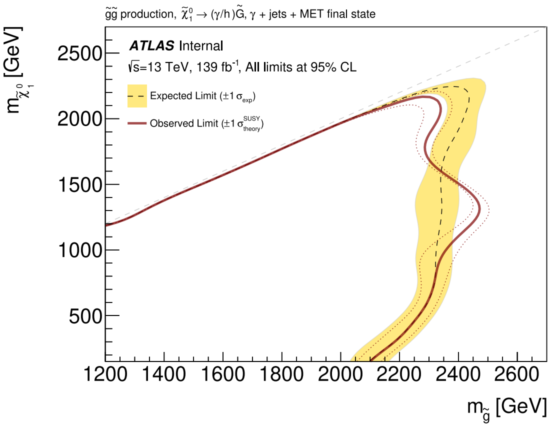


Figura 7.2: Límites observados y esperados en el plano de masas del gluíno-neutralino a 95 % CL usando en cada punto la región de señal con mejor sensibilidad.

gluino. En el presente estudio, los límites de este modelo amplían los resultados anteriores en casi 1 TeV. Para ambos modelos, los límites más estrictos de la masa de gluino se establecen en 2,4 TeV para una masa de neutralino de 1,3/1,4 TeV. Además, se alcanza un límite superior general en la masa de gluino de 2.2 TeV para todas las masas del neutralino, con la excepción de una masa de neutralino muy baja de 150 GeV donde el alcance en $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ es 2050/2100 GeV, como se esperaba debido a la baja aceptación de la señal del análisis en esta región.

Tabla 7.2: Resumen del número de eventos observados incluynedo los límites con 95 % de CL en la sección eficaz visible y en el número de eventos observados.

Signal Region	N_{obs}	N_{exp}	$\langle\epsilon\sigma\rangle^{95}_{\text{obs}}$ [fb]	$\langle\epsilon\sigma\rangle^{95}_{\text{exp}}$ [fb]	S^{95}_{obs}	S^{95}_{exp}	p_0(Z)
SRL	2	2.67 ± 0.75	0.034	$0.034^{+0.016}_{-0.009}$	4.73	$4.7^{+2.2}_{-1.2}$	0.50 (0.00)
SRM	0	2.55 ± 0.64	0.022	$0.033^{+0.013}_{-0.008}$	3	$4.6^{+1.8}_{-1.1}$	0.50 (0.00)
SRH	5	2.55 ± 0.44	0.054	$0.035^{+0.014}_{-0.010}$	7.55	$4.8^{+1.9}_{-1.4}$	0.09 (1.32)

Capítulo 8

Búsqueda de SUSY con producción electrodébil en estados finales con fotones, bosones Z y Higgs

Es posible realizar una búsqueda alternativa con el mismo estado final, para realizar un búsqueda de un modelo supersimétrico similar al anterior pero dedicado a la preducción electrodébil de partículas de SUSY.

El estado final esta motivado por modelos de supersimetría (SUSY) [107–113], que son candidatos teóricamente bien motivados para la física más allá del Modelo Estándar (SM). Teorías de ruptura de simetría gauge mediated (GMSB) [114–116] predicen un sector oculto en el que la supersimetría se rompe con un valor de expectación de vacío $\langle F \rangle$, donde la ruptura de simetría se transfiere al sector visible a través de interacciones de bosones gauge del modelo estándar. La partícula supersimétrica más ligera (LSP) en GMSB es el gravitino ultraligero ($\tilde{G}$), que en determinadas circunstancias es un candidato viable a materia oscura [117,118]. La fenomenología de los modelos GMSB está determinada por la naturaleza de la partícula supersimétrica próxima a la más ligera (NLSP), que para una gran parte del espacio de parámetros del GMSB es el neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Los neutralinos son mezclas de autoestados de gauginos neutros ($\tilde{B}$, $\tilde{W}^0$) y higgsinos neutros ($\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$), y por lo tanto el neutralino más ligero puede decar a un $\tilde{G}$ by a γ, Z o h (el bosón de Higgs neutro más ligero, asumido compatible con el bosón de Higgs observado en ATLAS y CMS). Los dos últimos están sujetos a una fuerte supresión cinemática proporcional a $(1 - m_Z^2/m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^4$ y $(1 - m_{h^0}^2/m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^4$, pero que aún juegan un papel importante en la fenomenología si $\langle F \rangle$ no es demasiado grande, $\tilde{\chi}_1^0$ tiene un contenido considerable de zino o higgsino y $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ es significativamente mayor que m_Z o m_{h^0}. Teóricamente se permiten las desintegraciones a A^0 o H^0 pero es poco probable que se permitan cinemáticamente.

En consecuencia, un par de $\tilde{\chi}_1^0$ producidos en un colisionador puede dar lugar a un estado final que contenga dos bosones (hh, $h\gamma$, hZ, $Z\gamma$, ZZ, $\gamma\gamma$) más $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ de las partículas LSP estables e indetectables ($\tilde{G}$). Se han realizado varias búsquedas de estas signaturas [106, 119–128]. Los escenarios considerados en este análisis son aquellos con al

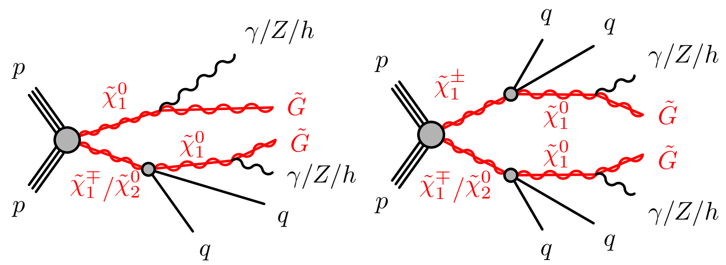


Figura 8.1: Diagramas de producción de gauginos con estado final de fotones y gravitinos.

menos un fotón más dos $\tilde{G}$ en el estado final, esperados en el caso en que el $\tilde{\chi}_1^0$ sea una mezcla bino-higgsino, como se muestra en la Figura 8.1.

Los esfuerzos para formular al GMSB de una forma independiente de modelo han llevado al desarrollo de la general gauge mediated (GGM) [129, 130]. GGM incluye un sector observable con todos los campos del Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM), junto con un sector oculto que contiene la fuente de ruptura de SUSY. En GGM, no hay necesidad de ninguna jerarquía de masas entre los estados de color y no de color y, por lo tanto, no existe una restricción teórica sobre la masa de los estados de color, por lo que estos estados están al alcance del LHC.

Muestras de la señal de SUSY fueron generadas utilizando simulaciones de Monte Carlo a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Las mismas pasaron por la simulación rápida del detector ATLAS ATLFAST-II [131]. Un peso evento a evento es aplicado para modelar las condiciones del detector de la toma de datos bajo estudio, haciendo coincidir las distribuciones del número de colisiones inelásticas *pp* por cruce de haces (pile-up) a las obtenidas en datos.

A su vez, las simulaciones son corregidas con factores de escala de eficiencia, y una corrección adicional a la escala de energía de los fotones, leptones y jets para coincidirlas con la de datos.

8.1. Muestras de señal

El presente análisis está motivado por las signaturas de nuetralinos mezcla de bino-higgsino con un estado final que consta de al menos un fotón, jets y alto $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. El componente bino de los neutralinos más ligeros se acopla tanto al fotón como al bosón Z, mientras que el componente higgsino se acopla al bosón de Higgs.

Las muestras de señales se generaron utilizando un enfoque simplificado de este modelo. Se consideraron cuatro canales de producción de electroweakino: $\tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_1^{\pm}$, $\tilde{\chi}_2^0\ \tilde{\chi}_1^{\pm}$ y $\tilde{\chi}_1^{+}\ \tilde{\chi}_1^{-}$. La sección transversal de cada proceso se calculó usando RESUMMINO-3.0.0 en el orden de precisión NLO + NLL, usando CTEQ6.6 y los PDF MSTW2008, con sus correspondientes conjuntos de PDF y variaciones de escala para las incertidumbres. La Figura 8.2 muestra la sección transversal de cada producción de gaugino y la sección transversal total en función de la masa $\tilde{\chi}_1^0$. Los puntos de señal se produjeron en función de la masa de $\tilde{\chi}_1^0$: $m_{\tilde{\chi}_1^0} = [150, 250, 350, 450, 550, 650, 750, 850, 950, 1050, 1250, 1450]$ GeV.

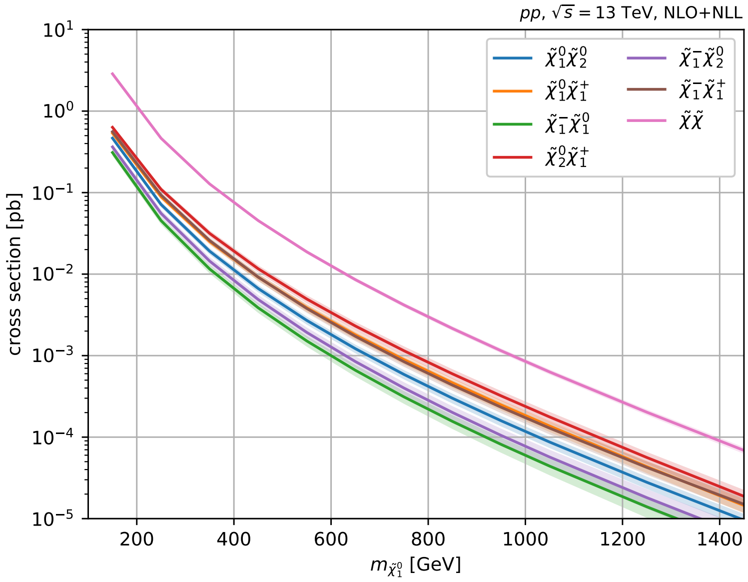


Figura 8.2: Sección eficaz de la producción de gauginos en función de la masa de $\tilde{\chi}_1^0$.

La masa de $\tilde{\chi}_2^0$ ($\tilde{\chi}_1^{\pm}$) se estableció en $m_{\tilde{\chi}_1^0} + 11(10)$ GeV, mientras que la masa de gravino se estableció en 1 eV. Todo el resto de las masas de espartículas se establecieron en el régimen desacoplado definido como 4,5 GeV.

Las desintegraciones $\tilde{\chi}_2^0$ ($\tilde{\chi}_1^{\pm}$) se establecen 100 % en $\tilde{\chi}_1^0$ a través de un Z ($W^{\pm}$) fuera de la cáscara, y el último tiene la fracción de ramificación SM. Las fracciones de ramificación de $\tilde{\chi}_1^0$ se establecieron 33 % en $\tilde{G} + \gamma$, 33 % en *gravino* $+ Z$ y 33 % en *gravino* $+ h^0$. Esto se hizo para tener una buena cantidad de estadísticas para todos los posibles estados finales, con el fin de volver a ponderar cada evento al estado final deseado. Favorecer (o desfavorecer) un modelo con una $\tilde{\chi}_1^0$ caracterizada con una fracción de ramificación particular a γ, Z o h^0 ($\mathrm{BR}_\gamma, \mathrm{BR}_Z, \mathrm{BR}_{h^0}$), los eventos se ponderaron según:

$$w = [w_{\gamma\gamma}, w_{\gamma Z}, w_{\gamma h^0}, w_{ZZ}, w_{Zh^0}, w_{h^0h^0}] = 9{\cdot}[\mathrm{BR}_\gamma^2, \mathrm{BR}_\gamma{\cdot}\mathrm{BR}_Z, \mathrm{BR}_\gamma{\cdot}\mathrm{BR}_{h^0}, \mathrm{BR}_Z^2, \mathrm{BR}_Z{\cdot}\mathrm{BR}_{h^0}, \mathrm{BR}_{h^0}^2] \tag{8.1}$$

Se estudiaron dos modelos particulares siguiendo ejemplos previos de análisis. El modelo fue la $\tilde{\chi}_1^0$ decae 50 % a $\gamma + \tilde{G}$ y 50 % a $Z + \tilde{G}$ ($w = \frac{9}{4}[1, 1, 0, 1, 0, 0]$) llamado 'modelo ph + Z', y el modelo donde $\tilde{\chi}_1^0$ decae 50 % a $\gamma + \tilde{G}$ y 50 % a $h^0 + \tilde{G}$ ($w = \frac{9}{4}[1, 0, 1, 0, 0, 1]$) el llamado 'modelo ph + h'. Las Figuras 8.3 y 8.4 muestran las distribuciones de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}/m_{\mathrm{eff}}$ y $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ significance para distintos puntos de señal, en comparación con las distribuciones de fondo, en una región sensible a bajas masas de $\tilde{\chi}_1^0$.

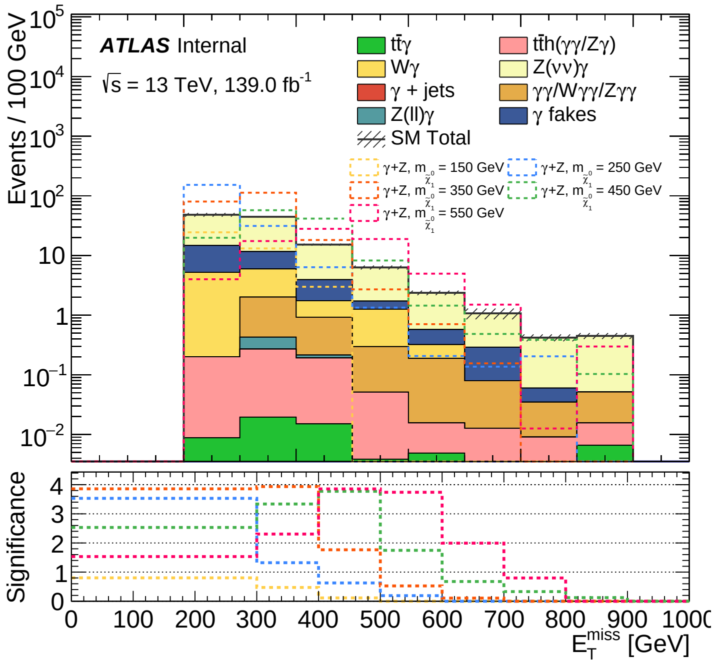


Figura 8.3: Distribución de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ para la región de señal de baja masa.

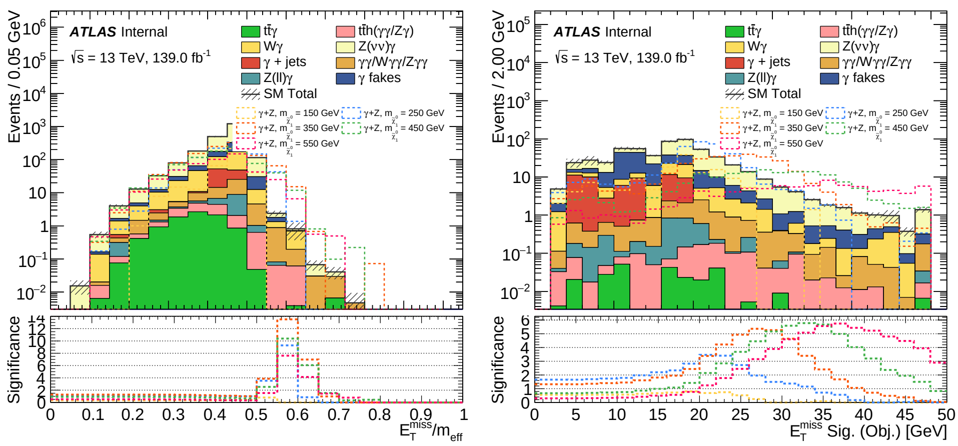


Figura 8.4: Distribución de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}/m_{\mathrm{eff}}$ (izquierda) y $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ significance para la región de señal de baja masa.

Capítulo 9

Conclusión

Seleccionar fotones con una alta eficiencia es clave en el proceso de toma de datos del experimento ATLAS. Las desafiantes condiciones del LHC Run-2 requieren una constante optimización y mejora de la selección de disparadores y las técnicas utilizadas para para mantener las tasas por debajo de los límites al tiempo que proporciona objetos de manera eficiente para el análisis físico. El sistema de Trigger ATLAS ha demostrado funcionar cumpliendo estos requisitos durante la toma de datos Run-2, llegando a valores superiores al 90 % en distintas regiones como se determinó en el presente trabajo, incluso, en las condiciones de alta luminosidad que son ya dos veces el valor de diseño. Los resultados obtenidos fueron luego utilizados por toda la colaboración en todos los estudios que involucran la selección de fotones online en distintos estados finales, incluyendo análisis con Higgs decayendo a dos fotones.

Basado en datos de colisión protón-protón con $\sqrt{s} = 13$ TeV correspondiente a una luminosidad integrada de 139 fb^{-1} registrada por el detector ATLAS en el LHC en Run-2, se ha realizado una búsqueda con un estado final de al menos un fotón aislado con alto momento transverso, jets y alto momento transverso faltante. Se definen tres regiones de señal, una con una predicción de 2.67 $\pm$ 0.75 eventos de fondo y 2 eventos observados, otra con 2.55 $\pm$ 0.64 eventos de fondo y sin eventos observados, y la última que predice 2.55 $\pm$ 0.44 eventos de fondo con 5 eventos observados. Los resultados son compatibles con ningún exceso significativo de eventos sobre la estimación de fondo de SM. Los límites superiores de 95 % CL dependientes del modelo se establecen en las posibles contribuciones de la nueva física en un escenario GGM con un neutralino NLSP que es una mezcla de higgsino y bino. Para la correspondiente producción de gluino, las masas se excluyen a valores de 2200 GeV para la mayoría de las masas NLSP investigadas. Los límites superiores de 95 % CL independientes del modelo se establecen en la sección transversal visible asociada de las contribuciones de la nueva física.

Agradecimientos

...

Bibliografía

[1] Sheldon L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579–588, 1961.

[2] A. salam (1968). n. svartholm (ed.). elementary particle physics: Relativistic groups and analyticity. eighth nobel symposium. stockholm: Almquvist and wiksell. p. 367.

[3] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, Nov 1967.

[4] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, Aug 1964.

[5] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, Oct 1964.

[6] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585–587, Nov 1964.

[7] "Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtes betreffenden heuristischen gesichtspunkt". annalen der physik. 17 (6): 132-148. bibcode:1905anp...322..132e. doi:10.1002/andp.19053220607.

[8] Bruno R. Stella and Hans-Jürgen Meyer. v(9.46 gev) and the gluon discovery (a critical recollection of pluto results). *The European Physical Journal H*, 36(2):203–243, Sep 2011.

[9] Atlas collaboration. observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. phys. lett. b, 716:1, 2012.

[10] Cms collaboration. observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc. phys. lett. b, 716:30, 2012.

[11] Andrew purcell. go on a particle quest at the first cern webfest. le premier webfest du cern se lance à la conquête des particules. (bul-na-2012-269. 35/2012):10, aug 2012.

[12] Noether, e. (1918). ïnvariante variationsprobleme". nachrichten von der gesellschaft der wissenschaften zu göttingen. mathematisch-physikalische klasse. 1918: 235–257.

[13] Modern elementary particle physics: Explaining and extending the standard model 2nd edition. g. kane.

[14] Gregory Ciezarek, Manuel Franco Sevilla, Brian Hamilton, Robert Kowalewski, Thomas Kuhr, Vera Lüth, and Yutaro Sato. A challenge to lepton universality in b-meson decays. *Nature*, 546(7657):227–233, Jun 2017.

[15] LHCb collaboration, R. Aaij, et al. Test of lepton universality in beauty-quark decays, 2021.

[16] Tesis de joaco.

[17] R.k. ellis, w.j. stirling, and b.r. webber. qcd and collider physics. cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology. cambridge university press, 2003.

[18] Tripiana M. Medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ tev en el experimento atlas.

[19] R.p. feynman. very high-energy collisions of hadrons. phys. rev. lett., 23:1415-1417 (1969).

[20] J.d. bjorken and e.a. paschos. inelastic electron-proton and γ-proton scattering and the structure of the nucleon. phys. rev., 185:1975–1982 (1969).

[21] R.Keith Ellis, Howard Georgi, Marie Machacek, H.David Politzer, and Graham G. Ross. Factorization and the parton model in qcd. *Physics Letters B*, 78(2):281 – 284, 1978.

[22] V.n. gribov and l.n. lipatov. deep inelastic scattering e p scattering in perturbation theory. sov. j. nucl. phys., 15:438 (1972).

[23] L.n. lipatov. the parton model and perturbation theory. sov. j. nucl. phys., 20:94 (1975).

[24] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, B126:298, 1977.

[25] James botts, jorge g. morfin, joseph f. owens, jianwei qiu, wu-ki tung, and harry weerts. cteq parton distributions and flavor dependence of sea quarks. physics letters b, 304(1-2):159–166, apr 1993.

[26] A. d. martin, w. j. stirling, r. s. thorne, and g. watt. parton distributions for the lhc. the european physical journal c, 63(2):189–285, jul 2009.

[27] A. d. martin, w. j. stirling, r. s. thorne, and g. watt. uncertainties on α_s in global pdf analyses and implications for predicted hadronic cross sections. the european physical journal c, 64(4):653–680, oct 2009.

[28] A. d. martin, w. j. stirling, r. s. thorne, and g. watt. heavy-quark mass dependence in global pdf analyses and 3- and 4-flavour parton distributions. the european physical journal c, 70(1-2):51–72, oct 2010.

[29] Carrazza s. deans c. del debbio l. forte s. guffanti a. hartland n. latorre j. rojo j. et al. ball r., bertone v. parton distributions with lhc data. nuclear physics b, 867(2):244–289, feb 2013.

[30] Atlas collaboration, cern, summary plots from the atlas standard model physics group, https://atlas.web.cern.ch/atlas/groups/physics/ combinedsummaryplots/sm/.

[31] S. weinberg, phys. rev. d 13, 974 (1976), phys. rev. d 19, 1277 (1979); e. gildener, phys. rev. d 14, 1667 (1976); l. susskind, phys. rev. d 20, 2619 (1979); g. 't hooft, in recent developments in gauge theories, proceedings of the nato advanced summer institute, cargese 1979, (plenum, 1980).

[32] B. Abi, T. Albahri, S. Al-Kilani, D. Allspach, L. P. Alonzi, A. Anastasi, A. Anisenkov, F. Azfar, K. Badgley, S. Baeßler, I. Bailey, V. A. Baranov, E. Barlas-Yucel, T. Barrett, E. Barzi, A. Basti, F. Bedeschi, A. Behnke, M. Berz, M. Bhattacharya, H. P. Binney, R. Bjorkquist, P. Bloom, J. Bono, E. Bottalico, T. Bowcock, D. Boyden, G. Cantatore, R. M. Carey, J. Carroll, B. C. K. Casey, D. Cauz, S. Ceravolo, R. Chakraborty, S. P. Chang, A. Chapelain, S. Chappa, S. Charity, R. Chislett, J. Choi, Z. Chu, T. E. Chupp, M. E. Convery, A. Conway, G. Corradi, S. Corrodi, L. Cotrozzi, J. D. Crnkovic, S. Dabagov, P. M. De Lurgio, P. T. Debevec, S. Di Falco, P. Di Meo, G. Di Sciascio, R. Di Stefano, B. Drendel, A. Driutti, V. N. Duginov, M. Eads, N. Eggert, A. Epps, J. Esquivel, M. Farooq, R. Fatemi, C. Ferrari, M. Fertl, A. Fiedler, A. T. Fienberg, A. Fioretti, D. Flay, S. B. Foster, H. Friedsam, E. Frlež, N. S. Froemming, J. Fry, C. Fu, C. Gabbanini, M. D. Galati, S. Ganguly, A. Garcia, D. E. Gastler, J. George, L. K. Gibbons, A. Gioiosa, K. L. Giovanetti, P. Girotti, W. Gohn, T. Gorringe, J. Grange, S. Grant, F. Gray, S. Haciomeroglu, D. Hahn, T. Halewood-Leagas, D. Hampai, F. Han, E. Hazen, J. Hempstead, S. Henry, A. T. Herrod, D. W. Hertzog, G. Hesketh, A. Hibbert, Z. Hodge, J. L. Holzbauer, K. W. Hong, R. Hong, M. Iacovacci, M. Incagli, C. Johnstone, J. A. Johnstone, P. Kammel, M. Kargiantoulakis, M. Karuza, J. Kaspar, D. Kawall, L. Kelton, A. Keshavarzi, D. Kessler, K. S. Khaw, Z. Khechadoorian, N. V. Khomutov, B. Kiburg, M. Kiburg, O. Kim, S. C. Kim, Y. I. Kim, B. King, N. Kinnaird, M. Korostelev, I. Kourbanis, E. Kraegeloh, V. A. Krylov, A. Kuchibhotla, N. A. Kuchinskiy, K. R. Labe, J. LaBounty, M. Lancaster, M. J. Lee, S. Lee, S. Leo, B. Li, D. Li, L. Li, I. Logashenko, A. Lorente Campos, A. Lucà, G. Lukicov, G. Luo, A. Lusiani, A. L. Lyon, B. MacCoy, R. Madrak, K. Makino, F. Marignetti, S. Mastroianni, S. Maxfield, M. McEvoy, W. Merritt, A. A. Mikhailichenko, J. P. Miller, S. Miozzi, J. P. Morgan, W. M. Morse, J. Mott, E. Motuk, A. Nath, D. Newton, H. Nguyen, M. Oberling, R. Osofsky, J.-F. Ostiguy, S. Park, G. Pauletta, G. M. Piacentino, R. N. Pilato, K. T. Pitts, B. Plaster, D. Počanić, N. Pohlman, C. C. Polly, M. Popovic, J. Price, B. Quinn, N. Raha, S. Ramachandran, E. Ramberg, N. T. Rider, J. L. Ritchie, B. L.

Roberts, D. L. Rubin, L. Santi, D. Sathyan, H. Schellman, C. Schlesier, A. Schreckenberger, Y. K. Semertzidis, Y. M. Shatunov, D. Shemyakin, M. Shenk, D. Sim, M. W. Smith, A. Smith, A. K. Soha, M. Sorbara, D. Stöckinger, J. Stapleton, D. Still, C. Stoughton, D. Stratakis, C. Strohman, T. Stuttard, H. E. Swanson, G. Sweetmore, D. A. Sweigart, M. J. Syphers, D. A. Tarazona, T. Teubner, A. E. Tewsley-Booth, K. Thomson, V. Tishchenko, N. H. Tran, W. Turner, E. Valetov, D. Vasilkova, G. Venanzoni, V. P. Volnykh, T. Walton, M. Warren, A. Weisskopf, L. Welty-Rieger, M. Whitley, P. Winter, A. Wolski, M. Wormald, W. Wu, and C. Yoshikawa. Measurement of the positive muon anomalous magnetic moment to 0.46 ppm. *Phys. Rev. Lett.*, 126:141801, Apr 2021.

[33] Stephen p. martin. a supersymmetry primer. 1997. [adv. ser. direct. high energy phys.18,1(1998)].

[34] Michael dine and willy fischler. a phenomenological model of particle physics based on supersymmetry. phys. lett. b, 110:227, 1982.

[35] Luis alvarez-gaume, mark claudson, and mark b. wise. low-energy supersymmetry. nucl. phys. b, 207:96, 1982.

[36] Chiara r. nappi and burt a. ovrut. supersymmetric extension of the su(3) x su(2) x u(1) model. phys. lett. b, 113:175, 1982.

[37] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/lhcphysics/susycrosssections.

[38] Atlas collaboration, cern, summary plots from the atlas susy group, https://atlas.web.cern.ch/atlas/groups/physics/pubnotes/atl-phys-pub-2021-019/.

[39] Lyndon R Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *J. Instrum.*, 3:S08001. 164 p, 2008. This report is an abridged version of the LHC Design Report (CERN-2004-003).

[40] *LEP design report.* CERN, Geneva, 1983. By the LEP Injector Study Group.

[41] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.

[42] S. chatrchyan et al. the cms experiment at the cern lhc. jinst, 3:s08004, 2008.

[43] A. augusto alves, jr. et al. the lhcb detector at the lhc. jinst, 3:s08005, 2008.

[44] K. aamodt et al. 3:s08002, 2008. the alice experiment at the cern lhc. jinst,.

[45] https://cds.cern.ch/record/409763.

[46] ATLAS Collaboration. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report, 2010.

[47] ATLAS Collaboration. Performance of the ATLAS trigger system in 2015. *Eur. Phys. J. C*, 77:317, 2017.

[48] R. achenbach et al. the atlas level-1 calorimeter trigger. jinst, 3:p03001, 2008.

[49] ATLAS Collaboration. ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls: Technical Design Report, 2003.

[50] Cern. the worldwide lhc computing grid.

[51] ATLAS Collaboration. ATLAS Computing: Technical Design Report, 2005.

[52] B lenzi. the physics analysis tools project for the atlas experiment.technical report atl-soft-proc-2009-006, cern, geneva, oct 2009.

[53] P calafiura, w lavrijsen, c leggett, m marino, and d quarrie. the athena control framework in production, new developments and lessons learned. 2005.

[54] R. brun and f. rademakers. root: An object oriented data analysis framework. nucl. instrum. meth., a389:81–86, 1997.

[55] Stefano catani, frank krauss, bryan r webber, and ralf kuhn. qcd matrix elements + parton showers. journal of high energy physics, 2001(11):063–063, nov 2001.

[56] Frank krauss. matrix elements and parton showers in hadronic interactions. journal of high energy physics, 2002(08):015–015, aug 2002.

[57] Michelangelo l mangano, fulvio piccinini, antonio d polosa, mauro moretti, and roberto pittau. alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. journal of high energy physics, 2003(07):001–001, jul 2003.

[58] Stefan höche. introduction to parton-shower event generators, 2014.

[59] ATLAS Collaboration. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data. *JINST*, 14:P12006, 2019.

[60] ATLAS Collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data. *Eur. Phys. J. C*, 76:666, 2016.

[61] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data. *Eur. Phys. J. C*, 74:3071, 2014.

[62] W Lampl, S Laplace, D Lelas, P Loch, H Ma, S Menke, S Rajagopalan, D Rousseau, S Snyder, and G Unal. Technical report.

[63] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton–proton collision data. *JINST*, 14:P03017, 2019.

[64] ATLAS Collaboration. Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1. *Eur. Phys. J. C*, 77:490, 2017.

[65] T. cornelissen et al.,concepts, design and implementation of the atlas new tracking (newt),atl-soft-pub-2007-007 (2007),url:http://cds.cern.ch/record/1020106.

[66] ATLAS Collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run 2 data collected in 2015 and 2016. *Eur. Phys. J. C*, 79:205, 2019.

[67] ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$. *Eur. Phys. J. C*, 79:639, 2019.

[68] R. frühwirth,application of kalman filtering to track and vertex fitting, nucl. instrum. meth. a262(1987) 444.

[69] T. g. cornelissen et al.,the global chi2 track fitter in atlas, j. phys. conf. ser.119(2008) 032013.

[70] Atlas collaboration,improved electron reconstruction in atlas using the gaussian sum filter-based model for bremsstrahlung, atlas-conf-2012-047, 2012,url:https://cds.cern.ch/record/1449796.

[71] Atlas collaboration,particle identification performance of the atlas transition radiationtracker, atlas-conf-2011-128, 2011,url:https://cds.cern.ch/record/1383793.

[72] ATLAS Collaboration. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton–proton collision data. *Eur. Phys. J. C*, 77:195, 2017.

[73] M. cacciari and g. p. salam,pileup subtraction using jet areas, phys. lett. b659(2008) 119, arxiv:0707.1378 [hep-ph].

[74] ATLAS Collaboration. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$. *Eur. Phys. J. C*, 76:292, 2016.

[75] Atlas collaboration,performance of the atlas silicon pattern recognition algorithm in dataand simulation at s=7tev, atlas-conf-2010-072 (2010),url:http://cds.cern.ch/record/1281363.

[76] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti-k_t jet clustering algorithm. *JHEP*, 04:063, 2008.

[77] Jhep 02, 084 (2010), 0912.1342.

[78] ATLAS Collaboration. Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$ with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 96:072002, 2017.

[79] ATLAS Collaboration. Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\,\text{TeV}$ using the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 76:581, 2016.

[80] ATLAS Collaboration. Jet energy scale and resolution measured in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\,\mathrm{TeV}$ with the ATLAS detector. 2020.

[81] Atlas b-jet identification performance and efficiency measurement with ttbar events in pp collisions at sqrt(s) 13 tev, eur. phys. j. c 79 (2019) 970, arxiv:1907.05120, ftag-2018-01.

[82] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\,\mathrm{TeV}$. *Eur. Phys. J. C*, 78:903, 2018.

[83] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ with ATLAS. *Eur. Phys. J. C*, 72:1844, 2012.

[84] ATLAS Collaboration. Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8\,\mathrm{TeV}$ proton–proton collisions in the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 77:241, 2017.

[85] ATLAS Collaboration. Performance of electron and photon triggers in ATLAS during LHC Run 2. *Eur. Phys. J. C*, 80:47, 2020.

[86] arxiv:0908.0130.

[87] Tesis de fran.

[88] Combined measurement of the higgs boson mass inppcollisions ats=7and 8 tev with the atlas and cms experiments. *Physical Review Letters*, 114(19), May 2015.

[89] Abdelhak Djouadi, Jean-Loïc Kneur, and Gilbert Moultaka. Suspect: A fortran code for the supersymmetric and higgs particle spectrum in the {MSSM}. *Computer Physics Communications*, 176(6):426 – 455, 2007.

[90] M. Muhlleitner. SDECAY: A Fortran code for SUSY particle decays in the MSSM. *Acta Phys.Polon.*, B35:2753–2766, 2004.

[91] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira. HDECAY: A program for Higgs boson decays in the Standard Model and its supersymmetric extension. *Comput. Phys. Commun.*, 108:56, 1998.

[92] A. Djouadi, M. M. Mühlleitner, and M. Spira. Decays of supersymmetric particles: The Program SUSY-HIT (SUspect-SdecaY-Hdecay-InTerface). *Acta Phys. Polon. B*, 38:635–644, 2007.

[93] Enrico Bothmann et al. Event generation with Sherpa 2.2. *SciPost Phys.*, 7(3):034, 2019.

[94] Steffen Schumann and Frank Krauss. A parton shower algorithm based on Catani–Seymour dipole factorisation. *JHEP*, 03:038, 2008.

[95] Stefan Höche, Frank Krauss, Marek Schönherr, and Frank Siegert. QCD matrix elements + parton showers. The NLO case. *JHEP*, 04:027, 2013.

[96] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, 07:079, 2014.

[97] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen, and Peter Z. Skands. An introduction to PYTHIA 8.2. *Comput. Phys. Commun.*, 191:159, 2015.

[98] Francisco Alonso, Francisco Anuar Arduh, Joaquin Hoya, Maria-Teresa Dova, Hernan Wahlberg, and Gonzalo Enrique Orellana. Search for supersymmetry in events with photons, jets and missing transverse momentum with 36 fb^{-1} of data at 13 TeV. Technical Report ATL-COM-PHYS-2016-1662, CERN, Geneva, Nov 2016.

[99] Leonard Aubry et al. Search for new phenomena with the ATLAS detector in monophoton events from proton-proton collisions at *sqrts* = 13 TeV collected in 2015 and 2016. Technical Report ATL-COM-PHYS-2016-1626, CERN, Geneva, Nov 2016.

[100] Tesis de tony.

[101] D et al. Adams. Recommendations of the Physics Objects and Analysis Harmonisation Study Groups 2014. Technical Report ATL-PHYS-INT-2014-018, CERN, Geneva, Jul 2014.

[102] Baptiste Abeloos et al. Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s}$=13 TeV: supporting documentation for Moriond 2017. Technical Report ATL-COM-PHYS-2016-1518, CERN, Geneva, Oct 2016.

[103] Search for photonic signatures of gauge-mediated supersymmetry in 8 TeV *pp* collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 92:072001, 2015.

[104] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J. C*, 71:1554, 2011.

[105] ATLAS Collaboration. Search for photonic signatures of gauge-mediated supersymmetry in 13 TeV *pp* collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 97:092006, 2018.

[106] ATLAS Collaboration. Search for photonic signatures of gauge-mediated supersymmetry in 8 TeV *pp* collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 92:072001, 2015.

[107] Y.A. Golfand and E.P. Likhtman. Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of P Invariance. *JETP Lett.*, 13:323, 1971. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **13** (1971) 452].

[108] D.V. Volkov and V.P. Akulov. Is the neutrino a goldstone particle? *Phys. Lett. B*, 46:109, 1973.

[109] J. Wess and B. Zumino. Supergauge transformations in four dimensions. *Nucl. Phys. B*, 70:39, 1974.

[110] J. Wess and B. Zumino. Supergauge invariant extension of quantum electrodynamics. *Nucl. Phys. B*, 78:1, 1974.

[111] S. Ferrara and B. Zumino. Supergauge invariant Yang-Mills theories. *Nucl. Phys. B*, 79:413, 1974.

[112] Abdus Salam and J. Strathdee. Super-symmetry and non-Abelian gauges. *Phys. Lett. B*, 51:353, 1974.

[113] Stephen P. Martin. A Supersymmetry Primer. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 18:1, 1998.

[114] Michael Dine and Willy Fischler. A Phenomenological Model of Particle Physics Based on Supersymmetry. *Phys. Lett. B*, 110:227, 1982.

[115] Luis Alvarez-Gaume, Mark Claudson, and Mark B. Wise. Low-Energy Supersymmetry. *Nucl. Phys. B*, 207:96, 1982.

[116] Chiara R. Nappi and Burt A. Ovrut. Supersymmetric Extension of the SU(3) x SU(2) x U(1) Model. *Phys. Lett. B*, 113:175, 1982.

[117] H. Goldberg. Constraint on the Photino Mass from Cosmology. *Phys. Rev. Lett.*, 50:1419, 1983.

[118] John Ellis, J.S. Hagelin, Dimitri V. Nanopoulos, Keith A. Olive, and M. Srednicki. Supersymmetric relics from the big bang. *Nucl. Phys. B*, 238:453, 1984.

[119] ATLAS Collaboration. Search for diphoton events with large missing transverse momentum in $1\,\text{fb}^{-1}$ of $7\,\text{TeV}$ proton–proton collision data with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B*, 710:519, 2012.

[120] ATLAS Collaboration. Search for supersymmetry in events with photons, bottom quarks, and missing transverse momentum in proton–proton collisions at a centre-of-mass energy of $7\,\text{TeV}$ with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B*, 719:261, 2013.

[121] ATLAS Collaboration. Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy in 7 TeV Proton–Proton Collisions with the ATLAS Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 106:121803, 2011.

[122] ATLAS Collaboration. Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy with $36\,\mathrm{pb}^{-1}$ of $7\,\mathrm{TeV}$ Proton–Proton Collision Data with the ATLAS Detector. *Eur. Phys. J. C*, 71:1744, 2011.

[123] ATLAS Collaboration. Search for supersymmetry in events with at least one photon, one lepton, and large missing transverse momentum in proton–proton collision at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector. ATLAS-CONF-2012-144, 2012.

[124] CMS Collaboration. Search for Supersymmetry in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ in Events with Two Photons and Missing Transverse Energy. *Phys. Rev. Lett.*, 106:211802, 2011.

[125] CMS Collaboration. Search for supersymmetry in events with a lepton, a photon, and large missing transverse energy in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$. *JHEP*, 06:093, 2011.

[126] CMS Collaboration. Search for stealth supersymmetry in events with jets, either photons or leptons, and low missing transverse momentum in pp collisions at $8\,\mathrm{TeV}$. *Phys. Lett. B*, 743:503, 2015.

[127] CMS Collaboration. Search for supersymmetry with photons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\,\mathrm{TeV}$. *Phys. Rev. D*, 92:072006, 2015.

[128] ATLAS Collaboration. Summary of the ATLAS experiment's sensitivity to supersymmetry after LHC Run 1 — interpreted in the phenomenological MSSM. *JHEP*, 10:134, 2015.

[129] Clifford Cheung, A. Liam Fitzpatrick, and David Shih. (Extra)ordinary gauge mediation. *JHEP*, 07:054, 2008.

[130] Patrick Meade, Nathan Seiberg, and David Shih. General Gauge Mediation. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 177:143, 2009.

[131] Elzbieta Richter-Was, D Froidevaux, and Luc Poggioli. ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS. Technical Report ATL-PHYS-98-131, CERN, Geneva, Nov 1998.