

EL LHC Y EL EXPERIMENTO ATLAS

2

Something.

Someone

El trabajo de esta tesis se ha realizado utilizando datos del detector [ATLAS](#), uno de los detectores de partículas que registran colisiones de protones acelerados por el Gran Colisionador de Hadrones ([LHC](#)) en [el](#) Organización Europea para la Investigación Nuclear ([CERN](#)). En [el](#) [siguiente](#) capítulo, se ofrece una introducción al [LHC](#) en la Section 2.1, seguida de una discusión del detector [ATLAS](#) en la Section 2.2. Finalmente, en la Section 2.3, se describe brevemente cuáles fueron las [tomas](#) de datos de [ATLAS](#), así como también sus propiedades. La discusión se centra en aspectos importantes para los análisis de esta tesis.

2.1. LHC

El [LHC](#) [1, 2] es el mayor acelerador de hadrones del mundo, situado en [el](#) [CERN](#), en la frontera franco-suiza. Tiene una longitud de 27 km y está situado entre 50 y 174 metros bajo tierra. El [LHC](#) está diseñado para hacer colisionar protones [\(e iones pesados\)](#)  a una energía de centro de masa de 14 TeV. Para mantener los protones y los iones pesados [en el](#) anillo del acelerador, se utilizan un total de 9593 imanes. Estos imanes incluyen imanes superconductores dipolares y cuadrupolares, enfriados a 1,9 K (-271 °C), de los cuales los imanes dipolares generan un campo magnético de 8,3 T.

En la Figure 2.1 se muestra un esquema general de las instalaciones del acelerador [LHC](#). Los protones se obtienen de hidrógeno gaseoso eliminando sus electrones y se aceleran en un primer acelerador lineal (LINAC2) hasta 50 MeV. Posteriormente, los protones se aceleran sucesivamente en el Proton Synchrotron Booster ([PSB](#)), el Proton Synchrotron ([PS](#)) y el Super Proton Synchrotron ([SPS](#)), donde alcanzan una energía de 450 GeV antes de ser injectados en el [LHC](#). En el [LHC](#), [en total](#), 8 cavidades de radiofrecuencia pueden impulsar la energía de los protones hasta 14 TeV. Los cuatro puntos amarillos en la imagen Figure 2.1 son cuatro puntos de interacción [que](#) albergan los experimentos [ALICE](#) [4], [LHCb](#) [5], [CMS](#) [6], [ATLAS](#) [7], [LHCf](#) [8], [TOTEM](#) [9], [MoEDAL](#) [10], entre [muchos](#) otros.

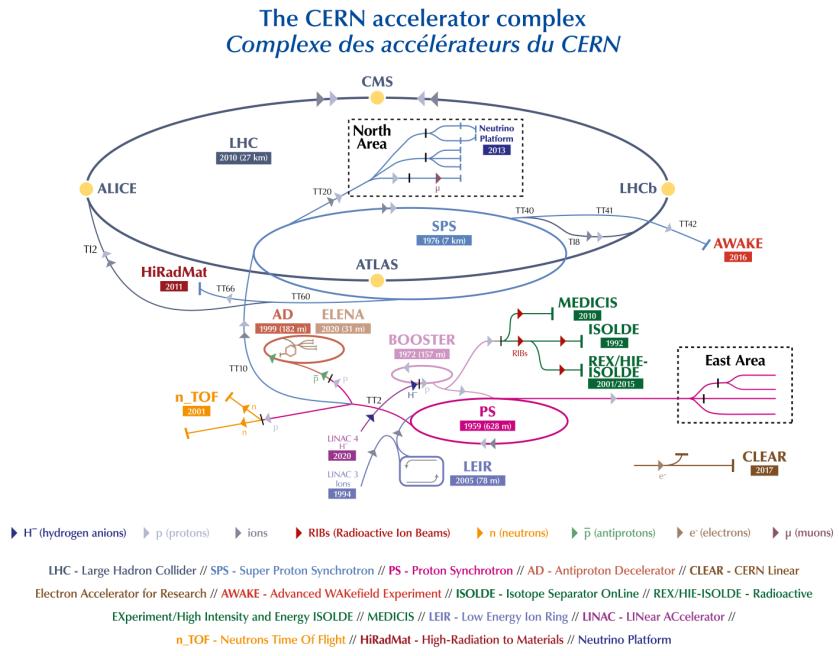


Figura 2.1: Vista general del complejo del LHC donde se muestran todos los aceleradores que conducen al LHC [3].

Los protones se inyectan en haces de $\mathcal{O}(10^{11})$ protones en el LHC con una separación de 25 ns (7,5 m). Estos haces se llevan posteriormente a colisión en los llamados cruces de haces (bunch-crossing). El esquema de llenado de la cadena del preacelerador, en combinación con los tiempos de comutación finitos de los imanes de inyección y descarga, da lugar a patrones regulares de paquetes llenos y vacíos.

Uno de los parámetros más importantes para caracterizar el funcionamiento del acelerador es la luminosidad instantánea \mathcal{L} , definida como el número de partículas por unidad de tiempo por unidad de ~~superficie~~, y puede calcularse a partir de la relación

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi\epsilon_n \beta^*} F \quad (2.1)$$

donde N_b es el número de partículas por bunch, n_b el número de bunches por haz, γ_r es el factor gamma relativista, ϵ_n es la emitancia transversal normalizada del haz y β^* es la función beta en el punto de colisión que determina la dispersión transversal del haz de partículas. El término de corrección F tiene en cuenta el ángulo de cruce del haz. La frecuencia de revolución está representada por f_{rev} que es de ~ 11 kHz, y con el espaciado del haz de 25 ns , permite el cruce del haz en los cuatro puntos de interacción con una frecuencia de ~ 40 MHz.

La medida para el total de datos registrados es la luminosidad integrada a lo largo del tiempo viene dada por

$$N_{event} = L_{int}\sigma_{event} = \sigma_{event} \int \mathcal{L} dt. \quad (2.2)$$

Esta variable relaciona la luminosidad con el número de eventos. Más detalles sobre las mediciones de luminosidad en ATLAS se muestran en Section 2.3.

2.2. ATLAS

[ATLAS](#) es uno de los detectores multipropósito del [LHC](#), situado en [Point-1](#) en el [LHC](#). Fue diseñado y construido para estudiar las colisiones pp (y de iones pesados) a escala TeV.

La forma general del detector es la de un cilindro, como se muestra en la Figure 2.2. Tiene una longitud de 44 m y 25 m de diámetro, siendo el mayor detector de partículas construido hasta la fecha. El detector [ATLAS](#) está dividido geométricamente en dos partes: la parte central llamada *barrel*, y las tapas exteriores llamadas *end-caps*.

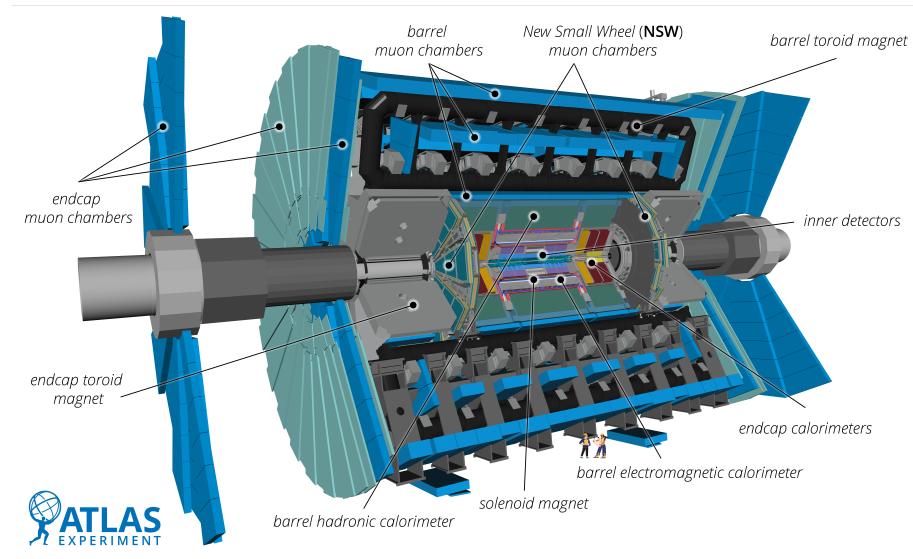


Figura 2.2: Visión general del detector [ATLAS](#) y de todos sus subdetectores, incluidos los sistemas añadidos durante el [LS2](#) [11].

[ATLAS](#) está construido en capas de subdetectores, cada uno de los cuales está diseñado para tener un papel diferente en la identificación y reconstrucción de las partículas producidas en las colisiones. [ATLAS](#) proporciona una cobertura hermética alrededor del eje del haz, permitiendo la detección de todas las partículas cargadas generadas en las colisiones en el plano ortogonal al eje del haz. Esto es particularmente importante en las búsquedas de nueva física, que se basan en análisis de balances de momento en el plano ortogonal.

Está formado por múltiples capas, empezando por el componente más interno, el Detector Interno ([ID](#)), que permite reconstruir trazas cerca del tubo del haz. Alrededor del [ID](#), hay un solenoide superconductor que crea un campo magnético axial de ~ 2 T para curvar las trazas [en el \[ID\]\(#\)](#) de las partículas cargadas. Tras el primer imán, hay un sistema de dos calorímetros: el Calorímetro Electromagnético ([ECAL](#)) y el Calorímetro Hadronico ([HCAL](#)). El primero se encarga de medir la energía cinética de fotones y electrones, y el segundo mide la energía de los jets. Las partes más externas [del \[ATLAS\]\(#\)](#) están construidas por el Espectrómetro de Muones ([MS](#)), que proporciona la reconstrucción del momento de los muones que atraviesan las capas internas del detector. Entrelazadas con el [MS](#), hay un total de 8 bobinas toroidales, que proporcionan un campo magnético total de 4 T ($0,5$ T por bobina) para medir el momento de los muones. El campo magnético de los toroides se completa con los toroides en las regiones del end-cap, que

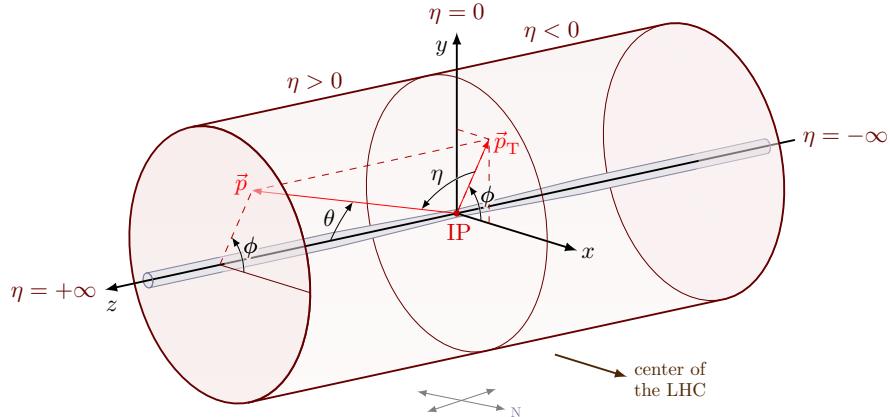
Tabla 2.1: Rendimiento deseado del detector [ATLAS](#). Las unidades de p_T y E están en GeV. Extraído de Ref. [7]

Componente del detector	Resolución requerida	Cobertura en η	
		Offline	Trigger
ID	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
ECAL	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
HCAL (jets) barrel y end-cap dirección forward	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	± 3.2 $3.1 < \eta < 4.9$	± 3.2 $3.1 < \eta < 4.9$
MS	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\% \text{ at } p_T = 1 \text{ TeV}$	± 2.7	± 2.4

también generan un campo magnético de hasta 4 T para los muones que salen ~~en la dirección del haz.~~

El trabajo conjunto de todos los componentes de [ATLAS](#) permite reconstruir e identificar una gran variedad de partículas con gran precisión. En la Table 2.1, adaptado de Ref. [7], se da una visión general de las capacidades de diseño de [ATLAS](#) en términos de resolución de momento y energía. Aquí, la resolución está dada primero por un término estocástico, que mide la incertidumbre basada en la interacción de una partícula con el material, seguido de un término de ruido, que da cuenta de las incertidumbres debidas al ruido electrónico en el proceso de lectura.

2.2.1. Sistema de coordenadas de ATLAS

Figura 2.3: Sistema de coordenadas de [ATLAS](#) [11].

El sistema de coordenadas utilizado en [ATLAS](#), que se muestra en Figure 2.3, se utiliza en toda esta tesis y se describe brevemente a continuación [7]. El origen del sistema de coordenadas está en el punto de interacción nominal, con el eje x positivo apuntando hacia el centro del [LHC](#). El plano x-y es perpendicular al eje del haz, definiendo el eje z. Hacia la superficie define el eje y positivo. Alrededor del eje del haz se define un ángulo azimutal ϕ , y un ángulo polar θ es el ángulo desde el eje del haz. En lugar de θ se utiliza la rapidez y para objetos pesados tiene la forma:

$$y = \frac{1}{2} \ln[(E + p_z)/(E - p_z)]. \quad (2.3)$$

Las diferencias en la rapidez son invariantes a *boosts* a lo largo del eje del haz. Para objetos sin masa o relativistas ($m \ll p$) se utiliza en su lugar la pseudorapidez:

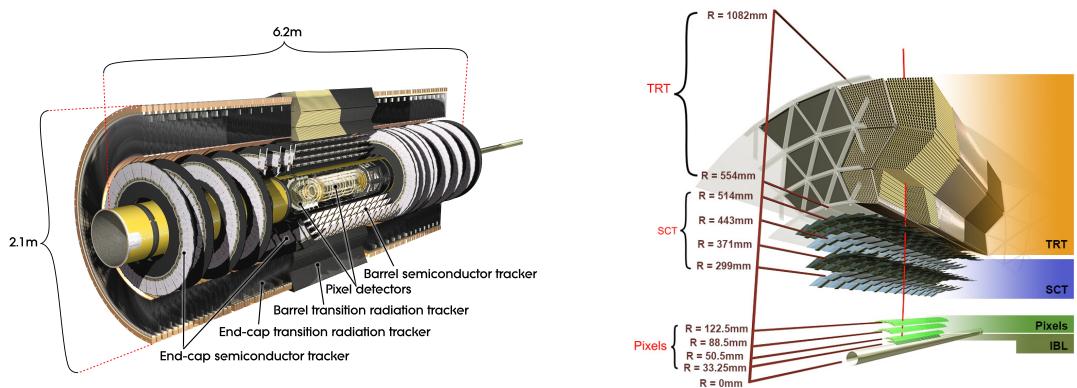
$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)). \quad (2.4)$$

Para cuantificar la distancia entre dos objetos, se define ΔR :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (2.5)$$

El momento transverso y la energía se definen en el plano x-y, con el momento transverso dado como $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

2.2.2. Detector Interno



(a) El ID con todos sus submódulos en las regiones de barrel y end-cap. [12].

(b) Capas del ID mostrando su distancia al haz [13].

Figura 2.4: Diagramas del ID que muestran los diferentes submódulos, con sus correspondientes dimensiones.

El esquema de un corte transversal del Detector Interno (ID) [14] se muestra en la Figure 2.4, resaltando la distancia de cada subsistema respecto al tubo del haz. La parte más interna del ID se denomina *Insertable B-Layer* (IBL), seguido de tres capas de detectores de píxeles. A 299 mm de distancia radial del tubo del haz, cuatro capas de módulos del Semiconductor de Trazas (SCT) se sitúan antes del Detector de Radiación de Transición (TRT), que amplía el tamaño total del ID a un radio de 1082 mm. El ID permite la reconstrucción de las trazas de partículas en un rango de $|\eta| < 2.5$.

La función del ID es la recreación de las trazas de las partículas cargadas para determinar su carga y momento. Está inmerso en un campo magnético de 2 T generado por el sistema magnético del solenoide de ATLAS, que curva las trayectorias de las partículas cargadas. El radio de curvatura es proporcional al momento de la partícula y su dirección distingue las cargas positivas de las negativas. Las trazas de las partículas detectadas permiten reconstruir los vértices de colisiones primarias, lo cual es importante para distinguir las colisiones de pile-up (término que será descrito más adelante) de las colisiones de interés, y los vértices secundarios de decaimiento producidos por partículas de vida media larga, lo cual es crucial para la identificación de, por ejemplo, mesones B o leptones τ . A continuación, una breve descripción de cada parte del ID será dada.

Insertable B-Layer (IBL) Después del Run-1, durante el Long Shut down 1 ([LS1](#)) en el período de 2013-2014, el sistema detector de píxeles fue sometido a mantenimiento y actualizaciones. Dentro de este conjunto de actualizaciones, una cuarta capa de píxeles a 3,3 cm de distancia del tubo del haz fue instalada [15, 16] y ha permitido mejoras significativas en la reconstrucción de vértices de interacción y la identificación de jets iniciados por quarks b .

Detector de Píxeles La capa de píxeles más interna, el [IBL](#), está rodeada por tres capas de detectores de píxeles, dispuestas alrededor del tubo del haz [17, 18]. El método de detección de partículas cargadas es la medición de cargas inducidas depositadas en una capa de silicio, producto de la ionización. La primera capa se encuentra a una distancia de 50,5 mm del centro del tubo del haz. Como se puede ver en la [Figure 2.4a](#), en la región del end-cap los detectores de píxeles consisten en 3 discos alrededor del tubo, aumentando la longitud del detector de píxeles del [ID](#) a 1,4 m a lo largo del eje del haz. El detector de píxeles consta de un total de 1,744 módulos de píxeles con un tamaño nominal de $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ en el plano (ϕ, z) , que comprenden más de 80 millones de canales de lectura. La parte de píxeles y [IBL](#) del detector [ATLAS](#) es crucial para la reconstrucción de trazas, ya que proporciona 4 puntos de medición (*hits*) en todo el rango de cobertura de pseudorapidez ($|\eta| < 2.5$.).

Semiconductor de Trazas (SCT) El detector de píxeles y [IBL](#) se encuentran dentro de los módulos del [SCT](#) [?]. Al igual que los módulos detectores de píxeles, los módulos del [SCT](#) están basados en semiconductores, dispuestos en capas cilíndricas alrededor del tubo del haz en la región del barrel, formando discos en los end-caps. Dado que los módulos del [SCT](#) sólo proporcionan una localización precisa a lo largo de un eje, se combinan dos módulos uno detrás de otro y rotados entre sí para obtener información espacial bidimensional. En el barrel hay cuatro capas y en los end-caps, nueve discos en cada lado (véase la [Figure 2.4a](#)). Incluyendo los discos de los end-caps, el [SCT](#) se extiende hasta $|z| < 2735\text{mm}$.

Detector de Radiación de Transición (TRT) La última parte del [ID](#) es el [TRT](#) [19], el cual en la región barrel se extiende de 554 mm a 1082 mm de distancia radial. Este detector se compone de tubos detectores de 4 mm de diámetro, dispuestos en paralelo al tubo del haz en la región barrel, y radialmente en los end-caps. En el rango de $|\eta| < 2.0$, se sitúan tres anillos en el barrel y 18 unidades en los end-caps, proporcionando típicamente 36 impactos por traza. Los tubos están entrelazadas con fibras de polipropileno, que cuando las partículas las atraviesan, crean la radiación de transición. En el interior de los tubos hay un fino cable de tungsteno que recoge las cargas. El nivel de radiación y las cargas recogidas en cada tubo pueden utilizarse para discriminar entre electrones y piones cargados. El [TRT](#) sólo ofrece información espacial en el plano ($R - \phi$), y no se puede extraer información en la dirección z debido a la orientación de estos tubos. Hay un total de 50000 tubos en la región del barrel, mientras que en los end-caps se sitúan 320000 tubos.

chequear el
numero de tubo

2.2.3. Calorímetros

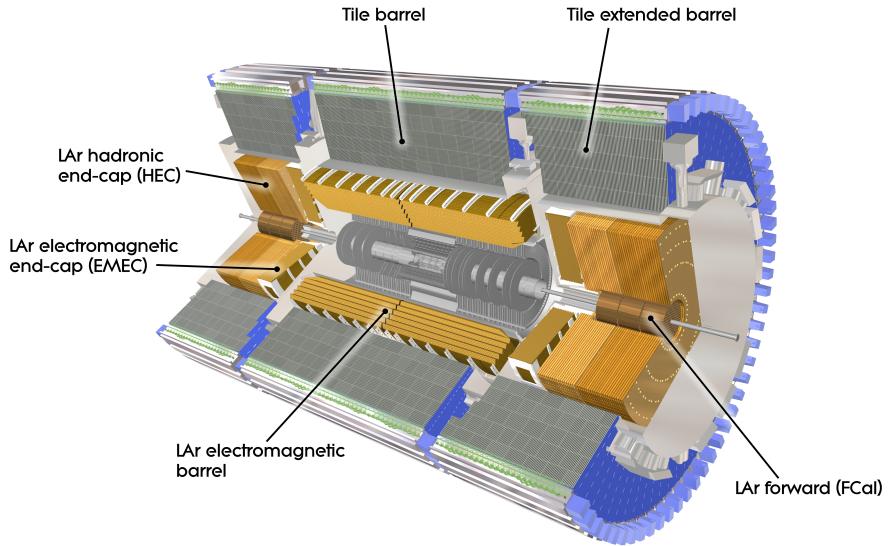


Figura 2.5: Sistema de calorímetros de ATLAS, mostrando el Calorímetro Electromagnético (ECAL) y el Calorímetro Hadronico (HCAL) [20].

Como se ha mencionado anteriormente, el sistema ID está rodeado por dos calorímetros: el Calorímetro Electromagnético (ECAL) y el Calorímetro Hadronico (HCAL), como se muestra en la Figure 2.5. Estos calorímetros están diseñados para medir la energía y la posición de las partículas incidentes, a través de la energía depositada por las cascadas de partículas secundarias producidas por las incidentes. Cubre todo el rango ϕ y hasta el $|\eta| < 4.9$, con una granularidad más fina en la región que coincide con el ID. El sistema de calorímetro permite discriminar entre fotones y electrones de hadrones (jets). Además, permite medir el desequilibrio energético (gracias a su cobertura total y hermiticidad) y proporciona al sistema de trigger la información necesaria para la selección de eventos.

Ambos calorímetros son denominados calorímetros de muestreo, con capas alternas de material absorbente y activo. La capa absorbente desencadena una lluvia de interacciones consecutivas con el material detector, la capa activa detecta la señal. El desarrollo de la lluvia y sus propiedades son de vital importancia para la identificación de las partículas, como se verá más adelante. Dos magnitudes importantes en relación con los calorímetros son la longitud de radiación, X_0 , y la longitud de interacción λ . La longitud de radiación se refiere a la distancia después de la cual la energía de una partícula (electrones por ejemplo) se ha reducido a $1/e$ de su energía inicial. La longitud de interacción describe el camino libre medio antes de que se produzca una interacción hadrónica.

La resolución de diseño del sistema sobre la energía calorimétrica viene dada por

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (2.6)$$

donde \oplus significa que los términos se suman en cuadratura. El término estocástico $\frac{a}{\sqrt{E}}$ está relacionado con las fluctuaciones en los desarrollos de la lluvia, el término constante b tiene

en cuenta las inhomogeneidades del detector, y el último término está asociado con el ruido electrónico y es proporcional a $\frac{1}{E}$. El valor de los coeficientes a y b depende de los objetos incidentes. Para el caso de los electrones en el **ECAL**, $a \sim 10\% \text{ GeV}^{1/2}$ y $b \sim 0.7\%$, mientras que los de los piones cargados en el centro del detector son $a \sim 50\% \text{ GeV}^{1/2}$ y $b \sim 5\%$ [21].

Calorímetro Electromagnético (**ECAL**)

El **ECAL** está especializado en la detección de electrones, positrones y fotones, que depositan su energía en lluvias relativamente densas: electrones energéticos que irradian fotones Bremsstrahlung, mientras que los fotones energéticos se convierten en pares electrón-positrón al atravesar el material denso. El material absorbente está hecho de plomo (Pb) con láminas de acero inoxidable, mientras que el Argón Líquido (**LAr**) se utiliza como material activo con electrodos de cobre y kapton para la lectura.

El calorímetro tiene una geometría de acordeón que proporciona una simetría completa ϕ sin fisuras azimutales. Está dividido en dos medios barriles que cubren la región central del detector ($|\eta| < 1.475$), con un pequeño hueco (4 mm) en $z = 0$ y una tapa final a cada lado del haz ($1.375 < |\eta| < 3.2$). La región de transición entre el barrel y end-cap se denomina región *crack*, y la mayoría de los análisis físicos que utilizan el **ECAL** requieren que los fotones y electrones se encuentren fuera de ella. Además, el **LAr** se utiliza para las tapas de los calorímetros hadrónicos, así como en el Calorímetro Forward (**FCAL**) ($3.1 < \eta < 4.9$).

El grosor de **ECAL** es superior a 22 longitudes de radiación (X_0) en la región del barrel, mientras que es superior a $24X_0$ en la región de end-caps. En el caso de los fotones, la distancia a la que la energía baja a $1/e$ es de $9/7X_0$, por lo que toda la energía electromagnética del fotón se deposita en el **ECAL**, y sólo una pequeña parte llega al **HCAL**.

El modo de medición es el siguiente. Las partículas incidentes interactúan con el medio absorbente (Pb), iniciando una lluvia de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el **LAr** y los electrodos, **con la ayuda de un campo magnético aplicado**, recogen los electrones producidos en el proceso de ionización. La señal total del medio activo es entonces proporcional a la energía real total de la partícula incidente.

Dentro de la región aceptada para las medidas de precisión ($|\eta| < 2.5$ excluyendo el crack), el **ECAL** se segmenta en tres capas longitudinales, mostradas en la Figure 2.6. La primera capa consiste en bandas de granularidad fina (también llamada *strip layer*) que ayuda a discriminar entre fotones aislados y pares de fotones espacialmente cercanos procedentes de decaimientos $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Esta capa tiene un espesor constante de $\sim 6X_0$ en función de η (véase la Figure 2.7), y proporciona **una medida precisa de esta variable**. Para los fotones y electrones de alta energía, la mayor parte de su energía se recoge en la segunda capa, que tiene una granularidad lateral de 0.025×0.025 en (η, ϕ) y un espesor de $\sim 24X_0$. La tercera capa recoge la energía depositada por las colas de la lluvia electromagnética, con un espesor que varía entre 2 y $12X_0$. También hay un *presampler* (no se muestra en las figuras), que cubre la región $|\eta| < 1.8$ que mejora la medición de la energía para las partículas que comienzan la lluvia antes de entrar en el calorímetro.

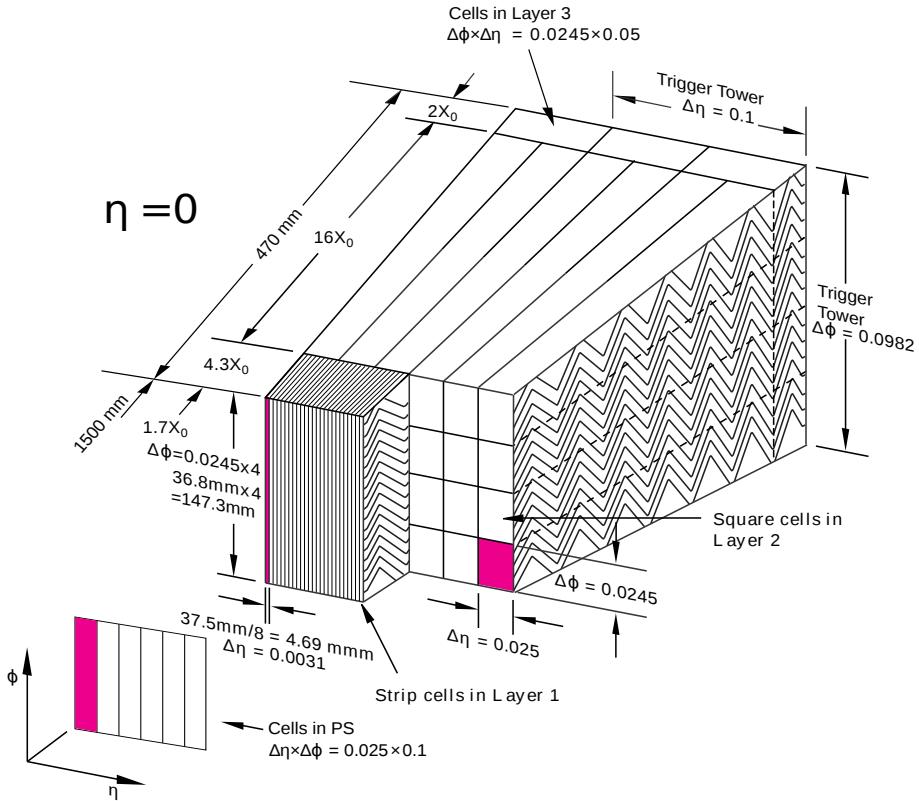


Figura 2.6: Segmento del **ECAL** mostrando la disposición de las capas y celdas del calorímetro. Además, se muestran las demisiones de las celdas en cada capa [7].

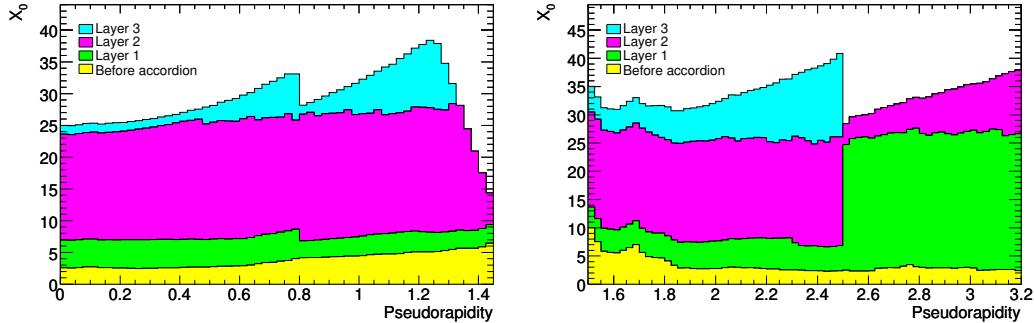


Figura 2.7: Longitudes de radiación en función de $|\eta|$ para cada capa del **ECAL** [7].

Calorímetro Hadrónico (HCAL)

Tres capas de calorímetro hadrónico rodean el **ECAL** y proporcionan discriminación adicional para electrones y fotones al medir la energía hadrónica. El **HCAL** se extiende en pseudorapidez hasta $|\eta| < 4.9$, permitiendo cubrir prácticamente la totalidad del ángulo sólido desde el punto de interacción. En la región del barrel ($|\eta| < 1.7$) se encuentra el primer calorímetro, el *Tile calorimeter*, un calorímetro de muestreo que utiliza acero como material absorbente y tejas centelladoras como material activo [?]. Está dividido en dos partes: $|\eta| < 1.0$ y $0.8 < |\eta| < 1.7$. Las tejas centelleadoras están dispuestas de una forma periódica y están conectadas a una fibra óptica que transporta la luz producida por las partículas que pasan a un tubo fotomultiplicador. Este arreglo se extiende, en R , de 2.28 a 4.25 m. En la región del end-cap ($1.5 < |\eta| < 3.2$)

hay un calorímetro de muestreo hadrónico, el Calorímetro Hadrónico del End-Cap (**HEC**), con placas de cobre como absorbente y argón líquido como material activo. Cada lado del endcap consiste en dos ruedas, una detrás de la otra con las placas planas de Cu dispuestas perpendicularmente al eje del haz, con un radio de 2.3 m . Finalmente está el **FCAL**, un calorímetro de muestreo que extiende la cobertura del sistema hasta $|\eta| < 4.9$, coaxial al eje del haz y situado a 4.7 m a cada lado del punto de interacción. El material principal de los módulos es el **LAr** (con cobre o tungsteno), y aunque no se utiliza para mediciones de precisión, proporciona información para el cálculo de la energía transversa faltante y la reconstrucción de jets en regiones muy cercanas al eje del haz.

El **HCAL** tiene un espesor superior a 7.7λ en la región del barrel (9.7λ en total si se cuenta el **ECAL**). Análogamente a la longitud de radiación mencionada para el **ECAL**, se puede definir la longitud de interacción hadrónica como la distancia media a lo largo de la cual la energía de un hadrón se reduce a $1/e$ de su energía inicial. Así, toda la energía con la que los hadrones llegan al **HCAL** se deposita allí.

2.2.4. Espectrómetro de Muones (**MS**)

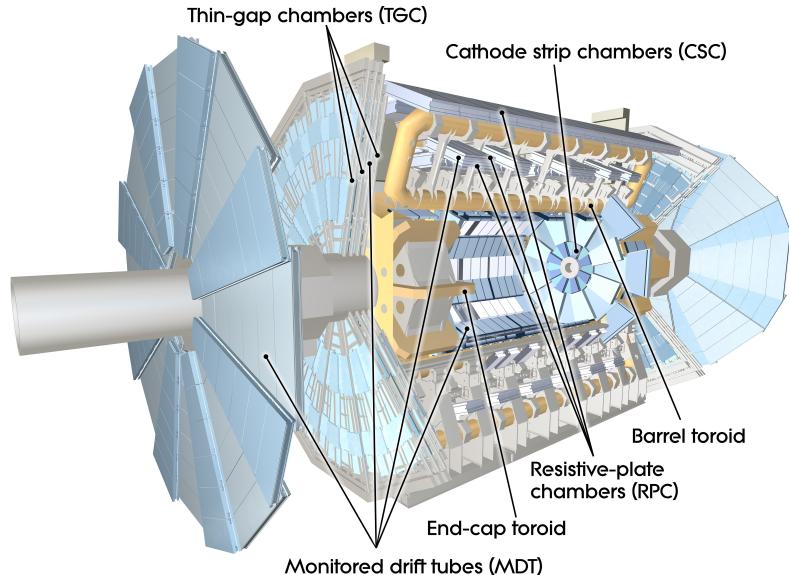


Figura 2.8: Diagrama del Espectrómetro de Muones (**MS**) [7].

Los muones de alto p_T generados en el punto de interacción tienen un poder de penetración muy elevado y son poco interactivos. Por lo tanto, el **MS** [22] está situado en la parte más externa del detector **ATLAS**, ~~incrustado~~ dentro del campo magnético de 4 T generado ~~los~~ imanes toroidales del barrel y end-caps, y está diseñado para obtener medidas de posición y momento ~~de~~ alta precisión de los muones de alto p_T en un rango de $|\eta|$ de $|\eta| < 2.7$. Se trata del mayor subdetector y el que da a **ATLAS** su tamaño. Éste subdetector se muestra en la Figure 2.8, destacando los subsistemas.

El **MS** se compone de diferentes tipos de cámaras de detección (véase la Figure 2.8). Los *Monitored Drift Tubes* (**MDTs**) son responsables de la mayoría de las medidas de precisión y cubren el

rango de pseudorapidez hasta $|\eta| < 2.7$. Funcionan de forma similar al [TRT](#), con tubos llenos de un gas ionizante y un ánodo central que recoge los electrones producidos, y el tiempo de deriva está asociado a la distancia a la traza dejada por la partícula. En la región del endcap se encuentran las *Cathode Strip Chambers* ([CSCs](#)) que tienen una alta resolución espaciotemporal y una cobertura de $|\eta| > 2.0$. Estas cámaras funcionan midiendo la carga depositada en un ánodo como resultado de la cascada de electrones creada cerca de él. Las *Resistive-Plate Chambers* ([RPCs](#)) proporcionan una estimación rápida del momento de los muones a nivel de trigger con una cobertura de $|\eta| < 1.05$ ¹. Las [RPCs](#) miden la descarga entre dos placas resistivas paralelas sometidas a una elevada diferencia de potencial, siguiendo la ionización del volumen de gas interno causada por el paso de muones energéticos. Por último, en la región del endcap, se encuentran los *Thin-Gap Chambers* ([TGCs](#)), de función similar a los [CSCs](#). También proporcionan información al sistema de trigger en esta región y tienen una cobertura de $|\eta| < 2.4$.

Si los hits en el [ID](#) y el [MS](#) se pueden asociar a un solo muón, se obtiene una muy buena resolución del momento de hasta

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.02\% \cdot p_T [\text{GeV}] \oplus 2\%, \quad (2.7)$$

la cual se degrada si sólo se identifica una traza en uno de los dos sistemas.

2.2.5. El sistema de Trigger

El sistema de trigger de [ATLAS](#) [24–26] utiliza información del detector para rechazar eventos que ~~no poseen una física interesante (física ya conocida, por ejemplo)~~, reduciendo la frecuencia de eventos de 40 MHz (frecuencia de cruce de bunches mencionada en la [Section 2.1](#)) a alrededor de 1,5 kHz. Es necesario enfatizar aquí el papel central del sistema de trigger para el correcto funcionamiento de todo el experimento, siendo el responsable de decidir qué eventos se guardan y, en última instancia, qué física se encontrará (o no) durante el análisis de eventos. Sin un sistema de trigger eficiente, todos los subdetectores descritos anteriormente se desperdiciarían. Para lograr tal reducción en la frecuencia de eventos y, al mismo tiempo, tener una alta eficiencia en la selección de los de interés, el sistema de trigger se compone de dos niveles consecutivos capaces de realizar una identificación de partículas cada vez más compleja; un primer nivel de trigger basado en hardware, el Level-1 ([L1](#)), y luego un trigger de alto nivel basado en software, el High Level Trigger ([HLT](#)). Cada nivel permite analizar los eventos con mayor detalle, aumentando la precisión de los criterios de selección y la complejidad de los algoritmos utilizados.

Level-1 ([L1](#))

La decisión del trigger comienza con el [L1](#), basado en hardware [27], que identifica lo que se conoce como Región de interés ([ROI](#)). La [ROI](#) consiste en celdas vecinas en los [ECAL](#) y [HCAL](#),

¹ Durante el [LS2](#), la capa del end-cap más interna ha sido reemplazada por las *New Small Wheels* ([NSWs](#)) [23]. Presenta MicroMegas como rastreadores de precisión ya que proporcionan un mejor rendimiento a las altas tasas esperadas en las futuras operaciones del LHC.

y se define a partir de la posición en el calorímetro de cada objeto encontrado en un evento potencialmente interesante, que se extiende como un cono desde el punto de interacción a lo largo del detector. En cuanto a los muones, toma la información leída por el **MS**, más concretamente por el **TGC** y el **RPC**, y permite obtener una estimación rápida del p_T del muón. El **L1** también tiene una componente que permite tener en cuenta los requisitos topológicos, como las selecciones de masa invariante y las medidas de distancia, denominado el Level-1 Topológico (**L1Topo**).

El diseño del **L1** permite tener una aceptabilidad en el rango de $|\eta| < 2.5$ para electrones, fotones, muones y taus, hasta $|\eta| < 3.2$ para jets, y $|\eta| < \frac{1}{2}$ para el cálculo del momento transverso faltante. Utilizando las **ROIs**, el trigger **L1** debe tomar la decisión de guardar o descartar el evento, reduciendo la tasa de eventos de 40 MHz a menos de 100 kHz en aproximadamente $2.5\ \mu s$, tiempo determinado en parte por el tamaño limitado de los buffers de memoria y en parte por el tiempo que tardan los muones producidos en el evento en llegar al **MS**. Esta decisión final la toma el *Central Trigger Processor* (**CTP**), y luego pasa las **ROIs** al siguiente nivel de trigger: el **HLT**.

High Level Trigger (**HLT**)

Cuando un evento es aceptado por el **L1**, el **HLT** [28] ejecuta una secuencia de algoritmos a partir de las **ROIs** definidas por el **L1**, y permite reducir la tasa de eventos que se almacena a 1.5 kHz en 0.2 s . La reconstrucción e identificación de partículas candidatas en el **HLT** se evalúa en una secuencia de pasos donde se aplican diferentes algoritmos. Si la selección falla en un determinado paso, los pasos siguientes ya no se ejecutan para ahorrar tiempo de ejecución. En el **HLT**, los algoritmos se agrupan en conjuntos de algoritmos de reconstrucción rápida que se ejecutan en primer lugar y, a continuación, se ejecuta un conjunto de algoritmos de reconstrucción de precisión similares a los utilizados *offline*. Los algoritmos de reconstrucción rápida utilizan la información del calorímetro y de las trazas del **ID** sólo dentro de la **ROI** para realizar la selección e identificación de candidatos, y llevar a cabo el rechazo del fondo lo más rápido **y pronto** posible. Si la partícula candidata supera los criterios definidos por la selección de reconstrucción rápida, se ejecutan los algoritmos de selección de precisión. Éstos tienen acceso a la información del detector fuera de la **ROI**, con la máxima granularidad e incluyendo detalles sobre la calibración energética del calorímetro, la alineación del subdetector y el mapeo del campo magnético.

La secuencia exacta y el tipo de algoritmos considerados en el **HLT** se definen en el **trigger menu**. Esto comprende una base de datos de triggers, cada uno de los cuales define una secuencia de algoritmos y los requisitos de estos algoritmos para que un evento pase el **HLT**.

Los requisitos de trigger se diseñan y **presupuestan** de forma que la tasa global del **HLT** no supere 1 kHz. **En algunos casos, incluso la reducción de la tasa de eventos conseguida mediante los algoritmos del HLT para los requisitos de trigger deseados, como los trigger para objetos con bajo momento, es demasiado alta.** Para mantener la tasa general del **HLT** por debajo de 1 kHz

en estos casos, los ~~triggeres~~ pueden seguir incluyéndose en el menú, pero con una preescala. Un preescalado es un escalado artificial del trigger, que sólo acepta la N-ésima decisión de trigger si el factor de preescalado es N. Esto permite que los triggers con una alta tasa sigan recogiendo eventos.

Los algoritmos del **HLT** se ejecutan en aproximadamente 40.000 ~~núcleos~~ de CPU. Además, la construcción parcial de eventos se utiliza para ~~el análisis~~ a nivel de trigger, el monitoreo del detector y las calibraciones del subsistema detector. Finalmente, los eventos aceptados por el **HLT** se guardan **en un disco** y se distribuyen, disponibles *offline* para cualquier estudio o análisis.

2.3. Toma de datos durante el Run-2

El funcionamiento del **LHC** se organiza en distintos períodos conocidos como *runs*. Cada run suele durar varios años y se caracteriza por condiciones experimentales específicas, como la energía a la que colisionan los protones y **la intensidad de los haces**. Desde su puesta en marcha, el **LHC** se ha sometido a ~~múltiples~~ runs: Run-1 (2010-2013) operó a energías de colisión de hasta 8 TeV, Run-2 (2015-2018) a 13 TeV, y Run-3 (2022-presente) a 13,6 TeV. Cada período de toma de datos, una vez que el **LHC** anuncia haces estables, se divide en Bloques de Luminosidad (**LB**) de aproximadamente dos minutos. En cada **LB**, la luminosidad instantánea es prácticamente constante y las condiciones del haz son estables. Debido a la alta complejidad del **LHC** y del detector **ATLAS**, se espera que haya ineficiencias en los detectores y subdetectores y/o en la cadena de adquisición de datos. Durante cada run, cada parte del **ATLAS** es monitoreada y cualquier falla o problema es registrado, incluyendo componentes inactivos, o problemas en el haz del **LHC**.

Para garantizar la alta calidad de los datos, libres de defectos significativos, los **LB** y los rangos dentro de ellos que superan todos los criterios de calidad se compilan en *Good Runs List (GRL)*. Las listas se elaboran y distribuyen de forma centralizada, con el fin de proporcionar a cualquier grupo de **ATLAS** la misma colección de **LBs**. Dado que durante los períodos de tomas de datos están disponibles diferentes partes del detector (en un run óptimo, todos los subdetectores están disponibles), hay múltiples **GRLs** disponibles para utilizar. Cada análisis, entonces, selecciona qué **GRL** utilizar dependiendo de su tolerancia a las fallas de los subdetectores.

La presente tesis utiliza datos recolectados por **ATLAS** de colisiones *pp*² durante el Run-2 (2015-2018), a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Durante este run, el **LHC** entregó un total de 156 fb^{-1} , de los cuales **ATLAS** recolectó 147 fb^{-1} . La luminosidad integrada total disponible para análisis de física es de 140.07 fb^{-1} ², como se ve en la Figure 2.9a. La incertidumbre en la luminosidad integrada combinada para el Run-2 es de 0.83% [29], obtenida usando el detector LUCID-2 [30]. Combinando los años 2022, 2023 y 2024 de toma de datos del Run-3, se **recogieron** 159 fb^{-1} de datos, mostrados en la Figure 2.9b [31, 32].

² Las primeras medidas y **GRL** iniciales sólo brindaban un total de 139 fb^{-1} disponibles para análisis

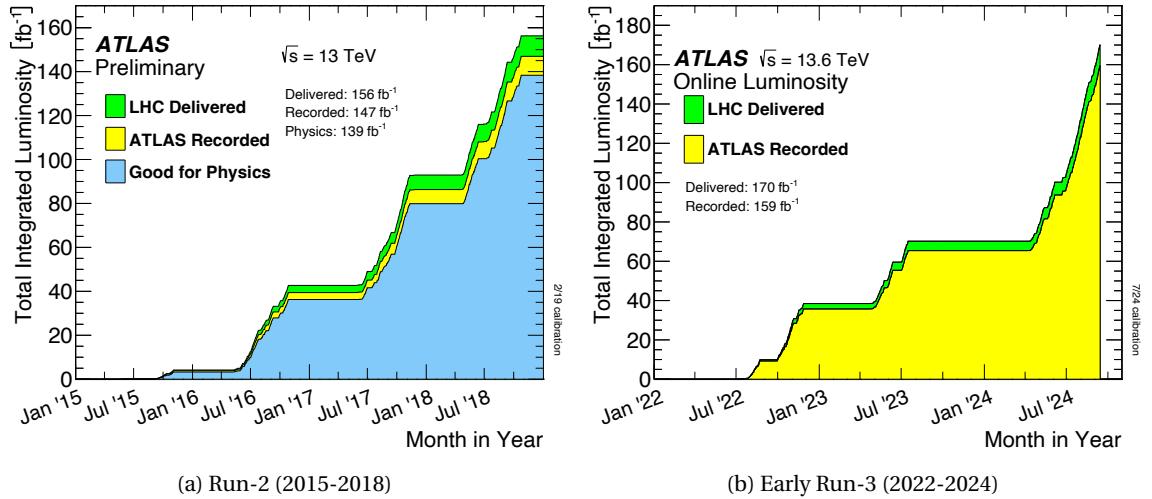


Figura 2.9: Luminosity delivered by the LHC and recorded by ATLAS during the Run-2 [29] and Run-3 data-taking periods. For Run-2, the fraction of data good for physics analyses is also displayed.

Otro concepto importante en la adquisición de datos en ATLAS es el *pileup*, que se produce cuando las partículas producidas en más de una colisión pp llegan al detector al mismo tiempo, o más generalmente, cuando las señales se solapan de forma que no pueden separarse. Cuando colisionan haces de protones, la probabilidad de que se produzca una interacción es proporcional a la densidad de partículas, o mejor, al flujo de partículas, que se expresa mediante la luminosidad instantánea. El número real de colisiones de partículas que tienen lugar cuando dos haces se cruzan es una variable aleatoria que sigue una distribución de Poisson. Para luminosidades bajas, en la mayoría de los cruces de haces no se produce ninguna colisión, pero para luminosidades instantáneas altas, en la mayoría de los cruces se producen muchas colisiones de partículas al mismo tiempo. Dependiendo del subdetector y del tipo de medida, puede o no ser posible distinguir entre partículas procedentes de diferentes interacciones simultáneas. Es lo que se denomina como *in-time pileup*. Por el contrario, el *out-of-time pileup* incluye los efectos que surgen cuando el tiempo que el detector necesita para volver a su estado de espera es mayor que el tiempo entre cruces de haces. Una medida cuantitativa del pileup y de la actividad de eventos es el valor medio de interacciones inelásticas pp por bunch-crossing, $\langle\mu\rangle$.

Las luminosidades instantáneas máximas se multiplicaron por cuatro a lo largo de los cuatro años del Run-2, resultando en un aumento de $\langle\mu\rangle$ desde 10 hasta 60, como se muestra en la Figure 2.10a. Para el Run-3, el pileup aumentó drásticamente hasta valores de 57 para el año 2024, aumentando en promedio hasta 52 interacciones por bunch-crossing, mostradas en la Figure 2.10b.

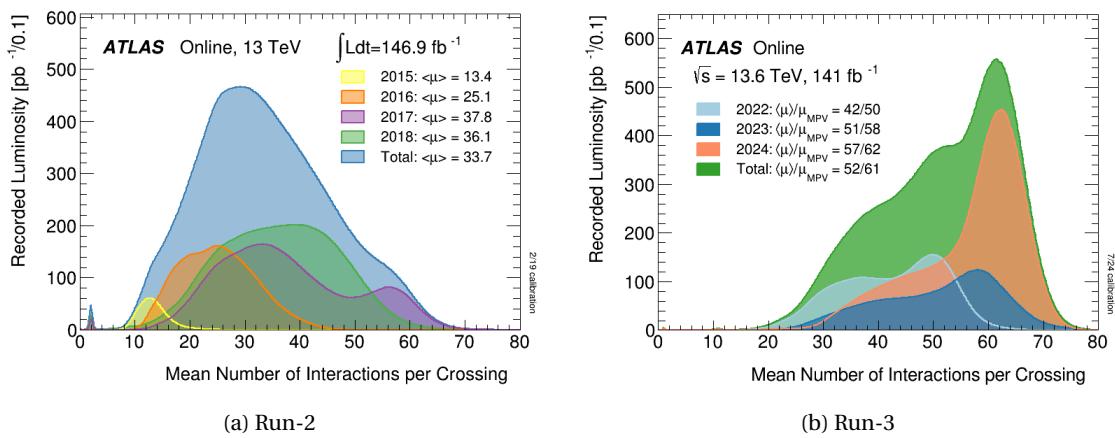


Figura 2.10: Condiciones de pileup durante el Run-2 y Run-3.