

# RECONSTRUCCIÓN E IDENTIFICACIÓN DE OBJETOS FÍSICOS

# 3

*“Champions keep playing until they get it right.”*

Billie Jean King

Las partículas (y los productos de sus decaimientos) producidas en cada colisión, interactúan con el detector de una manera particular según su naturaleza. La información recogida por todos los subdetectores descritos en el capítulo anterior permite reconstruir e identificar los objetos físicos presentes en cada suceso aceptado por el sistema de trigger. Existen dos tipos de reconstrucción e identificación. La *online*, se lleva a cabo al mismo tiempo que se producen las colisiones *pp*, y la *offline*, realizada después de que los eventos se guarden para su almacenamiento. La reconstrucción se realiza evento por evento, y se lleva a cabo del mismo modo para los eventos recolectados por el detector ATLAS y para los eventos simulados con Monte Carlo (MC). A continuación, se da un breve resumen de la reconstrucción offline y la identificación de los objetos utilizados en esta tesis.

## 3.1. Reconstrucción de trazas y vértices

En un evento con alto pileup, puede haber del orden de 1000 partículas cargadas pasando por el detector ATLAS. La información del ID (Section 2.2.2) se utiliza para reconstruir las trayectorias de las partículas cargadas, denominadas *tracks*.

Dado que el ID es el detector más cercano al haz y está compuesto por material mínimamente ionizante con una granularidad elevada, este detector desempeña el papel principal en la reconstrucción de trazas. Éstas permiten encontrar el momento y la trayectoria de las partículas cargadas, dado que dejan una señal en las diferentes capas del ID. Además, como el campo solenoidal dentro del ID es homogéneo, la trayectoria resultante es circular en el plano  $xy$ . Cinco parámetros mostrados en la Figure 3.1 definen las trazas de las partículas cargadas:

- $q/p_T$ : la relación entre la carga y el momento transversal que define la curvatura.

- $d_0$ : la distancia de máxima aproximación al vértice primario en el plano- $xy$  que define el parámetro de impacto transversal.
- $z_0$ : el parámetro de impacto longitudinal a lo largo del eje  $z$ .
- $\phi_0$ : el ángulo azimutal.
- $\theta_0$ : el ángulo polar de la dirección de la partícula en el punto más cercano de aproximación [33].

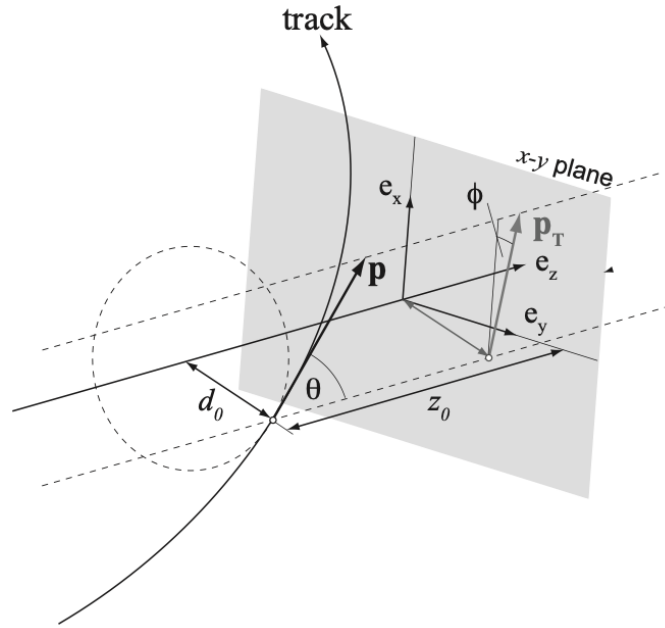


Figura 3.1: Esquema mostrando los parámetros usados para la reconstrucción de trazas [34].

La reconstrucción de trazas utilizada en durante el Run-2 utiliza dos enfoques complementarios: el enfoque *inside-out* y el *outside-in* [35].

El primer paso para la reconstrucción de trazas en el método *inside-out* es la búsqueda de *seeds*, en la que se buscan tres hits en el detector de silicio para comenzar la reconstrucción de la traza. A partir de estos tres hits y suponiendo un campo magnético uniforme, se obtiene una primera estimación de los parámetros de la traza. A partir de las *seeds* de la traza, ésta se extrapola a las demás capas del detector de silicio, a partir de las cuales se utiliza un filtro combinatorio de Kalman para estimar los parámetros de la traza. En esta fase del proceso puede haber varias trazas candidatas para cada *seed*. Una vez formada la traza, se aplica un algoritmo de resolución de ambigüedades para reasignar los clusters compartidos a la traza con mejor coincidencia [36], y se ajusta la traza candidata final utilizando un método global  $\chi^2$ . La última parte del método *inside-out* consiste en extender las trazas hasta el TRT, e incluir los hits del TRT, para mejorar así su resolución del momento.

Para mejorar la eficiencia de las trazas de los decaimientos desplazados del punto de colisión original, se utiliza el método *outside-in*. Se utilizan los hits del TRT para comenzar la reconstrucción de la traza y luego se extiende para incluir los hits del detector de silicio, aplicándose

de nuevo un algoritmo para resolver las ambigüedades, mitigando así los hits compartidos entre múltiples trazas.

Los vértices primarios y secundarios son de vital importancia para la posterior reconstrucción de objetos en ATLAS. En este paso, las trazas encontradas como se ha explicado anteriormente se utilizan como *input* para el algoritmo de reconstrucción de vértices [37, 38]. En primer lugar, el Vértice Primario (PV) se define como el lugar donde se da la interacción entre los dos protones inyectados por el LHC. Los PVs se reconstruyen emparejando las trazas que se cruzan, lo que se realiza en tres pasos principales: búsqueda de seeds, asignación de trazas y ajustes. Finalmente, el vértice con el mayor  $\sum p_T^2$  para todas las trazas asociadas, que también se denomina vértice de dispersión dura, se asigna como el PV. Hay algunas partículas que decaen rápidamente tras su producción, como los leptones  $\tau$  o los quarks más pesados ( $b$  o  $c$ -quarks), y su posición de decaimiento puede medirse. A partir de las trazas restantes originadas por estos decaimientos, es posible identificar vértices secundarios. Todos los vértices reconstruidos restantes se consideran pileup.

## 3.2. Fotones y electrones

La reconstrucción de electrones y fotones en el ATLAS se basa en la deposición de energía en el ECAL. Como los electrones y los fotones dejan señales similares en este calorímetro, su reconstrucción se realiza simultáneamente, distinguiéndolos por la información de las trazas reconstruidas que se mostró anteriormente.

### 3.2.1. Reconstrucción

La reconstrucción de fotones y electrones *offline* [39, 40] hace uso de clusters dinámicos de tamaño variable, conectados topológicamente entre las celdas del ECAL y HCAL [41], denominados *topo-clusters*, que se agrupan además en *superclusters*. Durante el Run-1 [42–44], en contraste, los clusters eran de tamaño fijo, y que si bien tenían una respuesta lineal energética y estabilidad frente al pileup, 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 descrita en la Ref. [45] permite solucionar esto sin perder la linealidad y estabilidad de los clusters de tamaño fijo. De esta forma, se distinguen tres tipos de objetos:

- Electrones: consiste en un cluster construido a partir de los depósitos de energía en el ECAL el cual tiene asignado una traza.
- Fotones convertidos: consiste en un cluster asignado con un vértice (o vértices) de conversión.
- Fotones no convertidos: un cluster que no se encuentra emparejado ni a una traza ni a un vértice de conversión.

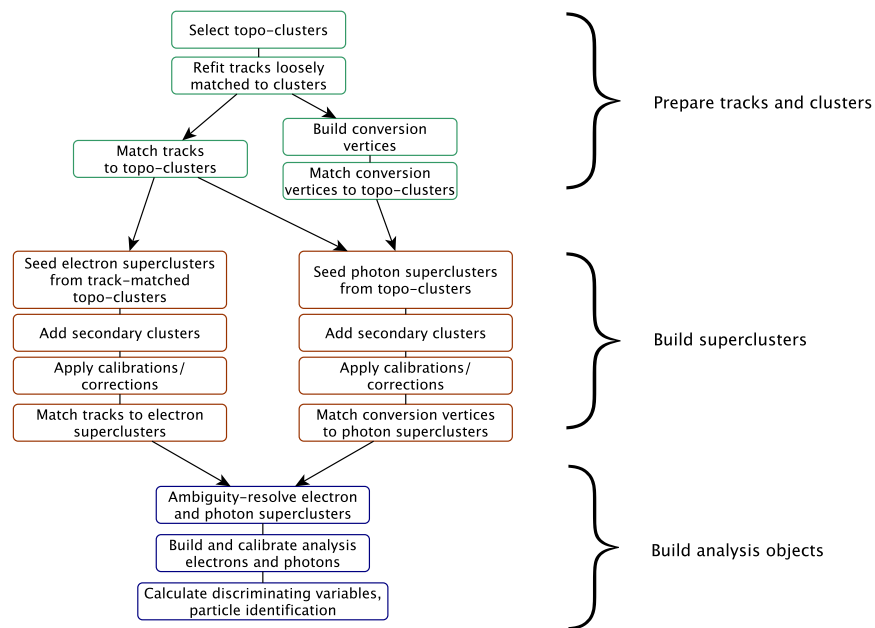


Figura 3.2: Diagrama mostrando el algoritmo de reconstrucción de electrones and fotones, extraído de Ref. [39]

El algoritmo para la reconstrucción de electrones y fotones procede como se muestra en la **Figure 3.2**. El proceso de reconstrucción comienza con la formación de topo-clusters. Primero, se forman proto-clusters en el **ECAL** y **HCAL** agrupando celdas que tienen una **requerida y predefinida energía**, y añadiendo posteriormente celdas vecinas ~~en cuatro pasos consecutivos~~, obteniendo así los topo-clusters. Las reconstrucciones continúan sólo en aquellos casos en los que la energía de los topo-clusters en el **ECAL** es superior a 400 MeV y ~~que~~ la fracción de la misma con respecto a la energía total del topo-cluster ~~sea~~ mayor a 0.5, reduciendo gran parte los efectos de pileup.

El algoritmo también construye vértices de conversión a partir de las trazas reajustadas y los empareja con los topo-clusters seleccionados. Tras el ajuste inicial de las trazas y la construcción de las conversiones, los algoritmos de superclusters de electrones y fotones se ejecutan por separado y en paralelo. En la primera etapa, los topo-clusters se evalúan para su uso como candidatos a clusters **semilla**, que forman la base de los superclusters; en la segunda etapa, los clusters cercanos a los candidatos a clusters semilla se identifican como candidatos a clusters satélite, que pueden surgir de la radiación bremsstrahlung o de la división de los topo-clusters. Los clusters satélite se añaden a los candidatos a semilla para formar los superclusters finales, ~~si superan unos ciertos criterios de selección necesarios~~. **Tras aplicar correcciones de posición iniciales a los superclusters resultantes**, el algoritmo de reconstrucción hace coincidir las trazas con los superclusters de electrones y los vértices de conversión a los superclusters de fotones.

Dado que un objeto puede reconstruirse como electrón y como fotón, se **realiza una resolución de ambigüedad** para eliminar parte del solapamiento. Sin embargo, se permite cierto solapamiento para mantener una alta eficiencia de reconstrucción de electrones y fotones, y luego ~~se deja a que los análisis pueden aplicar sus propios criterios~~. Finalmente, se construyen y

calibran los electrones y fotones finales, lo que facilita el cálculo de las variables adicionales utilizadas para los cortes de calidad y la resolución de ambigüedades.

### 3.2.2. Identificación

Con el objetivo de poder discriminar los objetos *prompt*<sup>1</sup> de aquellos que no lo son, existen diferentes criterios de identificación. En ATLAS, para fotones y electrones, esto se logra mediante una serie de variables denominadas Shower Shapes (SSs), que con ciertos algoritmos, se logra incrementar la pureza de los objetos deseados, al costo de tener una menor eficiencia de selección. Finalmente, se definen diferentes WPs que son derivados de forma central y luego distribuidos a toda la colaboración.

El objetivo principal de la identificación de electrones es separar los electrones *prompt* de los electrones producto del proceso de creación de pares a partir de los fotones, de los jets que depositan energía en el ECAL, y de los electrones provenientes del decaimiento de hadrones de *heavy-flavor*. La identificación se basa en un método likelihood que utiliza algunas de las variables que serán descritas en el Chapter 4, utilizando electrones provenientes de decaimientos de  $J/\psi$  y  $Z$  para bajo y alto  $E_T$ , respectivamente [46]. Se definen entonces 3 WPs, denominados Loose, Medium y Tight, cuyas eficiencias de identificación de un electrón con  $E_T = 40$  GeV son de 93 %, 88 % y 80 %, respectivamente [45].

Para distinguir los fotones reales (los procedentes de la colisión) de los fotones de fondo que tienen secciones transversales de producción mucho mayores (procedentes del decaimiento de hadrones, también llamados fotones falsos), es necesario basarse en un algoritmo de identificación con alta eficiencia de señal y rechazo de fondo, para fotones candidatos con  $p_T \sim 10$  GeV hasta la escala TeV. Actualmente, la identificación de fotones en ATLAS se basa en un conjunto de cortes rectangulares en las SSs mencionadas anteriormente, que son calculadas a partir de la energía depositada en las celdas del cluster en la primera y segunda capa del ECAL, y de la fuga hacia el HCAL. Estas variables describen el paso de los fotones a través de los calorímetros, caracterizando las lluvias electromagnéticas laterales y longitudinales. El proceso completo de identificación de fotones se presenta en Chapter 4, donde las SSs se explican una a una. Además, en los Chapters 5 and 6 se presentan dos enfoques para corregir las diferencias observadas en estas variables entre los datos y M

### 3.2.3. Aislamiento

Para mejorar aún más la selección de fotones y electrones se aplican criterios de aislamiento a estos objetos. 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. Para ello, se definen dos criterios de aislamiento: calorimétrico y de trazas.

<sup>1</sup> El término *prompt* hace referencia a aquellos objetos producidos rápidamente luego de la colisión, generalmente provenientes del vértice primario, para distinguirlos de aquellos producidos por el decaimiento tardío de otra partícula, como puede ser un hadrón.

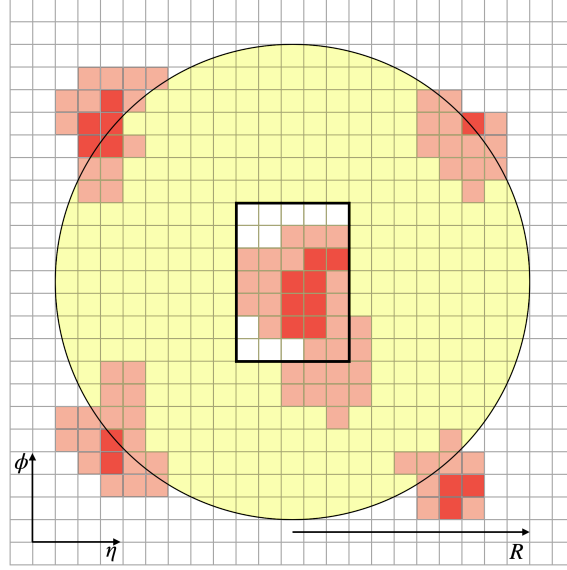


Figura 3.3: Diagrama mostrando el proceso del cálculo de la variable de aislamiento calorimétrico. Cuando se utiliza un cono con  $R = 0.4$ , se puede construir la variable  $E_T^{\text{cone40}}$  mencionada en el texto.

El procedimiento para calcular la energía de aislamiento calorimétrico  $E_T^{\text{cone40}}$  es el siguiente, y se muestra en la [Figura 3.3](#). En primer lugar, se construye un cono de radio  $\Delta R < 0.4$  alrededor del candidato a fotón o electrón, y se suman las energías de todas las celdas de los topo-clusters (introducidos en la [Section 3.2.1](#)) cuyos baricentros se encuentran dentro del cono. A continuación, a esta energía calculada, se le resta la energía de todas las celdas en una ventana de  $5 \times 7$  (en unidades de  $\eta \times \phi$  en la segunda capa del [ECAL](#)) centrada alrededor del candidato, con el fin de eliminar la energía del propio candidato. También se tienen en cuenta las contribuciones del pileup y las fugas de energía fuera del cono.

La variable de aislamiento de trazas,  $p_T^{\text{cone20}}$ , se obtiene sumando los  $p_T$  de las trazas de buena calidad en un cono de radio  $\Delta R < 0.2$  alrededor del candidato a electrón o en la dirección del cluster de fotones convertidos. Se excluyen de este cómputo las trazas asociadas a la traza o al fotón convertido, así como aquellas trazas que no pasan el requisito de trazas de buena calidad. Una traza de buena calidad se define como aquella en la que el  $p_T$  es  $p_T > 1 \text{ GeV}$ , y tiene una distancia mínima al vértice primario a lo largo del eje  $z$  de  $|z_0 \sin \theta| < 3 \text{ mm}$ .

En general, para los fotones y electrones, no hay otra energía depositada en el cono alrededor del candidato, aparte de los objetos de baja energía originados por los restos de la colisión, las interacciones múltiples y el pileup. En cambio, para los falsos candidatos a fotones y los fotones no directos, se observa energía adicional dentro del cono, originada por los objetos que acompañan al jet.

Tabla 3.1: Resumen de los WP de aislamiento para electrones y fotones usados a lo largo de esta tesis.

Objeto	WP	Aislamiento Calorimétrico	Aislamiento de trazas
Fotón	FixedCutLoose	$E_T^{\text{cone20}} < 0.065 \times p_T$	-
	FixedCutTightCaloOnly	$E_T^{\text{cone40}} < 0.022 \times p_T + 2.45 \text{ GeV}$	-
	FixedCutTight	$E_T^{\text{cone40}} < 0.022 \times p_T + 2.45 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{cone20}} / p_T < 0.05$
Electrón	Loose_VarRad	$E_T^{\text{cone20}} < 0.2 \times p_T$	$p_T^{\text{cone30}} / p_T < 0.15$
	HighPtCaloOnly	$E_T^{\text{cone20}} < \max(0.015 \times p_T, 3.5 \text{ GeV})$	-



A partir del aislamiento calorimétrico y de trazas se pueden definir diferentes WPs por separado tanto para electrones como para fotones. En el caso de los electrones, se definen dos estrategias: o bien conseguir una eficiencia fija, o bien aplicar cortes fijos en las variables de aislamiento. En el caso de los fotones, hay WPs que no utilizan ambas variables de aislamiento, como es el caso del WP que sólo utiliza el aislamiento calorimétrico. Las definiciones de los diferentes WPs utilizados a lo largo de esta tesis se muestran en la Table 3.1. Además, es común definir las siguientes variables para WP FixedCutTight del fotón:

$$E_T^{\text{iso}} = E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \times E_T - 2.45 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

$$p_T^{\text{iso}} = p_T^{\text{cone20}} / E_T \quad (3.2)$$

dejando por tanto las variables definiendo el WP FixedCutTight como:



$$E_T^{\text{iso}} < 0 \text{ GeV} \quad (3.3)$$

$$p_T^{\text{iso}} < 0.05. \quad (3.4)$$

### 3.3. Muones

La tasa de radiación bremsstrahlung es inversamente proporcional al cuadrado de la masa de una partícula. Dado que los muones son unas 200 veces más pesados que los electrones, interactúan principalmente con el material del detector a través de ionización. Por lo tanto, los muones son partículas mínimamente ionizantes que no crean lluvia electromagnética en los calorímetros y atraviesan todas las capas del detector ATLAS. Es por esta razón que la detección de muones depende de las mediciones de las trazas dejadas por ellos en el ID y el MS. La combinación de los dos subdetectores define cuatro tipos de muones, dependiendo de la información utilizada para la reconstrucción:

- Muones combinados (CB): muón reconstruido a partir de un reajuste global de las trazas del ID y del MS,
- Muones segmentados (ST): muón reconstruido a partir de una traza ajustada del ID que al extrapolarla al MS tienen un segmento en el MDT o el CSC,
- Muones calorimétricos (CT): muón reconstruidos a partir de la traza del ID ajustada a los depósitos de mínima energía ionizante en los calorímetros,
- Muones extrapolados (ME): muón reconstruido únicamente a partir de las trazas MS.

El solapamiento entre distintos tipos de muones se resuelve del siguiente modo. Cuando dos tipos de muones comparten la misma traza del ID, el orden de preferencia es: primero el CB, luego el ST y finalmente el CT. El solapamiento con ME se resuelve analizando los hits de las trazas, seleccionando aquellas trazas con mejor ajuste y mayor número de hits.

Para la identificación de muones, se aplican cortes de calidad para distinguir los muones aislados de los procedentes de procesos de fondo, principalmente del decaimiento de piones y

kaones. Las variables con buen poder discriminatorio utilizadas se describen en Ref. [47]. Se definen cuatro selecciones de identificación: Loose, Medium, Tight y High-pT. Las tres primeras categorías son inclusivas, siendo Medium la selección por defecto en ATLAS. Por último, se pide a los candidatos a muones que van a ser utilizados por los análisis que satisfagan los requisitos de aislamiento, tanto a nivel de trazas como calorimétricos, de forma análoga a los detallados para los electrones y fotones en el apartado anterior. Para el aislamiento de trazas, se utiliza una variable similar a la empleada para los electrones fotones, pero con un cono de radio variable  $\Delta R = \min(10 \text{ GeV}/p_T, 0.3)$  alrededor del momento del muón, excluyendo la traza del mismo. Para el aislamiento calorimétrico se utiliza la misma variable  $E_T^{\text{cone40}}$ , con la diferencia de utilizar un radio de  $R = 0.2$ , en lugar de 0.4. En base a estas variables, se definen 7 criterios de selección de aislamiento (7 WPs), optimizados para diferentes análisis.

### 3.4. Jets

Debido al confinamiento de color, un quark o gluón no puede existir por sí mismo y pasa por el proceso de hadronización para formar un chorro colimado de partículas de color neutro, denominados *jets*. Generalmente, los jets penetran a través del ECAL y son totalmente absorbidos por el material del calorímetro hadrónico. A continuación, se describe brevemente el método típico de agrupación adoptado por ATLAS. También se describen los dos tipos existentes de reconstrucción de jets.

#### 3.4.1. Algoritmo de clusterización de jets anti- $k_t$

Dado que los jets están constituidos por un elevado número de partículas que dejan deposiciones de energía en el ECAL y HCAL y trazas en el ID, un algoritmo de clusterización agrupa los constituyentes en el evento para definir los jets. Dicho algoritmo se denomina algoritmo anti- $k_t$  [48]. Del mismo modo que para los electrones y los fotones, la reconstrucción de los jets ATLAS se basa en la formación de topo-clusters: depósitos de energía agrupados en las celdas de los calorímetros mediante un algoritmo de combinación secuencial. Entonces, el algoritmo anti- $k_t$  combina el topo-clusters con los siguientes pasos:

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

$$d_{ij} = \min \left( p_{T,i}^{-2}, p_{T,j}^{-2} \right) \frac{\Delta_{i,j}^2}{R^2} \quad (3.5)$$

$$d_{iB} = p_{T,i}^{-2} \quad (3.6)$$

donde  $\Delta_{ij}^2 = \Delta\phi_{ij}^2 + \Delta\eta_{ij}^2$  y  $R$  es el radio del jet.

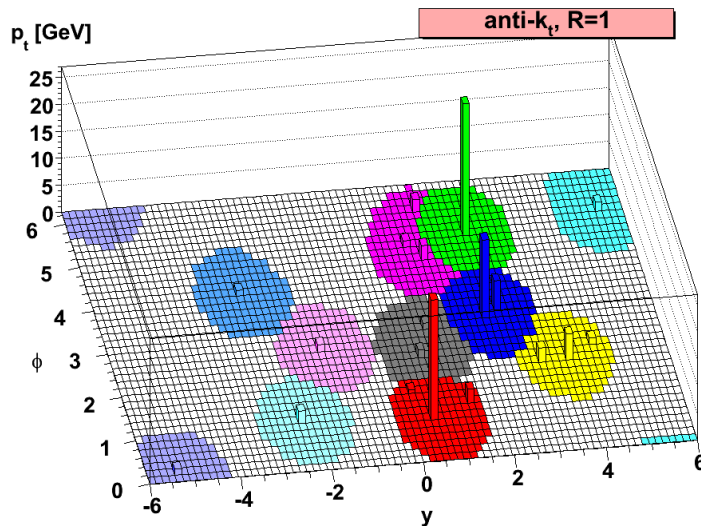
- Si el mínimo de todas las distancias calculadas anteriormente es  $d_{iB}$ , el topo-cluster  $i$  se clasifica como jet, y se descarta en iteraciones sucesivas.




- Si el mínimo de todas las distancias es  $d_{ij}$ , topo-clusters  $i$  y  $j$  se combinan, todas las distancias se calculan de nuevo con este nuevo topo-cluster y la iteración se realiza de nuevo.

Este proceso se repite hasta que todas las partículas del evento se han agrupado.

El algoritmo anti- $k_t$  comienza agrupando la radiación alrededor de la partícula más dura del evento, ya que la partícula con mayor  $p_T$  definirá el término  $\min\left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2}\right)$  en la definición de  $d_{ij}$ . Esto permite que los jets del evento tengan una dirección estable al principio del proceso de combinación. El algoritmo anti- $k_t$  es preferible a otros algoritmos secuenciales de jets ya que los jets tienen formas regulares que son aproximadamente cónicas, mostrados en la [Figura 3.4](#). Los jets que se originan a partir de quarks o gluones en general se denominan small- $R$  jets y para su reconstrucción se utiliza un radio de  $R = 0.4$ . Por otro lado, los jets que representan partículas masivas que decaen hadrónicamente se denominan large- $R$  jets, y se utiliza  $R = 1.0$ , dado que el uso de un cono más amplio ayuda a incluir la mayoría de las partículas producto del decaimiento.



 Figura 3.4: Representación esquemática del algoritmo anti- $k_t$  para el proceso de clusterización de jets [48].

### 3.4.2. Jets Calorimétricos

Una forma de reconstruir los jets se basa en los depósitos de energía en el calorímetro. De forma similar a lo que se ha explicado para electrones y fotones en [Section 3.2.1](#), los depósitos de energía en las celdas del [ECAL](#) y [HCAL](#) se utilizan para construir topo-clusters, [que aproxima los depósitos de energía de hadrones individuales \[40, 41\]](#). Los jets reconstruidos de esta manera y agrupados con el algoritmo anti- $k_t$  con un radio de  $R = 0.4$  se denominan jets EMTOP, y son los [proxies](#) de los quarks y gluones individuales. En la reconstrucción de jets, sólo se incluyen los topo-clusters con energía neta positiva.

### 3.4.3. Particle Flow (PFlow) Jets

Otro método para la reconstrucción de jets se basa en el algoritmo PFlow [49], en el que las mediciones del ID y del calorímetro se combinan para formar las señales, que idealmente representan partículas individuales. El algoritmo comienza vinculando cada traza del ID con un solo topo-cluster. Luego se calcula la energía esperada en el calorímetro depositada por cada partícula que también inició la traza. Luego, para cada sistema topo-cluster/traza, el algoritmo evalúa la probabilidad de que la energía de la partícula haya sido depositada en más de un topo-cluster, y decide si es necesario agregar más topo-clusters al sistema topo-cluster/traza para recuperar la energía total de la lluvia. Posteriormente, la energía depositada por la partícula que inicia la traza es sustraída celda por celda del conjunto de topo-clusters vinculados. Finalmente, si la energía remanente en el sistema es consistente con la esperada por las fluctuaciones de la lluvia de la señal de una sola partícula, los remanentes del topo-cluster son removidos.

El resultado de este algoritmo es un conjunto de trazas, y un conjunto de topo-clusters modificadas y no modificadas por el procedimiento anterior, que son los objetos PFlow. Los objetos PFlow también pueden agruparse con el algoritmo anti- $k_t$  y el mismo  $R = 0.4$  para formar los jets PFlow.

El algoritmo PFlow tiene bastantes ventajas sobre el EMTOP:O:

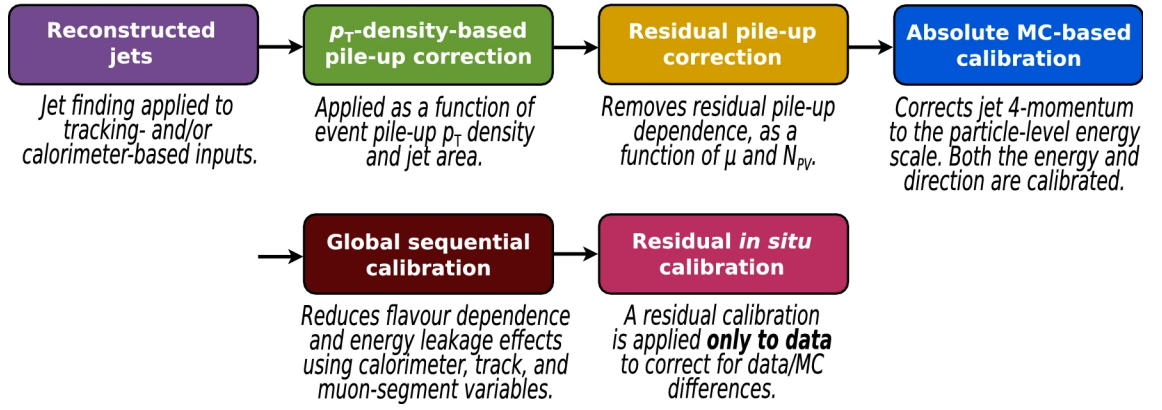
- La resolución en  $p_T$  del ID es significativamente mejor que la resolución de energía del calorímetro para partículas cargadas de baja energía.
- Permite una mayor aceptación para partículas más *soft*. Las trazas se reconstruyen para partículas cargadas con un mínimo  $p_T$  de 400 MeV, el cual es menor que el requerido para la formación de topo-clusters.
- Mejora la resolución angular de una sola partícula cargada, ya que utiliza la información del *tracker* (Detector Interno (ID)) en lugar de la del calorímetro.
- Las partículas cargadas de bajo  $p_T$  que se originan dentro de un jet hadrónico son barridas fuera del cono del jet por el campo magnético para cuando alcanzan el calorímetro. Utilizando la coordenada azimutal de las trazas en el perigeo, estas partículas también son agrupadas en el jet.
- Es posible eliminar las trazas originadas por el pileup, sabiendo que éstas no proceden del PV.

Sin embargo, también introduce una complicación. Para cualquier partícula cuya medición de traza deba utilizarse, es necesario identificar correctamente y sustraer su señal en el calorímetro para evitar un doble conteo. En el algoritmo PFlow se toma una decisión booleana sobre si utilizar la medición del *tracker* o del calorímetro. La capacidad de sustraer con precisión toda la energía de una sola partícula, sin eliminar la energía depositada por otras partículas, constituye el criterio clave de rendimiento sobre el que se optimiza el algoritmo.

En esta tesis, se consideran los **PFlow jets**, ya que han demostrado proporcionar una mejor reconstrucción del jet [49], principalmente para aquellos con bajo  $p_T$  y en la reconstrucción  $E_T^{\text{miss}}$  [50].

#### 3.4.4. Calibración de jets

Una vez reconstruidos los jets, su cuadrimomento se corrige para que coincida con la cinemática de un *truth-jet*<sup>2</sup>, como se muestra en la **Figure 3.5**. Las tres primeras correcciones tienen en cuenta la contaminación de la distribución de pileup subyacente y las fluctuaciones debidas al origen del jet [51]. La *Global Sequential Calibration* mejora la resolución de  $p_T$  de los jets (y las incertidumbres asociadas) eliminando secuencialmente la dependencia de la respuesta reconstruida del jet ( $R = E^{\text{reco}}/E^{\text{truth}}$ ) en diversos observables. Por último, las diferencias residuales entre los datos y MC se tienen en cuenta midiendo el desequilibrio de momento en  $Z + \text{jets}$ ,  $\gamma + \text{jet}$  y eventos multijet.



**Figura 3.5:** Pasos para la calibración del cuadrimomento de PFlow jets [51].

Para reducir el número de jets con una fracción considerable de energía procedente del pileup, se utiliza el algoritmo Jet vertex Tagger (**JVT**). Este algoritmo **update to NNJVT** reconstruye un discriminante multivariante que combina, entre otras cantidades, el Jet vertex Fraction (**JVF**) (fracción de las trazas  $p_T$  asociada a un jet originado por el **PV**, y el número total de trazas) y el número de **PVs** en el evento  $N_{PV}$ . Como los jets que no proceden de la interacción hard-scatter son generalmente más suaves, el corte **JVT** se aplica sólo a los jets con  $p_T < 60$  GeV y  $|\eta| < 2.4$ . El **JVT WP** por defecto es 96 % eficiente para los jets de dispersión dura.

### 3.5. Jets de sabor pesado (heavy flavor)

Las decaimientos de hadrones pesados (de ahora en más heavy-flavor) se rigen principalmente por el hadrón más pesado en la cascada de decaimiento. Un hadrón  $b$  generalmente decae en cascada a un hadrón  $c$ , que a su vez decae a un hadrón  $s$ , etc., lo que conduce a la existencia de múltiples vértices.

<sup>2</sup> Los truth jets, o jets reales, provienen de partículas del estado final de simulaciones, luego de pasar por el algoritmo de clusterización anti- $k_t$ .

*Flavor Tagging* (FTAG) es la clasificación de los jets que contienen hadrones  $b$  ( $b$ -jets),  $c$  ( $c$ -jets) o ni  $b$  ni  $c$  (jets livianos, o  $l$ -jets) utilizando algoritmos sensibles a las propiedades distintivas de las respectivas clases. Estos complejos algoritmos se basan en los múltiples vértices, en la elevada masa, la alta multiplicidad de decaimientos y los modos de decaimiento característicos de los hadrones  $b$  y  $c$ , así como en las propiedades de la fragmentación de los quarks pesados.

En ATLAS se emplea un proceso de dos etapas para reconstruir las características clave de los heavy-flavor jets. En la primera etapa, los algoritmos de bajo nivel utilizan métodos complementarios para extraer información sobre las trazas de las partículas cargadas vinculadas al jet. Algunos algoritmos se centran en las propiedades de las trazas individuales, mientras que otros analizan sus correlaciones o las combinan para reconstruir explícitamente los vértices desplazados. En la segunda etapa, las salidas de estos algoritmos se integran en un algoritmo de alto nivel que utiliza clasificadores multivariantes para optimizar el rendimiento. Con el tiempo, los algoritmos han evolucionado significativamente, empezando con discriminantes basados en likelihoods y *Boosted Decision Trees* (BDTs) durante el Run-1 del LHC, y avanzando hacia métodos más avanzados como las redes neuronales recurrentes y profundas, lo que ha dado lugar a notables mejoras en el rendimiento de la identificación [52–55].

A partir del Run-3, el grupo de ATLAS FTAG, desarrolla un novedoso algoritmo "GN2" basado en un *Transformer*. El algoritmo GN2 es un único modelo entrenado que sustituye a DL1d [56] y a los algoritmos de bajo nivel que lo alimentan. Se basa en GN1 [57], que se refinó rápidamente para pasar a ser GN2. GN2 sustituye la *Graph Attention Network* [58] utilizada por GN1 por un Transformador [59], y también se beneficia de otras optimizaciones de arquitectura y de un orden de magnitud más de estadística para su entrenamiento.

GN2 acepta directamente información sobre el jet y las trazas asociadas y, como tal, no depende de otros algoritmos de etiquetado de sabores (*flavor tagging*). GN2 mantiene los dos objetivos de entrenamiento auxiliares que se introdujeron con GN1: la agrupación de trazas que se originan en un vértice común y la predicción del proceso físico subyacente del que se originó cada traza.

Este nuevo algoritmo también está preparado para proporcionar la identificación de  $c$ -jets y jets procedentes de decaimientos  $\tau$ . Las salidas de este tagger corresponden a las probabilidades de que un jet sea taggeado como un jet  $b$ ,  $c$ ,  $\tau$  o *light*, denominadas como  $p_b$ ,  $p_c$ ,  $p_\tau$  y  $p_u$  respectivamente.



### 3.5.1. Identificación y performance de $b$ -tagging

Para evaluar la capacidad del tagger de identificar  $b$ -jets con una eficiencia constante, se mide la capacidad de rechazar los jets  $c$ ,  $\tau$  y *light*. Las probabilidades de salida del tagger se combinan para construir un único discriminante  $\text{GN2}_b$ , definido como

$$\text{GN2}_b = \log \left( \frac{p_b}{f_c p_c + f_\tau p_\tau + (1 - f_c - f_\tau p_u)} \right). \quad (3.7)$$

Los parámetros  $f_{c(\tau)}$  son libres y determinan la importancia entre  $p_{c(\tau)}$  y  $p_u$  en el discriminante. Los valores específicos de estos parámetros se determinan mediante un procedimiento de optimización **basado en maximizar** el rechazo de  $c$ -jets ( $\tau$ -jets) y  $l$ -jets, y resultan ser 0.2 (0.01).

A partir ~~de la~~ valor discriminante del tagger, se pueden definir varios WPs, simplemente exigiendo que el valor  $\text{GN2}_b$  esté por encima de un determinado umbral. El grupo FTAG de ATLAS proporciona de forma centralizada a toda la colaboración **5 WPs** diferentes para lograr una eficiencia global fija de  $b$ -tagging: 65, 70, 77, 85 y 90%, y se muestran en la **Figure 3.6**. En dicha figura se comparan también las distribuciones de datos y MC del tagger GN2, donde las contribuciones de los distintos sabores se muestran con colores diferentes.

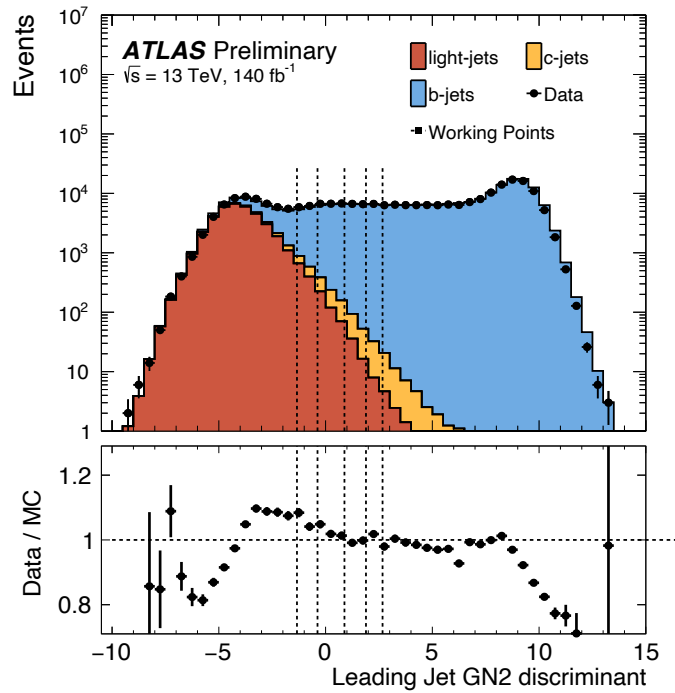


Figura 3.6: Comparación entre datos y simulación MC (**eventos de  $t\bar{t}$  de un sólo lepton**) del discriminante del tagger GN2. Las contribuciones de los jets  $l$ ,  $b$  y  $c$  se muestran con diferentes colores, y los 5 WPs de  $b$ -tagging se muestran con las líneas verticales punteadas. De izquierda a derecha, las líneas representan los WPs de 90, 85, 77, 70 y 65% de eficiencia. El panel inferior muestra el ratio entre los datos y **toda** la simulación MC [60].

Uno de los principales problemas del  $b$ -tagging es la disminución de la eficiencia a mayor  $p_T$ . En este régimen de  $p_T$  elevado, las partículas ~~son~~ más colimadas y tienden a viajar más lejos en el ID antes de decaer, lo que puede dar lugar a una traza de decaimiento con hits espurios. La degradación de la eficiencia se visualiza en la **Table 3.2**, donde se muestran las eficiencias de tagging para  $b$ -jets, junto con los rechazos  $c$ -jets,  $l$ -jets y  $\tau$ -jets, en los regímenes de bajo y alto  $p_T$ . Los valores mostrados se calculan utilizando diferentes muestras, en las que  $t\bar{t}$  se utiliza en la región bajo de  $p_T$  y eventos de decaimiento de  $Z'^3$  se utilizan en la región alto de  $p_T$ . Puede verse que la eficiencia de  $b$ -tag cae en un 30% para jets de  $p_T$  más alto.

<sup>3</sup> El **model** leptofóbico de vector axial  $Z'$  es un modelo de Materia Oscura simplificado en el cual el decaimiento teorizado es un par de quarks.

Tabla 3.2: Medidas de eficiencias de  $b$ -tagging, y de rechazos de  $c$ -jets,  $l$ -jets y  $\tau$ -jets, en los regímenes de bajo y alto  $p_T$ .

Muestra	Rango de $p_T$ [GeV]	Eficiencia de $b$ -jet	Rechazo de $c$ -jet	Rechazo de $l$ -jet	Rechazo de $\tau$ -jet
$t\bar{t}$	$20 < p_T < 250$	0.76	17.52	448.61	71.15
$Z'$	$250 < p_T < 6000$	0.41	20.27	179.99	452.94

### 3.5.2. Identificación y performance de $c$ -tagging

Al igual que con  $b$ -tagging, se puede construir un único discriminante a partir de las probabilidades dadas por el tagger para identificar  $c$ -jets frente a  $b$ -jets,  $\tau$ -jets y  $l$ -jets:

$$\text{GN2}_c = \log \left( \frac{p_c}{f_b p_b + f_\tau p_\tau + (1 - f_b - f_\tau p_u)} \right) \quad (3.8)$$

donde ahora los valores  $f_{b(\tau)}$  son los parámetros libres que controlan el rechazo entre jets  $b$ ,  $\tau$  y light. Utilizando el mismo procedimiento de optimización que para  $b$ -tagging, los valores para  $f_{b(\tau)}$  resultan ser 0.3 (0.05).

Gracias a la gran eficiencia  $b$ -tagging conseguida por GN2, es posible diseñar un WP de  $c$ -tagging tras aplicar un veto de  $b$ -tagging, separando aún más los  $c$ -jets de los  $l$ -jets. Construyendo este WP de tagging simultáneo y asumiendo que la fracción de  $\tau$ -jets es despreciable, se puede separar los jets  $b$ ,  $c$  y livianos en tres regiones ortogonales. Partiendo de exigir que un jet *no* pase el WP de  $b$ -tagging de 77% de eficiencia (veto  $b$ -tag), se definen tres WPs diferentes de  $c$ -tagging definidos para eficiencias de 10, 30 y 50%, fijando el valor de  $\text{GN2}_c$ . Las medidas de eficiencia y rechazo de las dos muestras descritas anteriormente, tras aplicar el WP de  $c$ -tag de 50% de eficiencia se muestran en el Table 3.3.

Tabla 3.3: Medidas de eficiencia de  $c$ -tagging **eficiencias** para  $c$ -jets, y valores de rechazos de  $b$ -jets,  $l$ -jets y  $\tau$ -jets en los **regímenes** de bajo y alto  $p_T$ . Los valores corresponden a aquellos luego de aplicar el veto del WP de  $b$ -tagging de 77% y de 50% de  $c$ -tagging. **rejection values not correct!**

Muestra	Rango de $p_T$ [GeV]	Eficiencia de $c$ -jet	Rechazo de $b$ -jet	Rechazo de $l$ -jet	Rechazo de $\tau$ -jet
$t\bar{t}$	$20 < p_T < 250$	0.467	17.52	448.61	71.15
$Z'$	$250 < p_T < 6000$	0.344	20.27	179.99	452.94

# BIBLIOGRAFÍA

- [1] O. S. Brüning, J. Poole, P. Collier, P. Lebrun, R. Ostojic, S. Myers, and P. Proudlock, *LHC Design Report*, CERN, Geneva **1** (2004) 548. <https://cds.cern.ch/record/782076>. 6
- [2] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08001. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08001><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08001/meta>. 6
- [3] E. Lopienska, *The CERN accelerator complex, layout in 2022. Complexe des accélérateurs du CERN en janvier 2022*,. <https://cds.cern.ch/record/2800984>. ix, 7
- [4] The ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08002. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>. 6
- [5] The LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08005. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08005><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08005/meta>. 6
- [6] The CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08004. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004/meta>. 6
- [7] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08003. ix, xi, 6, 9, 14, 15
- [8] The LHCf Collaboration, *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08006. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08006><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08006/meta>. 6



- [9] The TOTEM Collaboration, *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 08, (2008) S08007.  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08007><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08007/meta>. 6
- [10] MoEDAL Collaboration, *Technical Design Report of the MoEDAL Experiment*,. 6
- [11] R. M. Bianchi and A. Collaboration, “ATLAS experiment schematic or layout illustration.” 2022. ix, 8, 9
- [12] J. Pequeno, “Computer generated image of the ATLAS inner detector.” 2008. 10
- [13] J. Pequeno, “Computer generated image of the ATLAS inner detector.” 2008. 10
- [14] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Forward SCT Barrel SCT TRT Pixel Detectors Technical Design Report*, tech. rep., 1997.  
<https://cds.cern.ch/record/331063/files/ATLAS-TDR-4-Volume-I.pdf>. 10
- [15] T. A. Collaboration, *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report Addendum*, Tech. Rep. May, Sep, 2012. <https://cds.cern.ch/record/1291633><https://cdsweb.cern.ch/record/1451888>. 11
- [16] K. Potamianos, *The upgraded Pixel detector and the commissioning of the Inner Detector tracking of the ATLAS experiment for Run-2 at the Large Hadron Collider*, arXiv:1608.07850. <https://arxiv.org/abs/1608.07850v1>. 11
- [17] The ATLAS Collaboration, *ATLAS pixel detector electronics and sensors*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 07, (2008) P07007.  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/07/P07007><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/07/P07007/meta>. 11
- [18] T. Heim, *Status and performance of the ATLAS Pixel Detector after 3 years of operation*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **765** (2014) 227–231. 11
- [19] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: design and performance*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 02, (2008) P02013.  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/02/P02013><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/02/P02013/meta>. 11
- [20] J. Pequeno, “Computer Generated image of the ATLAS calorimeter.” 2008. ix, 12
- [21] V. Rossetti, *Performance of the ATLAS Calorimeters and Commissioning for LHC Run-2*,. <https://cds.cern.ch/record/2037117>. 13
- [22] *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*,. <https://cds.cern.ch/record/331068>. 15



- [23] B. Stelzer, *The New Small Wheel Upgrade Project of the ATLAS Experiment*, *Nuclear and Particle Physics Proceedings* **273-275** (2016) 1160–1165.  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405601415006719>. 16
- [24] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, *The European Physical Journal C* **72** no. 1, (2012) 1849. 16
- [25] A. ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2015*, *arXiv:1611.09661*. <http://arxiv.org/abs/1611.09661><http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3>. 16
- [26] The ATLAS Collaboration, *Operation of the ATLAS trigger system in Run 2*, *Journal of Instrumentation* **15** no. 10, (2020), *arXiv:2007.12539v2*. 16
- [27] R. Achenbach, P. Adragna, V. Andrei, P. Apostologlou, B. Åsman, C. Ay, B. M. Barnett, B. Bauss, et al., *The ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger*, *Journal of Instrumentation* **3** no. 03, (2008) P03001. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/03/P03001>. 16
- [28] ATLAS Collaboration, P. Jenni, M. Nessi, M. Nordberg, and K. Smith, *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls: Technical Design Report*. Technical design report. ATLAS. CERN, Geneva, 2003. <https://cds.cern.ch/record/616089>. 17
- [29] The ATLAS Collaboration, *Luminosity determination in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS detector at the LHC*, *The European Physical Journal C* **83** no. 10, (2023) 982. ix, 18, 19
- [30] G. Avoni, M. Bruschi, G. Cabras, D. Caforio, N. Dehghanian, A. Floderus, B. Giacobbe, F. Giannuzzi, et al., *The new LUCID-2 detector for luminosity measurement and monitoring in ATLAS*, *Journal of Instrumentation* **13** no. 07, (2018) P07017.  
<https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/07/P07017>. 18
- [31] ATLAS Collaboration, *Preliminary analysis of the luminosity calibration of the ATLAS 13.6 TeV data recorded in 2022*, tech. rep., CERN, Geneva, 2023.  
<https://cds.cern.ch/record/2853525>. 18
- [32] ATLAS Collaboration, *Preliminary analysis of the luminosity calibration for the ATLAS 13.6 TeV data recorded in 2023*, tech. rep., CERN, Geneva, 2024.  
<https://cds.cern.ch/record/2900949>. 18
- [33] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS track reconstruction algorithms in dense environments in LHC Run 2*, *The European Physical Journal C* **77** no. 10, (2017) 673. 22
- [34] T. G. Cornelissen, N. Van Eldik, M. Elsing, W. Liebig, E. Moyse, N. Piacquadio, K. Prokofiev, A. Salzburger, and A. Wildauer, *Updates of the ATLAS Tracking Event Data Model (Release 13)*, tech. rep., CERN, Geneva, 2007. <https://cds.cern.ch/record/1038095>. ix, 22

- [35] T. Cornelissen, M. Elsing, S. Fleischmann, W. Liebig, E. Moyse, and A. Salzburger, *Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT)*, tech. rep., CERN, Geneva, 2007. <https://cds.cern.ch/record/1020106>. 22
- [36] T. A. collaboration, *A neural network clustering algorithm for the ATLAS silicon pixel detector*, *Journal of Instrumentation* **9** no. 09, (2014) P09009. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/P09009>. 22
- [37] The ATLAS Collaboration, *Reconstruction of primary vertices at the ATLAS experiment in Run 1 proton–proton collisions at the LHC*, *The European Physical Journal C* **77** no. 5, (2017) 332. 23
- [38] *Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, tech. rep., CERN, Geneva, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2037717>. 23
- [39] The ATLAS Collaboration, *Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton-proton collision data*, *Journal of Instrumentation* **14** no. 12, (2019) P12006. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/14/12/P12006>. ix, 23, 24
- [40] ATLAS Collaboration, *Electron and photon reconstruction and performance in ATLAS using a dynamical, topological cell clustering-based approach*, tech. rep., CERN, Geneva, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2298955>. 23, 29
- [41] The ATLAS Collaboration, *Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1*, *The European Physical Journal C* **77** no. 7, (2017) 490. 23, 29
- [42] ATLAS Collaboration, *Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data*, *Eur. Phys. J. C* **76** (2016) 666, [arXiv:1606.01813](https://arxiv.org/abs/1606.01813) [hep-ex]. 23
- [43] ATLAS Collaboration, *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 3071, [arXiv:1407.5063](https://arxiv.org/abs/1407.5063) [hep-ex]. 23
- [44] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance*, tech. rep., CERN, Geneva, 2008. <https://cds.cern.ch/record/1099735>. 23
- [45] ATLAS Collaboration, *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton–proton collision data*, *JINST* **14** (2019) P03017, [arXiv:1812.03848](https://arxiv.org/abs/1812.03848) [hep-ex]. 23, 25
- [46] The ATLAS Collaboration, *Electron and photon efficiencies in LHC Run 2 with the ATLAS experiment*, *Journal of High Energy Physics* **2024** no. 5, (2024) 162. 25, 38
- [47] The ATLAS Collaboration, *Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at  $\sqrt{s}=13$  TeV*, *The European Physical Journal C* **76** no. 5, (2016) 292. 28