



UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA
DEPARTAMENTO DE INFORMÁTICA
VALPARAÍSO – CHILE



ALGORITMO DE RECONSTRUCCIÓN PARA LA IDENTIFICACIÓN Y SEGREGACIÓN DE PARTÍCULAS DE ALTAS ENERGÍAS EN UN DETECTOR PRESHOWER.

Tesis presentada como requerimiento parcial
para optar al grado académico de

MAGISTER EN CIENCIAS DE LA INGENIERÍA
INFORMÁTICA

y al título profesional de
INGENIERO CIVIL EN INFORMÁTICA

por

Juan Guillermo Pavez Sepúlveda

MAYO 2015

UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA
DEPARTAMENTO DE INFORMÁTICA
VALPARAÍSO – CHILE

TITULO DE LA TESIS:

ALGORITMO DE RECONSTRUCCIÓN PARA LA IDENTIFICACIÓN Y SEGREGACIÓN DE PARTÍCULAS DE ALTAS ENERGÍAS EN UN DETECTOR PRESOWER.

AUTOR:

JUAN GUILLERMO PAVEZ SEPÚLVEDA

Tesis presentada como requerimiento parcial para optar al grado académico de **Magister en Ciencias de la Ingeniería Informática** y al título profesional de **Ingeniero Civil en Informática** de la Universidad Técnica Federico Santa María.

Dr. Héctor Allende O.

Profesor Guía

Dr. Carlos Valle.

Profesor Correferente

Dr. Hayk Hakobyan.

Profesor Externo

Dr. Marcelo Mendoza R.

Presidente Comisión

MAYO 2015.
Valparaíso, Chile.

Agradecimientos

Agradezco .. A realizar.

Valparaso, Chile

Juan Guillermo Pavez Sepúlveda

Resumen

A realizar.

Palabras Claves:

Abstract

To fill.

Keywords:

Indice de Contenidos

Agradecimientos	III
Resumen	IV
Abstract	V
Indice de Contenidos	VI
1. Introducción	1
1.1. Motivación	1
1.1.1. Tipos de detectores	3
1.1.2. Detector Calorímetro	4
1.1.3. Magnitudes de los detectores	5
1.2. Contexto	7
2. Conceptos Básicos	10
2.1. Paso de partículas por la materia	10
2.1.1. Sección eficaz y recorrido libre	10
2.1.2. Interacción de partículas con la materia	13
2.2. Física de los detectores calorímetros	17
2.2.1. Lluvias electromagnéticas	17
2.2.2. Materiales de construcción	19
2.2.3. Cristales centelleadores	20
2.2.4. Fotomultiplicadores	21

3. Detector Preshower	23
3.1. Diseño	23
3.1.1. Matriz de cristales	24
3.1.2. Sistema de lectura	26
4. Algoritmo de Reconstrucción	29
4.1. Descripción General	29
5. Estado del Arte	34
5.1. Clustering de partículas	34
5.1.1. Ventana deslizante	35
5.1.2. Clustering topológico	37
5.1.3. Clustering Fuzzy	38
5.2. Identificación de máximos	41
5.2.1. Algoritmo de búsqueda de peaks	42
5.3. Separación de lluvias solapadas	44
5.4. Reconstrucción de posición	46
6. Experimentos	48
6.1. Introducción	48
6.2. Simulaciones	48
6.3. Algoritmo de reconstrucción	51
6.3.1. Algoritmo de clustering	52
6.3.2. Búsqueda de máximos	53
6.3.3. Algoritmo de unfolding	55
7. Conclusiones y Trabajo Futuro	57
7.1. Conclusiones	57
Apéndices	58
Bibliografía	59

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación

Grandes avances han sido logrados durante los últimos años en el campo de la física de partículas. Gran parte de estos adelantos han sido permitidos gracias al desarrollo y perfeccionamiento de complicados colisionadores de partículas que permiten a los científicos detectar y analizar millones de datos provenientes de colisiones entre partículas. Los grandes colisionadores permiten observar el universo en su escala más microscópica, esto es analizar las partículas que componen todo lo que nos rodea. En conjunto con los colisionadores, es necesario construir potentes detectores que permitan medir y analizar el resultado de las colisiones. Los detectores de partículas son responsables de proveer los datos en bruto para el posterior análisis que permitirá realizar conclusiones acerca de los eventos observados.

Básicamente, dado un evento (o colisión) que produce partículas secundarias de diferentes masas en varios ángulos y con distintos momentos, como se muestra en la Figura 1.1, el rol del detector será medir variables como el tiempo de interacción t , el momento p y la masa M de estas partículas.

El proceso de detección no es un trabajo simple, primero se debe comprender que para cada tipo de partículas y para cada variable a analizar existen distintos tipos de detectores con diferentes propiedades de detección. Estos detectores a su vez pueden variar mucho entre ellos, basándose en principios físicos muy distintos. Debido a que en los colisionadores las partículas producidas pueden ser de una gran cantidad de tipos, en diferentes rangos de energías, un detector en un acelerador puede estar compuesto por diversos sub-detectores

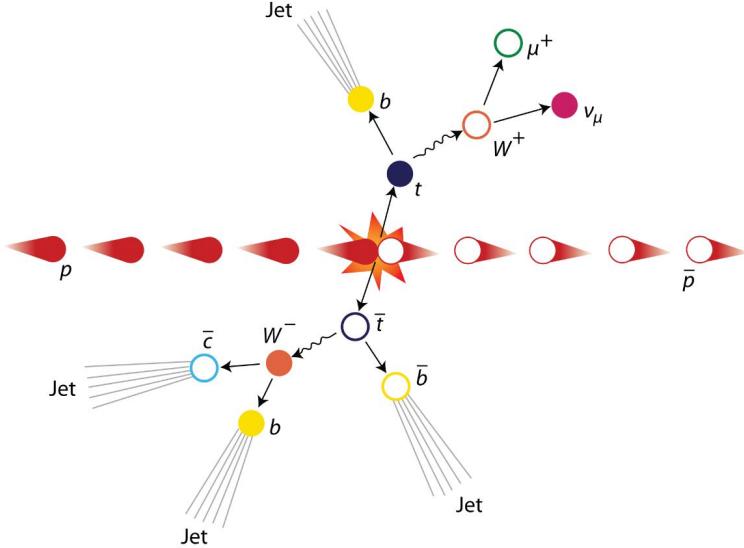


Figura 1.1: Colisión entre partículas y partículas secundarias producidas.

que deben trabajar en conjunto para obtener una imagen completa del evento. Además de las complicaciones inherentes al proceso de detección, se debe considerar toda la electrónica asociada al trabajo de lectura de las señales. Esto involucra el tratamiento electrónico de las señales, la digitalización, el procesamiento en computadoras, entre otros.

Añadido a todo esto se debe observar que los colisionadores pueden producir una cantidad gigantesca de datos, colisionadores como el LHC ubicado en Suiza produce alrededor de 600 millones de colisiones por segundo (en datos se producirán 25 GB/s en la actual corrida del detector). Esto agrega la necesidad de que todo el proceso de detección debe ser muy rápido y eficiente, o en otras palabras, la detección debe ser muy escalable.

Si bien el proceso de detección entrega datos en bruto de las partículas detectadas es necesario procesar estos datos computacionalmente con la finalidad de obtener información útil para ser utilizada en el análisis. De esto último se encarga el procedimiento conocido como reconstrucción. Durante este paso los datos en bruto entregados por el detector son procesados utilizando métodos estadísticos y modelos teóricos en física con la finalidad de inferir el proceso mediante el cual los datos finales fueron producidos, es decir identificar las partículas que dieron origen a los datos observados y sus propiedades. Al igual que en los detectores, existe una gran cantidad de opciones para el proceso de reconstrucción, dependiendo del detector del que provienen los datos, el tipo de partícula a ser identificada, el rango de energía en que se opera, etcétera.

La contribución principal de este trabajo es la propuesta e implementación de un algoritmo de reconstrucción completo para el detector preshower, que nace de la propuesta de un grupo de investigadores del Centro Científico y Tecnológico de Valparaíso (CCTVAL). Debido al diseño innovador del detector, muchos de los componentes del algoritmo de reconstrucción son una contribución nueva, mientras que otros componentes deben ser adaptados de la literatura para ser utilizados en conjunto con la singular composición del detector. El detector preshower es un tipo de detector calorímetro encargado de localizar partículas muy cercanas entre sí. Como ya se mencionó, existe una gran gama de detectores, los cuales deben trabajar en conjunto para obtener una imagen completa del evento físico. A continuación se procederá a entregar una muy breve introducción a los diferentes tipos de detectores que son utilizados en la física experimental, un análisis más técnico del funcionamiento de estos será abordado en la Sección 2.

1.1.1. Tipos de detectores

Como una primera clasificación los detectores pueden agruparse en dos grupos, detectores de partículas cargadas y detectores de partículas neutras. Mientras que la partículas cargadas pueden ser detectadas directamente mediante diversos métodos, la única forma de detectar partículas neutras es hacerlas interactuar en el detector con la finalidad de que produzcan partículas cargadas secundarias que puedan ser detectadas y luego reconstruir las partículas neutras mediante la información de las partículas secundarias.

Los detectores de partículas neutras se pueden clasificar según la partícula a detectar:

- Los detectores de fotones (γ) usan las interacciones electromagnéticas de los fotones con la materia, es decir el efecto fotoeléctrico, efecto compton y la creación de pares. Aquí son útiles los detectores calorímetros que serán analizados más adelante.
- La detección de neutrinos (ν) utiliza la interacción débil de estos con la materia, debido a que esta es la única fuerza que los afecta. Dado que la probabilidad de interacción de los neutrinos es muy baja el proceso de detección es considerablemente más complicado.
- Los detectores de neutrones (n) hacen uso de la interacción fuerte de estos con la materia. Un ejemplo es hacer uso de la colisión elástica entre un protón y un neutrón, en esta, el protón adquiere energía y se puede utilizar esto para detectar el neutrón.

Los detectores de partículas cargadas, por otro lado, pueden ser clasificados según el proceso que utilizan para medir las propiedades de las partículas con carga.

- Los detectores electrónicos miden los electrones liberados por ionización. Estos electrones acelerados en un potencial producen a su vez más ionización generando una avalancha que produce una señal medible. El medio de ionización puede ser un gas (por ejemplo, en los detectores Geiger-Müller o en los contadores proporcionales) o puede ser un cristal semiconductor donde la avalancha es generada por la creación de pares e^- -hueco.
- En la detección por trazas se utiliza un medio en el cual la trayectoria de la partícula se hace visible (cámaras de niebla, de burbujas, de emulsiones, de chispas, entre otras). En presencia de un campo eléctrico \vec{B} las trayectoria de la partículas es curvada en función de su momento, lo que permite estimarlo.
- Los contadores por centelleo y de Cherenkov detectan la emisión luminosa de las partículas que son excitadas por las partículas incidentes. Estos fotones pueden ser medidos utilizando el efecto fotoeléctrico y amplificadores del pulso eléctrico (fotomultiplicadores).

De especial interés en este trabajo son los detectores Calorímetros, que se procederán a describir a continuación.

1.1.2. Detector Calorímetro

Los detectores del tipo calorímetros son muy útiles para medir la energía total de una o más partículas (tanto neutras como cargadas). Pueden ser de dos tipos: calorímetros electromagnéticos o calorímetros hadrónicos. Los calorímetros electromagnéticos son capaces de medir la energía de las partículas incidentes mediante la producción de lluvias electromagnéticas, compuestas de e^\pm y γ mediante procesos de creación de pares y radiación de frenado (a altas energías) [1]. Los calorímetros hadrónicos, en cambio, miden la energía de la partícula mediante la generación de lluvias hadrónicas mediante interacciones del tipo fuerte. Ambos pueden ser homogéneos o heterogéneos (o de muestreo). Un calorímetro de muestreo intercala capas de materiales sensibles y materiales de producción de las lluvias.

Un ejemplo de este tipo de calorímetros es el *Hadron Calorimeter (HCAL)* del experimento CMS (*Compact Muon Solenoid*) en CERN. El calorímetro homogéneo, por otro lado, está compuesto en su totalidad por materiales sensibles. Estos materiales sensibles pueden ser cristales centelleadores (BGO, LYSO), cristales de vidrio de plomo, argón líquido, entre otros.

Este trabajo en particular tratará con un calorímetro de tipo electromagnético, por lo que se ahondará más en este tipo de calorímetros en la próxima sección.

1.1.3. Magnitudes de los detectores

Diferentes tipos de detector sirven para medir distintas partículas, estos, a su vez se pueden diferenciar en sus materiales de construcción, la disposición de estos materiales, su tamaño, etcétera. Para evaluar la eficacia de un detector hay varias variables a considerar:

- **Resolución energética:** Mide la capacidad del detector para medir con exactitud la energía de la partícula incidente, esta se define como $R = \Delta E/E_0$, donde ΔE es el ancho en la altura media de una normal ajustada a la señal medida y E_0 es el valor de la energía de la partícula incidente.
- **Resolución espacial:** Esta variable mide la capacidad de identificar espacialmente partículas cercanas entre sí. Se puede entregar en forma de desviación estándar σ_x .
- **Sensibilidad:** Mide la capacidad del detector para producir una señal de salida medible útil, dada una entrada. Mayor sensibilidad corresponde a un detector capaz de detectar mayor parte de la energía de una partícula incidente. Detectores pequeños tendrán una baja sensibilidad y sólo detectaran parte de la energía de la partícula.
- **Eficiencia:** Comúnmente un detector no es capaz de responder al paso de todas las partículas que lo atraviesan. La eficiencia ξ corresponde a la razón *número de partículas detectadas / número de partículas incidentes*. Esta puede ser descompuesta en una eficiencia geométrica ξ_{geo} que es consecuencia del tamaño del detector y su distancia a la fuente de partículas y una eficiencia intrínseca ξ_{int} que se relaciona con la probabilidad de interacción del material del detector.

- **Tiempo muerto:** Esta variable mide el tiempo de inoperabilidad entre la detección de partículas. Pone un límite inferior a la capacidad del detector para contar partículas muy cercanas temporalmente.

En un calorímetro electromagnético la resolución espacial es un factor clave a considerar. El problema de identificar partículas muy cercanas entre sí es universal en la física de altas energías (o HEP, por las siglas de *High Energy Physics*) y es de interés particular en los coleccionadores Electrón-Ión debido a la alta proporción de fotones, electrones y positrones en la colisión. Un caso muy común en que se presenta este problema es en el decaimiento de un pión neutro en dos fotones muy cercanos entre sí. Si la resolución no es suficiente es muy difícil identificar dos fotones generados por este tipo de decaimiento de un sólo fotón de alta energía.

Un ejemplo concreto es el detector ECAL (por *Electromagnetic Calorimeter*) del colisionador CMS en CERN tiene como propósito identificar el decaimiento del bosón de Higgs en dos fotones. Para hacer esto es necesario identificar los diferentes eventos background que se comportan similar, pero no corresponden al bosón de Higgs. Uno de estos eventos es el decaimiento de un pión neutro en dos fotones cercanos entre sí. El detector ECAL esta conformado por una matriz de cristales del tipo $PbWO_4$ (tungsteno de plomo) como se muestra en la Figura 1.2, el tamaño transversal de cada cristal define la resolución espacial del detector. Hacia los extremos del detector el ángulo entre los fotones producidos por el decaimiento de un pión neutro es mucho menor y la resolución espacial del detector ECAL no es suficiente, como se muestra mediante simulaciones en la Figura 1.3b. Con la finalidad de solucionar este problema se utiliza un detector de alta resolución y sensible a los fotones incidentes que se coloca delante del detector calorímetro, conocido como detector preshower. El detector preshower es capaz de distinguir fotones muy cercanos entre sí y de esta manera rechazar eventos background provenientes del decaimiento del pion neutro. El detector preshower de CMS esta compuesto por capas de plomo, que producen las lluvias electromagnéticas y capas sensibles de silicio.

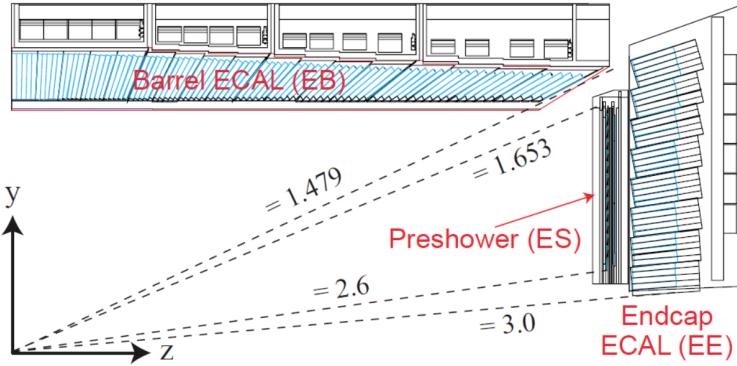
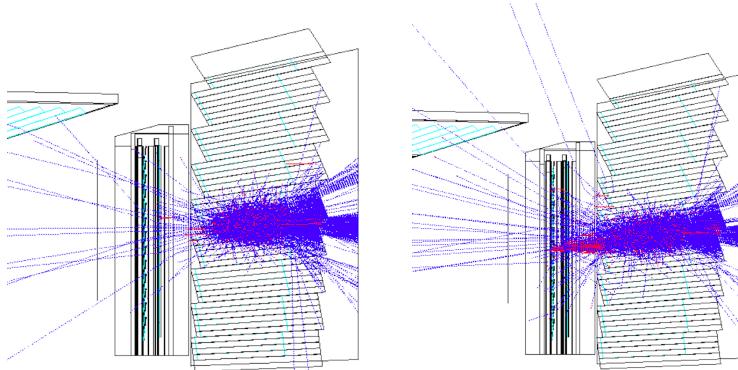


Figura 1.2: Diseño de detector ECAL en CMS.



(a) Un foton siendo detectado por ECAL.

(b) Decaimiento de un pion neutro detectado por ECAL.

1.2. Contexto

Como ya se mencionó, el problema de identificación de piones neutrales es de particular interés para cualquier colisionador Electrón-Ión. En este contexto, los laboratorio BNL (*Brookhaven National Laboratory*) y JLab (*Thomas Jefferson Laboratory*), en conjunto con la oficina de física nuclear del departamento de energía de Estados Unidos convocaron propuestas en torno a un programa R&D en busca de satisfacer los requerimientos de un futuro colisionador EIC (*Electron-Ion Collider*). En torno a esta convocatoria, la propuesta por parte de investigadores del Centro Científico y Tecnológico de Valparaíso (CCTVal) [2] para construir un detector preshower para calorímetros fue aceptada. El detector podría ser utilizado en experimentos como CMS en CERN o IC de CLAS en Jefferson Lab.

Si bien existen calorímetros preshower basados en materiales como silicio, plomo o tungsteno, lo innovador de la propuesta del CCTVal es la exploración de un calorímetro

preshower basado en una matriz de cristales, lo que permite estudiar una alternativa con costos y características muy diferentes a la tecnología actualmente en uso. Los detectores basados en cristales se han desarrollado con gran éxito en campos como la medicina nuclear, para la visualización mediante radiación de tejidos internos (usando tomógrafos de emisión de positrones, PET). Cristales destelladores del tipo LYSO (Lutetium Yttrium Silicon Oxide) han logrado un gran protagonismo debido a que ofrecen cualidades de producción de lluvia excepcionales, además que la industria de producción industrial de estos cristales está bien desarrollada. Estas ventajas hacen que la exploración de un diseño basado en cristales para la detección de alta resolución espacial sea muy interesante. El detector preshower debe cumplir varias exigencias:

- La capacidad de identificar dos partículas muy cercanas entre sí dependerá del tamaño transversal de cada cristal y de la sección longitudinal de estos. Ambos factores pueden ser optimizados para lograr una resolución que permita identificar la mayoría de los eventos problemáticos. Si la distancia entre dos fotones es menor que la mitad del tamaño transversal de cada cristal, será muy difícil identificar ambos fotones correctamente, por lo que es recomendable utilizar cristales de tamaño transversal menor.
- La superficie no sensitiva del detector preshower debe ser minimizada, con la finalidad de evitar la perdida de energía debido a interacción con materiales de lectura u otros instrumentos. Para esto se propone la utilización de un sistema especial de lectura ubicado en el frente del detector.

En lo que continua del trabajo se procederá a describir de manera general la composición y funcionamiento del detector preshower, para luego continuar con la presentación del algoritmo de reconstrucción y finalmente estudiar la efectividad del algoritmo mediante experimentos en datos simulados y reales. En la Sección 2 se introducirán algunos conceptos fundamentales en física de detectores, vitales para comprender de manera general el funcionamiento del detector preshower. Luego, en la Sección 3, se explicará de manera general la composición y funcionamiento del detector preshower. En la Sección 4 se analizarán las diferentes alternativas presentes en la literatura para la reconstrucción de partículas en calorímetros. Se continuará en la Sección 5 con la presentación del algoritmo de

reconstrucción propuesto. En la Sección 6, experimentos en datos simulados y datos reales para estudiar la capacidad del algoritmo de reconstrucción serán expuestos para finalmente, en la Sección 7, concluir sobre estos resultados.

Capítulo 2

Conceptos Básicos

En esta sección se presentará una breve descripción de los conceptos físicos relevantes para comprender de una manera general el diseño y funcionamiento del detector Preshower. La finalidad de esta sección es entregar al lector, con conocimientos básicos en física moderna, los conceptos principales que le permitirán comprender de manera general las decisiones de diseño tanto en la construcción del detector, pero principalmente, en la propuesta de algoritmo de reconstrucción. Para mayor información y un tratamiento más técnico de los temas el lector se puede dirigir a [3, 4, 5].

2.1. Paso de partículas por la materia

El estudio de las interacciones de las partículas con la materia constituye la base del estudio de los detectores. Un detector detectará una partícula mediante las interacciones que esta tiene con los materiales del detector, por lo que el estudio de las principales interacciones de las partículas con la materia es indispensable para entender el funcionamiento de los detectores.

2.1.1. Sección eficaz y recorrido libre

La sección eficaz es un concepto fundamental en la física de partículas. Este se relaciona con la probabilidad de interacción de un partícula con un blanco. Considerar un haz de partículas que incide en un blanco de modo que son dispersadas (en parte) en un ángulo

θ en dirección de un detector, siendo el blanco de área A menor que la superficie del haz. Considerar que el flujo de partículas en el haz es $F[cm^{-2}s^{-1}]$ (número de partículas por unidad de área y por unidad de tiempo). Además considerar que el blanco X es muy delgado (δx), de manera que la probabilidad de que las partículas del blanco se posicen una delante de otra es baja. También, el blanco tiene una densidad de N partículas, es decir que el haz incidente verá $N\delta x$ partículas. Considerar el número de partículas que son dispersadas en el ángulo $d\Omega$ del detector, por unidad de tiempo. Sea, también, N_s el número promedio de partículas dispersadas en aquella dirección, entonces se puede definir la sección eficaz diferencial como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega},$$

que es la fracción promedio de partículas dispersadas hacia $d\Omega$ por unidad de tiempo y por unidad de flujo. La sección eficaz total se define como

$$\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}.$$

Ahora, debido a que el área del blanco es menor que el haz, el número de partículas que pueden interactuar del haz es $N_{inc} = FA$ y el número promedio de partículas dispersadas en $d\Omega$ es:

$$N_s(\Omega) = FAN\delta x \frac{d\sigma}{d\Omega},$$

entonces, el número de partículas dispersadas en todos los ángulos es

$$\begin{aligned} N_{tot} &= FAN\delta x\sigma \\ &= N_{inc}N\delta x\sigma, \end{aligned} \tag{2.1.1}$$

de esta manera se puede definir la probabilidad de interacción de una partícula en un material de espesor δx como

$$\frac{N_{tot}}{N_{inc}} = n\sigma\delta x, \tag{2.1.2}$$

es decir que la sección eficaz es proporcional a la probabilidad de interacción del haz incidente con el blanco. El concepto de sección eficaz es fundamental y constituirá el valor principal para evaluar las posibles interacciones presentes en el detector. Se puede, también, calcular la *distancia media recorrida* por una partícula en un material de cualquier grosor x . Considerar

$P(x)$ como la probabilidad de que una partícula no tenga interacción en una distancia x de material y wdx como la probabilidad de tener una interacción entre x y $x + dx$. La probabilidad de no tener una interacción entre x y $x + dx$ es

$$\begin{aligned} P(x + dx) &= P(x)(1 - wdx), \\ P(x) + \frac{dP(x)}{dx}dx &= P(x) - P(x)wdx, \\ dP(x) &= -wP(x)dx. \end{aligned}$$

Resolviendo la ecuación diferencial anterior y requiriendo que $P(0) = 1$ se obtiene que

$$P(x) = \exp(-wx).$$

Finalmente, es posible calcular la distancia media recorrida por una partícula en un material como

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\int xP(x)dx}{\int P(x)dx} \\ &= \frac{1}{w} \\ &= \frac{1}{N\sigma}. \end{aligned}$$

Usando la ecuación 2.1.2 y el hecho de que la probabilidad de interacción en un blanco delgado puede ser expandida como

$$\begin{aligned} P_{int}(\delta x) &= 1 - \exp(-wx), \\ &= 1 - \left(1 - \frac{\delta x}{\lambda} + \dots\right), \\ &\simeq \frac{\delta x}{\lambda}. \end{aligned}$$

Entonces, la probabilidad de supervivencia queda como

$$P(x) = e^{-x/\lambda}.$$

El valor λ también se conoce como longitud de atenuación y se puede entender como la distancia a la cual la probabilidad de que la partícula no sea absorbida cae en $1/e$. La longitud de atenuación es un valor importante para evaluar y comprar diferentes materiales utilizados como productores de lluvia en un detector calorímetro.

En la siguiente sección se analizarán las interacciones de partículas con la materia útiles para comprender el funcionamiento del detector preshower.

2.1.2. Interacción de partículas con la materia

Las partículas pueden interactuar de muchas maneras con la materia, muchas de estas interacciones están muy estudiadas y sus secciones eficaces son conocidas. En este trabajo nos concentraremos en las interacciones sufridas por fotones y electrones que pudiesen tener influencia en el funcionamiento y posterior reconstrucción del detector preshower. El detector preshower es un detector del tipo calorímetro que produce lluvias electromagnéticas (esto se procederá a explicar en mayor detalle más adelante), por lo que son las interacciones involucradas en esto las que interesaran en este trabajo.

Interacción de partículas con átomos

En este caso la partícula incidente interactúa directamente mediante colisiones con el átomo. Se pueden dar dos casos, una colisión con los electrones del átomo, de manera que el átomo queda ionizado y la partícula incidente pierde energía, o una colisión elástica con el núcleo del átomo, donde la partícula incidente cambia de dirección y pierde un poco de energía (despreciable). La perdida de energía por colisión con electrones es modelada por la fórmula *Bethe-Bloch* mientras que las colisiones con los núcleos, en la que es mas probable que la partícula incidente cambie de dirección, es modelada por la fórmula de *Rutherford*.

Interacción de electrones y positrones

Para electrones y positrones otra interacción del tipo electromagnética, conocida como radiación de frenado (o *bremsstahlung*), afecta a la partícula incidente (además de las

interacciones por colisión), por lo que la perdida energía total será

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad}.$$

La radiación de frenado (o *bremsstrahlung*) sucede en presencia de un campo eléctrico intenso. En este los electrones son frenados y emiten fotones, perdiendo energía. Es la principal causa de pérdida de energía a altas energía. El electron incidente con energía E_i emite un fotón de energía $E_\gamma = E_i - E_f$ donde E_f es la energía final del electrón. Es posible demostrar que la pérdida de energía por la radiación de frenado es linealmente proporcional con E_i . Además, a altas energías la sección eficaz de la radiación de frenado es casi constante y es posible definir la *longitud de radiación* X_0 como

$$\frac{1}{X_0} = n_\alpha \sigma_{rad},$$

donde n_α es el número de átomos por cm^3 en el material y σ_{rad} la sección eficaz de la radiación de frenado. Es posible demostrar que

$$E = E_0 e^{-x/X_0},$$

es decir, el valor X_0 representa la distancia media recorrida en la que el electrón ha disminuido a $1/e$ de su valor de energía inicial mediante el proceso de bremsstahlung. La longitud de radiación depende del material y será un valor importante a considerar al diseñar un detector.

El positrón, al igual que el electrón, pierde energía por ionización y radiación de frenado, sin embargo, a muy baja velocidad puede formar un *positronio* con el electrón, un partícula muy parecida a un átomo de hidrógeno pero con estados menos espaciados. El positronio se aniquila con sección eficaz σ_{an} produciendo dos fotones de $0.511 MeV$,

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma,$$

aunque también se pueden producir tres gammas finales (dependiendo del estado del positronio).

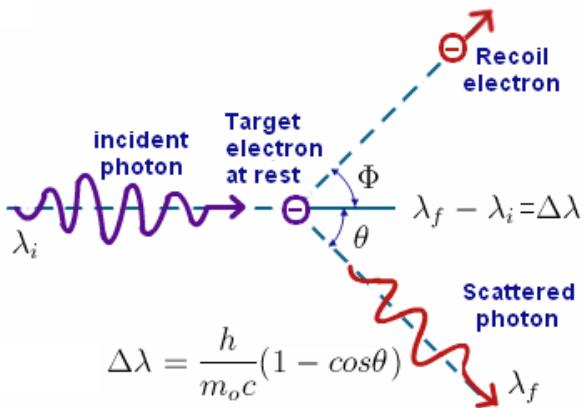


Figura 2.1: Diagrama del efecto compton entre un fotón y un electrón.

Interacción de partículas gamma

Los fotones pueden interactuar de varias maneras con la materia, estas interacciones pueden producir partículas cargadas que permitirán identificar al fotón. Las interacciones de fotones con la materia pueden ser por efecto fotoeléctrico, efecto Compton, creación de pares, difusión Rayleigh con un electrón del material y absorción fotonuclear. Los dos últimos procesos son poco frecuentes en el rango de energía importante para este trabajo por lo que no se analizarán.

El efecto fotoeléctrico ocurre cuando un fotón es absorbido por un electrón del átomo, obteniendo este último la energía del fotón incidente, si esta energía supera la función de trabajo del material, el electrón es liberado del átomo. Los electrones liberados de esta manera son llamados photoelectrones, para diferenciarlos de los electrones incidentes. La energía del electrón liberado es $E_e = E_\gamma - E_b$, donde E_b es la función de trabajo y E_γ es la energía del fotón que es igual a $E_\gamma = h\nu$.

Por otro lado, el efecto de Compton se trata de una difusión elástica del fotón con un electrón que actúa como si estuviese libre, $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$. El fotón sale en un ángulo θ y con una nueva longitud de onda λ' , dada por $\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta)$. Un diagrama de la interacción se muestra en la Figura 2.1.

La creación de pares, proceso mediante el cual un fotón produce un electrón y un positrón, $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, sucede en presencia de un campo eléctrico intenso. Para que esto ocurra es necesario que la energía del fotón cumpla que $E_\gamma \geq 1.022 MeV$. El ángulo de emisión del par e^\pm respecto al fotón a alta energía sigue $\theta \sim \frac{mc^2}{E_\pm}$, por lo que a mayor energía menor el

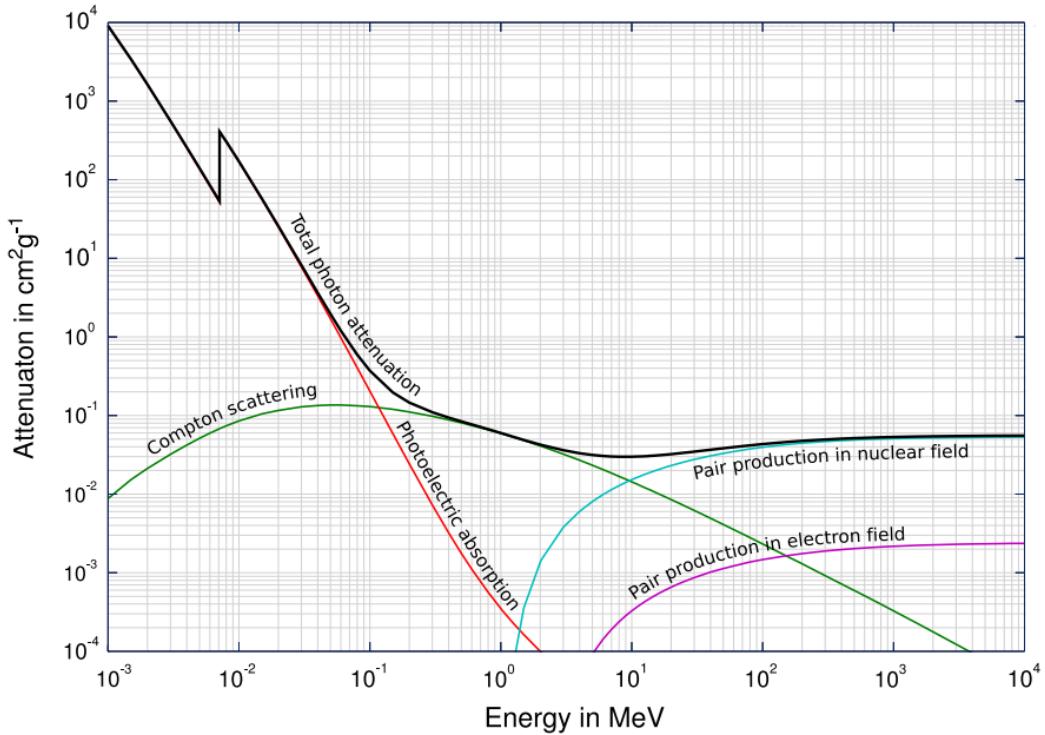


Figura 2.2: Longitud de atenuación para diversos procesos de un fotón.

ángulo de emisión.

A altas energías la creación de pares es el proceso dominante, con sección eficaz σ_{par} constante. Al igual que para el electrón se puede introducir la longitud de conversión (atenuación) X_c como

$$\frac{1}{X_c} = n_\alpha \sigma_{par} = \frac{1}{\frac{9}{7} X_0}.$$

Además, se cumple que la intensidad del haz de fotones se comporta en función de X_c como

$$I = I_0 e^{-x/X_c}.$$

En la Figura 2.2 se muestran diferentes longitudes de atenuación dada la energía del fotón incidente, para cada uno de los procesos analizados. La figura muestra longitudes de atenuación comunes que deben ser adaptadas dependiendo del material. En esta se observa claramente como la producción de pares predomina a altas energías, mientras que en la región de bajas energías el proceso predominante es el efecto fotoeléctrico.

2.2. Física de los detectores calorímetros

Si bien la física involucrada en el funcionamiento de los detectores es amplia y variada aquí nos concentraremos en los detectores del tipo calorímetro, que son el eje principal de este trabajo. En lo que sigue de esta sección se realizará una descripción de los procesos que ocurren en un detector calorímetro de manera general con la finalidad de entregar una base teórica para comprender las decisiones de diseño en la construcción del detector preshower. También, como ya se mencionó, un calorímetro puede ser del tipo homogéneo o heterogéneo (o de muestreo) según la disposición de sus partes o, además, del tipo electromagnético o hadrónicos según el tipo de partícula que detecten. Aquí nos concentraremos en los elementos constitutivos de un calorímetro del tipo electromagnético y su funcionamiento.

Un calorímetro se conforma de un material de producción de lluvias electromagnéticas y un material de lectura de estas lluvias. Para comprender mejor esto a continuación se describirán los procesos que originan las lluvias electromagnéticas.

2.2.1. Lluvias electromagnéticas

La generación de lluvias electromagnéticas es un proceso producido por el efecto combinado de la producción de pares y la emisión por radiación de frenado (o bremsstahlung). A altas energías un fotón se convierte en un par e^+e^- , estos a su vez emiten fotones mediante el proceso de radiación de frenado, estos fotones producen pares e^+e^- y el proceso continua intercalando ambos procesos como se muestra en la Figura 2.3, hasta alcanzar la energía crítica. El proceso es descrito de manera aproximada por el modelo de Heitler.

En el modelo de Heitler, en promedio un fotón se convertirá en un par electrón-positron en una longitud de radiación X_0 . Entonces un fotón de E_0 que entra en el calorímetro producirá alrededor de 2^t partículas al cabo de t longitudes de radiación. Es decir,

$$N(t) = 2^t.$$

Además, dado a que en cada paso la energía de cada par será un medio de la partícula que lo produce, entonces

$$E(t) = \frac{E_0}{2^t},$$

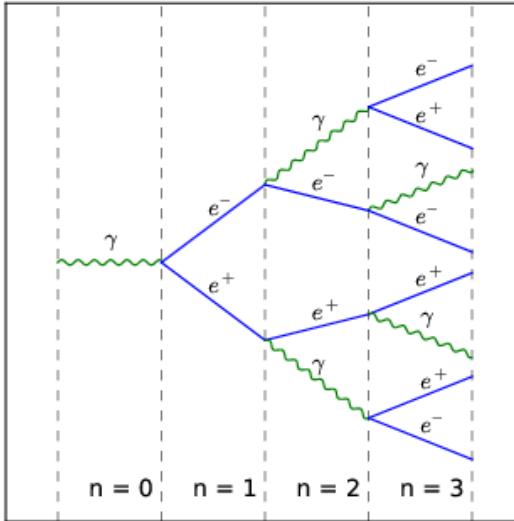


Figura 2.3: Diagrama de una lluvia electromagnética, descrita por el modelo Hetiler.

o, trabajando esta ecuación, la energía media de las partículas a la profundidad t será,

$$t(E') = \frac{\ln(E_0/E')}{\ln 2}.$$

Como ya se mencionó, la lluvia se detiene al alcanzar la energía crítica E_c , en la que los pares e^+e^- empiezan a perder su energía por colisiones atómicas en vez que por radiación de frenado. Asumiendo que la cascada (o lluvia) se detiene abruptamente a esta energía tenemos que el máximo número de partículas se alcanza a

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2},$$

donde el número de partículas es,

$$N_{max} = e^{t_{max} \ln 2} = E_0/E_c,$$

y la suma de recorrido de las partículas es,

$$L = X_0 \int_0^{t_{max}} N(t) dt \approx X_0 \frac{E_0/E_c}{\ln 2}.$$

Es decir, midiendo N_{max} , L o una cantidad proporcional es posible conocer el valor de energía

inicial de la partícula incidente. Se debe notar eso si que el modelo es solo una aproximación simple de la lluvia, es posible obtener aproximaciones mas cercanas mediante métodos de Monte Carlo (es imposible obtener una forma analítica).

El desarrollo longitudinal de la lluvia se puede cuantificar utilizando el radio de Moliere. A la profundidad máxima, el valor medio del ángulo de apertura de las partículas puede ser aproximado como

$$\langle \theta \rangle = \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_c},$$

entonces, el radio de Moliere se define como

$$\begin{aligned} \rho_M &= \langle \theta \rangle X_0 \\ &= \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \\ &= 7(\text{g/cm}^2) \frac{A}{Z}, \end{aligned}$$

que puede ser comprendido como la distancia transversal que una partícula en la energía crítica viaja al atravesar una longitud de radiación. Además, el 90 % de la energía de la lluvia esta contenida en alrededor de un ρ_M . En la Figura 2.4 se muestra como la distribución de la energía transversal integrada en la dirección longitudinal se desarrolla como función de la dirección en radios de Moliere desde la posición incidente de la partícula. Esta cantidad es muy importante en el diseño del calorímetro cuando la resolución espacial es un factor clave a considerar. Un menor radio de Moliere significa una mejor resolución espacial y por lo tanto una mejor capacidad para separar cascadas solapadas.

2.2.2. Materiales de construcción

Si bien, como ya se mencionó, un calorímetro electromagnético puede estar construido de diferentes tipos de materiales (líquidos y sólidos, orgánicos e inorgánicos), en este trabajo nos concentraremos en la construcción de calorímetros homogéneos con cristales centelleadores inorgánicos (BGO, LYSO, LSO). Dos son los principales componentes de este tipo de calorímetros, el material centelleador y el sistema de lectura, que se procederan a describir a continuación.

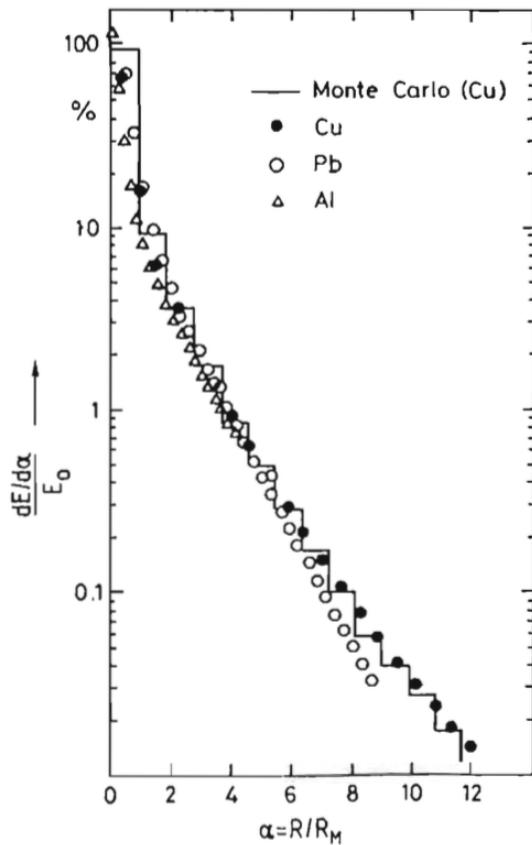


Figura 2.4: Desarrollo tranversal de la cascada electromagnética en función del número de radios de Moliere desde la posición incidente, para distintos materiales.

2.2.3. Cristales centelleadores

Los cristales centelleadores son al mismo tiempo materiales activos (generadores de lluvias electromagnéticas) y sensibles (mediante la generación de luz por centelleo). Estos son capaces de generar luminiscencia al desexcitarse los átomos que son excitados por el paso de partículas cargadas. En específico, la captura de electrones por impurezas (o centros de activación) del cristal produce emisión de luz al desexcitarse. Existen dos tipos de emisión, la fluorescencia, de tipo muy rápido ($\tau \sim 10^{-8} \text{ seg.}$) y la fosforescencia, que es muy lenta ($\tau_d \sim \mu\text{s}$). Para los detectores se prefieren materiales con tiempos de desexcitación muy rápidos. La respuesta del centelleador es lineal a la energía depositada y se busca una alta eficiencia, rápida respuesta, con transparencia a la radiación fluorescente y un espectro de emisión similar al de los fotomultiplicadores utilizados en la lectura. Un valor importante para medir la calidad de un centelleador es su respuesta luminosa. Esta se define como la

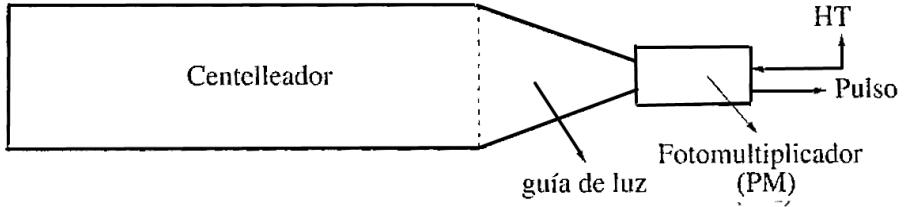


Figura 2.5: Diagrama simple de un centelleador conectado a un fotomultiplicador.

energía necesaria para crear un fotón de centelleo, o

$$\eta = \frac{\Delta E}{N_\gamma}.$$

Este valor se puede entender como la eficiencia del detector para producir una señal medible. Esta eficiencia también es afectada por distintos procesos en el transporte de la luz, por ejemplo existe una atenuación en la propia luz de centelleo según la ley de atenuación $N(x) = N_0 e^{-\mu x}$ con μ el coeficiente de atenuación.

Los fotones producidos por el centelleador son comúnmente traspasados al fotomultiplicador que convierte los pulsos de luz en corriente eléctrica. La luz es trasladada al fotomultiplicador por guías de luz que pueden, a su vez, cambiar el rango de frecuencia de la luz emitida por el centelleador. Un diagrama se muestra en la Figura 2.5.

2.2.4. Fotomultiplicadores

Los fotomultiplicadores son capaces de convertir pulsos de luz en pulsos de corriente eléctrica medibles. Se componen del photocátodo, díodo y ánodo. El photocátodo emite electrones en respuesta a los fotones incidentes mediante efecto fotoeléctrico. El material que lo compone debe ser un semiconductor con gran probabilidad de efecto fotoeléctrico. Comúnmente, los electrones producidos por el efecto fotoeléctrico se refieren como fotoelectrones γ_e . La eficiencia cuántica se puede definir como

$$\eta(\lambda) = \frac{N_{\gamma_e}}{N_{\gamma_{inc}}},$$

donde N_{γ_e} y $N_{\gamma_{inc}}$ es el número de fotoelectrones producidos y el número de fotones incidentes respectivamente. Además, λ es la longitud de onda de los fotones incidentes.

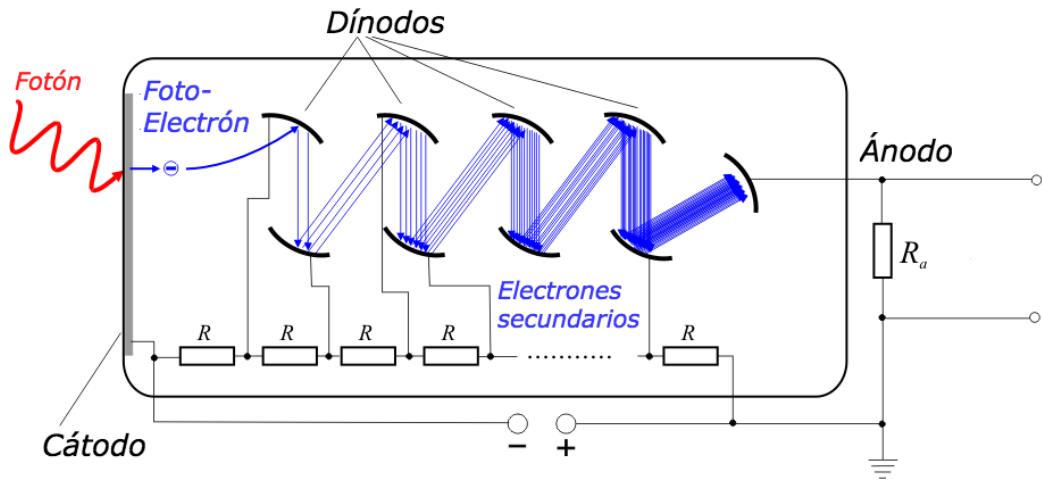


Figura 2.6: Fotomultiplicador en funcionamiento.

Los dínodos son los encargados de multiplicar los fotoelectrones producidos en el cátodo. En estos, los fotoelectrones son acelerados en presencia de un campo eléctrico y dirigidos a los dínodos, dispuestos según la Figura 2.6, los que a su vez producen la emisión secundaria de más electrones.

El ánodo recoge la avalancha final de electrones producidos por los dínodos y produce un pulso eléctrico, normalmente un voltaje en función del tiempo $V(t)$. La ganancia del fotomultiplicador se puede definir como la amplificación en la cadena de dínodos. Si cada dínodo produce δ electrones secundarios, entonces la ganancia será

$$G = \delta^n = (KV_d)^n,$$

donde V_d es el potencial entre dínodos y n el número de dínodos. Se debe notar además que debido a que el funcionamiento de los centelleadores suele ser muy rápido, el fotomultiplicador también debe tener una resolución temporal muy alta.

Habiendo realizado un resumen muy general de los conceptos principales a tener en cuenta en el diseño de un calorímetro, en la próxima sección presentaremos el calorímetro preshower, su estructura general y las bases de su funcionamiento. La sección siguiente constituirá una visión general del diseño del preshower, sólo lo necesario para comprender a cabalidad el algoritmo de reconstrucción propuesto para el detector preshower.

Capítulo 3

Detector Preshower

En esta sección se procederá a describir, de manera general, el diseño y funcionamiento del detector preshower. Como ya se mencionó, la finalidad del detector preshower es detectar partículas (neutras y cargadas) muy cercanas entre sí, por lo que el diseño está pensado en pos de esta finalidad. Un primer acercamiento por parte del equipo experimental de física nuclear y de altas energías de la UTFSM corresponde a un prototipo simple para probar el funcionamiento del detector antes de entrar en una fase de producción. A continuación, se presentará el diseño general del prototipo de preshower y su funcionamiento.

3.1. Diseño

El detector preshower es un detector calorímetro electromagnético del tipo homogéneo. Como se describió en la Sección 2, un detector calorímetro se conforma principalmente de un material de producción de lluvias (pueden ser cristales orgánicos e inorgánicos, líquido, gas, etcétera) y un sistema de amplificación y lectura de las señales producidas (por ejemplo un sistema de fotomultiplicadores). En el prototipo de preshower estas dos secciones principales son la matriz de cristales, que producen las lluvias electromagnéticas y el sistema de lectura que convierte esta lluvia en una señal medible. Un esquema a alto nivel del diseño del detector se observa en la Figura 3.1.

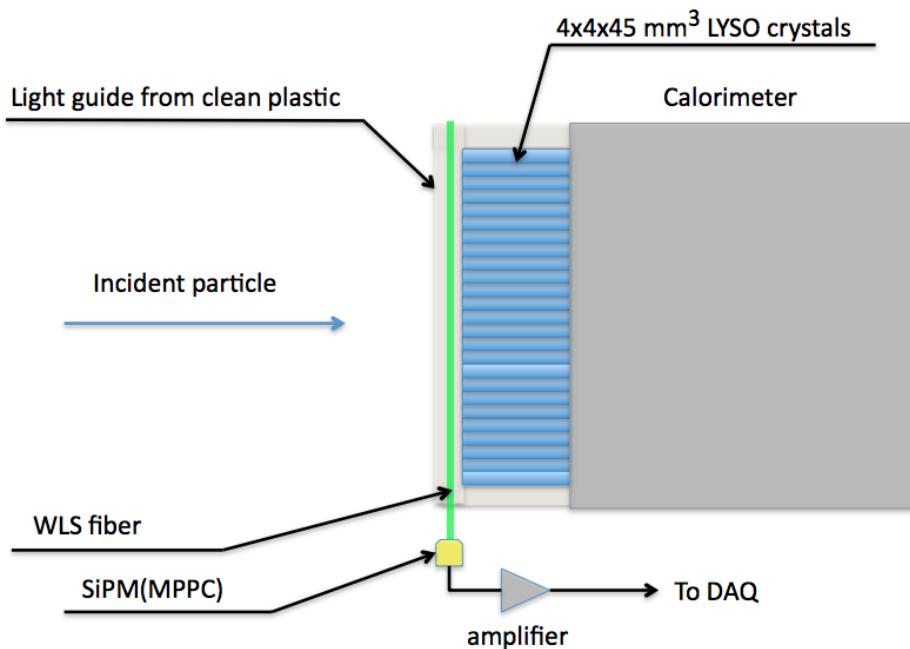


Figura 3.1: Prototipo de preshower, en este se puede observar la matriz de cristales (de color azul), el sistema de lectura y el material de cobertura.

3.1.1. Matriz de cristales

La matriz de cristales se conforma de 25x25 (625 en total) cristales centelleadores del tipo LYSO ($Lu_{1.8}Y_{0.2}SiO_5$). Como fue descrito en la sección previa, los materiales centelleadores son capaces de producir luz mediante el proceso de luminiscencia, cuando partículas cargadas interactúan con el material. Los cristales LYSO ofrecen ciertas características que los hacen una muy buena elección para la construcción del preshower, estos presentan un tipo de luminiscencia muy veloz e intensa, lo que permite reducir los tamaños del calorímetro y al mismo tiempo producir una señal medible por el sistema de lectura. Otros materiales comúnmente utilizados como cristales centelleadores son BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) y PWO ($PbWO_4$). Valores característicos de cada uno de estos materiales se muestran en el Cuadro 3.1, donde se observa claramente la superioridad en luminosidad (fotones producidos por energía incidente) de los cristales LYSO sobre las otras opciones.

Otro valor importante a considerar es la longitud de atenuación del cristal. Si bien el fabricante del cristal reporta un valor de λ de 12[mm], otros estudios reportan valores muchos

Material	Desidad [gr/cm ³]	Luminosidad [ph/MeV]	Radio Moliere [cm]	Longitud atenuación [cm]
BGO	7,13	8.200	2,23	1,20
PWO	8,2	200	2,00	0,89
LYSO	7,1	32.000	2,07	1,14

Cuadro 3.1: Algunos valores para varios tipos de materiales centelleadores.

mayores [6, 7]. Recordar que la longitud de atenuación se relaciona con la probabilidad de absorber o no una partícula en el material, por lo que mayores longitudes de radiación implicarán cristales de mayor tamaño con la finalidad de aumentar la probabilidad de interacción con los cristales (de otra forma las partículas pueden pasar sin interactuar y por lo tanto sin ser detectadas). Las probabilidades de interacción de una partícula gamma entregadas por el fabricante, dependiendo de la energía y para varios largos del cristal, se muestran en la Figura 3.2. Para un largo de 45[mm] y un fotón de 511[keV] la probabilidad de absorción es aproximadamente 95 %, mientras que bajando a un largo de 4[mm] la probabilidad disminuye a un valor cercano a 4 %. Esto demuestra la importancia de conocer correctamente la longitud de atenuación con la finalidad de seleccionar correctamente el tamaño del cristal usado. Experimentos por parte del grupo de física experimental del centro CCTVAL han medido una longitud de atenuación de 1043 ± 61 [mm] mediante experimentos que miden el cambio en la posición del peak de energía medido por el lector (MPPC) dada la distancia de la partícula incidente a este [8].

Finalmente, se utilizan cristales de tamaño 4x4x45 [mm³], lo que (según las especificaciones del fabricante) supone un diseño de 4 longitudes de absorción.

Es importante aislar ópticamente los cristales para evitar la salida de luz de cada cristal. La luz viaja en el cristal confinada por el material reflectante hasta alcanzar los extremos del cristal donde es absorbida y re-emitida por fibras ópticas. Además, experimentos han demostrado que es posible optimizar la longitud de atenuación con diferentes materiales reflectantes [9]. Los experimentos realizados para seleccionar el material reflectante se pueden encontrar en [8].

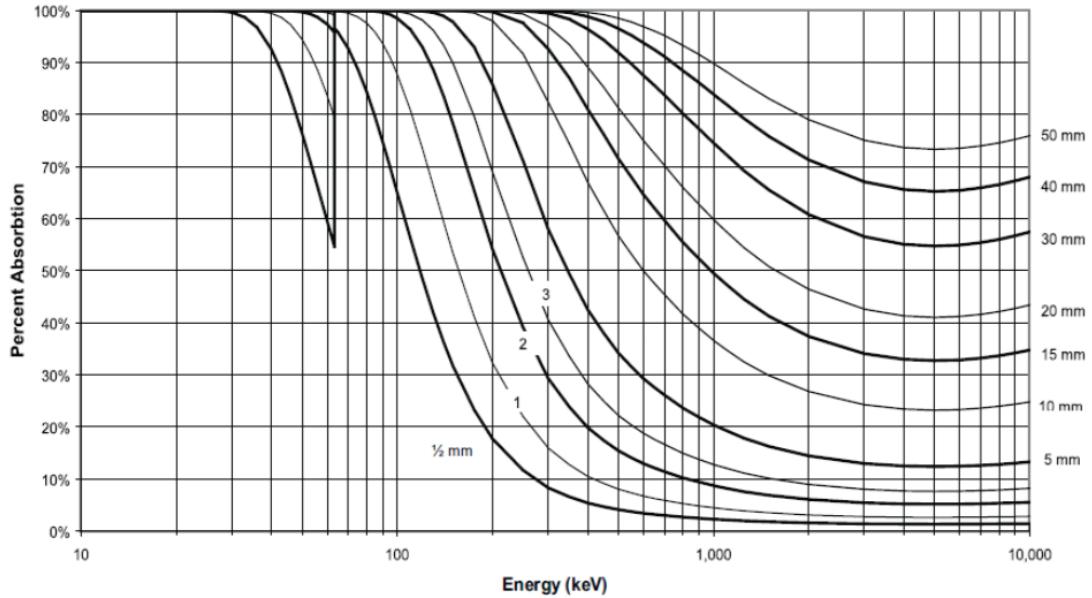


Figura 3.2: Porcentaje de absorción dada la energía para diversos largos de cristal LYSO.



Figura 3.3: Disposición de la matriz de fibras ópticas.

3.1.2. Sistema de lectura

La luz producida por los cristales centelleadores es recolectada por una matriz de fibras ópticas que la llevan hasta el sistema de lectura. La fibra óptica absorbe la luz emitida y la re-emite en un diferente espectro de frecuencia, lo que facilita la lectura. La matriz de fibras se muestra en la Figura 3.3, esta es sostenida por una placa plástica tratada de manera especial, de forma que permite el paso de luz por la cara que da a los cristales y al sistema de lectura, mientras que refleja la luz por las caras opuestas.

La disposición del sistema de lectura en el detector preshower es poco común. Los

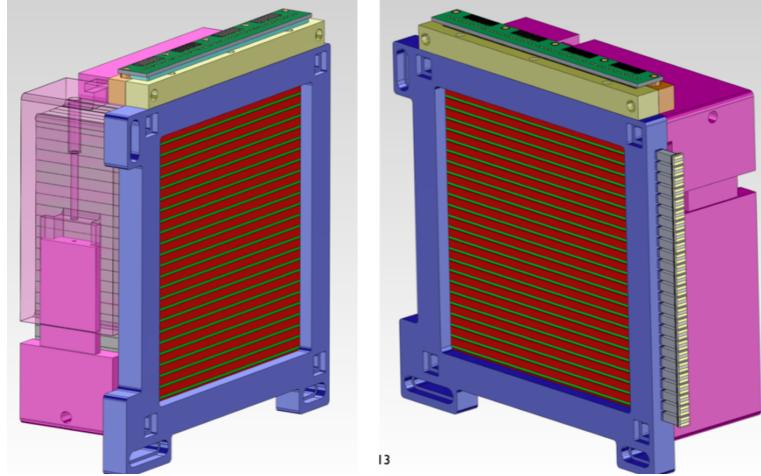


Figura 3.4: Prototipo de detector preshower y disposición del sistema de lectura en ambos bordes. En uno de los bordes se muestra la disposición de fotomultiplicadores y en el otro la salida de las guías de luz.

lectores se encuentran en dos de los bordes perpendiculares de la matriz como se muestra en la Figura 3.4. Debido a esto, la señal observada consistirá en dos vectores de datos unidimensionales que luego deben ser procesados de manera de obtener la posición incidente en el plano cartesiano. La luz emitida por los cristales centelleadores es guiada por las fibras ópticas a dos arreglos (uno para cada borde), de 25 (50 en total) fotomultiplicadores de silicio (MPPC por *Multi-Pixel Photon Counter*).

El funcionamiento de los fotomultiplicadores fue descrito en la Sección 2.2.4. Estos convierten la luz de entrada en pulsos de corriente medibles mediante la amplificación de los fotoelectrones en los diodos. En específico, los MPPC utilizados en el detector preshower poseen 1440 fotodiódos de avalancha, cada uno con una ganancia de 2.75×10^5 . Finalmente, el pulso es digitalizado utilizando módulos de conversión de carga y conversores análogo-digital (ADC). Los datos entregados en formato digital son almacenados en un buffer de salida que puede ser leído con posterioridad. Los buffer guardan los valores de carga [pC] de cada uno de los fotomultiplicadores, obteniendo finalmente dos arreglos de 25 valores (25 para cada eje) de carga entre 0-400[pC] (1 coulomb = 6.25×10^8 electrones). El funcionamiento del sistema de lectura es mucho más complejo que el explicado aquí, sin embargo, no es estrictamente necesario comprender a cabalidad el mecanismo de lectura para explicar el algoritmo de reconstrucción. Un tratamiento más completo del sistema de lectura puede ser encontrado en [8]. Importante es notar el formato de salida del sistema de lectura y las

posibles complicaciones que este puede significar para la reconstrucción de las partículas incidentes, en las próximas secciones se procederá a ahondar más en este tema.

En la siguiente sección se introducirá el algoritmo de reconstrucción, se explicaran las tareas necesarias para el proceso de reconstrucción y se analizará en que manera el algoritmo puede producir información útil para la tarea principal que se desea lograr con el detector preshower: separar partículas muy cercanas entre sí.

Capítulo 4

Algoritmo de Reconstrucción

El algoritmo de reconstrucción es la propuesta principal de este trabajo, por lo que en esta sección se analizará a fondo de que se trata un algoritmo de reconstrucción. Para empezar, debemos observar que, como ya se señaló, la salida del sistema de lectura del detector preshower será el conteo de fotoselectrones producidos por cada uno de los MPPC. Sabemos, también, que los MPPC están dispuestos en dos bordes perpendiculares de la matriz de cristales, por lo que la salida corresponderá a dos vectores uni-dimensionales de tamaño 25 (que llamaremos eje X y eje Y). El conteo de fotoselectrones es proporcional a la energía depositada por las partículas en el detector, por lo que esto nos permite medir luego la energía depositada por cada partícula.

El problema es que para obtener información útil para el análisis del experimento necesitamos identificar las partículas, medir su posición y obtener su energía, mientras que sólo poseemos como salida del detector dos histogramas de conteo de fotoselectrones en cada MPPC. Es por esto que se necesita un algoritmo de reconstrucción que se debe encargar de analizar los datos brutos obtenidos por el detector y obtener información útil para el posterior análisis.

4.1. Descripción General

El algoritmo de reconstrucción debe realizar varias tareas con la finalidad de obtener esta información, entre estas están:

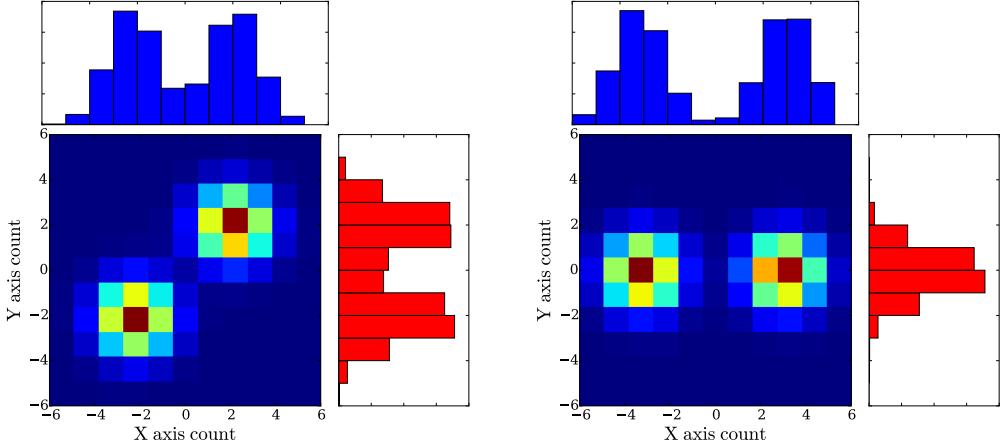
1. Separar la señal observada del ruido provocado por el sistema de lectura, la radiación

interna de cada cristal, influencia de factores externos, entre otras posibles causas.

2. Identificar clusters de fotoelectrones que puedan ser considerados como partículas individuales. Los histogramas entregados por cada MPPC corresponden a lluvias electromagnéticas generadas en el detector, al mismo tiempo cada lluvia es generada por partículas incidentes distintas, por lo que la capacidad de identificar cada una de estas lluvias es equivalente a identificar las partículas incidentes.
3. Medir la energía de las partículas identificadas. Si bien en el preshower se espera que sólo parte de la energía sea absorbida, mientras que la mayoría de la energía debiese ser medida en el detector principal, es necesario de todos modos saber cuanta es la energía que es absorbida en el preshower, esto con la finalidad de utilizar este valor para identificar el tipo de la partícula incidente.
4. Separar partículas incidentes en caso de que las lluvias estén solapadas. En caso de que las partículas incidentes entren muy cercanas entre sí (este caso es esperado debido a que, como ya se mencionó, la finalidad del preshower es identificar fotones muy cercanos producidos por el decaimiento de un pion neutro), es posible que ambas lluvias se solapen y sean observadas en la lectura final como un sólo cluster, en tal caso es deseable que el algoritmo sea capaz de separar ambos partículas cuando sea posible, o en caso contrario identificar si el cluster corresponde a una o más partículas.

Es común que el detector sea capaz de medir valores de energía (o un valor proporcional) de manera bi-dimensional, es decir, obtener una posición (X,Y) de la partícula incidente, por ejemplo en detectores calorímetros de cristales donde es posible obtener la energía medida en cada cristal [10]. También un detector puede medir valores de manera tridimensional, obteniendo una posición (X,Y,Z) donde Z corresponde a la posición transversal, esto, en casos en que el detector este también segmentado transversalmente [11]. Sin embargo, una particularidad del detector preshower es que sólo es capaz de detectar datos uni-dimensionales de valores acumulados en los ejes longitudinales (X,Y). Esto supone una gran diferencia que debe ser considerada cuidadosamente al implementar el algoritmo de reconstrucción para el detector preshower.

Para este trabajo nos concentraremos en los algoritmo de reconstrucción propuestos para detectores sin segmentación longitudinal, esto debido a que los algoritmos para este tipo



(a) Existe un problema de ambigüedad en la reconstrucción de posiciones. Dos opciones son igual de factibles.

(b) Dos partículas se observan como una en uno de los ejes debido al solapamiento de las lluvias.

Figura 4.1: Diagramas que muestran algunos de los problemas que presenta la particular disposición del sistema de lectura del detector preshower. Debido a que sólo se conocen los valores acumulados de conteo en los ejes X e Y, la reconstrucción de la posición en el plano presenta algunas ambigüedades que se deben solucionar.

de detectores incluyen la reconstrucción de trayectorias, algo que no incumbe al detector preshower. Es común que el algoritmo de reconstrucción se conforme de los siguientes subprocesos [10].

- Una algoritmo clustering, encargada de identificar y separar cada una de las partículas detectadas por el detector. Como ya se mencionó, la entrada para este algoritmo depende del sistema de lectura del detector, ya que es el primer paso en el proceso de reconstrucción, comúnmente esta entrada son mediciones de energía u otro valor en las posiciones (X,Y), sin embargo, en el caso del detector preshower la entrada es distinta por lo que se deben adaptar los algoritmos para ser utilizados en esta situación especial. Comúnmente el conjunto de valores de energía o fotoelectrones deben ser agrupados de manera de representar partículas incidentes. Además es deseable eliminar posibles fuentes de ruido en las lecturas de manera que los cluster obtenidos correspondan a valores correspondientes a señal.
- En una segunda fase se deben identificar los máximos de cada uno de estos cluster, varios máximos indican que más de una partícula corresponden a ese cluster.

Estos máximos pueden corresponder a la posición del lector con mayor conteo de fotoelectrones, sin embargo, este método ingenuo puede tener problemas debido a, por ejemplo, dos lectores vecinos con mediciones altas muy parecidas, además el método es muy sensible al ruido. Otros métodos más elaborados pueden ser considerados en este paso.

- En el caso de identificar varios máximos en el mismo cluster es necesario separar la cantidad de fotoelectrones correspondientes a cada una de estas partículas. El algoritmo para la separación de partículas solapadas se conoce como algoritmo de *unfolding*. Este algoritmo es capaz de distribuir la energía entre ambas partículas de manera de obtener dos o más clusters de energías separados que luego serán utilizados en el cálculo de posición o energía.
- Luego de identificar la energía correspondiente a cada partícula para cada uno de los cluster detectados, es necesario reconstruir la posición incidente de la partícula basándose en los valores detectada por el sistema de lectura. El algoritmo de reconstrucción de posición se encarga de estimar la posición de la partícula incidente utilizando la energía depositada y la posición de las celdas de cada cluster. La energía de la partícula puede ser estimada luego integrando los valores de cada cluster.

El algoritmo completo nos entrega mediciones de energía y posición para cada una de las partículas incidentes. Sin embargo hay una diferencia fundamental en el preshower que implica considerar otro paso en el algoritmo de reconstrucción. El sistema readout sólo entrega la información de la cantidad acumulada de fotoelectrones en cada uno de los ejes transversales, por lo que la medición de la energía depositada en cada cristal no está disponible, lo que genera ciertas ambigüedades a la hora de separar dos o más partículas. Considerar por ejemplo que dos clusters son observados en el eje X y en el eje Y. Pensar que se reconstruye la posición de estos cluster con un método cualquiera, obteniéndose posiciones $[x_1, x_2]$ en el eje X y $[y_1, y_2]$ en el eje Y. Entonces, tenemos 2 distintas formas de reconstruir la posición en el plano, $[(x_1, y_1), (x_2, y_2)]$ o $[(x_1, y_2), (x_2, y_1)]$. El problema se complica mucho más cuando se observan más de dos clusters en los ejes, debido a que pueden ocurrir combinaciones como $[(x_1, y_2), (x_2, y_2)]$ en casos en que ambas partículas se observen como un sólo cluster en un de los ejes, debido a solapamiento de las lluvias. En la Figura 4.1

se observan ambos casos mencionados. Entonces, se debe agregar un paso encargado de la combinación de clusters entre ambos ejes y la resolución de ambigüedades que pudiesen aparecer al combinar los clusters. Este es un paso fundamental para el funcionamiento del detector preshower y se analizará a mas profundidad en la Sección 6.

En la siguiente sección se analizará las propuestas de la literatura para cada uno de los pasos correspondiente al algoritmo de reconstrucción. Si bien, muchas de estas propuestas se realizan en el contexto de detectores con capacidad para medir la posición en el plano, no es difícil adaptar su funcionamiento al caso uni-dimensional que tratamos en este trabajo. Al conocimiento del autor de esta propuesta, no existe trabajo en algoritmos de reconstrucción para una arquitectura similar a la del detector preshower, por lo que mucho de lo propuesto en la Sección 6 será trabajo original, pero tomando ideas de los algoritmos de reconstrucción propuestos para otros detectores.

Capítulo 5

Estado del Arte

Un algoritmo de reconstrucción se compone de varios sub-procesos, que en conjunto permiten reconstruir la energía y posición de una o más partículas detectadas. Si bien existen varias posibilidades en el proceso de reconstrucción, tales como la reconstrucción del ángulo de incidencia, la reconstrucción de trayectoria [12], las principales tareas que interesan en este trabajo son: el agrupamiento de los datos, la identificación de máximos en los clusters, la identificación y separación (cuando es posible) de partículas solapadas y la reconstrucción de la posición y energía de cada una de estas partículas.

A continuación se analizarán cada una de estas tareas por separado.

5.1. Clustering de partículas

La entrada al algoritmo es la medición de cada uno de los lectores del sistema. La estructura de esta entrada depende de la configuración del sistema de lectura, este puede ser capaz de medir la energía (o fotoelectrones) depositada en cada celda o sólo medir una proyección en cada eje de la energía depositada (como en el caso del preshower). La entrada depende del sistema de lectura, pero comúnmente corresponde a un conjunto de valores de energía o fotoelectrones que deben ser agrupados de manera de representar partículas incidentes. Las partículas incidentes usualmente depositan su energía en varias celdas o cristales del calorímetro. La finalidad de los algoritmos presentados aquí es agrupar estas celdas. El algoritmo debe también eliminar posibles fuentes de ruido en las lecturas en caso de ser posible. El ruido en los calorímetros viene de dos fuentes principales. Primero, ruido

es introducido por distintos procesos en la electrónica de lectura. Segundo, existe ruido conocido como de apilamiento (*pile-up*). Este tipo de ruido proviene de interacciones extras que ocurren al mismo tiempo que la partícula atraviesa el detector.

Varios métodos han sido propuestos en la literatura para formar los clusters en calorímetros basados en cristales. Entre los algoritmos propuestos se pueden encontrar métodos de construcción incremental de los clusters que funcionan muy bien en la práctica, también es posible encontrar algoritmos más avanzados que utilizan métodos probabilísticos para construir los clusters.

En lo que continua analizaremos algunos de los algoritmos más utilizados en el trabajo de clustering en detectores con geometrías relativamente similar al detector preshower.

5.1.1. Ventana deslizante

Este algoritmo es propuesto por el experimento ATLAS y es utilizado en el proceso de reconstrucción del calorímetro electromagnético y el calorímetro hadrónico [13]. Los clusters pueden utilizar información combinada de ambos calorímetros, esto es útil para reconstruir jets e identificación de leptones Tau o utilizar solo la información del calorímetro electromagnético, útil para la reconstrucción de electrones y fotones.

El detector calorímetro en ATLAS se compone tanto de secciones longitudinales como secciones transversales, las secciones longitudinales se extienden en el espacio $\eta - \sigma$, y existen cuatro secciones transversales en el caso del calorímetro electromagnético: *middle*, *strips*, *pre-sampler* y *back*.

El algoritmo se compone de tres pasos principales: construcción de torres, búsqueda de pre-clusters y llenado de clusters.

Construcción de torres

El espacio longitudinal $\eta - \sigma$ es segmentado en $N_\eta \times N_\phi$ celdas de tamaño $\Delta\eta \times \Delta\phi$ formando torres transversales de celdas donde la energía depositada es sumada. Los valores N_η y N_ϕ son definidos como parámetros del algoritmo y deben ser seleccionados de antemano. Si existen celdas que corresponden a más de una torre, entonces la energía de las celdas es repartida en proporción al área de la celda en cada torre.

Búsqueda de pre-clusters

Se define una ventana de tamaño fijo $N_\eta^{window} \times N_\phi^{window}$ en unidades del tamaño de torre $\Delta\eta \times \Delta\phi$. La ventana es movida a lo largo de las torres construidas y pre-clusters son formados en los máximos locales de energía acumulada en la torre (definida como la suma de energías en todas las celdas que forman parte de la torre) que, además, superen un umbral E_T^{thresh} .

La posición en el eje $\eta - \phi$ de los pre-clusters obtenidos en este paso es calculada utilizando el centro de masa con pesos iguales a la energía en cada una de las celdas incluidas en las torres. Es posible también definir tamaños menores para las ventanas utilizadas al calcular la posición, es decir utilizar $N_\eta^{pos} \times N_\phi^{pos}$, esto con la finalidad de minimizar el ruido introducido en el cálculo de posición.

Finalmente, este paso termina removiendo los clusters duplicados. Estos se definen como dos pre-clusters que tengan posiciones centrales dentro de $\Delta\eta_{dupl} \times \Delta\phi_{dupl}$. Sólo el pre-cluster con mayor cantidad de energía integrada es conservado.

Llenado de clusters

En el caso de estar trabajando en la formación de clusters combinados con información conjunta del calorímetro hadrónico y electromagnético, los cluster corresponden a los pre-clusters formados en el paso anterior. Para el caso de la construcción de clusters electromagnéticos, se definen diferentes tamaños de clusters para cada una de las capas del calorímetro, esto debido a que el campo electromagnético en el detector afecta de manera diferente a las partículas que pasan por el calorímetro en diferentes capas de este. Los nuevos cluster son construidos basándose en las posiciones calculadas para los pre-clusters. Además se pueden definir clusters de distintos tamaños dependiendo de la partícula hipotetizada. No se ahondará mucho en esto último debido a que es muy específico al funcionamiento del detector calorímetro de ATLAS.

Este algoritmo es utilizado en el detector ATLAS para la reconstrucción de electrones y fotones [14, 15] y la reconstrucción de leptones Tau [16] (aunque en versiones actuales del algoritmo esto se cambió a clustering topológico).

5.1.2. Clustering topológico

Otro método de clustering utilizado en el experimento ATLAS es el cluster topológico [13, 17]. Este algoritmo permite construir clusters de tamaño variable, a diferencia del algoritmo anterior con el que sólo se podían construir clusters de tamaño fijo. El algoritmo consiste de tres pasos principales: búsqueda de semillas, búsqueda de vecinos, construcción de clusters.

Búsqueda de semillas

El algoritmo comienza con la búsqueda de semillas para construir los clusters. Se identifican las celdas con un valor señal a ruido mayor a un umbral t_{seed} definido de antemano. El valor de señal se define como el valor absoluto de la energía en la celda u otro valor equivalente, mientras que el ruido corresponde al valor esperado del ruido en base a consideraciones electrónicas y físicas. Cada celda seleccionada en este paso corresponde a un proto-cluster.

Búsqueda de vecinos

La lista de semillas es ordenada en orden descendente basándose en el valor de la razón señal a ruido. Entonces, se itera por cada semilla de manera descendente, considerando las celdas vecinas que superen un umbral t_{cell} . Si el vecino no está en la lista de utilizados y supera el umbral entonces es agregado a un proto-cluster correspondiente a la semilla. Si la celda es adyacente también a otro proto-cluster entonces ambos son combinados. Si la celda agregada además supera un umbral $t_{neighbor}$ entonces la celda es utilizada como semilla para expandir el cluster. Esto asegura que las colas de las lluvias electromagnéticas no sean descartadas pero al mismo tiempo asegura que no se agregue ruido electrónico y de apilamiento. El proceso continua hasta procesar todas las semillas de la lista original, continuando luego con las semillas agregadas por los vecinos en el paso anterior. Esto sigue hasta que no quedan más semillas.

Construcción de clusters

Como paso final, los proto-clusters que quedan del paso anterior (algunos fueron combinados) son ordenados de mayor a menor (respecto a la energía u otro valor equivalente)

y convertidos en clusters. Adicionalmente se pueden eliminar los que tengan energía total E_t menor a un umbral t_E , con la finalidad de evitar clusters construidos de ruido.

Notar que es posible que los clusters obtenidos con el algoritmo de clustering topológico correspondan a más de una partícula incidente, debido al solapamiento de lluvias. Por lo anterior, es necesario agregar un paso de división de clusters, esto se tratará en la Sección 5.3.

El algoritmo de cluster topológico ha sido utilizado extendidamente en la reconstrucción de jets y MTE (*missing transverse momentum*) en los calorímetros electromagnético y hadrónico de ATLAS [18, 19, 20], mostrando una gran eficiencia en la reconstrucción [17].

5.1.3. Clustering Fuzzy

Otro método exitosamente aplicado en la literatura es el algoritmo de clustering fuzzy c-means. K-means es una muy popular técnica de clustering que aprende de manera no supervisada a encontrar K clusters en los datos. Su uso es muy extendido en la minería de datos y se extiende por las mas variadas disciplinas. Para el trabajo de reconstrucción de partículas en detectores calorímetros, esta técnica (y en general cualquier técnica de clustering duro) no es adecuada ya que asigna cada dato a un sólo cluster, lo que no permite lluvias solapadas, que como ya se vio son muy comunes. Los métodos fuzzy, en cambio, permiten que cada punto pertenezca en menor o mayor grado a diferentes clusters. Estos métodos combinan los algoritmos de clustering básicos con la teoría fuzzy [21] que permite agregar conceptos de imprecisión e incerteza a los métodos duros. El algoritmo fuzzy c-means, en específico, es una versión fuzzy del algoritmo K-means. Existen estudios de la aplicación de este algoritmo para reconstrucción de partículas en calorímetros [22, 23], sin embargo, al conocimiento de este autor no hay aplicaciones reales (en detectores) de este algoritmo.

Fuzzy c-means

En [22] el algoritmo fuzzy c-means y una extensión de este, el algoritmo dynamic fuzzy c-means, es aplicado para la reconstrucción en datos simulados de un detector calorímetro de muestreo. En este trabajo se demuestra la utilidad de los algoritmos fuzzy en la tarea de reconstrucción debido a la capacidad de estos métodos de manejar las lluvias solapadas automáticamente.

Fuzzy c-means comienza con un conjunto de datos $X = (x_1, x_2, \dots, x_N)$ con $x_i \in \mathbb{R}^d$, para

estos datos busca el conjunto de clusters con centros $V = (v_1, v_2, \dots, v_C)$ con $v_i \in \mathbb{R}^d$ que minimicen la función de costo

$$J_m(U, V; X) = \sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^C (u_{ik})^m \|x_k - v_i\|^2,$$

donde U consiste de los valores u_{ik} que corresponden a los grados de pertenencia de el punto k al cluster i , $\|x\| = \sqrt{x^T x}$ es la norma de producto interno y el valor $m \in [1, \infty[$ (factor fuzzy) define el grado de fucificación del algoritmo, donde m cercano a 1 corresponde a un simple k-means. Imponiendo restricciones

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^N u_{ik} &> 0, i \in \{1, \dots, C\} \\ \sum_{i=1}^C u_{ik} &= 1, k \in \{1, \dots, N\}. \end{aligned}$$

Es posible resolver el problema iterando el siguiente algoritmo

$$u_{ik} = \left[\sum_{j=1}^C \left(\frac{D_{ik}}{D_{jk}} \right)^{\frac{2}{m-1}} \right]^{-1},$$

con $D_{ik} = \|x_k - v_i\| > 0$ para todo i y k . Y

$$v_i = \frac{\sum_{k=1}^n (u_{ik})^m x_k}{\sum_{k=1}^n (u_{ik})^m}.$$

El algoritmo procede alternando las estimaciones de V y U hasta alcanzar un número definido de iteraciones o alcanzar un umbral de error ϵ definido de ante mano. Es necesario definir con anterioridad el número de clusters C . Para decidir entre distintas opciones de C se suele utilizar un índice de validación. El índice Xie-Beni se define como

$$v_{XB}(U, V : X) = \frac{\sum_{i=1}^C \sum_{k=1}^n u_{ik}^2 \|x_k - v_i\|^2}{n(\min_{i \neq j} \{\|v_i - v_j\|\})},$$

el cual al ser minimizado busca maximizar la separación entre clusters mientras que se minimiza la separación entre los puntos en cada cluster.

Fuzzy c-means dinámico

Existe una modificación del algoritmo fuzzy c-means que funciona de manera online [22], este algoritmo permite al método adaptarse al patrón de datos de manera dinámica. El algoritmo funciona de la siguiente manera:

1. Con una cantidad de datos iniciales se definen los parámetros μ (umbral de pertenencia), ϵ (umbral de error) y los valores C_{min} y C_{max} del algoritmo. Se construyen C_{min} clusters de manera aleatoria y se calculan los grados de pertenencia para los puntos iniciales.
2. Por cada dato que llega se calcula su pertenencia a todos los clusters. Si la pertenencia máxima es mayor que el umbral μ , entonces los clusters y pertenencias son actualizadas utilizando el algoritmo de fuzzy c-means. En caso contrario (la máxima pertenencia es menor a μ), se procede al paso 3.
3. Dado que el número actual de clusters es C se compara con los índices de validación para $L = C - 2$ a $L = C + 2$ clusters. Los clusters para cada uno de estos valores son construidos utilizando valores guardados con anterioridad. Si ya se habían construido L clusters entonces los valores de clusters son actualizados utilizando el algoritmo de fuzzy c-means para luego evaluar el índice de validación. Si no se han construido L clusters con anterioridad pero sí $L - 1$, entonces se agrega un nuevo cluster y se actualizan los valores con el algoritmo estándar. Finalmente se selecciona el número de clusters con el mejor valor para el índice de validación.

El algoritmo permite construir los clusters de manera incremental y decidir automáticamente el valor para C (aunque sí se debe definir un mínimo y máximo).

En [22] ambos algoritmos son aplicados al trabajo de identificación de clusters en un calorímetro de muestre compuesto de tungsteno y silicio (este tipo de calorímetro es utilizado en el experimento CALICE [24]) y para la reconstrucción de fotones que decaen de piones neutros. El algoritmo de fuzzy c-means no funciona bien en casos de observar más de dos clusters debido a que subvalora el número de clusters (principalmente cuando estos clusters se presentan en forma de grupos), en cambio el algoritmo de fuzzy c-means dinámico es capaz de inferir el número correcto de clusters siendo más robusto a estos casos.

El algoritmo dinámico muestra en general buena performance en el trabajo de reconstrucción de clusters para fotones, sin embargo es considerablemente más lento que los algoritmos de ventana deslizante y clustering topológico, para un análisis de complejidad temporal de los tres algoritmos el lector puede dirigirse al Apéndice A. Otro problema de este algoritmo es que al no considerar la energía de cada celda, se esta perdiendo información que puede ser importante para el proceso de separación de lluvias solapadas.

5.2. Identificación de máximos

Luego de obtener los clusters es necesario estimar los puntos de incidencia de las partículas y separar lluvias solapadas. Para esto es necesario conocer los máximos locales de los clusters. Observar más de un máximo local en un sólo cluster podría indicar el solapamiento de lluvias. Si bien, existen algoritmos relativamente simples para encontrar los máximos locales, estos métodos no consideran ni el ruido presente en los valores ni las fluctuaciones estadísticas. Es posible que muchos de los máximos locales sean producidos por ruido, esos casos deben ser identificados y eliminados con el fin de evitar la identificación de partículas falsas.

Un algoritmo simple para la identificación de máximos locales es presentado en [10]. En este, se definen dos umbrales: $cut2$ y $cut3$. Un máximo local es identificado cuando el valor de energía de la celda es mayor que $cut2$ y además mayor que todas las celdas inmediatamente vecinas por un valor $cut3$. Los valores para ambos umbrales son definidos con dependencia de las características del detector, sin embargo, los autores mencionan que la definición de máximos locales no es muy sensible a estos valores, definiendo los umbrales como 100 MeV y 60 MeV. El algoritmo presenta varios problemas, por ejemplo, considerar el caso en que dos celdas vecinas tengan energías altas muy parecidas, en tales casos la definición anterior no identificaría un máximo local, ver Figura [REF pendiente]. Si bien, este caso puede ser poco probable cuando los cristales tienen un área relativamente grande, debido a que la mayoría de la energía se deposita en el cristal de incidencia, es un problema muy común al utilizar cristales de menor diámetro (como en el preshower), en los cuales muchas veces la energía se reparte entre dos o más cristales. Otro problema es la definición de los valores para los umbrales, en un detector con cristales amplios se puede asumir cierta estabilidad en la probabilidad de interacción, debido a que la longitud transversal del cristal supera por

mucho la longitud de radiación del material, lo que es equivalente a una alta probabilidad de interacción. Sin embargo, para cristales de menor tamaño la probabilidad de interacción es mucho menor y los casos en que las partículas sólo depositan una pequeña parte de su energía, o nada, son más comunes, haciendo que la definición de estos umbrales sea muy complicada y dependiente de cada evento.

5.2.1. Algoritmo de búsqueda de peaks

Un algoritmo más elaborado para la identificación de máximos, que también es mas robusto respecto al ruido y no necesita la definición a priori de umbrales (aunque si necesita de otros parámetros) es presentado en [25]. Este algoritmo asume que los peaks pueden ser descritos por funciones normales y el background puede ser aproximado por funciones lineares por intervalos. En estos casos se puede aproximar el valor en la celda x como

$$N(x) = G(x) + B + Cx$$

donde $G(x) \sim \mathcal{N}(x, \sigma^2)$ y B y C son constantes. El método usa la segunda derivada de $N(x)$ para encontrar los peak, esto debido a que para la segunda derivada $N''(x)$ el background desaparece y sólo se observan valores $N''(x) \neq 0$ en donde se presenta un peak.

Considerando los valores discretos para cada valor de x , N_i , definido como

$$N_i = A \exp[-(i - i_0)^2 / (2\sigma^2)] + B + Cx. \quad (5.2.1)$$

Donde la segunda derivada se reemplaza por la segunda diferencia

$$S_i = N_{i+1} - 2N_i + N_{i-1}. \quad (5.2.2)$$

El problema es que, debido a que los valores de N_i fluctúan alrededor de su valor esperado según una desviación estándar F_i , entonces si S_{i_0} es comparable a la desviación estándar alrededor del peak, entonces no se ha encontrado peak alguno. La desviación estándar de S_i puede ser calculada como

$$F_i = (N_{i+1} + 4N_i + N_{i-1})^{1/2}.$$

Una forma de reducir la desviación estándar de S_i es suavizando la función promediando los

valores vecinos es decir

$$S_i(w) = \sum_{j=i-m}^{i+m} S_j,$$

con $w = 2m + 1$. Considerando el caso especial en que $B = C = 0$ y definiendo A_{min} como la intensidad del peak menor en 5.2.1 para la cual $S_{i_0} = F_{i_0}$, entonces $S_{i_0} \gg F_{i_0}$ sólo si $A \gg A_{min}$. Por lo que se desea minimizar A_{min} . Luego de la primera iteración de suavización es posible volver a suavizar la función suavizada, y continuar así, por lo que se puede definir la función suavizada generalizada como

$$S_i(z, w) = \underbrace{\sum_{j=i-m}^{i+m} \dots \sum_{h=l-m}^{l+m}}_z S_h, \quad (5.2.3)$$

donde se desea encontrar los parámetros z y w dado que se minimice el valor A_{min} . En [25] se demuestra que los valores que minimizan esta cantidad son

$$z = 4, \quad w = 0.6\Gamma$$

donde Γ es el valor de fwhm (*full width at half maximum*) del peak, que es equivalente a

$$\Gamma = 2.355\sigma.$$

Estos valores son definidos analíticamente de manera de maximizar la capacidad del algoritmo para identificar peak individuales y peaks dobles (casos en que los dos peak son observados solapados con una distancia entre máximos de $S/2$).

Un peak es encontrado en el caso de observar valores $S_i > fF_i$ donde f es un factor de confidencia. En caso de que el background no sea lineal por secciones entonces se pueden definir condiciones extras para definir un peak, buscando que este coincida con algunas características distintivas de un peak, como se demuestra en la Figura 6.4. El valor máximo del peak es definido como el centro de masa de la sección I observada en la figura.

Una versión actualizada del algoritmo para casos multidimensionales es presentado en [26]. El algoritmo sigue la misma idea buscando peaks en el espacio m-dimensional.

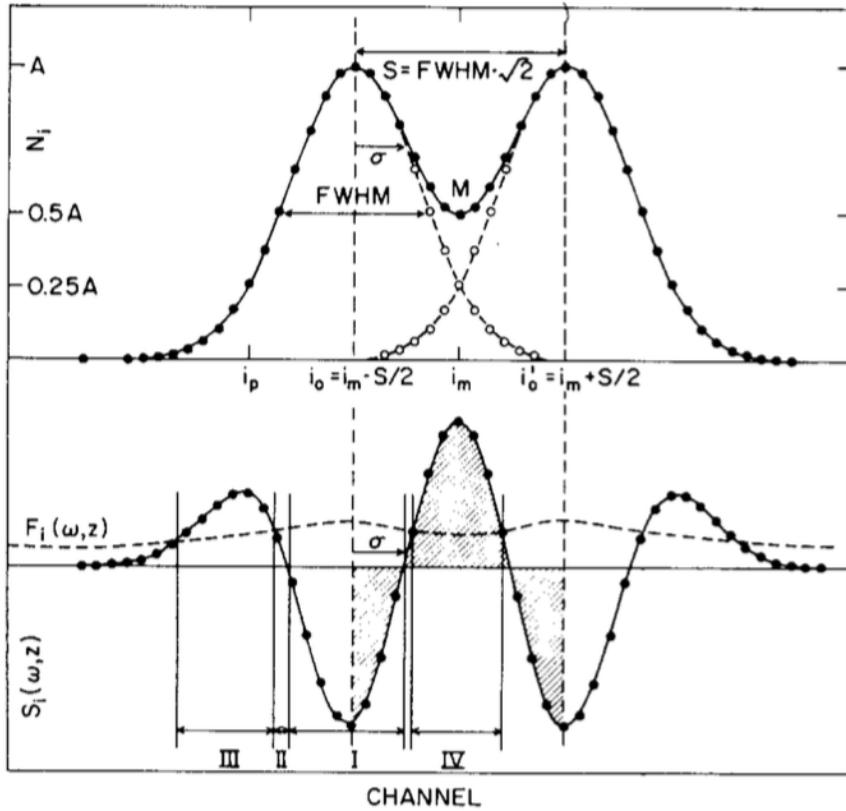


Figura 5.1: Diagrama del efecto compton entre un fotón y un electrón.

5.3. Separación de lluvias solapadas

Dos peaks en un cluster probablemente indican el solapamiento de dos o más lluvias electromagnéticas, en estos casos es necesario separar las celdas que corresponden a cada una de las lluvias, repartiendo el conteo de las celdas compartidas entre las lluvias.

El algoritmo para la separación de partículas solapadas se conoce como algoritmo de *unfolding*. Este algoritmo es capaz de distribuir la energía entre las partículas de manera de obtener dos o más clusters de energías separados que luego serán utilizados en el cálculo de posición o energía. Comúnmente se utiliza la distribución de energía lateral de la lluvia de fotones en los cristales del detector, estos valores están relacionados con el radio de Moliere explicado en la Sección 2.2.1 . En [27] se propone un algoritmo de unfolding que permite separar el conteo de cada celda entre las lluvias correspondientes a cada partícula.

Para separar las lluvias el algoritmo hace uso del perfil lateral del detector. Este define en qué forma la energía depositada en las celdas se distribuye a medida que la distancia crece

entre la celda y la posición incidente de la partícula. Una buena forma de obtener este perfil es simular la geometría del detector y obtener mediante simulaciones datos que permitan ajustar una función que defina el comportamiento lateral de la lluvia. La función ajustada depende de la energía de la lluvia electromagnética (en GeV) y la distancia de la celda a la posición incidente y entrega la cantidad de energía esperada en una celda a distancia Δr de la posición incidente. En [27] se propone la función

$$\begin{aligned} f(\Delta r, E) &= A \max(\exp(-\Delta r^2/0.33), d \exp(\Delta r/s)) \\ s &= 0.254 + 0.013E^{0.7} \\ d &= 1.67 - 0.374 \ln(E), \end{aligned}$$

donde A es un valor de normalización. Esta parametrización es aplicable siempre y cuando el tamaño de la celda sea comparable al radio de Molière. Si bien la dependencia en la energía de la función es un tanto problemática se ha encontrado que esta es más bien baja en rangos definidos de energía [10], por lo que, como aproximación útil, se puede obviar.

La curva parametrizada y la función obtenida se usa en el cálculo de energía para cada celda utilizando la ecuación 5.3.1, donde A_i es la energía depositada en cada celda, N es el número de máximos, k representa cada cluster a separar y va entre 1 y N , r_{ij} es la distancia entre la celda i y la posición del máximo j , E_j es la energía del máximo j y f es la función obtenida por la parametrización.

$$A_i^k = A_i \cdot \frac{f(r_{ik}, E_k)}{\sum_{j=1}^N f(r_{ij}, E_j)}. \quad (5.3.1)$$

Con estos datos el algoritmo se resuma en los siguientes pasos:

1. El algoritmo comienza con una estimación de las energías y posiciones de las lluvias correspondientes a cada máximo, para esto se utilizan las celdas correspondientes a los máximos locales en el cluster, es decir, la posición de la lluvia es dada por el centro de estas celdas y sus energías por la energía depositada en estas celdas.
2. Luego, la energía en cada celda es dividida en $A_i^1, A_i^2, \dots, A_i^N$ las energías correspondientes a cada uno de los máximos, utilizando la ecuación 5.3.1. Esto permite calcular nuevas energías y posiciones para cada una de las lluvias correspondientes a los máximos

locales, estas a su vez son utilizadas como entrada para una nueva iteración del algoritmo.

3. La iteración continua sólo si al menos alguna de las coordenadas de cualquier lluvia cambia en más de 0.01 celdas en cualquier eje y termina si se alcanzan 20 iteraciones, en cuyo caso se considera que el algoritmo no converge. Comúnmente no se necesitan más de 4-5 iteraciones [10].

El algoritmo completo es resumido en Algoritmo 1

Algoritmo 1 Algoritmo de unfolding

- 1: Se tiene como entrada un arreglo con las posiciones y conteos de las celdas en el cluster y un arreglo con las posiciones del o los máximos en el cluster.
 - 2: **if** número de máximos > 1 **then**
 - 3: Inicia los valores de cada lluvia como la posición y energía de las celdas con los máximos.
 - 4: **while** Número iteraciones < 20 AND ΔX (cambio de posición de la lluvia) > 0.01
 do
 - 5: Calcular nuevos valores de energía para cada celda.
 - 6: Calcular la nueva posición y energía de cada una de las lluvias.
-

5.4. Reconstrucción de posición

La reconstrucción de posición es un método mediante el cual la posición de la partícula incidente es estimada utilizando la energía depositada y la posición de las celdas del cluster. Un método simple propuesto por [28] es usar el centro de gravedad como se muestra en la Eq. 2.

$$X_{cg} = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i} \quad (5.4.1)$$

Donde x_i representa el centro de la celda i y w_i corresponde al peso asignado a la celda, comúnmente la energía, pulso o conteo correspondiente a la celda. El denominador corresponde, entonces, a la energía total del cluster. Como se menciona en [29] este método tiende a presentar un sesgo sistemático hacia la posición del centro de una celda, lo que genera la conocida correlación de forma S entre la posición reconstruida y la posición incidente.

La ecuación lineal 5.4.1, además, no considera el decaimiento exponencial de las lluvias. Para resolver esto, una posible solución es corregir los errores sistemáticos en los valores ajustando la siguiente función

$$x'_{cg} = x_{cg} + b \operatorname{arcsinh} \left(\frac{X_{cg}}{\Delta} \sinh \delta \right),$$

donde el parámetro b se relaciona con la forma exponencial de la lluvia, Δ es la mitad del ancho de la celda y $\delta = \Delta/b$.

En [29] se propone una corrección del sesgo basada en la distribución de la respuesta lateral de los cristales, mediante un método iterativo que reajusta los puntos basándose en cuan parecida es la energía obtenida mediante esta función con la energía observada. Mientras que en [30], la corrección necesaria es ajustada mediante el método de mínimos cuadrados a los valores observados.

Otro método, más simple y efectivo y que también usa el centro de gravedad de la ecuación 5.4.1 pero con diferentes pesos es presentado en [31]. Este método calcula los pesos como:

$$\begin{aligned} w_i &= \max\{0, [w_0 + \ln \left(\frac{E_i}{E_t} \right)]\}, \\ E_t &= \sum_i E_i. \end{aligned} \tag{5.4.2}$$

Donde w_0 es un parámetro adimensional que se debe ajustar y depende del tamaño y tipo del cristal. Este impone un umbral a la menor energía depositada en una celda que es aceptada para la reconstrucción. Valores mayores de w_0 llevan a pesos más uniformes mientras que menores valores favorecen celdas con bajas energías depositadas. El método funciona muy bien y el logaritmo se encarga automáticamente del decaimiento exponencial en el perfil lateral de la lluvia [31]. Si bien, el parámetro w_0 es dependiente de la energía incidente de la partícula, esta dependencia es pequeña y un valor fijo de w_0 se puede usar con una pequeña pérdida en la resolución de posición [31]. Este algoritmo en específico ha sido usado extensamente en la literatura [11, 32, 33].

Capítulo 6

Experimentos

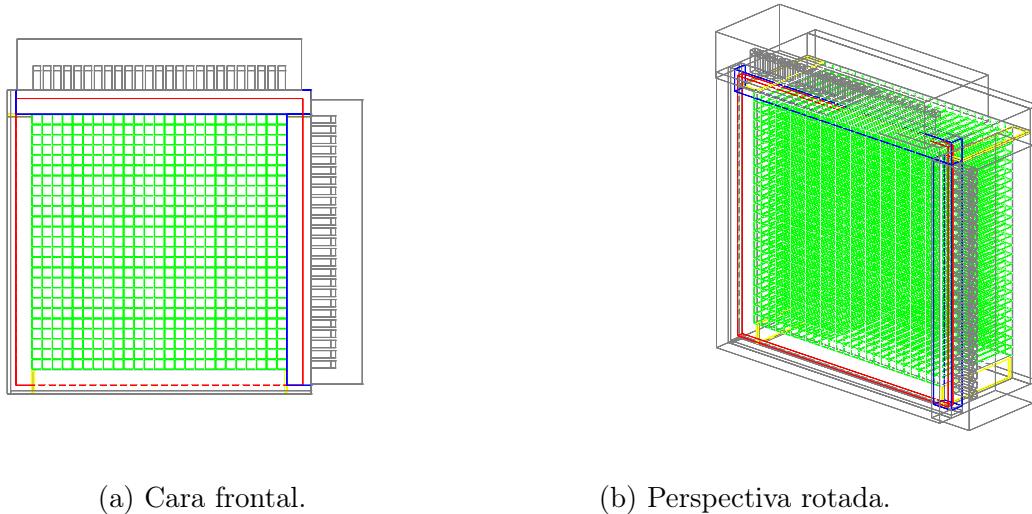
6.1. Introducción

En esta sección se presentan resultados del algoritmo de reconstrucción para simulaciones del detector Preshower. Los estudios que se realizan mediante simulaciones corresponden a:

- Reconstrucción de posición y análisis de errores sistemáticos en la reconstrucción de posición.
- Separación de lluvias solapadas utilizando el algoritmo de unfolding.
- Identificación de lluvias solapadas en casos en que el algoritmo de separación de lluvias sea incapaz de identificar dos partículas.
- Resolución de ambigüedades para más de dos partículas incidentes.
- Estudios de resolución energética y de posición para diferentes separaciones entre partículas incidentes.

6.2. Simulaciones

Para estudiar la performance del algoritmo de reconstrucción en el detector preshower, el detector ha sido simulado utilizando GEANT 4 [34]. El prototipo simulado corresponde a un arreglo de 25x25 cristales LYSO. Cada cristal tiene un tamaño cd $4 \times 4 \times 45 \text{ mm}^3$. Los cristales



(a) Cara frontal.

(b) Perspectiva rotada.

Figura 6.1: Geometría del detector preshower completa simulada. Mostrado en verde se observa la matriz de cristales, en plomo el material cobertor de la matriz y el sistema de lectura, en rojo se muestra la placa de acrílico en la que se montan las fibras de luz (no mostradas para facilitar la visualización de los componentes).

están cubiertos por una pintura reflectora en la cara trasera para evitar fuga de fotones por la cara no sensible. En la cara frontal de la matriz de cristales una placa de acrílico de ancho igual a 1.5 mm es posicionada. Esta placa esta cubierta por un material reflector en su cara frontal para evitar la fuga de fotones. En la placa se posicionan 25 fibras horizontales y 25 fibras verticales de 1 mm de diámetro que pasan por el centro de cada cristal. Estas fibras también están cubiertas por materiales reflectantes en las esquinas no sensitivas para evitar la fuga de fotones. Los MPPC son reemplazados por materiales sensibles que pemiten medir los fotones que llegan al sistema de lectura. Toda la geometría esta cubierta por placas de aluminio de 2.5 mm de espesor con uniones de cobre. Una simulación de la geometría completa del detector es mostrada en la Figura 6.1.

La geometría ha sido simplificada con la finalidad de acelerar el lento proceso de simulación en los experimentos para la reconstrucción. Muchos de los elementos exteriores del detector (como la cubierta protectora) no fueron considerados. Estos elementos se utilizan principalmente para evitar influencia de factores externos que no están presentes en las simulaciones. Además, la matriz de fibras para la lectura y el sistema de lectura es removido para evitar el lento trabajo de simulación de los procesos en las fibras. En su lugar la

respuesta obtenida por el panel de lectura es aproximada usando un modelo estadístico basado en mediciones reales que permite obtener la cantidad aproximada de fotones que llegan a cada MPPC en base a la energía medida en cada cristal. Para obtener el modelo estadístico utilizado para simular la salida de cada MPPC dada la energía medida en cada cristal se asume que la cantidad de fotoelectrones que llegan a cada MPPC es una función de Poisson de la suma de energía que llegan al MPPC desde cada cristal. La energía que llega al MPPC desde cada cristal se modela como una distribución gaussiana centrada en la posición del cristal en el eje correspondiente al MPPC normalizada según el valor de energía depositada en el cristal. En términos matemáticos, los valores p_{xl} y p_{yk} correspondientes a la salida de la fibra l y k en el eje x e y respectivamente se calculan en base a las energías E_{ij} correspondientes al cristal (i, j) . Primero se calculan los valores u_{ij}^l , u_{ij}^k como:

$$u_{ij}^l = 20 \cdot E_{ij} \cdot \left[\frac{1}{2\sqrt{2 \cdot \pi \cdot 4}} \exp\left(\frac{-(l-i)^2}{2 \cdot 4}\right) \right],$$

$$u_{ij}^k = 15 \cdot E_{ij} \cdot \left[\frac{1}{2\sqrt{2 \cdot \pi \cdot 6.25}} \exp\left(\frac{-(k-j)^2}{2 \cdot 6.25}\right) \right],$$

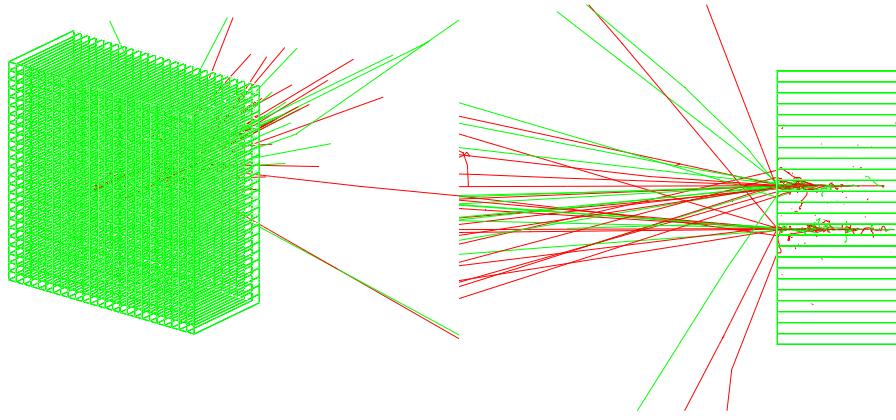
entonces, p_x^l y p_y^k las salidas de las fibras l y k en los eje x e y son calculados como

$$p_x^l = Poiss\left(\sum_{ij} u_{ij}^l\right),$$

$$p_y^k = Poiss\left(\sum_{ij} u_{ij}^k\right),$$

Estas salidas corresponden al conteo de foto electrones detectado por el MPPC l o k . En la Figura 6.2 se muestra la versión simplificada del detector en conjunto a la interacción de dos partículas γ incidentes.

Los experimentos fueron realizados en el rango 0.5-10 GeV. Se consideró un valor de ruido de 2.25 MeV, este valor fue seleccionado en base a la eficacia del algoritmo de clustering para identificar clusters correctamente en el rango de energía mencionado anteriormente (este valor es mucho menor que los valores utilizados en la literatura [?], debido al tamaño considerablemente menor de los cristales para el detector preshower). Los experimentos fueron realizados utilizando partículas γ , lanzadas distribuidas de manera uniforme e en el cuadrado central de 80x80 cm de la matriz de cristales (esto para evitar casos especiales



(a) Perspectiva rotada.

(b) Cara superior.

Figura 6.2: Geometría simplificada del detector preshower, donde sólo se simula la matriz de cristales del detector. En la imagen se muestra la matriz en verde y la interacción de dos partículas γ incidentes de 5 GeV. Las trayectorias de los electrones son mostradas en rojo mientras que las trayectorias de positrones son mostradas en verde.

en los cuales las partículas inciden muy cerca de los límites, en los cuales cierta energía es perdida provocando algunos problemas en la reconstrucción).

6.3. Algoritmo de reconstrucción

En esta sección se presenta el algoritmo de reconstrucción propuesto para el detector preshower y se estudia la eficacia en la reconstrucción de partículas mediante simulaciones. Debido a que el foco principal del detector preshower es detectar partículas γ muy cercanas entre sí, que comúnmente provienen del decaimiento de un pión neutro, especial cuidado se debe tomar en los siguientes puntos:

- Identificación de lluvias electromagnéticas provenientes de partículas gammas individuales. Reconstrucción de posición de incidencia y energía depositada de estas partículas.
- Reconocimiento y separación de partículas γ solapadas, especialmente para el caso de dos partículas muy cercanas (el caso del pión neutro).

- Rechazo de partículas solapadas en casos en que estas no puedan ser separadas. Esto, para evitar reconocer las partículas como un solo fotón en casos en que no sea así.

El algoritmo completo de reconstrucción consiste de los siguientes procesos

1. Construcción de clusters.
2. Identificación de máximos en los clusters.
3. Separación de lluvias solapadas.
4. Rechazo de partículas solapadas que no puedan ser separadas.
5. Reconstrucción de posición y energía.
6. Resolución de ambigüedades.

6.3.1. Algoritmo de clustering

El algoritmo de clustering es el paso principal del algoritmo de reconstrucción. Para el detector preshower se decidió utilizar el algoritmo topológico presentado en la Sección 5.1.2. El algoritmo de clustering topológico es un algoritmo muy utilizado en la práctica y permite la construcción de clusters de tamaños variables (a diferencia del algoritmo de ventana deslizante), lo que es importante para el detector preshower, debido a que la profundidad menor de los cristales provoca una gran variabilidad en la cantidad de energía depositada en cada evento (esto a causa de que muchas de las partículas interactúan en la sección final del cristal, depositando sólo una parte de su energía). Otras opciones, como el algoritmo de clustering fuzzy, fueron rechazadas debido a la poca o nula utilización en experimentos reales de estos algoritmos y debido a que no utilizan toda la información disponible en el preshower (en el caso del algoritmo de clustering fuzzy, no se hace uso de la información disponible en la distribución lateral de la matriz de cristales).

El algoritmo de clustering topológico implementado para el detector preshower se resume en el Algoritmo 2.

Los valores $cut1$ y $cut2$ corresponden al umbral de ruido y a un umbral útil para identificar máximos respectivamente. Estos valores fueron elegidos observando la eficacia del algoritmo de clustering para identificar partículas en el umbral 0.5-10 GeV. Sin embargo se nota que

Algoritmo 2 Algoritmo de clustering

- 1: Como entrada se tiene dos arreglos de valores para cada celda y para cada eje (X e Y).
- 2: **procedure** ADYACENTES(celda,cluster)
- 3: **for** Cada vecino de la celda **do**
- 4: Añadir vecino a cluster
- 5: Marcar celda de vecino como usado
- 6: Llamar Adyacentes(vecino,cluster)
- 7: **for** Cada eje **do**
- 8: El arreglo de conteos es llenado con los valores mayores a $cut1$ en el eje correspondiente.
- 9: El arreglo de conteos es ordenado de mayor a menor y todos los valores son inicializados como no usados.
- 10: **for** Cada valor en el arreglo de conteos **do**
- 11: **if** Si valor es mayor a $cut2$ y el valor no esta marcado como usado **then**
- 12: Crear nuevo cluster
- 13: Añadir posición como semilla de un cluster, marcar celda como usada.
- 14: Llamar Adyacentes(semilla,cluster)

el algoritmo es relativamente robusto a variaciones (no muy grandes) de estos valores. Los valores usados son $cut1 = 2.25$ y $cut2 = 3.75$.

Notar que el algoritmo no es exactamente igual al algoritmo topológico presentado en la Sección 5.1.2. De este se ha quitado al recombinación de clusters y el umbral utilizado en la decisión de utilizar el vecino como semilla o no, en cambio todos los vecinos son utilizados como semilla y de la separación de clusters se encarga el algoritmo de unfolding.

El algoritmo continua con la búsqueda máximos locales en cada uno de los clusters por separado.

6.3.2. Búsqueda de máximos

El siguiente paso del algoritmo es la búsqueda de máximos en cada uno de los clusters encontrados. El análisis posterior depende de la cantidad de máximos encontrados en cada cluster. En caso que se encuentre sólo un máximo, entonces se considera que el cluster ha sido originado por una sola lluvia o puede ser originado por más de una lluvia pero imposibles de separar. En este caso se analiza, en caso de ser posible, si el cluster proviene de más de una partícula, si no, la posición de la partícula incidente y su energía puede ser reconstruida. Si el cluster posee dos o más máximos, entonces se considera una superposición de lluvias

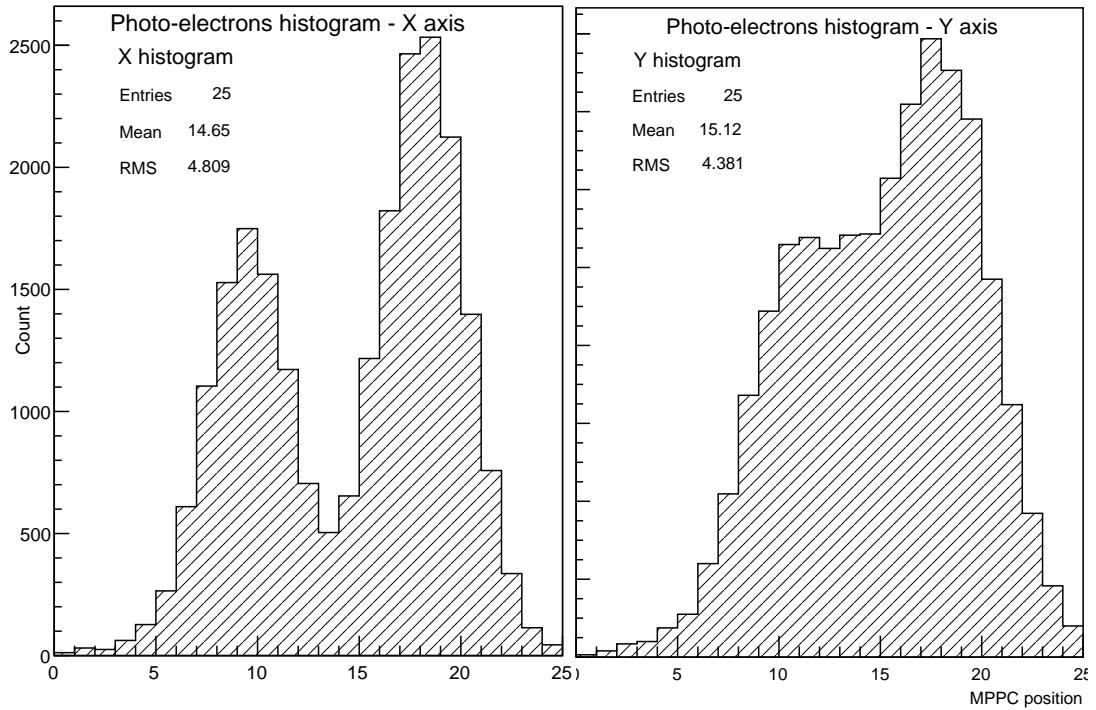


Figura 6.3: Histograma de photo-electrones para cada uno de los ejes para un evento de dos gamas incidentes de 5 GeV. Se observa que la partícula incidente alrededor de la posición 11 del eje Y es muy difícil de identificar como un máximo, ya que no produce un máximo local fácilmente identifiable.

electromagnética y el algoritmo de unfolding es aplicado con la finalidad de separar las lluvias.

Es posible identificar los máximos asignando reglas simples que funcionen en la mayoría de los casos. En [10] se revisan los valores mayores a un umbral y si el valor de esta celda es además mayor a todos sus vecinos por una cantidad definida con anterioridad, entonces la celda es identificada como máximo local. Sin embargo, para el detector preshower el problema es considerablemente más complicado. Debido a la relativamente baja probabilidad de interacción en el detector preshower, la cantidad de energía depositada en cada evento es muy variable (a diferencia de un detector con una profundidad de varias longitudes de radiación, donde la mayoría de las partículas interactúan). Debido esto, la definición de umbrales a priori para identificar los máximos es complicada. Además, debido al diámetro menor de los cristales en el preshower, se dan muchos casos como el mostrado en la Figura 6.3

(varios cristales comparten gran parte de la energía, imposibilitando la identificación de máximos locales), en los que sería imposible identificar un máximos utilizando las reglas simples mencionadas con anterioridad.

Debido a lo anterior, se ha decidido utilizar el algoritmo presentado en la Sección 5.2.1. La versión utilizada del algoritmo es la del paquete ROOT [35], en la clase *TSpectrum*. Si bien el algoritmo se basa principalmente en el algoritmo presentado en [25] y su versión para varias dimensiones presentada en [26], se agregan algunos pasos extra. Primero, se agrega un paso extra de suavizado, basado en utilizar la distribución estacionaria de una cadena de markov, que asigna mayor probabilidades a las celdas en que se encuentran los peaks, como se menciona en [36], este método suaviza y al mismo tiempo intensifica los peaks de la distribución original. Además, se agrega un filtro para los peaks encontrados, que sólo retorna los peaks que tienen una amplitud mayor a $threshold \times 100\%$ de el mayor peak. El valor de *threshold* y el σ utilizado en el algoritmo presentado en 5.2.1 son definidos como argumentos de la función, para el detector preshower se definieron valores de $\sigma = 2$ y $threshold = 0.05$ (estos son los valores por default, no se encontró mayor diferencia al variar estos valores alrededor del default). En la Figura 6.4 se muestra el algoritmo de búsqueda de peaks funcionando para un caso difícil del detector preshower.

6.3.3. Algoritmo de unfolding

El método a utilizar para la separación de lluvias solapadas es el presentado en la Sección 5.3. El método se basa en el conocimiento de la distribución lateral de la lluvia en los cristales, por lo que primero la distribution de respuesta lateral unidimensional debe ser calculada y parametrizada para ser usada en la separación de la energía depositada en celdas solapadas. La distribución lateral puede ser calculada mediante simulaciones. Para esto se simularon 2500 eventos, cada uno correspondiente a un gamma de 10 GeV lanzado en las dos celdas centrales. Entonces, el conteo de foto-electrones en una celda vs la distancia entre el centro de la celda y la posición incidente es graficado. La función obtenida se muestra en la Figura ???. Sobre estos datos se ajusta la función 6.3.1 que provee una parametrización

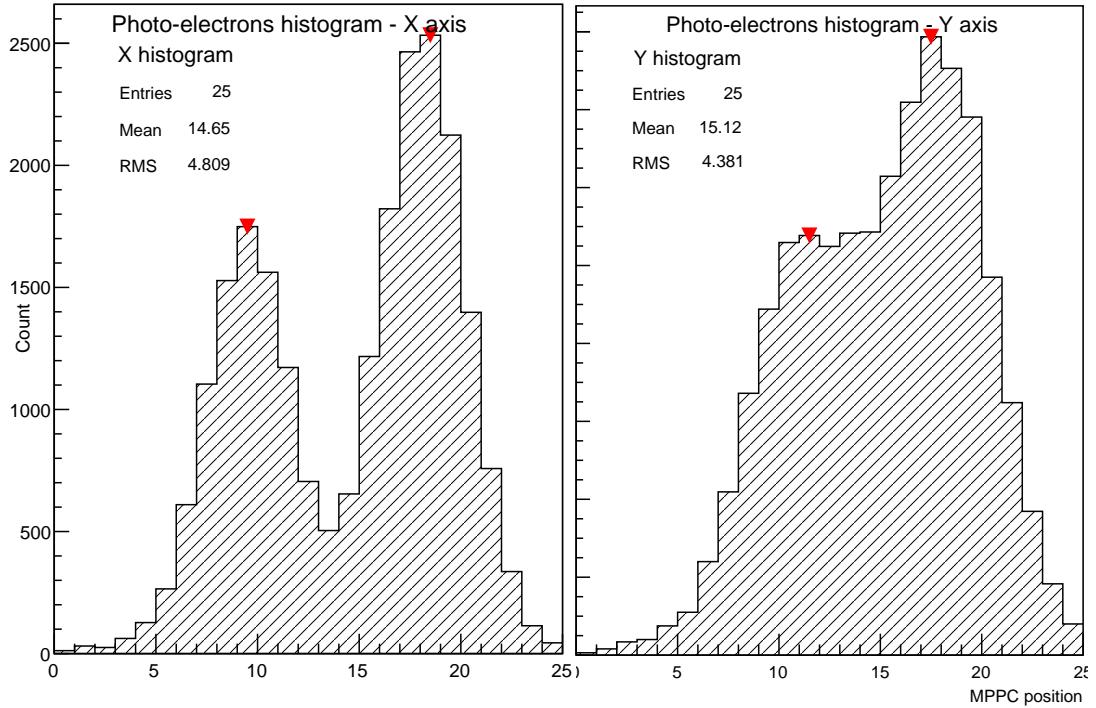


Figura 6.4: Histograma de photo-electrones para cada uno de los ejes para un evento de dos gamas incidentes de 5 GeV. El algoritmo de búsqueda de máximos identifica todas las partículas incidentes en cada eje de manera exitosa, incluso para el caso difícil del eje Y.

sobre los datos.

$$f(r, E) = \begin{cases} 1.06 \cdot A \cdot \exp -7.31 \cdot r^{1.28} & r < 0.6 \\ 39.69 \cdot A \cdot \exp -8.23 \cdot r^{0.17} & r \geq 0.6 \end{cases}, \quad (6.3.1)$$

donde r es la distancia de la celda a la posición incidente en cm, A es una constante de normalización que corresponde al conteo estimado de fotoselectrón de la lluvia. Las simulaciones entregan curvas laterales muy similares para diferentes gamas con diferentes energías, por lo que la dependencia en E de la función esta sólo contenida en el parámetro de normalización.

El algoritmo de unfolding comienza con una estimación del conteo de fotoselectrón y posición de las lluvias correspondientes a cada máximo. Para esto se utilizan los valores de conteo y posición central de las celdas correspondientes a los máximos locales. Entonces

algoritmo continua de acuerdo a lo explicado en la Sección 5.3, adaptado para el caso unidimensional, con la diferencia que el algoritmo continua si cualquiera de las posiciones estimada para los clusters en uno de los ejes cambia en más de 0.01 celdas. En caso que el algoritmo no converga luego de 20 iteraciones el cluster es descartado. El algoritmo completo para el caso unidimensional del detector preshower es resumido en el diagrama de la Figura ??.

6.3.4. Reconstrucción de posición y energía

Capítulo 7

Conclusiones y Trabajo Futuro

7.1. Conclusiones

Apéndices

Bibliografía

- [1] H. Davies, H. Bethe, and L. Maximon, “Theory of bremsstrahlung and pair production. ii. integral cross section for pair production,” *Physical review*, vol. 93, no. 4, p. 788, 1954.
- [2] S. Kuleshov and W. Brooks, “A pre-shower detector for forward electromagnetic calorimeters.” https://wiki.bnl.gov/conferences/images/b/bd/RD2012-13_Brooks_preshower_final.pdf, 2012.
- [3] A. F. Soria and E. R. Martínez, *Física de partículas y de astropartículas*. Universitat de València, 2011.
- [4] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [5] D. Green, *The physics of particle detectors*, vol. 12. Cambridge University Press, 2000.
- [6] T. A.-P. Collaboration, “Ax-pet - a demonstrator for an axial pet camera with wls strips and g-apd readout.” <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AXIALPET>, 2012.
- [7] M. Heller, “Ax-pet:a novel pet concept with g-apd readout.” <http://ndip.in2p3.fr/ndip11/AGENDA/AGENDA-by-DAY/Presentations/3Wednesday/AM/ID120-HELLER.pdf>, 2012.
- [8] E. Zambrano, “Detector de pre-shower para calorímetros de lluvia electromagnética,” 2015. Universidad Técnica Federico Santa María, Departamento de Electrónica. Tesis de grado.
- [9] J. Huber, W. Moses, M. Andreaco, and O. Petterson, “A lso scintillator array for a pet detector module with depth of interaction measurement,” in *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2000 IEEE*, vol. 2, pp. 14–46, IEEE, 2000.
- [10] A. collaboration *et al.*, “Technical design report of the photon spectrometer (phos),” *CERN/LHCC*, vol. 99, no. 4, 1999.
- [11] J. Colas, L. Di Ciaccio, M. El Kacimi, O. Gaumer, M. Gouanère, D. Goujdami, R. Lafaye, C. Le Maner, L. Neukermans, P. Perrodo, *et al.*, “Position resolution and particle identification with the atlas em calorimeter,” *Nuclear Instruments and Methods*

in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 550, no. 1, pp. 96–115, 2005.

- [12] T. Speer, W. Adam, R. Frühwirth, A. Strandlie, T. Todorov, and M. Winkler, “Track reconstruction in the cms tracker,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 559, no. 1, pp. 143–147, 2006.
- [13] W. Lampl, P. Loch, S. Menke, S. Rajagopalan, S. Laplace, G. Unal, H. Ma, S. Snyder, D. Lelas, and D. Rousseau, “Calorimeter clustering algorithms,” tech. rep., 2008.
- [14] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, A. Abdelalim, A. Abdesselam, O. Abdinov, B. Abi, M. Abolins, H. Abramowicz, H. Abreu, *et al.*, “Electron performance measurements with the atlas detector using the 2010 lhc proton-proton collision data,” *The European Physical Journal C*, vol. 72, no. 3, pp. 1–46, 2012.
- [15] C. A.-B. S. Snyder et al, “Em calorimeter calibration and performance,” 2008.
- [16] A. Kalinowski, A. Collaboration, *et al.*, “Tau lepton reconstruction and identification with the atlas detector at the lhc,” *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, vol. 189, pp. 305–310, 2009.
- [17] A. Collaboration *et al.*, “Topological cell clustering in the atlas calorimeters and its performance in lhc run 1,” *arXiv preprint arXiv:1603.02934*, 2016.
- [18] J. Pinfold, J. Soukup, J. Archambault, C. Cojocaru, M. Khakzad, G. Oakham, M. Schram, M. Vincter, V. Datskov, V. Drobin, *et al.*, “Evaluation of the local hadronic calibration with combined beam-test data for the endcap and forward calorimeters of atlas in the pseudorapidity region $2.5 < |\eta| < 4.0$,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 693, pp. 74–97, 2012.
- [19] T. Barillari, A. Jantsch, P. Stavina, A. Kiryunin, T. Carli, K. Grahn, P. Giovannini, E. Rauter, G. Pospelov, P. Strízenec, *et al.*, “Local hadronic calibration,” tech. rep., 2008.
- [20] C. Cojocaru, J. Pinfold, J. Soukup, M. Vincter, V. Datskov, A. Fedorov, S. Golubykh, N. Javadov, V. Kalinnikov, S. Kakurin, *et al.*, “Hadronic calibration of the atlas liquid argon end-cap calorimeter in the pseudorapidity region $1.6 < |\eta| < 1.8$ in beam tests,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 531, no. 3, pp. 481–514, 2004.
- [21] J. C. Bezdek, R. Ehrlich, and W. Full, “Fcm: The fuzzy c-means clustering algorithm,” *Computers & Geosciences*, vol. 10, no. 2, pp. 191–203, 1984.

- [22] R. P. Sandhir, S. Muhuri, and T. K. Nayak, “Dynamic fuzzy c-means (dfcm) clustering and its application to calorimetric data reconstruction in high-energy physics,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 681, pp. 34–43, 2012.
- [23] S. K. Pal, S. Chattopadhyay, and Y. Viyogi, “Application of fuzzy-based pattern recognition techniques for cluster finding in a preshower detector in high energy heavy ion experiments,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 626, pp. 105–113, 2011.
- [24] F. Simon, “Energy reconstruction of hadron showers in the calice calorimeters,” in *Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2009 IEEE*, pp. 2292–2295, IEEE, 2009.
- [25] M. Mariscotti, “A method for automatic identification of peaks in the presence of background and its application to spectrum analysis,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 50, no. 2, pp. 309–320, 1967.
- [26] M. Morháč, J. Klíman, V. Matoušek, M. Veselský, and I. Turzo, “Identification of peaks in multidimensional coincidence γ -ray spectra,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 443, no. 1, pp. 108–125, 2000.
- [27] F. Berger, D. Bock, G. Clewing, L. Dragon, R. Glasow, G. Höcker, K. Kampert, T. Peitzmann, M. Purschke, B. Roters, *et al.*, “Particle identification in modular electromagnetic calorimeters,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 321, no. 1, pp. 152–164, 1992.
- [28] G. Akopdjanov, A. Inyakin, V. Kachanov, R. Krasnokutsky, A. Lednev, Y. V. Mikhailov, Y. D. Prokoshkin, E. Razuvayev, and R. Shuvalov, “Determination of photon coordinates in a hodoscope cherenkov spectrometer,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 140, no. 3, pp. 441–445, 1977.
- [29] Y. A. Bashmakov and M. S. Korbut, “Photon position and energy reconstruction in a cherenkov hodoscope,” in *AIP Conference Proceedings*, pp. 562–570, IOP INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING LTD, 1998.
- [30] L. Bugge, “On the determination of shower central positions from lateral samplings,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 242, no. 2, pp. 228–236, 1986.
- [31] T. Awes, F. Obenshain, F. Plasil, S. Saini, S. Sorensen, and G. Young, “A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 311, no. 1, pp. 130–138, 1992.

- [32] M. Amarian, G. Asryan, K. Beard, W. Brooks, V. Burkert, T. Carstens, A. Coleman, R. Demirchyan, Y. Efremenko, H. Egiyan, *et al.*, “The clas forward electromagnetic calorimeter,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 460, no. 2, pp. 239–265, 2001.
- [33] D. A. Bremer, “Measurements and simulations on position dependencies in the response of single pwo crystals and a prototype for the panda emc,” 2014.
- [34] S. Agostinelli, J. Allison, K. a. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, *et al.*, “Geant4 - a simulation toolkit,” *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003.
- [35] I. Antcheva, M. Ballintijn, B. Bellenot, M. Biskup, R. Brun, N. Buncic, P. Canal, D. Casadei, O. Couet, V. Fine, *et al.*, “Root-a c++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization,” *Computer Physics Communications*, vol. 180, no. 12, pp. 2499–2512, 2009.
- [36] Z. Silagadze, “A new algorithm for automatic photopeak searches,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 376, no. 3, pp. 451–454, 1996.