



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**

NOVIEMBRE 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 PRESHOWER.**

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

Noviembre 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

|   |            |
|---|------------|
| <b>Agradecimientos</b>                                    | <b>III</b> |
| <b>Resumen</b>  | <b>IV</b>  |
| <b>Abstract</b>   | <b>V</b>   |
| <b>Indice de Contenidos</b>                               | <b>VI</b>  |
| <b>1. Introducción</b>                                    | <b>1</b>   |
| 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          |
| <b>2. Conceptos Físicos</b>                               | <b>9</b>   |
| 2.1. Paso de partículas por la materia . . . . .          | 9          |
| 2.1.1. Sección eficaz y recorrido libre . . . . .         | 9          |
| 2.1.2. Interacción de partículas con la materia . . . . . | 11         |
| 2.2. Física de los detectores calorímetros . . . . .      | 15         |
| 2.2.1. Lluvias electromagnéticas . . . . .                | 16         |
| 2.2.2. Materiales de construcción . . . . .               | 19         |
| 2.2.3. Cristales centelleadores . . . . .                 | 19         |
| 2.2.4. Fotomultiplicadores . . . . .                      | 20         |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>3. Detector Preshower</b>            | <b>22</b> |
| <b>4. Estado del Arte</b>               | <b>23</b> |
| <b>5. Algoritmo de Reconstrucción</b>   | <b>24</b> |
| <b>6. Experimentos</b>                  | <b>25</b> |
| <b>7. Conclusiones y Trabajo Futuro</b> | <b>26</b> |
| 7.1. Conclusiones . . . . .             | 26        |
| <b>Apéndices</b>                        | <b>27</b> |
| <b>Bibliografía</b>                     | <b>28</b> |



# 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

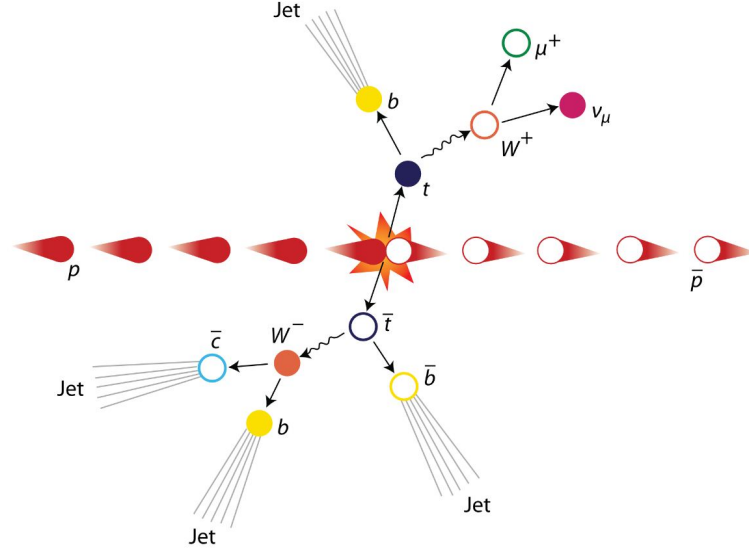


Figura 1.1: Colisión entre partículas y partículas secundarias producidas.

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.

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 técnicos 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 ( $\gamma$ ) 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 ( $\nu$ ) 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 proton y un neutrón, en esta, el proton 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  $\vec{B}$  la trayectoria de la partícula 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  $\gamma$  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 lluvia (un ejemplo de este tipo de calorímetros es el *Hadron Calorimeter (HCAL)* del experimento CMS 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  $\Delta E$  es el ancho en la altura media de una normal ajustada a la señal medida y  $E_0$  es el valor 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  $\sigma_x$ .
- **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  $\xi$  corresponde a la razón *número de partículas detectadas / número de partículas incidentes*. Esta puede ser descompuesta en una eficiencia geométrica  $\xi_{geo}$  que es consecuencia del tamaño del detector y su distancia a la fuente de partículas y una eficiencia intrínseca  $\xi_{int}$  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

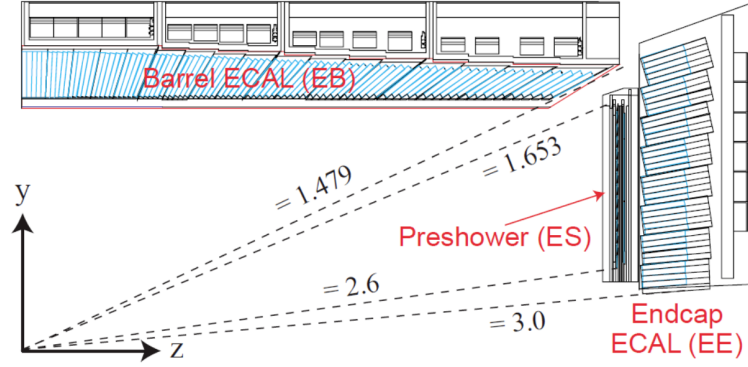
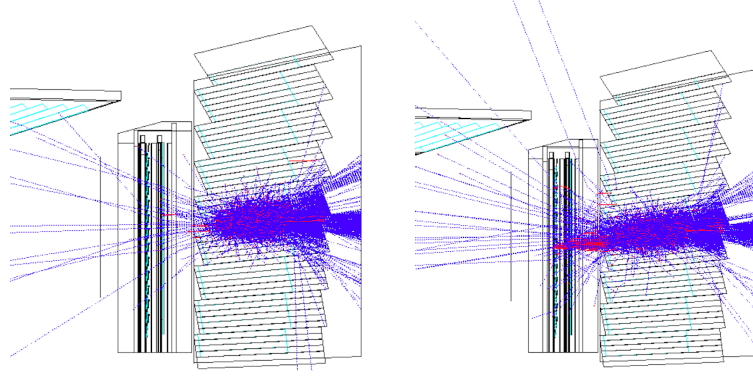


Figura 1.2: Diseño de detector ECAL en CMS.

un pion 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.

Como ejemplo concreto, el detector ECAL (por *Electromagnetic Calorimeter*) del colisionador CMS en CERN tiene como propósito identificar el decaimiento del boson de Higgs en dos fotones. Para hacer esto es necesario identificar los diferentes eventos background que se comportan similar, pero no corresponden al boson de Higgs. Uno de estos eventos es el decaimiento de un pion 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 pion 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.



(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 esta 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 pérdida 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.

La contribución principal de este trabajo es la propuesta e implementación de un algoritmo de reconstrucción completo para el detector preshower. 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 preshower.

En lo que continúa 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 Físicos

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 una partícula con un blanco. Considerar un haz de partículas que incide en un blanco de modo que son dispersadas (en parte) en un ángulo

$\theta$  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 ( $\delta x$ ), de manera que la probabilidad de que las partículas del blanco se posicionen 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

$$N_{tot} = FAN\delta x\sigma = N_{inc}N\delta x\sigma,$$

de esta manera se puede definir la probabilidad de interacción de una partícula en un material de espesor  $\delta x$  como

$$\frac{N_{tot}}{N_{inc}} = n\sigma\delta x, \quad (2.1.1)$$

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  $w dx$  como la probabilidad de tener una interacción entre  $x$  y  $dx$ . La probabilidad de no tener una interacción entre  $x$  y  $x + dx$  es

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

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

$$\lambda = \frac{\int x P(x) dx}{\int P(x) dx} = \frac{1}{w} = \frac{1}{N\sigma},$$

usando la ecuación 2.1.1 y el hecho de que la probabilidad de interacción en un blanco delgado puede ser expandida como

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

La distancia media recorrida 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 pérdida 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 *bremsstrahlung*), afecta a la partícula incidente (además de las interacciones por colisión), por lo que la pérdida 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  $n_\alpha$  es el número de átomos por  $cm^3$  en el material y  $\sigma_{rad}$  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 bremsstrahlung. 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, una partícula muy parecida a un átomo de hidrógeno pero con estados menos espaciados. El positronio se aniquila con sección eficaz  $\sigma_{an}$  produciendo dos fotones de  $0,511MeV$ ,

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

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

## 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 fotoelectrones, 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  $E_\gamma$  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

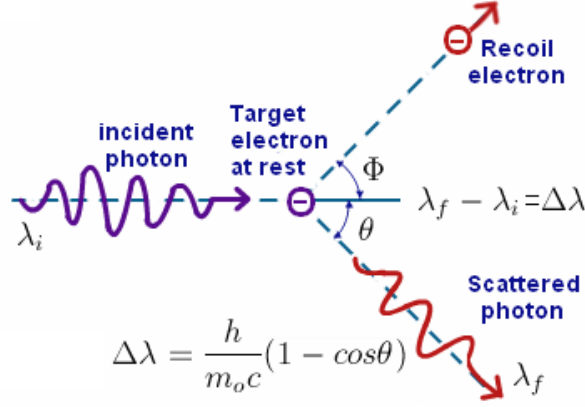


Figura 2.1: Diagrama del efecto compton entre un fotón y un electrón.

electrón que actúa como si estuviese libre,  $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ . El fotón sale en un ángulo  $\theta$  y con una nueva longitud de onda  $\lambda'$ , 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 ocurrir es necesario que la energía del fotón cumpla que  $E_\gamma \geq 1,022 \text{ MeV}$ . 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 ángulo de emisión.

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

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

y 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 curvas de sección eficaz dada la energía del fotón incidente, para cada uno de los procesos analizados. La figura muestra secciones eficaces 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.

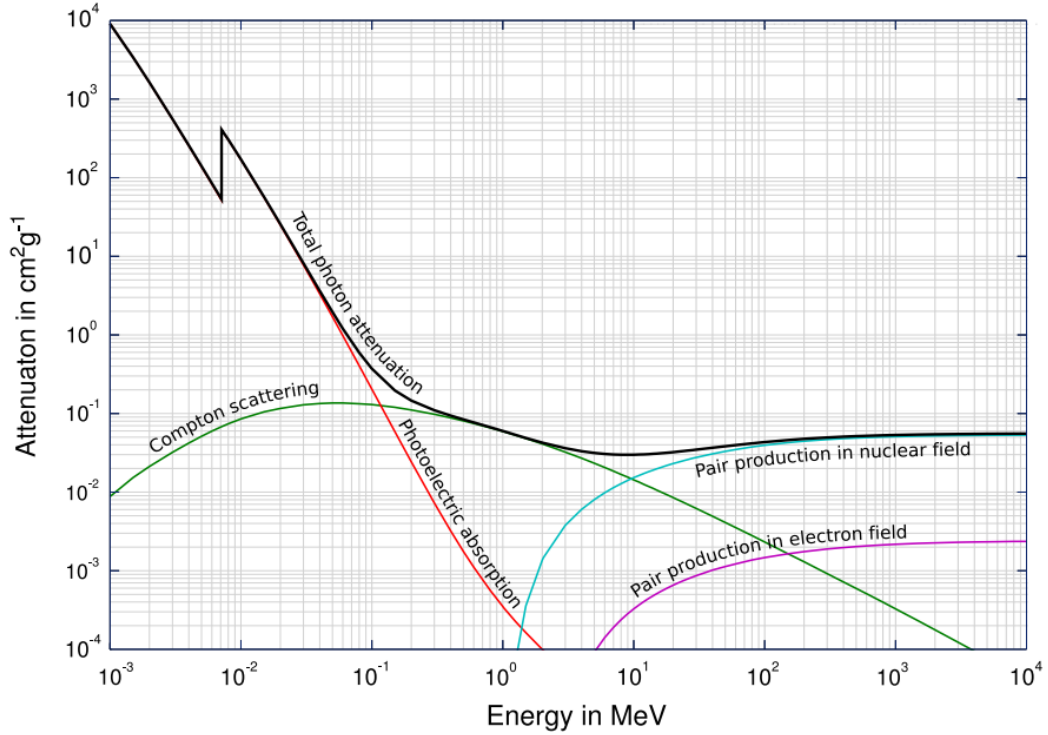


Figura 2.2: Sección eficaz para diversos procesos de un fotón.

## 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 desiciones 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.

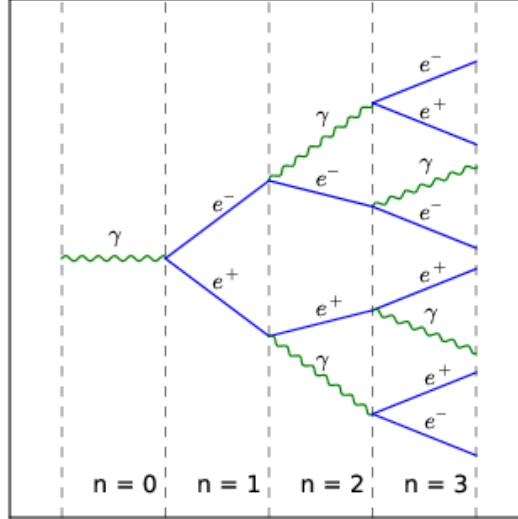


Figura 2.3: Diagrama de una lluvia electromagnética, descrita por el modelo Heitler.

### 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 *bremsstrahlung*). 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 continúa 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-positrón 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

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



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

$$\langle \theta \rangle = \frac{21,2 MeV}{E_c},$$

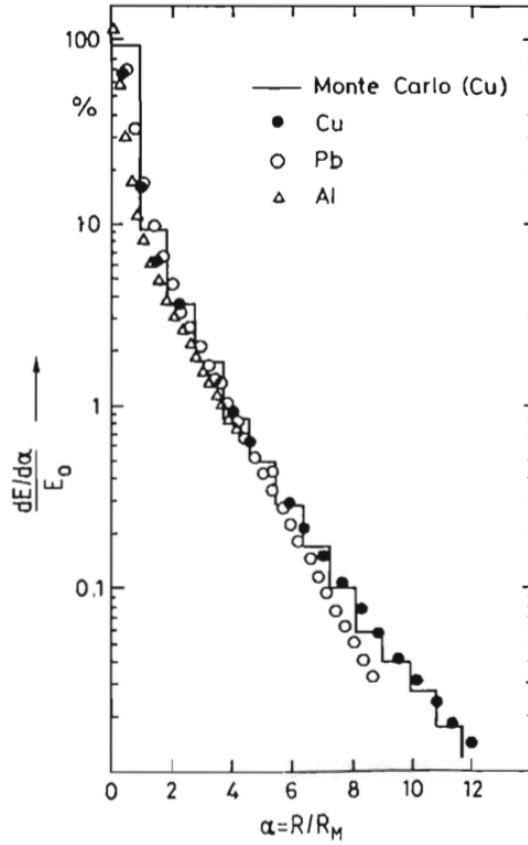


Figura 2.4: Desarrollo transversal de la cascada electromagnética en función del número de radios de Moliere desde la posición incidente, para distintos materiales.

entonces, el radio de Moliere se define como

$$\begin{aligned}
 \rho_M &= \langle \theta \rangle X_0 \\
 &= \frac{21,2 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \\
 &= 7(g/cm^2) \frac{A}{Z},
 \end{aligned}$$

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  $\rho_M$ . 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 menciona, 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 procederán a describir a continuación.

## 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 ( $\tau_d \sim \mu s$ ). 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 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  $\mu$  el coeficiente de atenuación.

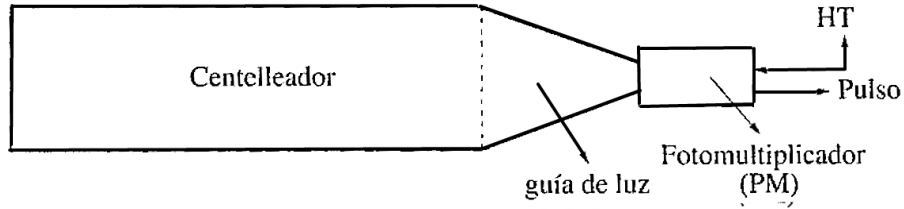


Figura 2.5: Diagrama simple de un centelleador conectado a un fotomultiplicador.

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 fotocátodo, dínodo y ánodo. El fotocátodo 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  $\gamma_e$ . La eficiencia cuántica se puede definir como

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

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

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

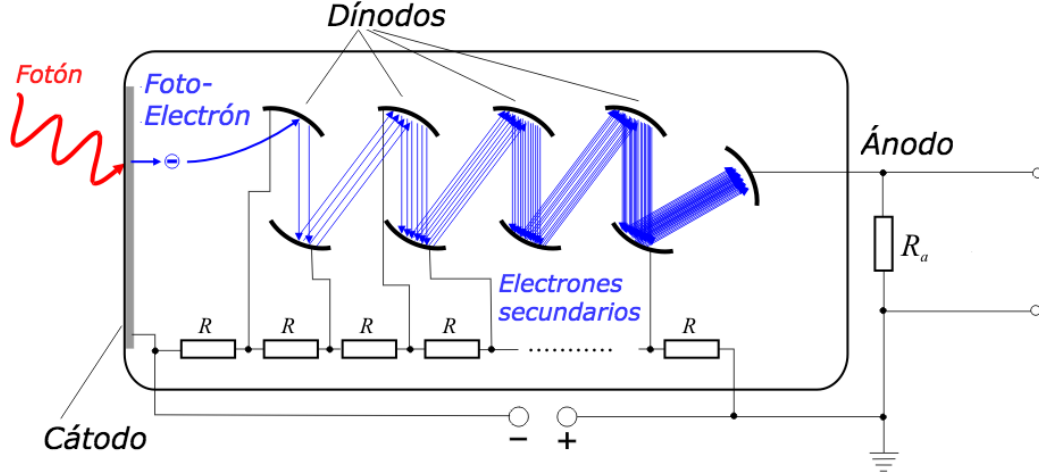


Figura 2.6: Fotomultiplicador en funcionamiento.

dínodo produce  $\delta$  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 próxima Sección 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

## Capítulo 4

### Estado del Arte

## Capítulo 5

### Algoritmo de Reconstrucción



## Capítulo 6

## Experimentos

# Capítulo 7

## Conclusiones y Trabajo Futuro

### 7.1. Conclusiones

# Apéndice

# 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](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.