



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

SIMULACIÓN DE UN DETECTOR DE CÁMARA DE PLACAS
RESISTIVAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
DALIA LUCERO RAMÍREZ GUADARRAMA

DIRECTOR DE TESIS:
DR. ELEAZAR CUAUTLE FLORES



CIUDAD DE MÉXICO

ABRIL, 2018.



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Simulación de un detector de Cámara de Placas Resistivas

por

Dalia Lucero Ramírez Guadarrama

Tesis presentada para obtener el grado de

Físico

en la

FACULTAD DE CIENCIAS

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

Ciudad de México. Abril, 2018.

1. Datos del alumno	
Apellido paterno	Ramírez
Apellido materno	Guadarrama
Nombre (s)	Dalia Lucero
Teléfono	56171313
Universidad	Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad	Facultad de Ciencias
Carrera	Física
Número de Cuenta	309217174
2. Datos del tutor	
Grado	Dr.
Nombre (s)	Eleazar
Apellido paterno	Cuautle
Apellido materno	Flores
3. Datos del sinodal 1	
Grado	Dr.
Nombre (s)	Alexis
Apellido paterno	Aguilar
Apellido materno	Arévalo
4. Datos del sinodal 2	
Grado	Dr.
Nombre (s)	Hermes
Apellido paterno	Leon
Apellido materno	Vargas
5. Datos del sinodal 3	
Grado	Dr.
Nombre (s)	Eric
Apellido paterno	Vazquez
Apellido materno	Jauregui
6. Datos del sinodal 4	
Grado	Dr.
Nombre (s)	Varlen
Apellido paterno	Grabski
7. Datos del trabajo escrito	
Título	Simulación de un detector de Cámara de Placas Resistivas
Número de páginas	74
Año	2018

Agradecimientos

Porque sin su apoyo nada habría sido como es ahora, sólo puedo agradecer a las personas que me acompañaron y apoyaron a lo largo de todo el proceso:

Un agradecimiento especial a mi familia, mis padres y hermanos quienes me dieron los ánimos desde el inicio de mi carrera y sobre todo en el desarrollo de éste trabajo. Gracias por sus consejos, apoyo, paciencia y sobre todo por escucharme.

A mis amigas de toda la vida, Ameyalli Fonte e Hita Gómez, por las charlas, salidas, apoyo y por todos los buenos momentos en los que siempre estuvieron presentes.

Gracias al Dr. Eleazar Cuautle Flores, por el seguimiento que me dio al realizar este trabajo.

A los Drs. Alexis Aguilar, Eric Vazquez, Hermes Leon y Varlen Grabski, por los comentarios y conocimiento compartido para mejorar el trabajo.

Además agradezco la beca recibida por parte del proyecto de investigación PAPIIT UNAM IN109817.

Finalmente a todas las personas que me acompañaron durante el largo proceso en las diferentes etapas.

Índice general

Índice general	VII
1. Introducción	1
2. Interacción de radiación con materia	4
2.1. Partículas cargadas	4
2.1.1. Aniquilación electrón-positrón	5
2.1.2. Pérdida de energía debida a excitación e ionización	5
2.1.3. Emisión de Bremsstrahlung	8
2.2. Partículas neutras (fotones)	9
2.2.1. Efecto Compton	9
2.2.2. Efecto Fotoeléctrico	10
2.2.3. Producción de pares	11
2.3. Partículas neutras (neutrones)	11
3. Detectores de partículas	13
3.1. Tipos de detectores de partículas	13
3.1.1. De centelleo	13
3.1.2. Detector de ionización de gas y líquido	16
3.1.3. De rastreo	16
3.2. Cantidades físicas medibles por los detectores	17
3.3. Características de los detectores	17
3.3.1. Eficiencia	17

3.3.2.	Resolución energética	18
3.3.3.	Respuesta	19
3.3.4.	Sensibilidad	20
3.3.5.	Tiempo muerto	20
3.4.	Detectores RPC	21
3.4.1.	Características Físicas.	21
3.4.2.	Funcionamiento.	22
3.4.3.	Aplicaciones.	26
4.	Simulación de un detector de muones	27
5.	Simulación de un RPC	35
5.1.	Geometría	35
6.	Conclusión	54
A.	Elementos y Materiales (propiedades)	57
B.	Generalidades de Geant4	60
	Bibliografía	61

Simulación de un detector de Cámara de Placas Resistivas

por

Dalia Lucero Ramírez Guadarrama

Resumen

Para el estudio de las partículas elementales provenientes del espacio y las producidas en los grandes aceleradores de partículas, ha sido necesario el continuo desarrollo de nuevas tecnologías e instrumentos de detección que nos permitan obtener información de manera más eficiente y precisa.

Al desarrollar las nuevas tecnologías existen diversos factores a considerar para lograr un resultado óptimo de los instrumentos. Debido a los altos costos, técnicas de ensamble complejas y cuidados que implican su implementación es necesario desarrollar prototipos de detectores y sus respectivas simulaciones que nos proporcionen información sobre los resultados que podemos esperar de los mismos, utilizando parámetros y características específicas para cada fenómeno estudiado.

Existen herramientas que nos permiten desarrollar simulaciones de detectores de manera relativamente sencilla, permitiéndonos incorporar elementos físicos, tales como campos electromagnéticos, interacciones partícula-materia entre otros procesos. Tal es el caso del programa Geant4, el cual fue utilizado para realizar las simulaciones en este trabajo.

En este trabajo se realizó la simulación de un detector de muones formado por una caja con cubiertas de plomo con aire en su interior y un par de plásticos centelladores uno colocado fuera de la caja y otro dentro de ésta. También se realizó la simulación de un detector de Cámara de Placas Resistivas (RPC) compuesto de una caja con cubierta de aluminio y placas de vidrios en su interior, relleno con una mezcla de gases.

Se estudió la energía depositada por partículas cargadas al atravesar los diferentes medios que componen los detectores, esto para saber las condiciones óptimas para la fabricación de los detectores sin que exista una pérdida de información importante sobre las partículas estudiadas.

Del estudio aquí presentado se puede concluir cuáles son los materiales y las dimensiones óptimas para la fabricación de los componentes de los detectores. También fueron encontrados valores mínimos umbrales de energía de la partícula incidente, por debajo de los cuales, las partículas ya no pueden ser detectadas.

Simulación de un detector de Cámara de Placas Resistivas

by

Dalia Lucero Ramírez Guadarrama

Abstract

For the study of elementary particles coming from the space and those produced in the large particle accelerators, it has been necessary the continuous development of new technologies and instruments of detection that allows us to obtain information more efficiently and precise of these particles.

In developing these new technologies there are several factors to consider in order to achieve an optimal result of the instruments. Due to the high costs, complex assembly techniques and care that implies its implementation, it is necessary to develop prototypes of detectors and their respective simulations that provide us with information about the results we can expect from them, using parameters and specific characteristics to each phenomenon studied.

There are tools that allow us to develop simulations of detectors in a relatively simple way, allowing us to incorporate physical elements, such as electromagnetic fields, particle-matter interactions among other processes. Such is the case of the Geant4 program, which was used to perform the simulations in this work.

In this work the simulation of a Resistive Plate Chamber detector (RPC) was made, consisting of a box with aluminium cover and glass plates inside, filled with a gas mixture. The simulation of a muon detector was also carried out , consisting of a box with lead covers with air inside and a pair of scintillating plastics: one placed outside the box and tho other inside it.

We studied the energy deposited by charged particles when crossing the different media that make up the detectors, this to know the optimal conditions for the manufacture of the detectors in order that there is no loss of important information about the studied particles.

From the study presented here, it is possible to conclude what are the materials and the optimum dimensions for the manufacture of the components of the detectors. Minimal energy thresholds values of the incident particle were also found, below which the particles can no longer be detected.

Capítulo 1

Introducción

La física de partículas o física de altas energías, es la rama de la física que estudia los componentes más elementales de la materia y las interacciones que ocurren entre éstas, su principal enfoque es responder a las preguntas: ¿de qué está formado el Universo?, ¿cuáles son los componentes fundamentales de la materia que nos rodea? y ¿de qué manera interactúan?. Éstas preguntas han originado innumerables búsquedas e investigaciones con la intención de obtener las respuestas, gracias a esto se han hecho grandes descubrimientos y formulado teorías que nos han permitido tener una mejor comprensión del Universo que nos rodea. Actualmente cuando hablamos de la materia del Universo, pensamos que está compuesta de quarks u, d y leptones.

Los bosones de norma son los mediadores de las fuerzas fundamentales (la fuerza electromagnética, nuclear fuerte, nuclear débil y la gravitacional) y los responsables de las interacciones, son el γ , W^+ , Z^0 , el gravitón y los gluones.

Los fermiones son los que componen la materia ordinaria y a su vez se dividen en dos clases:

- *Quarks*: up, down, strange, charm, top y bottom. Estos se combinan de manera específica para formar todos los hadrones como por ejemplo: neutrones y protones.
- *Leptones*: electrones, muones, taus y neutrinos. Los leptones no experimentan la fuerza nuclear fuerte.

El modelo más aceptado actualmente, es el llamado Modelo Estándar, el cual predice en gran

medida la estructura de la materia y la manera en que interactúan, unificando tres de las cuatro fuerzas fundamentales de la naturaleza (siendo la fuerza gravitacional la ausente en el modelo) y a las partículas elementales. En este modelo los fermiones se consideran los componentes fundamentales de la materia. En la Figura 1-1 podemos observar los constituyentes básicos del Modelo Estándar

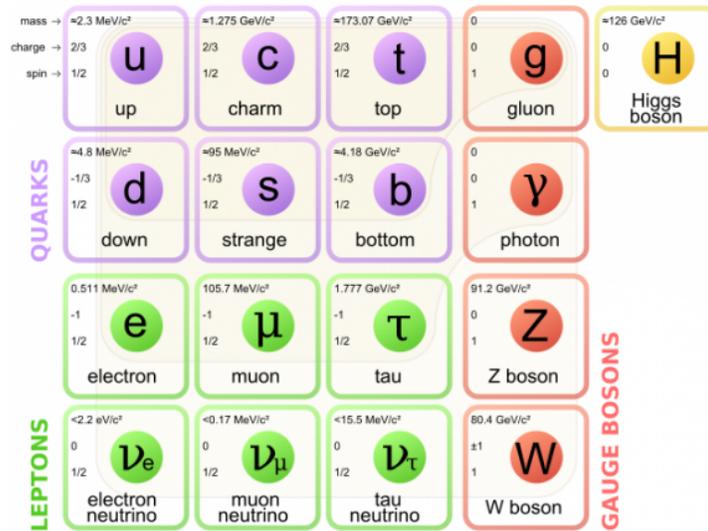


Figura 1-1: Estructura del modelo estándar, se muestran las tres familias de las cuales se componen. Se incluyen los leptones, quarks, bosones de norma así como el bosón de Higgs, Ref. [16].

Estas partículas son producidas en los grandes aceleradores y estudiadas por los detectores en experimentos de altas energías como es el caso de ALICE, ATLAS, CMS y LHC-b en el LHC en CERN, Suiza.

Por otro lado, gracias al descubrimiento de Victor Franz Hess en 1912, sabemos que la Tierra está siendo atravesada constantemente por rayos cósmicos primarios y secundarios. Los rayos cósmicos son partículas subatómicas cargadas, que son aceleradas a velocidades cercanas a la velocidad de la luz. Siendo los primarios los procedentes de fuentes astrofísicas, los de más baja energía provienen del Sol y los rayos de más alta energía se cree que se producen fuera de nuestra propia galaxia, en particular, durante la muerte violenta de estrellas muy masivas, es decir, de

supernovas. Los rayos cósmicos primarios están formados por protones, partículas alfa y núcleos más pesados. Al llegar a la Tierra se comienza una cascada de partículas las cuales se originan debido a la interacción de los rayos primarios con la atmósfera terrestre, generando los rayos secundarios. Las partículas que componen las cascadas son electrones, fotones, piones, muones, etc. y se sabe que esta radiación proviene de todas direcciones.

La física de altas energías requiere de un continuo desarrollo de nuevas tecnologías para la detección y estudio de las llamadas partículas elementales y los rayos cósmicos. Para esto se han desarrollado teorías que expliquen la manera en que éstas interactúan con la materia, permitiéndonos predecir el comportamiento que se observará y así poder determinar los parámetros y condiciones que nos proporcionen los mejores resultados.

Los Detectores de Cámara de Placas Resistivas (o RPC's por sus siglas en inglés), debido a su alta resolución temporal, bajo costo (comparado con otro tipo de detectores) y fácil construcción, son de las mejores opciones en detectores de partículas. Su gran potencial fue descubierto poco tiempo después de su desarrollo ya que se observó que podrían ser una alternativa al uso de detectores de centelleo, por esta razón se busca su optimización. Actualmente, se requiere una mayor implementación de éstos en los grandes experimentos de altas energías y también en otras áreas. Por estas razones, es necesaria la realización de simulaciones de éste detector que nos permitan conocer las mejores características para su fabricación.

En el Capítulo 2 se abordará la manera en que interactúan los diferentes tipos de partículas con el medio que atraviesan. En el Capítulo 3 veremos los distintos tipos de detectores que existen debido a su funcionamiento y principios físicos por los cuales se rigen. En el Capítulo 4 y Capítulo 5 se muestra la simulación realizada para un detector de muones y un detector RPC, respectivamente. Finalmente, en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones.

Capítulo 2

Interacción de radiación con materia

Para poder estudiar las partículas subatómicas, los detectores deben ser capaces de evidenciar la presencia de electrones, muones, protones, neutrones, fotones, piones y kaones cargados así como kaones neutros. Estas partículas presentan una pérdida de energía característica al atravesar un medio de detección. Existen diferentes maneras en las cuales se da ésta pérdida de energía, ya sea para partículas cargadas o neutras (una partícula cargada radía mientras que una partícula neutra deposita energía).

- Las partículas cargadas pierden energía al colisionar con los electrones atómicos del material (excitación e ionización), por la emisión de Bremsstrahlung cuando dispersan los núcleos y por aniquilación electrón-positrón (en el caso de los electrones).
- Las partículas neutras pierden energía mediante el Efecto Compton, el Efecto Fotoeléctrico, la producción de pares para el caso de los fotones. Y por otro lado se tiene la interacción de neutrones con la materia.

2.1. Partículas cargadas

Este tipo de partículas interactúan continuamente y directamente con los electrones y demás partículas cargadas de cualquier medio a través del campo Coulombiano, cediendo paulatinamente su energía.

Algunos de los mecanismos de interacción entre partículas cargadas y la materia se mencionan en las siguientes subsecciones.

2.1.1. Aniquilación electrón-positrón

Al colisionar un electrón y un positrón se convierte la energía total de ambas partículas en un par de rayos gamma. Los fotones llevan energías del orden de MeV, ver figura 2-1.

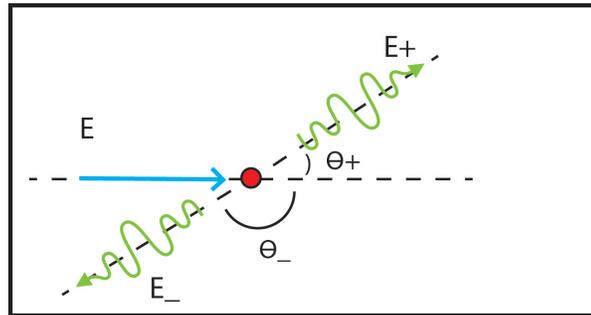


Figura 2-1: Aniquilación electrón-positrón.

2.1.2. Pérdida de energía debida a excitación e ionización

Una partícula cargada altamente energética sufrirá una pérdida de energía al atravesar un medio e interactuar con los átomos de éste y dependerá de la energía de interacción entre la partícula incidente y el electrón del átomo, si la energía transferida es mayor que la energía de enlace del electrón colisionado, éste abandonará al átomo y se creará un ión positivo. Este proceso es la ionización. Por el contrario, si la energía transferida no es suficiente para arrancar al electrón de su átomo, éste será promovido a una órbita de mayor energía, produciendo radiación electromagnética, excitando al átomo, de ahí el nombre de esta interacción: excitación. La producción de radiación electromagnética (debido a la excitación) y la creación de iones (ionización) son las componentes de la pérdida de energía formulada por Bethe y Bloch en 1932.

$$\frac{dE}{dx} = \rho \frac{Z_{nucl}}{A_r} (0.307 \text{ MeVcm}^2/\text{g}) \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right] \quad (2-1)$$

Donde:

$\frac{dE}{dx}$, es la energía perdida por la partícula por unidad de longitud

ρ , la densidad del material que atraviesa la partícula

Z_{nucl} , carga adimensional del núcleo

A_r , el peso atómico relativo

Z , la carga de la partícula dividida por la carga del protón

$\beta = \frac{v}{c}$, de la partícula incidente

m_e , la masa del electrón

c , la velocidad de la luz

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

T_{max} , la energía máxima transferida al electrón

I , el Potencial de ionización

$\delta(\beta)$, el término de corrección de densidad

En la figura 2-2 podemos ver el comportamiento de los muones en cobre.

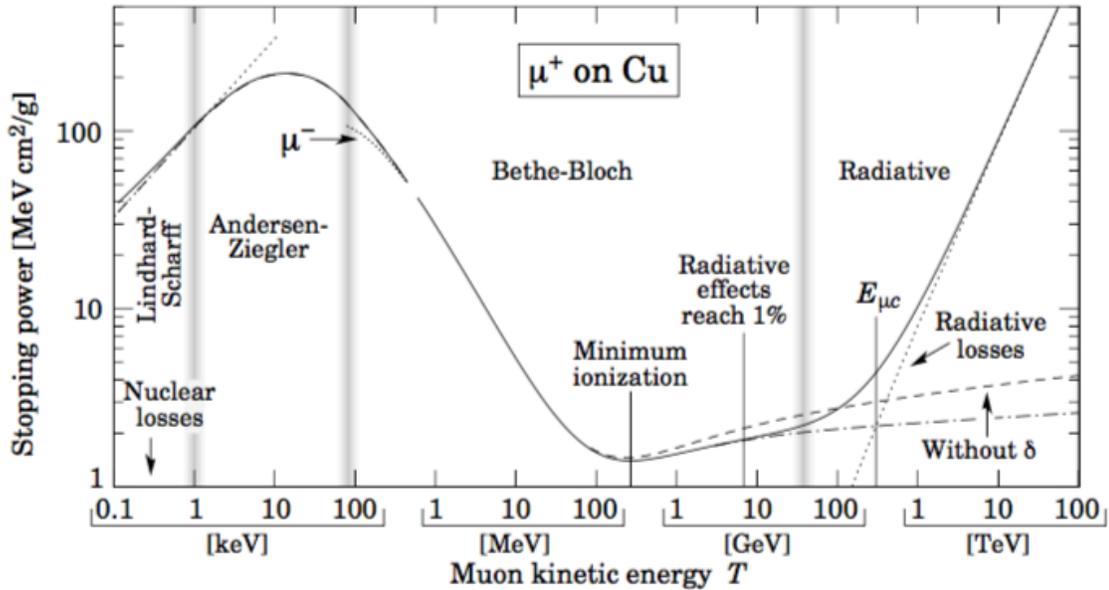


Figura 2-2: Pérdida de energía por muones en Cobre. Ref. [12]

Ésta ecuación es válida para partículas relativistas, sin embargo no es válida para energías bajas, cerca del final del alcance de la partícula ya que no toma en cuenta la posibilidad de que las partículas capturen electrones, como sucede en el caso de partículas incidentes a baja velocidad, así, cuando una partícula cargada positiva disminuye su velocidad absorberá electrones del medio reduciendo su carga hasta ser una partícula neutra. En la figura 2-3 se muestra el mecanismo de la pérdida de energía y el llamado pico de Bragg.

La corrección por densidad del material $\delta(\beta)$ aparece porque el campo eléctrico de la partícula tiende a polarizar los átomos a su paso. Este efecto es más importante cuando la velocidad se incrementa ya que incrementa la contribución de electrones lejanos. La dependencia con la densidad aparece en que la polarización será mayor en materiales condensados que en gases. A bajas energías, la suposición de que el electrón es estacionario respecto de la partícula incidente, pierde validez y el modelo debe ser corregido. Esta corrección depende de E (la energía de incidencia) y Z_{nucl} .

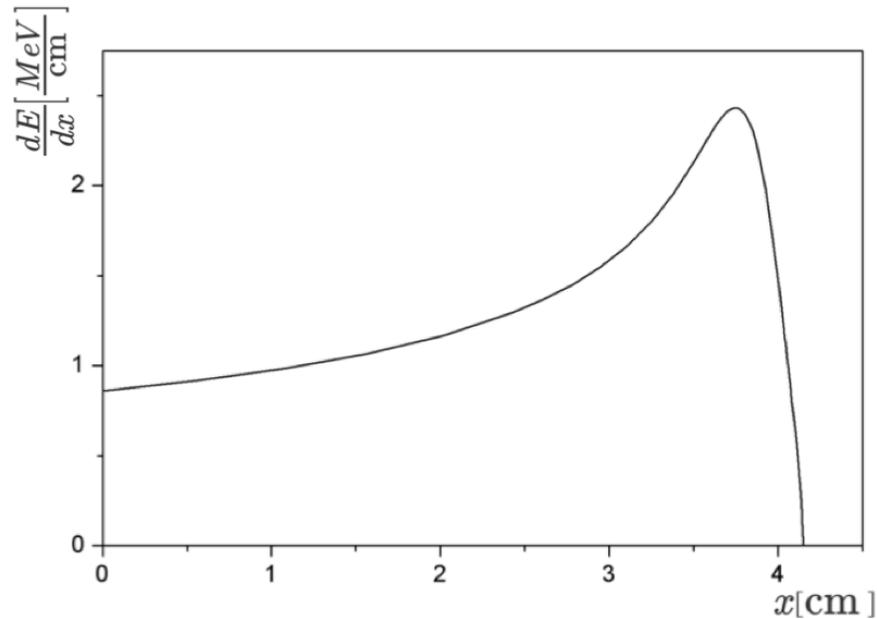


Figura 2-3: Las partículas alfa al atravesar un medio material, interactúan con los átomos perdiendo paulatinamente su energía (ec. 2-1) esta va aumentando hasta alcanzar un punto máximo o pico de Bragg donde la partícula cargada al absorber los electrones del medio, se vuelve neutra al final de su trayectoria y finalmente decae hasta cero. Esta curva muestra la pérdida de energía para partículas alfa de 5.49 MeV en aire, ref. [7].

Además podemos observar que esta pérdida es directamente proporcional al número atómico y la densidad del material absorbente. Por simplicidad en algunos cálculos de este trabajo se utilizará la siguiente aproximación tomada de la Ref [15], donde ρ es la densidad del material utilizado y Z y β fueron descritas anteriormente:

$$\frac{dE}{dx} \approx \rho(2 \text{ MeVcm}^2/\text{g}) \frac{Z^2}{\beta^2} \quad (2-2)$$

2.1.3. Emisión de Bremsstrahlung

Cuando un electrón es atraído hacia un núcleo desviándose de su trayectoria original, si es desacelerado o acelerado en el campo Coulombiano, una parte de su energía cinética es emitida en forma de radiación electromagnética (fotones) esta radiación es denominada radiación de frenado o de Bremsstrahlung (figura 2-4).

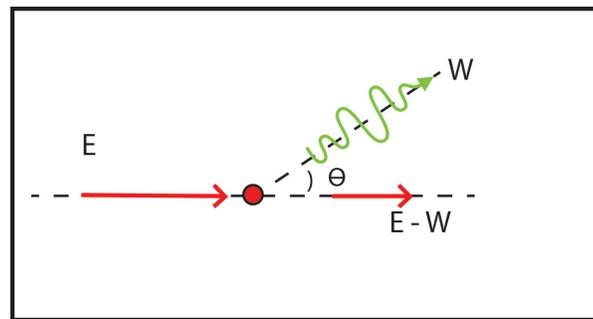


Figura 2-4: Emisión Bremsstrahlung.

La expresión que determina la pérdida de energía debido a la emisión de Bremsstrahlung para altas energías es (Ref. [2]):

$$-\frac{dE}{dx} \approx 4\alpha \times N_A \times \frac{Z^2}{A} \times z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \times E \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad (2-3)$$

Donde:

Z, A - son el número atómico y el peso atómico del medio,

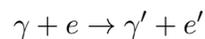
z , m , E - son la carga, la masa y la energía de la partícula incidente.

2.2. Partículas neutras (fotones)

La detección de partículas sin carga es un tanto más compleja que la de partículas cargadas, ya que para poder detectarlas es necesario hacerlas interactuar con el medio que atraviesan y estudiar los remanentes de esta interacción identificando si provienen de una partícula neutra (fotones o neutrones por ejemplo). Algunos mecanismos de interacción de fotones con materia son los siguientes.

2.2.1. Efecto Compton

Al colisionar un fotón altamente energético con un electrón cuya energía de enlace es muy pequeña (se puede considerar como un electrón libre), el electrón absorberá parte de la energía y momento del fotón incidente siendo dispersado a cierto ángulo mientras que el fotón es dispersado en otra dirección, ver figura 2-5.



Si λ es la longitud de onda de la radiación incidente y λ' la longitud de onda de la radiación dispersada, Compton encontró que la diferencia entre ambas longitudes de onda estaba determinada por el ángulo de dispersión θ , de la siguiente manera:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta) \tag{2-4}$$

con $\lambda_c = 2.4262 * 10^{-12} m$

El efecto Compton predomina en medios de bajo Z .

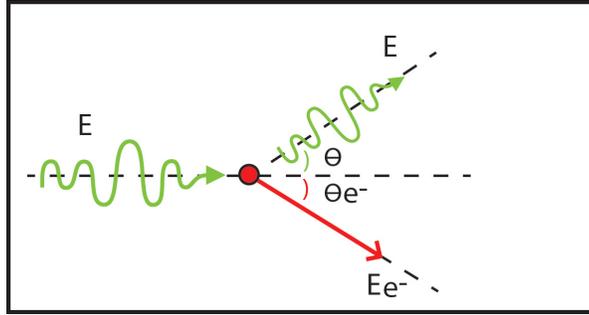
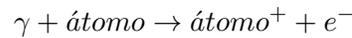


Figura 2-5: Efecto Compton.

2.2.2. Efecto Fotoeléctrico

Consideremos un fotón que colisiona con un átomo. Si la energía del fotón incidente es del orden de la energía de enlace del electrón, éste absorbe al fotón y escapa del átomo, ver figura 2-6.



Se tienen que considerar dos factores importantes para la producción de foto-electrones, primeramente para cada tipo de sustancia hay una frecuencia mínima o de umbral (la energía de ligadura del electrón de determinado átomo), de la radiación electromagnética por debajo de la cual no se producen foto-electrones y que la emisión electrónica aumenta cuando se incrementa la intensidad de la radiación que incide sobre la superficie del material ya que hay más energía para liberar electrones. Suponiendo que cada electrón absorbe un cuanto de radiación, o fotón, con energía $E_\gamma = h\nu$, donde h es la constante de Planck, ν la frecuencia de la radiación electromagnética y sea E_ϕ la energía mínima necesaria para producir foto-electrones, se tienen dos casos.

- Si $E_\gamma < E_\phi$: no hay efecto fotoeléctrico.
- Si $E_\gamma \geq E_\phi$: habrá emisión de foto-electrones y la energía cinética del electrón dispersado será $E_k = E_\gamma - E_\phi$

Este efecto es más probable en medios absorbentes de número atómico alto y es conveniente que la energía del fotón incidente sea pequeña.

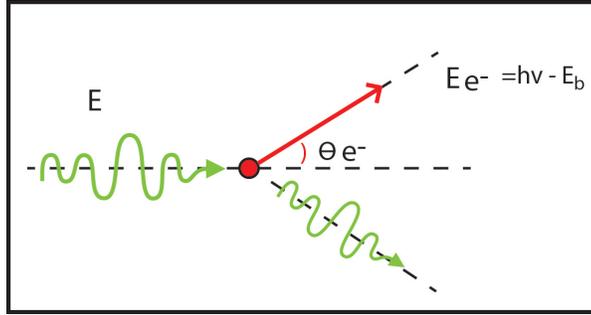


Figura 2-6: Efecto fotoeléctrico.

2.2.3. Producción de pares

Un fotón interactúa con el campo electromagnético del núcleo, creando un par electrón-positrón, ver figura 2-7. Ya que la masa en reposo del electrón es equivalente a 0.51 MeV, se requiere de una energía mínima o energía de umbral de 1.02 MeV para crear el par de cargas. Este proceso se ve favorecido por el aumento en la energía del fotón incidente (a partir del umbral) y de Z.

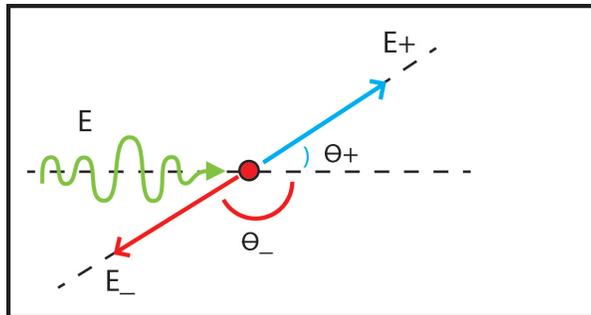


Figura 2-7: Producción de Pares.

2.3. Partículas neutras (neutrones)

Debido al comportamiento que presentan los neutrones en sus interacciones, estos se clasificarán en:

- Neutrones de alta energía: Se refiere a neutrones con energía mayor a 1 GeV. Se comportan de un modo muy similar a los protones de alta energía
- Neutrones rápidos: Neutrones de entre 100 keV y 10 MeV de energía. El modo más probable de interacción es debido a dispersión elástica en los núcleos del medio. Aunque también interactúan de otras maneras como: dispersión inelástica, captura radiativa de neutrones y captura de neutrones seguida de emisión de partículas cargadas o fusión.
- Neutrones lentos: Usualmente se refiere a neutrones con energía menor a 0.5 eV. Para éstos neutrones lentos la interacción más probable son las dispersiones elásticas y captura de neutrones.

Todos los mecanismos mencionados son de suma importancia al desarrollar cualquier instrumento de detección, ya que tomándolos como base se diseñan los diferentes tipos de detectores, de acuerdo al tipo de partícula que se desea estudiar, modo de operación, etc.

Capítulo 3

Detectores de partículas

Como hemos visto, cualquier tipo de partícula cargada al atravesar un medio material, interactúa con él depositando parte de su energía y dependiendo del tipo de interacción es el tipo de detector que se necesitará para realizar determinado estudio. A continuación se presentan diferentes tipos de detectores de partículas así como su funcionamiento.

3.1. Tipos de detectores de partículas

De acuerdo a su forma de operación existen diferentes tipos de detectores de partícula, agrupándose en diferentes clases, algunos ejemplos se listan a continuación:

- Centelleo
- Ionización de gas o líquido
- De rastreo

3.1.1. De centelleo

Emiten luz visible por las interacciones ionizantes: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares. Estos detectores constan de dos elementos básicos, el material centellador y tubos fotomultiplicadores para convertir la señal en un pulso eléctrico.

Un centellador debe cumplir con las siguientes características:

- Alta eficiencia para convertir la energía de radiación en luz de centelleo que puede ser detectada por el fotocátodo del fotomultiplicador.
- No absorción de la luz de centelleo que produce. Es decir, debe ser transparente a su propia luz.
- Tiempo corto de decaimiento de la luminiscencia inducida.
- Ser suficientemente puro y ausente de material no centellador.
- Un índice de refracción que corresponda al índice de refracción del tubo fotomultiplicador para que no haya una pérdida de luz al pasar del material centellador al tubo.

Pero en la realidad no existe un material que satisfaga todas estas condiciones al mismo tiempo, así, tenemos que los materiales centelladores se pueden dividir en dos grupos: Orgánicos e Inorgánicos. Los primeros tienen un rendimiento de luz menor pero una respuesta más rápida (espectroscopía de neutrones), mientras que los inorgánicos suelen ser haluros alcalinos con tiempos de respuesta más lentos y una salida de luz superior (espectroscopía gamma).

El centelleo o luz que producen estos materiales se debe principalmente a tres efectos: Fluorescencia, Fosforescencia y Fluorescencia Retardada.

- Fluorescencia: Es la emisión rápida de luz visible de una sustancia que fue excitada por algún medio.
- Fosforescencia: Corresponde a la emisión de luz con una longitud de onda más larga que la de la fluorescencia y un tiempo de emisión de luz característico que suele ser más lento.
- Fluorescencia Retardada: Esta resulta con el mismo espectro de emisión de la fluorescencia rápida pero con un tiempo de emisión mucho más largo después de la excitación.

Dentro de los parámetros que se tienen para caracterizar un centellador se tiene la eficiencia de centelleo (S), que corresponde a la razón entre el número promedio de fotones emitidos $\langle N_{ph} \rangle$ y la energía de la radiación absorbida por el centellador E_{abs} ,

$$S = \frac{\langle N_{ph} \rangle}{E_{abs}} \quad (3-1)$$

Por otro lado también se utiliza la eficiencia fotoeléctrica S_{pe} cuando se quiere detectar rayos X o gamma, ésta se obtiene de la razón entre el número de fotones que han depositado toda su energía en el material y el número total de fotones que han sido detectados.

$$S_{pe} = \frac{\text{número de } \gamma \text{ absorbidos}}{\text{número de } \gamma \text{ detectados}} \quad (3-2)$$

Una característica de los centelladores usados en detectores, es que tienen que ser transparentes a su propia luz de centelleo.

Respuesta de los centelladores orgánicos

La relación entre la cantidad de luz emitida y la energía depositada por una partícula cargada no es lineal y está descrita por la Ley de Birks:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (3-3)$$

Donde $\frac{dL}{dx}$ es la cantidad de luz emitida por unidad de longitud, S la eficiencia de centelleo, $\frac{dE}{dx}$ la energía depositada por unidad de longitud y k_B la constante de Birks que depende de cada material.

Tubo fotomultiplicador

Para poder convertir la luz emitida por el centellador a un pulso eléctrico frecuentemente se utiliza un tubo fotomultiplicador el cual funciona mediante el efecto fotoeléctrico (véase Cap. 2), utilizando este principio se tiene que cuando un fotón incide en el fotomultiplicador, la parte de éste que desprende los fotoelectrones es el fotocátodo, en cuya superficie se coloca un material fotosensible con una función de trabajo baja que favorezca la emisión de electrones. En la figura 3-1 se puede observar un esquema de un tubo fotomultiplicador.

Los electrones resultantes del fotocátodo son acelerados por un campo eléctrico y enfocados al primer electrodo o dinodo, al pasar por este dinodo el electrón expulsa 3 o 4 electrones se-

cundarios los cuales son enfocados a un segundo dinodo, repitiendo el proceso dependiendo el número de dinodos que tenga el fotomultiplicador. Con esto se genera una multiplicación de electrones. Los electrones que alcancen el ánodo alteran la carga en su capacitancia C_s a tierra para producir una señal de salida de tamaño $v = Q/C_s$, donde Q es la carga que llega al ánodo.

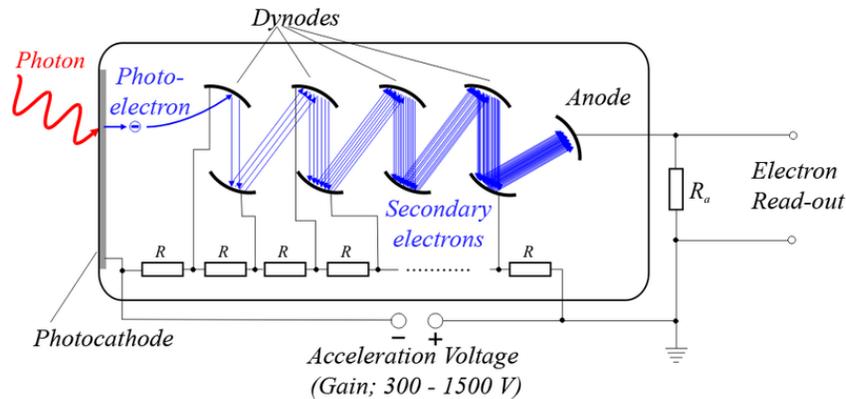


Figura 3-1: Esquema del funcionamiento y partes de un tubo fotomultiplicador. Ref. [17].

Ya que el número de fotones en el centellador es proporcional a la energía de las partículas incidentes, los fotoelectrones liberados desde el fotocátodo y, por tanto, la carga que llega al ánodo que genera la señal de salida en voltaje es también proporcional a la energía.

3.1.2. Detector de ionización de gas y líquido

En estos sistemas se detectan los electrones emitidos por la ionización de un determinado gas, los cuales son acelerados por una diferencia de potencial alta, los cuales a su vez generan mayor ionización produciendo una avalancha de electrones, amplificando la señal detectada. Algunos detectores de ionización de gas son: la Cámara de Ionización, el Contador Proporcional, el detector Geiger-Muller y los detectores RPC, los cuales serán estudiados en la sección 3.4.

3.1.3. De rastreo

El pasaje de partículas pesadas ionizadas a través de materiales sólidos de ciertas características, crea caminos que hacen visible la trayectoria de la partícula, algunos ejemplos de estos

son la Cámara de Niebla, Cámara de burbujas, Cámara de Chispas, etc.

3.2. Cantidades físicas medibles por los detectores

Existen algunas cantidades físicas que son de gran importancia en todos los tipos de detectores como lo son la masa (necesaria para hacer la identificación de las partículas), energía, momento, carga y el número de partículas (flujo).

Con estas cantidades consideradas como básicas, podemos obtener información más compleja y completa en nuestros estudios, como el momento transversal, pseudorapidez, polarización, etc.

3.3. Características de los detectores

Cada detector da un tipo distinto de respuesta (señal, "hit", pulso, cluster, ..). En algunos casos, combinarlas permite reconstruir la trayectoria de la partícula.

Existen dos modos de operación, el Modo de Corriente donde se mide la corriente continua media producida en el detector, a costa de la información individual de las partículas. Este modo es utilizado en detectores de dosimetría y control de reactores. Y existe también el Modo Pulso en el cual se mide una señal de salida para cada pulso de corriente que lleva información como la energía, su aplicación es en detectores de física nuclear y espectroscopía.

Para obtener mejores respuestas de los detectores se deben tomar en consideración algunas características que a continuación se mencionan.

3.3.1. Eficiencia

La eficiencia de un detector es la probabilidad de detección de las partículas al atravesar el volumen activo de éste. Mientras mayor número de cuentas que se detecten respecto a un detector de referencia, la eficiencia del instrumento será mayor. La eficiencia va a depender del tipo de detector y de la radiación.

La eficiencia se puede dividir en dos clases:

- **Eficiencia absoluta:** Esta depende de la geometría del detector así como de la probabilidad de una interacción en el detector. Se define como:

$$\epsilon_{abs} = \frac{\text{número de pulsos}}{\text{número de partículas emitidas}} \quad (3-4)$$

- **Eficiencia intrínseca:** Depende de la sección eficaz de la radiación incidente (su energía) y del detector (su material). Está dada por:

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{número de pulsos}}{\text{número de partículas incidentes}} \quad (3-5)$$

3.3.2. Resolución energética

La resolución de energía es la precisión con la cual el detector puede medir la energía de una partícula o sistema de partículas. La resolución relativa para la energía en términos de una distribución medida, se determina por el ancho completo a la mitad del máximo de una Gaussiana, FWHM (*Full Width at Half Maximum*) y está dada por:

$$R = \frac{\Delta E (FWHM)}{E} \quad (3-6)$$

Donde ΔE , es la anchura de la curva de resolución medida por el detector y E es la energía de un haz monocromático.

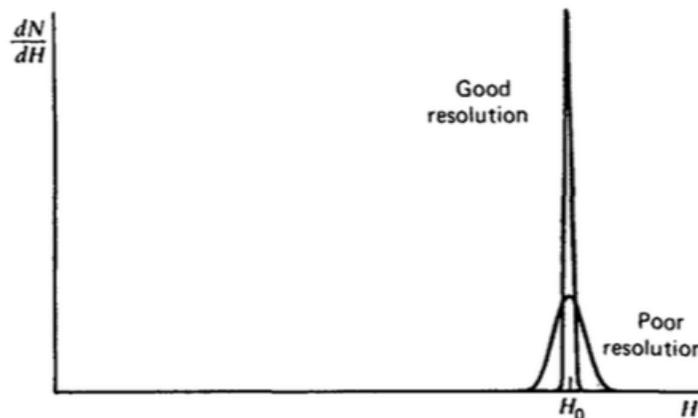


Figura 3-2: Ref. [1]. Ejemplo de las funciones de respuesta para detectores con buena resolución y resolución escasa.

Con esto tenemos una mejor respuesta del detector al poder diferenciar entre dos o más espectros diferentes y así no combinarlos.

Una buena resolución requiere de fluctuaciones mínimas, éstas fluctuaciones pueden ser debido a variaciones en las características de operación durante las mediciones, el ruido aleatorio en el detector y sistema instrumental o a la fluctuación estadística asociada a la naturaleza discreta de la señal que no puede ser eliminada.

3.3.3. Respuesta

Como vimos en la sección 3.3.2, la energía de las partículas es una cantidad que se puede obtener de los detectores. Al atravesar una partícula el volumen sensible del detector, ioniza el medio y la señal de salida son pulsos eléctricos, por tanto la carga contenida en la señal depende de la ionización, la integral del pulso con respecto al tiempo es entonces directamente proporcional a la altura del pulso de la señal. Así tenemos una relación entre la energía de la radiación E_{rad} y la carga de la señal (Q), definida por la respuesta ρ del detector:

$$\rho = \frac{E_{rad}}{Q}. \quad (3-7)$$

La ionización producida por el paso de partículas, es recogida por los electrodos y se genera un pulso eléctrico. En presencia de un campo eléctrico los iones positivos y los electrones creados por las interacciones de la radiación incidente se desplazan hacia los respectivos electrodos. Los electrones se mueven hacia el ánodo con una velocidad mayor que la de los iones y en sentido opuesto, provocando una disminución del potencial de dicho electrodo, alcanzando un máximo cuando todos los electrones liberados han llegado al ánodo. Los iones positivos causan un efecto similar aunque más lento en el cátodo.

En función del gas de llenado (en el caso de detectores gaseosos) necesitamos una energía para formar un par de iones, la cual denominaremos función de trabajo (W). Si dividimos la

carga recogida en los electrodos (Q) por la carga elemental (e : la carga del electrón), obtendremos el número de átomos ionizados, es decir, el número de pares de iones formados por la partícula ionizante (P. I.):

$$P.I. = \frac{Q}{e} \quad (3-8)$$

Multiplicando estos pares de iones por la función de trabajo del gas obtendremos la energía depositada por la partícula en el gas de la cámara.

$$\frac{dE}{dx} = W \times P.I. = \frac{W \times Q}{e} \quad (3-9)$$

Con esto tenemos la relación entre la energía depositada en el gas y la carga colectada. Si sabemos la energía depositada, la carga será obtenida realizando un despeje:

$$Q = \frac{\frac{dE}{dx} e}{W} \quad (3-10)$$

3.3.4. Sensibilidad

Dependiendo del tipo de detector del cual se hable su sensibilidad hacia cierto tipo de radiación y energía es una característica de éste. Esta sensibilidad es la capacidad que tiene para producir una señal medible. La sensibilidad depende de la sección eficaz de las reacciones ionizantes del detector, la masa, el ruido, el material protector del volumen sensible (y el espesor de éste), la energía de la partícula y la geometría del detector.

3.3.5. Tiempo muerto

Para que el detector registre una primera señal y sea sensible a una nueva, existe un tiempo mínimo para separar ambas señales, este es el tiempo muerto del detector, aquí se genera una pérdida de sucesos haciendo necesaria la corrección del número de cuentas medidas para obtener el número real de sucesos.

La forma de interacción de las partículas con los medios detectores, originando así los dis-

tintos tipos de detectores.

3.4. Detectores RPC

Los RPC (*Resistive Plate Chamber*) son detectores de ionización gaseosos desarrollados en 1981 por R. Santonico y R. Cardarelli [10]. El objetivo principal de los RPC era crear una alternativa competente para los grandes contadores de centelleo aunque su gran potencial fue rápidamente descubierto. Son de los detectores de partículas más usados debido a su bajo costo, alta eficiencia y excelente resolución temporal.

Existen dos tipos de detectores RPC: Trigger RPC's y Timing RPC's de acuerdo al propósito con el cual se apliquen.

- Trigger RPC's: Se usan para hacer coincidencias de partículas. Un RPC detecta una partícula y si en un espacio de tiempo (ventana temporal) establecido el segundo detector RPC hace una detección se considera como una coincidencia. Así se hace una selección de los eventos que son de nuestro interés y los que no. Estos detectores proveen una eficiencia de hasta 99% y una resolución temporal alrededor de 1 ns.
- Timing RPC's: Es utilizado en la identificación de partículas midiendo la densidad de ionización. En general este tipo de RPC alcanzan una eficiencia del 99% y una resolución temporal abajo de 50 ps.

3.4.1. Características Físicas.

En su forma más general, los RPC están hechos de dos electrodos planos altamente resistivos con un espacio entre ellos relleno con una mezcla de gases. En su superficie externa tienen un revestimiento de pintura de grafito en donde se aplican altos voltajes, la cual permite una distribución uniforme del voltaje.

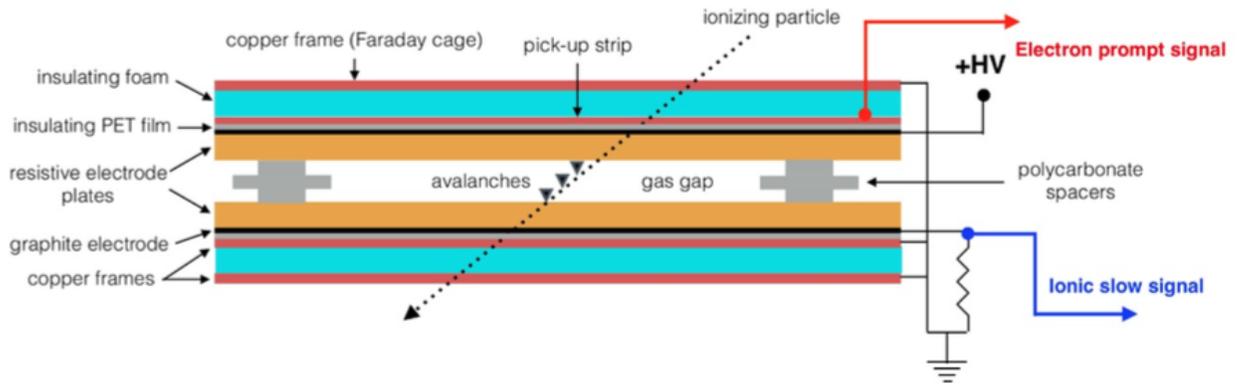


Figura 3-3: Estructura básica de un detector RPC. Ref. [18].

Los electrodos están contruidos con baquelita o vidrio cuya resistividad es de entre $10^{10} - 10^{11} \Omega\text{cm}$. Cuentan con dos planos de líneas conductoras ortogonales que recolectan por inducción las señales generadas por partículas cargadas cruzando el detector. El ancho de estas líneas determina la resolución espacial la cual puede lograr aproximadamente 3 mm en bandas de 1 cm de ancho.

Además se pueden tener combinaciones con múltiples "gaps" para obtener una mejor eficiencia de detección. No se tiene un límite en el número de gaps utilizados, pero este parámetro se restringe al considerar factores como el espacio donde se implementará el detector, modo de operación que se requiera, así como los costos de producción.

3.4.2. Funcionamiento.

Hay dos modos en los que opera un RPC:

Modo Avalancha

Una partícula cargada al pasar a través del detector interactúa con los átomos del gas, generando ionización liberando electrones y dado el alto campo eléctrico se produce una avalancha de electrones. Las placas de vidrio al tener alta resistividad actúan como placas dieléctricas para la señal rápida producida por el movimiento de electrones en las avalanchas del gas, terminando el desarrollo de la avalancha en cada "gap".

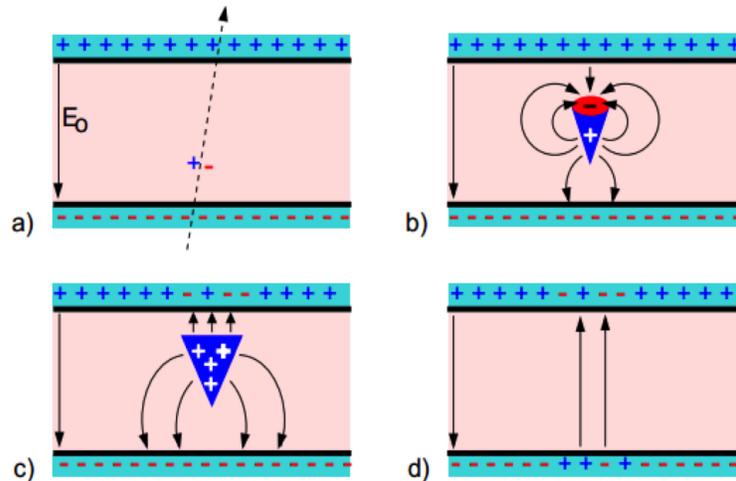


Figura 3-4: E_0 es el campo eléctrico aplicado a) Algunos átomos del gas son ionizados por el paso de la partícula cargada. Se inicia una avalancha. b) El tamaño de la avalancha es suficientemente grande para influenciar el campo eléctrico en el gap de gas. c) Los electrones llegan al ánodo. Los iones se mueven mucho más lento. d) Los iones alcanzan el cátodo. Las cargas en los planos resistivos influyen el campo eléctrico en un área pequeña alrededor de la posición de la avalancha. Ref. [4]

La señal inducida es la suma de todas las avalanchas de electrones en los gaps de gas. Ésta es leída en ambos extremos de las líneas conductoras y se puede obtener la coordenada de detección con la diferencia de tiempo que le toma a la señal llegar a un extremo y otro.

Modo Serpentina o Modo "*Streamer*"

Al igual que en el Modo Avalancha se genera una avalancha de electrones, pero cuando la ganancia del gas es muy alta, los fotones producidos comienzan a contribuir a la propagación de ésta, entonces las avalanchas se convierten en streamers o serpentinatas. Los streamers son cuando la ionización de la cámara produce tantas ionizaciones secundarias que se produce una descarga muy alta en el detector, esto es, una corriente entre las placas paralelas. La contribución de los fotones hace que la velocidad de los "*streamers*" sea mayor que la velocidad de la avalancha.

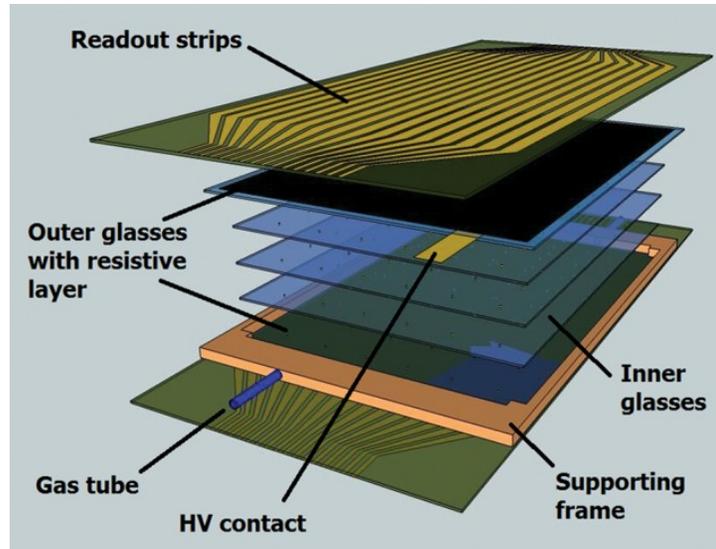


Figura 3-5: Esquema de un detector RPC con múltiples "gaps", ref. [20].

Mezclas de gases

Para poder obtener mejores resultados se pueden utilizar diversas mezclas de gases de llenado, esto debido a sus diferentes propiedades.

El gas debe estar compuesto por un gas primario y un gas desactivador (o gas "quencher").

En el gas primario es donde ocurre la ionización. Los átomos de los gases nobles son muy estables debido a que todas sus capas electrónicas están completas y poseen una energía de enlace grande, por esta razón son menos propensos que otros gases a capturar electrones de un pulso o a ser ionizados por éste pulso. Reúnen las cualidades que permiten conservar mejor la carga de una señal, i. e., cuando se ha formado un pulso de electrones por el paso de radiación ionizante en el gas, se tienen las condiciones propicias para que el pulso no se pierda ni se distorsione al viajar por el gas.

Por otro lado, el gas desactivador se utiliza para prevenir efectos secundarios como retroalimentación de fotones, es decir, absorben los fotones emitidos por radiación para que no afecten la señal. Tienen la función de controlar a avalancha de electrones al reducir la energía cinética de éstos. Algunos posibles gases desactivadores son CO_2 , CH_4 y CF_4 .

Al seleccionar la mezcla adecuada se deben tener en cuenta diversos factores algunos de ellos son: la velocidad de deriva, difusión longitudinal y el ángulo de Lorentz.

Velocidad de deriva o arrastre: En presencia de un campo eléctrico los electrones experimentan una fuerza $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$ en la dirección de \mathbf{E} . Estos adquieren una aceleración $\mathbf{a} = \frac{e\mathbf{E}}{m}$, donde e es la carga del electrón y m es su masa. Si N electrones tienen su velocidad inicial $\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \dots, \mathbf{u}_N$, si consideramos todos los electrones, entonces velocidad promedio es cero ya que todas las velocidades son en direcciones aleatorias, entonces tenemos:

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{u}_i = 0 \quad (3-11)$$

Considerando ahora el tiempo entre una colisión y otra t_1, t_2, \dots, t_N entonces las velocidades finales serán:

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{u}_1 + \mathbf{a}t_1, \mathbf{v}_2 = \mathbf{u}_2 + \mathbf{a}t_2, \dots, \mathbf{v}_N = \mathbf{u}_N + \mathbf{a}t_N \quad (3-12)$$

La velocidad de deriva es el promedio de estas velocidades finales de las partículas cargadas, entonces:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_d &= \frac{1}{N}(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2 + \dots + \mathbf{v}_N) \\ &= \frac{1}{N}(\mathbf{u}_1 + \mathbf{a}t_1 + \mathbf{u}_2 + \mathbf{a}t_2 + \dots + \mathbf{u}_N + \mathbf{a}t_N) \end{aligned} \quad (3-13)$$

$$= \frac{1}{N}(\mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2 + \dots + \mathbf{u}_N + \mathbf{a}t_1 + \mathbf{a}t_2 + \dots + \mathbf{a}t_N) \quad (3-14)$$

$$= \frac{1}{N}(\mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2 + \dots + \mathbf{u}_N) + \frac{1}{N}(\mathbf{a}t_1 + \mathbf{a}t_2 + \dots + \mathbf{a}t_N) \quad (3-15)$$

$$= 0 + \mathbf{a} \frac{1}{N}(t_1 + t_2 + \dots + t_N) \quad (3-16)$$

$$= \mathbf{a}\tau \quad (3-17)$$

$$\mathbf{v}_d = \frac{eE}{m} \tau \quad (3-18)$$

Utilizando propiedades de gases, la velocidad de deriva se puede escribir con la siguiente expresión:

$$\mathbf{v}_d = \frac{\mathbf{E}}{p} \quad (3-19)$$

Donde \mathbf{E} es el campo eléctrico y p es la presión del gas. Aquí se supone cada gas como un gas ideal.

Para obtener la mejor opción de la mezcla de gases necesitamos elegir aquella cuya velocidad de deriva sea la mayor ya que al ser alta, la señal inducida será de igual manera producida más rápidamente detectándose en un menor tiempo, al contrario si la velocidad de deriva es baja.

Difusión longitudinal y transversal: Los iones y electrones se mueven en promedio a lo largo de la dirección del campo eléctrico, pero electrones individuales se desvían del promedio debido a la dispersión con los átomos del gas. Esta dispersión produce variaciones en la velocidad, llamada difusión longitudinal y a desplazamientos laterales llamado difusión transversal.

Como necesitamos que la avalancha esté concentrada para que se forme la señal, la mejor opción de gases será aquella que presente una difusión muy baja, tanto transversal como longitudinal.

Ángulo de Lorentz: Al estar los electrones sometidos a un campo electromagnético, la trayectoria que siguen es helicoidal, el ángulo que se forma entre esta trayectoria y la dirección del campo eléctrico se define como ángulo de Lorentz. Al optimizar la mezcla de gases se necesitará que el ángulo de Lorentz sea el menor.

3.4.3. Aplicaciones.

Algunas de las ventajas de los RPC es su tiempo de respuesta rápido, sensibilidad uniforme y su bajo costo de producción. Debido a esta versatilidad, los detectores RPC son usados en diferentes áreas. Una de ellas es la detección de neutrones de baja energía. Estos detectores son utilizados en la Física de Altas Energías en diversos experimentos alrededor del mundo incluyendo los experimentos en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC).

Capítulo 4

Simulación de un detector de muones

En este capítulo se mostrará la simulación de un detector de muones realizada con el programa Geant4 (ver Anexo B), esto con el fin de verificar el funcionamiento de Geant4 y para tener una referencia de un detector más simple que el RPC (en cuanto a sus componentes).

El detector simulado consistió de una caja de plomo y colocando dos placas de plástico centellador una dentro y otra fuera de la caja, como se muestra en las figuras 4-1 y 4-2, este conjunto conforma un detector de muones, esto es debido a que la respuesta de los plásticos centelladores es lo suficientemente rápida para usarlos como trigger, es decir como un discriminante de eventos. Las densidades del plomo y de los plásticos son: 11.35 g/cm^3 y 1.032 g/cm^3 respectivamente.

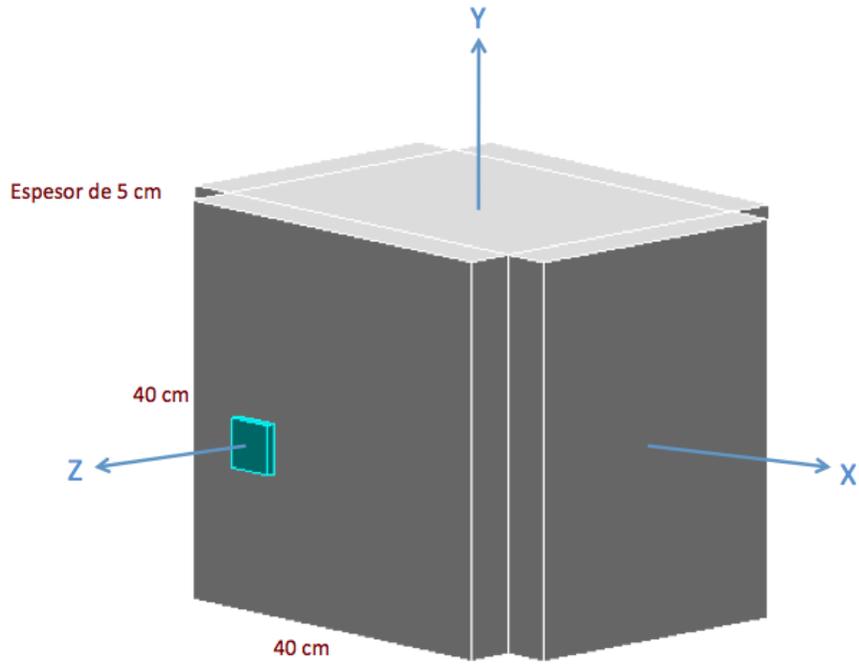


Figura 4-1: Simulación de plásticos centelladores con blindaje de plomo.

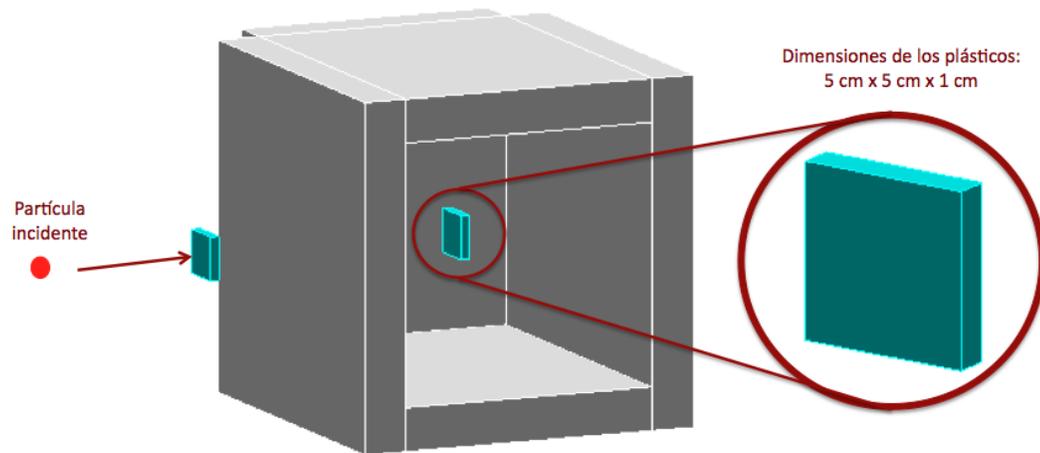


Figura 4-2: Caja de plomo mostrando el interior del arreglo. En conjunto representan un detector de muones.

Se analizó la pérdida de energía en el plástico y en el plomo considerando que el interior de la caja estaba relleno de aire. El comportamiento que tiene el espectro de la energía pérdida es de una distribución tipo Landau, la cual está dada por la ec. 4-1, donde $\lambda = (\Delta - \Delta_0)/\xi$, Δ es la energía perdida, Δ_0 el parámetro de localización y ξ una escala.

$$f(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-u \ln u - \lambda u} \sin(\pi u) du \quad (4-1)$$

Primeramente se hicieron incidir 10,000 muones a diferentes energías (0.1, 0.5, 1, y 4 GeV) variando el espesor de las placas de plomo que componen la caja, a 5, 10 15 y 20 cm (estos espesores fueron utilizados simplemente con el fin de hacer pruebas de simulaciones). La distribución de la pérdida de energía se muestra en la figura 4-3, donde se puede observar que la energía depositada por los muones en el plomo depende del espesor de éste. Además, es importante mencionar que los muones de baja energía de incidencia, depositarán completamente su energía al pasar a través de cierto espesor, siendo para 20 cm el espesor al cual ya no se puede ver el efecto de pérdida de energía de los muones en el plomo, aquí se debe tomar en cuenta la corrección por efecto de capa en la ecuación de Bethe-Bloch (cuando la energía de incidencia es comparable con la energía de ligadura del electrón). Para energías de 0.5 y 1 GeV existe una cantidad constante de muones que depositan su energía en un rango de entre 0 y aproximadamente 240 GeV antes de observarse la media en las distribuciones de Landau, esto es debido a que el espesor utilizado es muy grande y la energía de las partículas incidentes es muy baja, por tanto, el material las frena fácilmente o las rebota, generando así una cantidad constante de muones que depositan energía en ese rango.

La tabla 4-1 resume las medias de la pérdida de energía para muones incidiendo a 4 energías diferentes sobre diferentes espesores de plomo. La última columna es la energía calculada utilizando la aproximación de la función de Bethe-Bloch, ecuación 2-2.

De la figura 4-3 muestra las distribuciones de energía depositada sobre su espesor respectivo, el resultado se muestra en la figura 4-4. Y en la tabla 4-2 se muestran las medias de energía perdida por los muones a diferentes energías, normalizada al espesor del plomo. El resultado muestra que la energía promedio depositada sobre el espesor del material, depende ligeramente

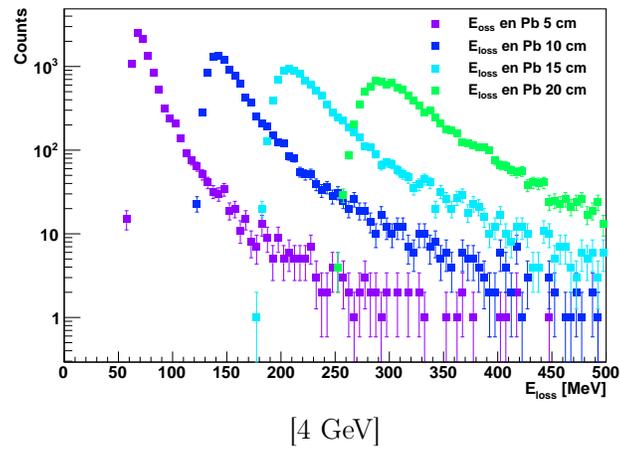
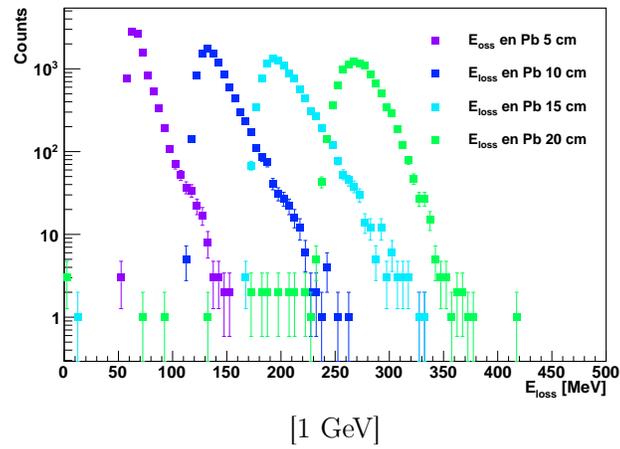
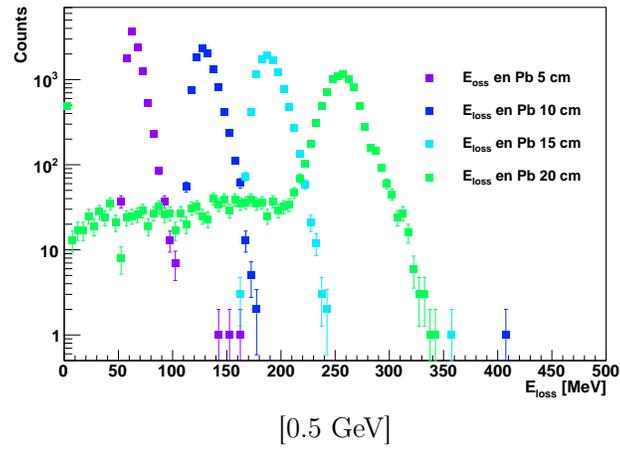


Figura 4-3: En el eje X se tiene la energía depositada por μ^- a diferentes energías en plomo. 0.5, 1 y 4 GeV, mientras que en el eje Y se tiene el número de cuentas que contribuyen a esa pérdida de energía por evento. Se utilizaron espesores de 5, 10, 15 y 20 cm con el fin de hacer pruebas en las simulaciones, no como proyecto a realizarse realmente.

Tabla 4-1: $\langle E_{loss} \rangle$ por μ^- a diferentes energías en plomo [MeV]. Estos valores se obtuvieron de las distribuciones de pérdida de energía de la figura 4-3.

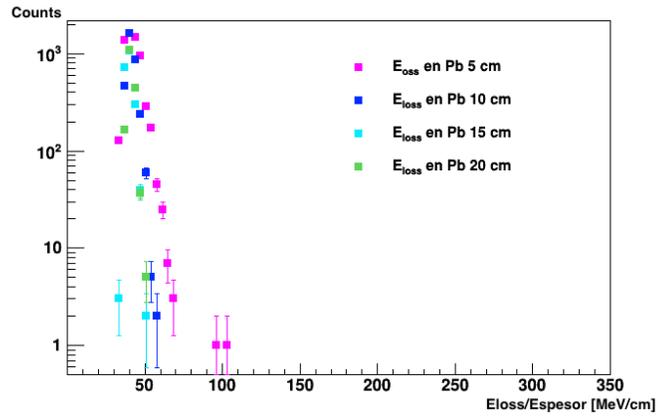
Esesor [cm]	μ^- a 0.1 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	μ^- a 0.5 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	μ^- a 1 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	μ^- a 4 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	Aprox. B-B $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]
5	109.137 ± 0.111	65.697 ± 0.070	70.329 ± 0.112	79.858 ± 0.256	113.500
10	116.194 ± 0.110	131.384 ± 0.097	141.107 ± 0.163	161.124 ± 0.379	227.000
15	116.859 ± 0.111	190.335 ± 0.108	204.480 ± 0.197	234.777 ± 0.455	340.500
20	0.061 ± 0.005	228.105 ± 0.719	273.744 ± 0.185	321.685 ± 0.461	454.000

de la energía incidente cuando esta es baja y de la densidad del medio.

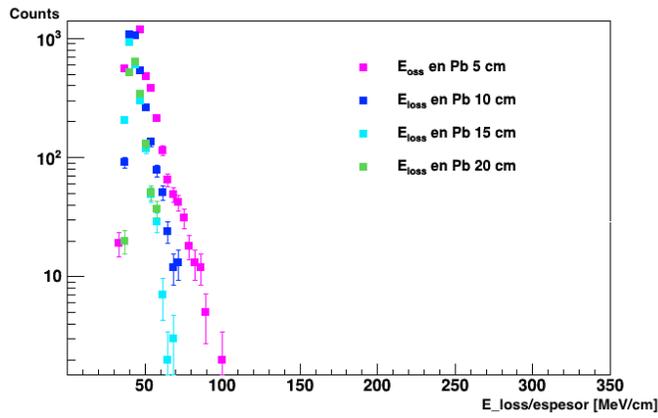
Considerando ahora los plásticos centelladores se observó el comportamiento de la pérdida de energía que se muestra en la figura 4-5, aquí observamos que la pérdida de energía en el plástico que se encuentra fuera como en el que está dentro de la caja es la misma ya que no se varían los espesores de las placas, sin embargo, para muones de 0.1 GeV la mayor parte de ellos pasan por el primer plástico (el que se encuentra fuera de la caja), perdiendo toda su energía y solo algunos logran llegar al segundo plástico (el que se encuentra dentro) donde depositan una cantidad menor de energía ya que tuvieron que atravesar primero el primer plástico y después la placa de plomo de 5 cm de espesor, perdiendo energía. En la tabla 4-3 se muestra la energía perdida media por muones a diferentes energías tanto en el plástico externo como el interno, correspondientes a las distribuciones de la figura 4-5.

Por otro lado se hizo la identificación de las partículas producidas al paso de muones a 4 GeV en los diferentes espesores de la caja de plomo, a continuación se muestran los espectros de energía de los electrones y los gammas producidos. Ver figura 4-6.

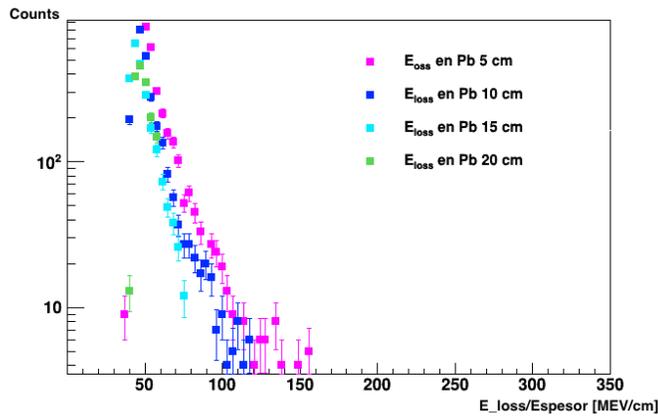
$E_{loss}/\text{espesor}$



[0.5 GeV]



[1 GeV]



[4 GeV]

Figura 4-4: Energía depositada por μ^- a diferentes energías incidentes dividido por el espesor.

Tabla 4-2: E_{loss} media, depositada por μ^- a diferentes energías en los espesores de plomo. Aquí l es el espesor respectivo.

Espesores [cm]	μ^- a 0.5 GeV $\langle E_{loss}/l \rangle$ [MeV/cm]	μ^- a 1 GeV $\langle E_{loss}/l \rangle$ [MeV/cm]	μ^- a 4 GeV $\langle E_{loss}/l \rangle$ [MeV/cm]
5 cm	42.209 ± 0.060	45.487 ± 0.100	51.754 ± 0.250
10 cm	41.416 ± 0.055	44.935 ± 0.100	51.223 ± 0.191
15 cm	39.692 ± 0.056	43.041 ± 0.100	48.229 ± 0.153
20 cm	40.996 ± 0.054	44.446 ± 0.100	49.033 ± 0.114

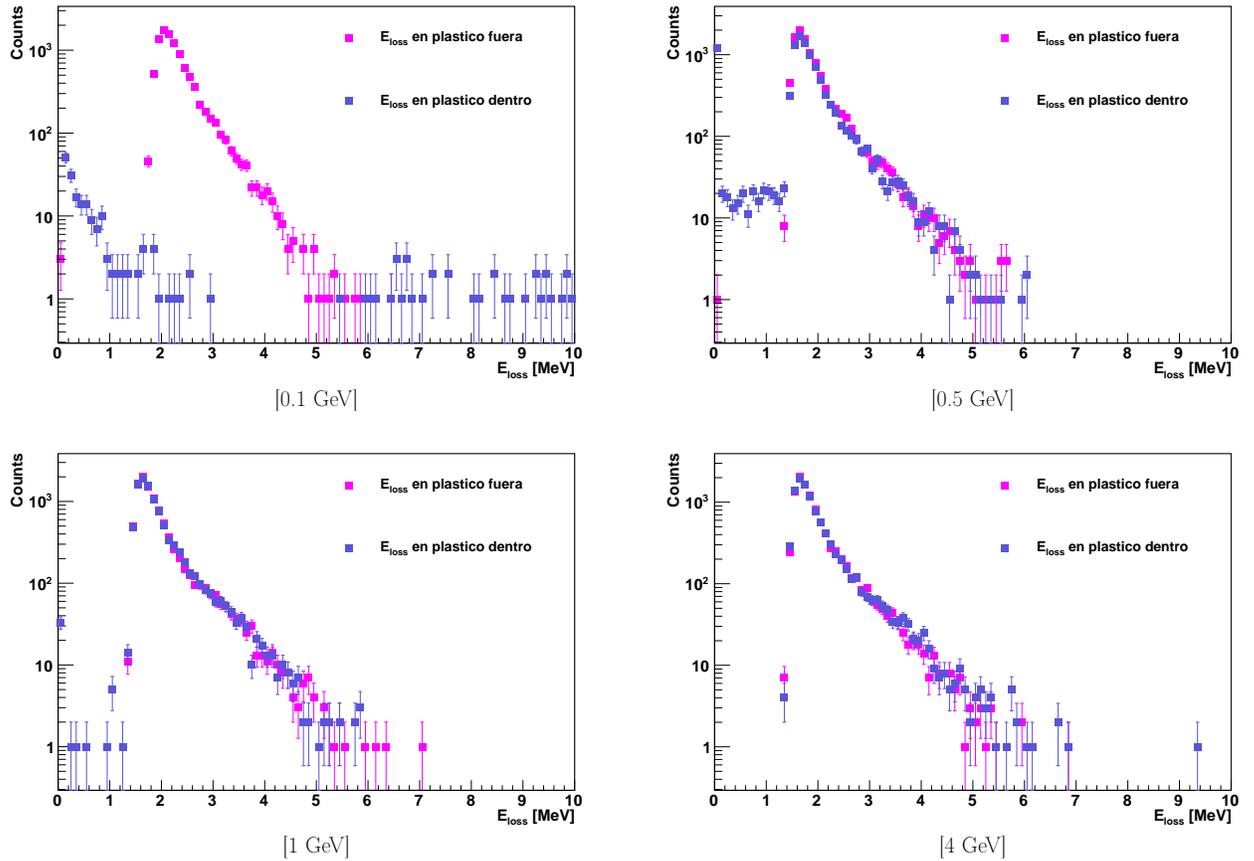


Figura 4-5: Energía depositada por muones a diferentes energías en plásticos centelladores. 0.1, 0.5, 1 y 4 GeV.

Tabla 4-3: $\langle E_{loss} \rangle$ por μ^- a diferentes energías de incidencia en plásticos centelladores en [MeV].

Plástico	μ^- a 0.1 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	μ^- a 0.5 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	μ^- a 1 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	μ^- a 4 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	Aprox. B-B $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]
Externo	2.296 ± 0.004	1.897 ± 0.005	1.906 ± 0.005	1.936 ± 0.005	2.064
Interno	0.078 ± 0.009	1.651 ± 0.008	1.904 ± 0.005	1.951 ± 0.005	2.064

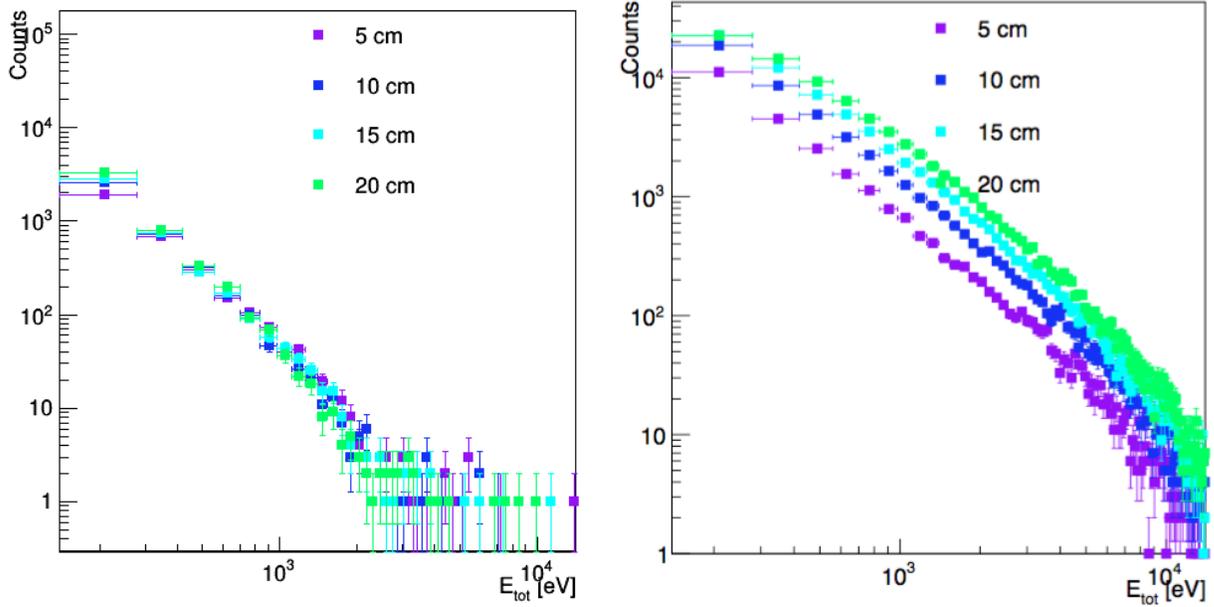


Figura 4-6: Energía total de gammas y electrones producidos en diferentes espesores de la caja de plomo.

Capítulo 5

Simulación de un RPC

Debido a su alta resolución temporal, bajo costo (comparado con otro tipo de detectores) y fácil construcción, los RPC's son de las mejores opciones en detectores de partículas. Su gran potencial fue descubierto poco tiempo después de su desarrollo ya que se observó que podrían ser una alternativa al uso de detectores de centelleo, por esta razón se busca su optimización. Actualmente, se requiere una mayor implementación de éstos en los grandes experimentos de altas energías y también en otras áreas. Por estas razones, es necesaria la realización de simulaciones de éste detector que nos permitan conocer las mejores características para su fabricación. Las simulaciones se realizaron con el programa Geant4 (GEometry ANd Tracking), ver Apéndice B.

5.1. Geometría

El prototipo RPC consiste en un arreglo de 5 placas de vidrio de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ con un espesor de 0.26 mm, separados una distancia de 0.28 mm entre ellos, además de dos placas de vidrio de $22 \times 22 \text{ cm}^2$ con el mismo espesor, colocados de tal forma que los de menor área se encuentren entre éstos últimos y separándolos a la misma distancia 0.28 mm (los vidrios de mayor área “ensandwichan” a los de menor área), figura 5-2.

Este arreglo está contenido en una caja de Aluminio, figura 5-1, la cual es rellena con la mezcla de gases de la tabla 5-1:

La densidad de esta mezcla es calculada en el Apéndice A y es: $\rho_{gas} = 0.502 \text{ g/cm}^3$. Es-

Tabla 5-1: Compuestos de la mezcla de gases.

Compuesto	Fórmula química	Densidad [g/cm^3]	Abundancia
Freon	$C_2F_4H_2$	0.512	98 %
Hexafluoruro de Azufre	SF_6	0.006	2 %

ta mezcla es la utilizada principalmente en este estudio, además de utilizarse otras mezclas mencionadas en el apéndice A, con el fin de realizar diferentes pruebas.

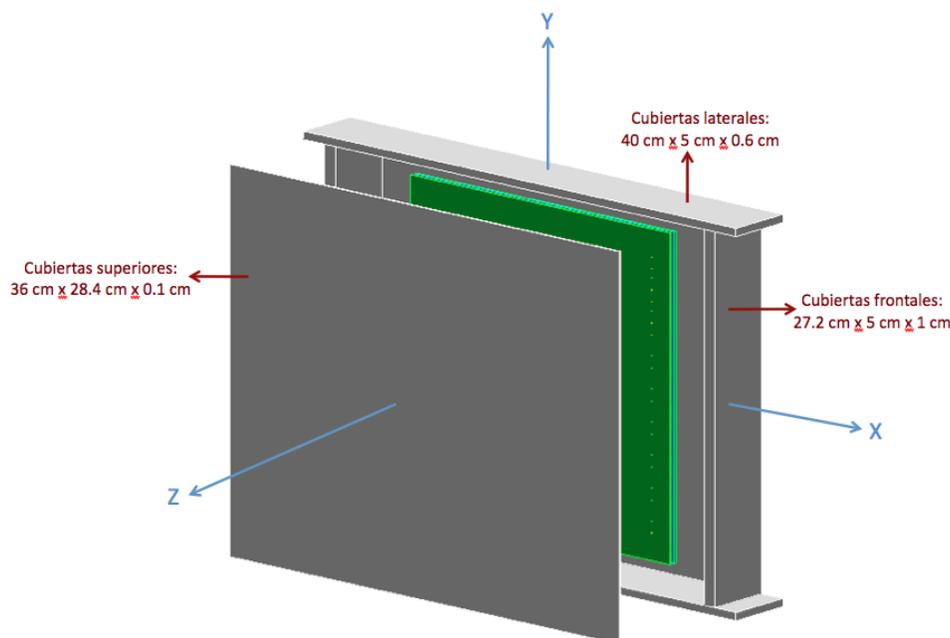
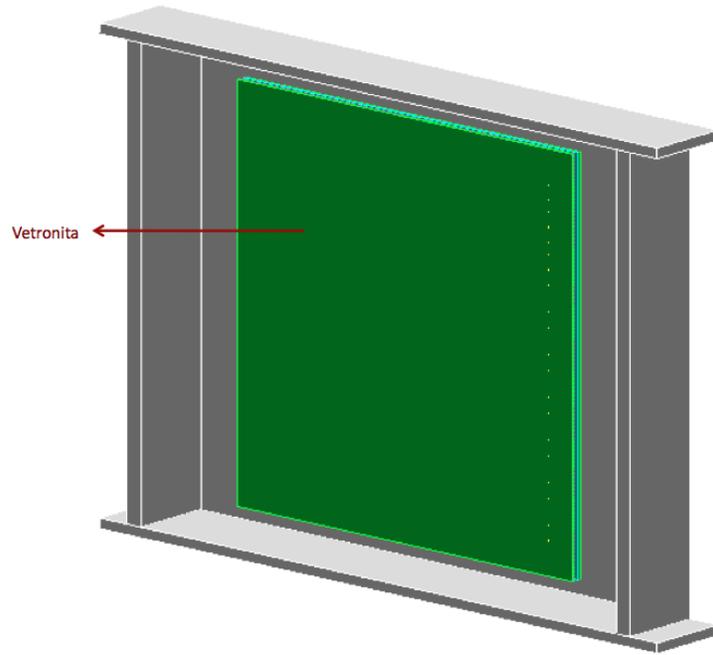


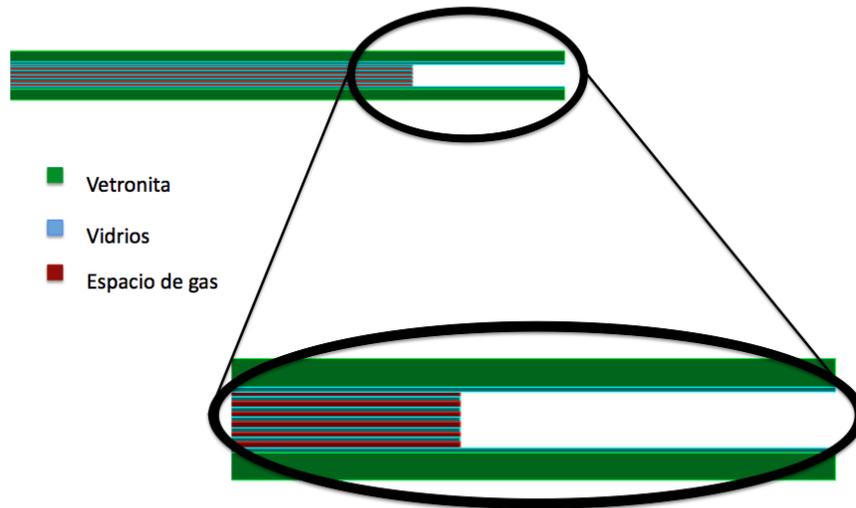
Figura 5-1: Simulación del detector RPC. Aquí se muestra la caja que contiene el arreglo de los vidrios y cada una de las tapas que conforman la caja que contiene los componentes del detector.

Se realizaron simulaciones haciendo incidir diferentes tipos de partículas a diferentes energías. Uno de los parámetros principales estudiados fue la pérdida de energía (mencionada en el Capítulo 2). En este trabajo se utilizaron protones y muones como haces principales para este estudio, estos últimos debido a que: [11].

- Son los principales componentes de los rayos cósmicos que son detectados experimentalmente.



a)



b)

Figura 5-2: a) En esta figura se puede apreciar el interior del detector y algunos de los componentes de éste b) Aquí se muestra un corte transversal del RPC. El zoom nos permite diferenciar cada placa de vetronita y vidrio, tanto externo como interno, así como el espacio (gap) entre cada uno.

- Los nuevos experimentos en LHC requieren de la detección de muones.
- La implementación de futuros colisionadores de muones en HEP (*High Energy Physics*).
- Los muones de ultra altas energías ($> PeV$) son una herramienta muy útil en las investigaciones de los rayos cósmicos primarios incluyendo la astrofísica de neutrinos.

A continuación se muestran las diferentes gráficas obtenidas para la pérdida de energía por protones y muones en los materiales del RPC, ver figura 5-3.

Variando los espesores de las cubiertas de aluminio (cuya densidad es $\rho_{Al} = 2.699 g/cm^3$) superior e inferior del detector cuyas áreas son de 36 cm por 28.4 cm. Los valores utilizados para los espesores son de 0.1, 1, 2, 3, 4 y 5 cm, y se hicieron incidir protones de 4 GeV.

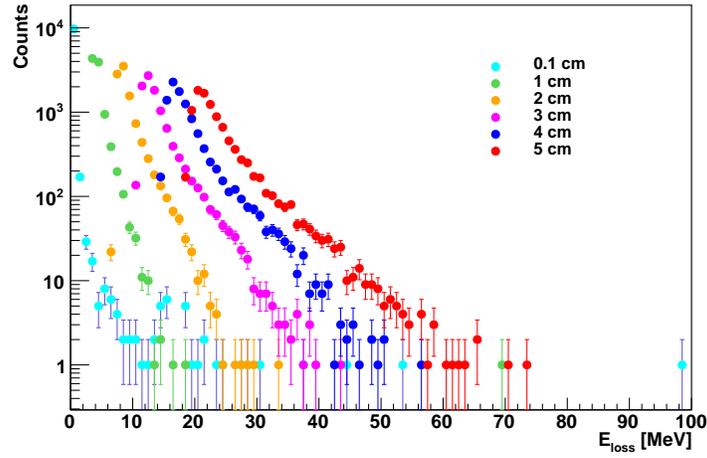
Utilizando la aproximación de Bethe-Bloch mencionada en el Capítulo 2 se calcularon los valores teóricos esperados para la pérdida de energía considerando $z = 1$ y $\beta \approx 1$ ya que se utilizaron protones en el caso ultrarelativista y considerando también que la densidad del aluminio es $\rho_{Al} = 2.7 g/cm^3$, tenemos:

$$\frac{dE}{dx} \approx \rho(2 \text{ MeVcm}^2/\text{g}) \frac{Z^2}{\beta^2} = 2.7 \text{ g/cm}^3(2 \text{ MeVcm}^2/\text{g}) = 5.4 \text{ MeV/cm}$$

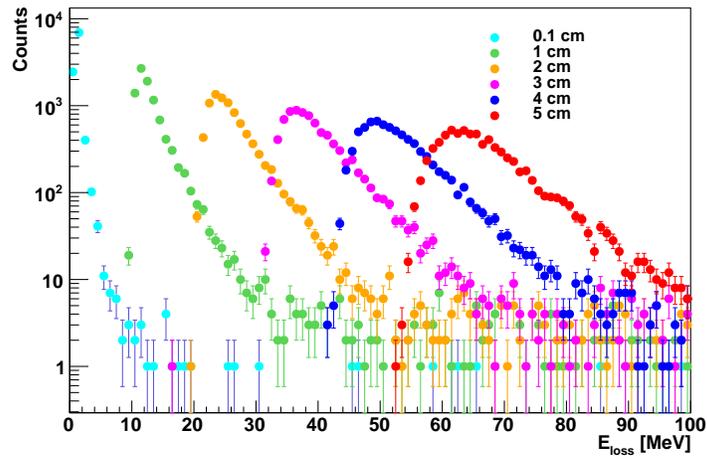
Comparando estos cálculos teóricos con las medias de las energías depositadas en los diferentes espesores obtenidas de la simulación y también con los datos obtenidos de la referencia [12] se obtuvieron (para Aluminio) los valores de la tabla 5-2, es importante mencionar que el resultado obtenido de la aproximación se debe multiplicar por el espesor correspondiente para poder comparar, veamos la continuación del ejemplo, considerando el espesor de 5 cm de aluminio:

$$E = 5.4 \text{ MeV/cm}(5 \text{ cm}) = 27 \text{ MeV}$$

En la figura 5-4 tenemos la energía depositada por protones a 4 GeV en Aluminio y Plomo considerando espesores de 1 y 5 cm.



a)



b)

Figura 5-3: Energía perdida por protones a 4 GeV en la cubierta superior del detector a 0.1, 1, 2, 3, 4 y 5 centímetros de espesor. a)Aluminio, b)Plomo.

Tabla 5-2: Comparación de resultados teóricos, simulación y datos obtenidos de [12] para la energía depositada, se hicieron incidir protones.

	Espesor de 0.1 cm $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	Espesor de 1 cm $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	Espesor de 2 cm $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	Espesor de 3 cm $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	Espesor de 4 cm $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	Espesor de 5 cm $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]
Simulación	0.496 ± 0.013	4.435 ± 0.011	9.211 ± 0.021	14.016 ± 0.031	18.897 ± 0.041	23.829 ± 0.050
PDG	0.432	4.320	8.640	12.960	17.280	21.600
Aprox. B-B	0.540	5.400	10.800	16.200	21.600	27.000

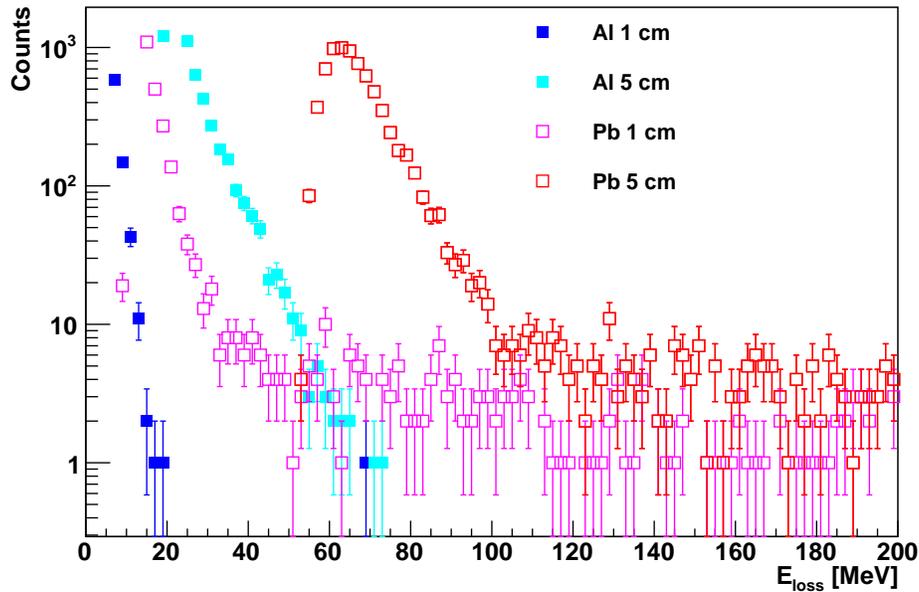


Figura 5-4: Energía depositada por protones a 4 GeV en Aluminio y Plomo en espesores de 1 y 5 centímetros.

Como hemos visto, la mezcla de gases se compone de un gas primario y un gas desactivador, en la figura 5-5, en la gráfica superior se muestra esta pérdida de energía por protones de 4 GeV en gases nobles, que como se ha mencionado anteriormente, son una buena opción para gas primario. Y en el gráfico inferior se muestra la pérdida de energía para posibles gases desactivadores, considerando el volumen del interior de la caja de Aluminio cuyo espesor es de 5 cm y su área de 36 cm por 28.4 cm.

Por otro lado se obtuvo la pérdida de energía para los diferentes gases y mezclas de éstos, en el Apéndice A se enlistan los gases utilizados con sus respectivas densidades, el porcentaje al que se encuentran y la pérdida de energía calculada con la aproximación 2-2. Finalmente se utilizó la mezcla de gases de Hexafluoruro de Azufre y Freón para obtener la energía depositada por protones en el volumen mencionado anteriormente, figura 5-6, así como diferentes densidades de éste suponiendo que existe una pérdida de gas en el detector.

Utilizando diferentes proporciones del gas se tiene la media de la energía depositada en función de la densidad del gas. Aquí se utiliza la mezcla de Hexafluoruro de Azufre y Freón, ver

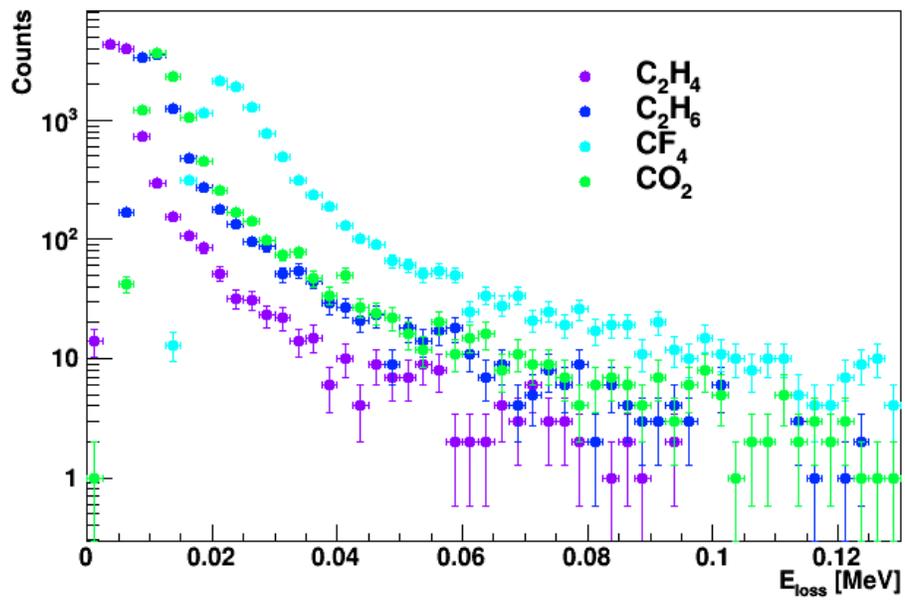
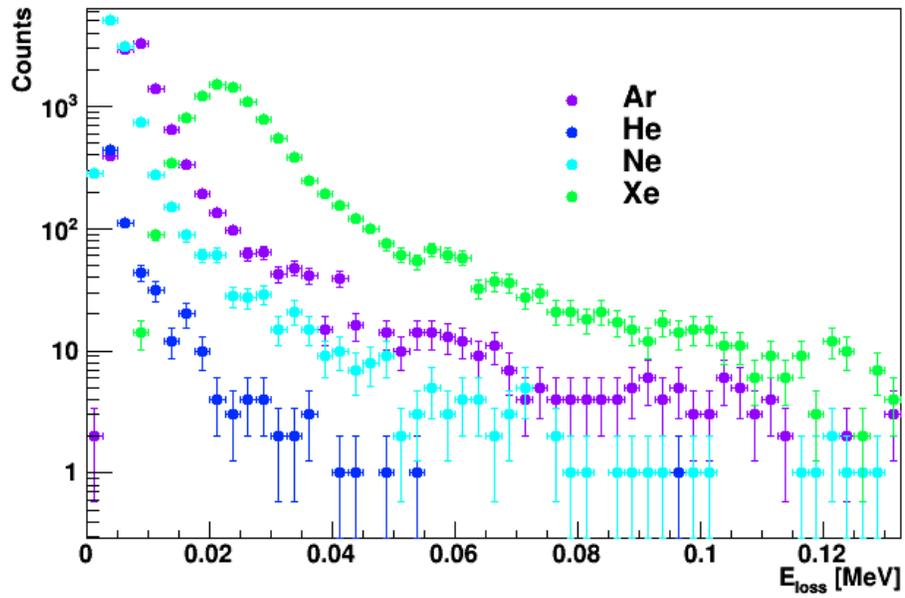


Figura 5-5: Energía depositada en gases nobles y en gases desactivadores por protones incidentes a 4 GeV. Los gases estan a una proporion del 100 %

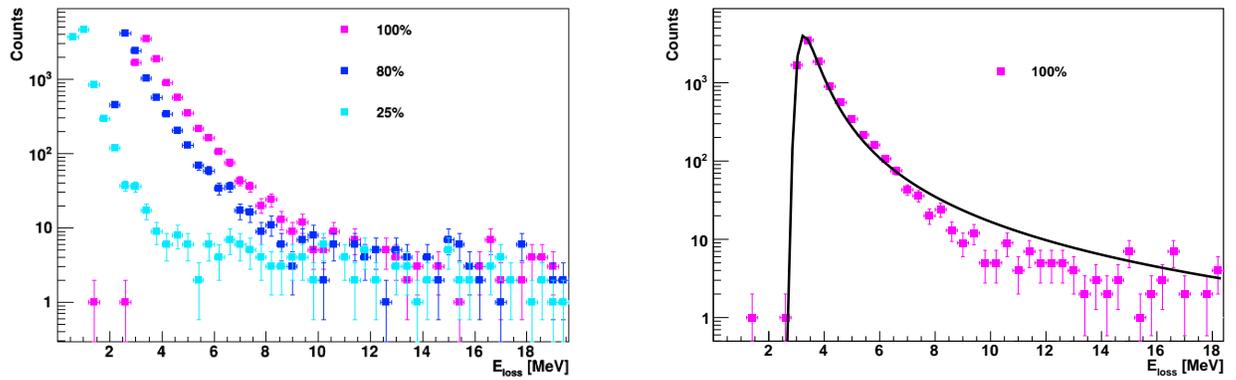


Figura 5-6: Energía depositada por protones a 4 GeV en la mezcla de gases de Hexafluoruro de Azufre y Freón a diferentes proporciones (gas enrarecido). En el gráfico de la derecha se puede observar un ajuste tipo Landau en la distribución que tiene el 100% de la mezcla.

figura 5-7.

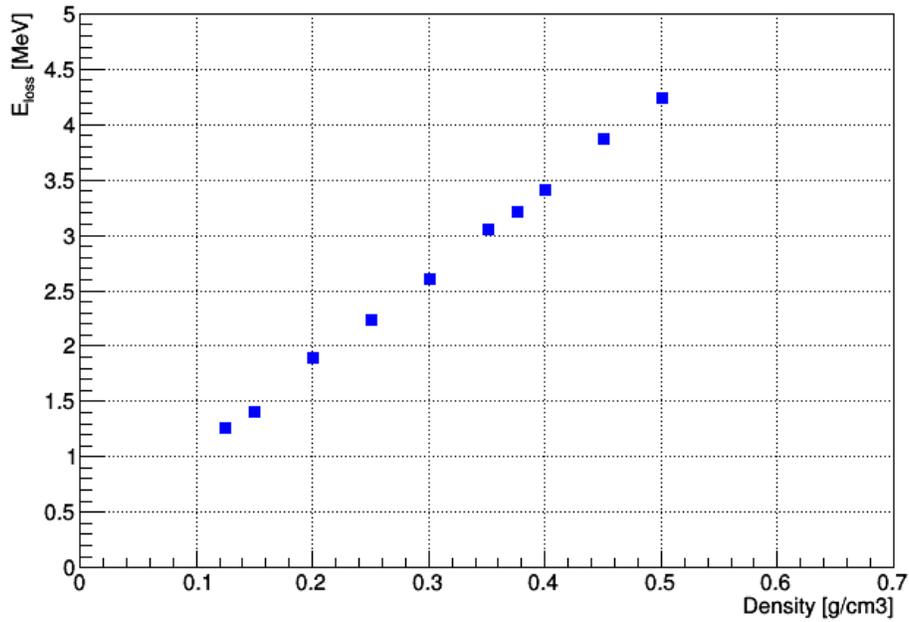


Figura 5-7: Energía perdida promedio en función de la densidad del gas enrarecido, en porcentajes.

De los gases utilizados, la mezcla con velocidad de deriva mayor, difusión longitudinal y transversal y ángulo de Lorentz menor, es el compuesto de Isobutano ($i - C_4H_{10}$), Dióxido de

Carbono y Argón (conforme estudios previos). Para este gas se consideraron diferentes proporciones de cada uno de sus componentes ref. [5]. Se hicieron incidir protones a 4 GeV y se calculó la deposición de energía en éste, ver figura 5-8.

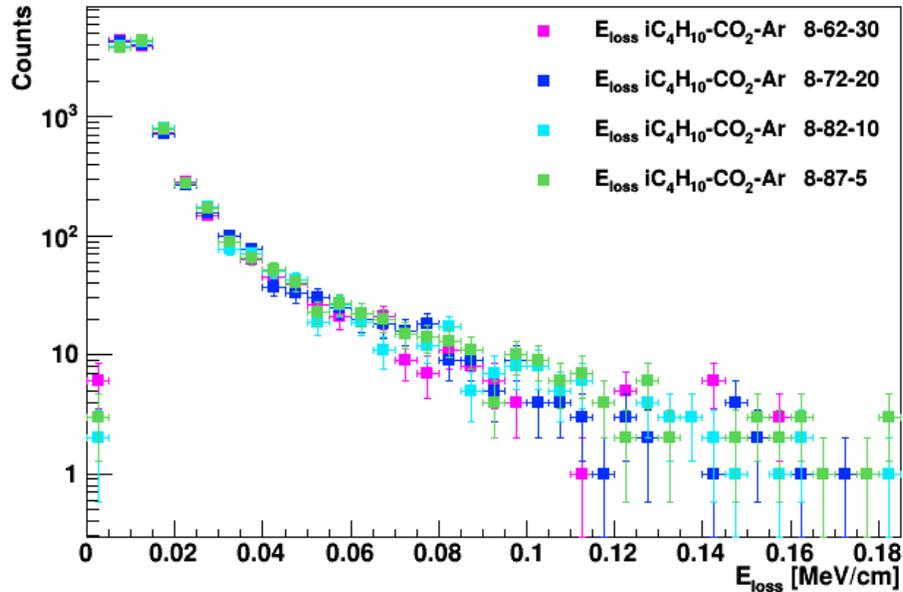


Figura 5-8: Pérdida de energía en la mezcla alternativa. Se consideraron diferentes proporciones de cada uno de los componentes de la mezcla. En rosa se muestran las proporciones de isobutano ($i-C_4H_{10}$) al 8%, dióxido de carbono al 62% y argón al 30%. En azul oscuro isobutano al 8%, CO_2 al 72% y Ar al 20%. En azul claro isobutano al 8%, CO_2 al 82% y Ar al 10%. Por último en verde isobutano al 8%, CO_2 al 87% y Ar al 5%.

Haciendo incidir muones a diferentes energías se obtuvo la pérdida de energía en los vidrios que componen el RPC, cuya densidad es de $\rho_{vidrio} = 2.4 \text{ g/cm}^3$, en la figura 5-10, podemos notar que para energías entre 0.1 y 4 GeV la energía depositada por los muones es la misma mientras que para 0.01 GeV depositan una mayor cantidad de energía en los vidrios ya que su energía de incidencia es comparable con la energía depositada en cada vidrio, siendo frenados cada vez más por éstos. En la tabla 5-3 vemos la energía perdida por muones a diferentes energías en los diferentes vidrios que componen el detector RPC simulado, ver figura 5-9 donde se muestra el esquema de la posición de cada vidrio en la simulación.

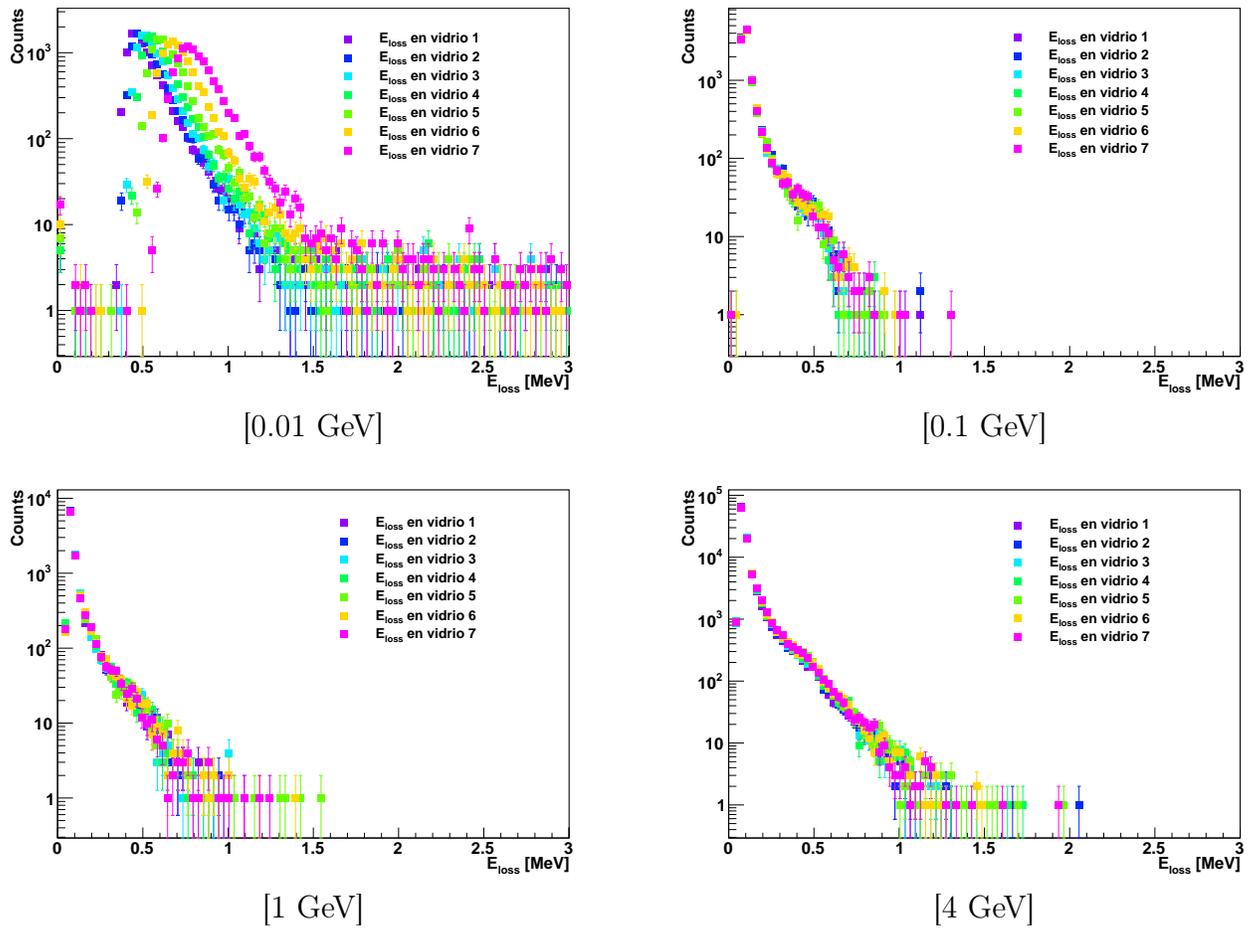


Figura 5-10: Energía depositada por μ^- a 0.01, 0.1, 1 y 4 GeV (de izquierda a derecha) en los diferentes vidrios que componen el RPC.

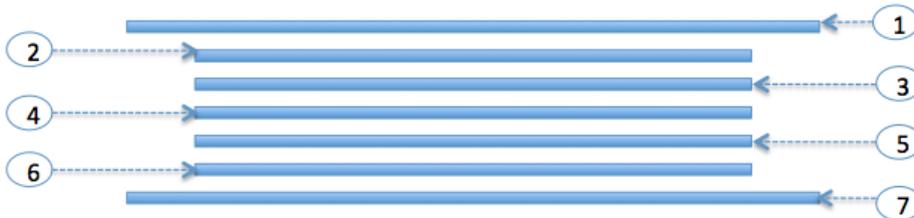


Figura 5-9: Esquema de la numeración de los vidrios en la simulación.

A continuación se muestran las gráficas de pérdida de energía debido a protones en Argón y Helio con sus respectivas mezclas, ver figuras 5-11 y 5-12. En la tabla 5-4 observamos los valores

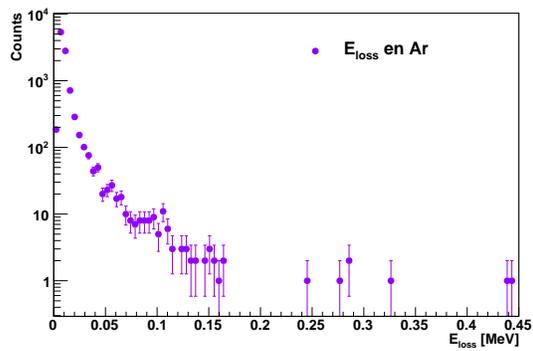
Tabla 5-3: $\langle E_{loss} \rangle$ por μ^- a diferentes energías en vidrio [MeV]

Vidrio	μ^- a 0.01 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	μ^- a 0.1 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	μ^- a 1 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	μ^- a 4 GeV $\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]
1	0.534 ± 0.002	0.116 ± 0.001	0.100 ± 0.001	0.102 ± 0.009
2	0.554 ± 0.002	0.117 ± 0.001	0.100 ± 0.001	0.103 ± 0.001
3	0.588 ± 0.002	0.116 ± 0.001	0.100 ± 0.009	0.103 ± 0.001
4	0.625 ± 0.002	0.116 ± 0.001	0.100 ± 0.001	0.104 ± 0.001
5	0.676 ± 0.002	0.117 ± 0.001	0.102 ± 0.001	0.105 ± 0.001
6	0.741 ± 0.002	0.118 ± 0.001	0.102 ± 0.001	0.105 ± 0.001
7	0.845 ± 0.002	0.118 ± 0.001	0.102 ± 0.001	0.105 ± 0.001

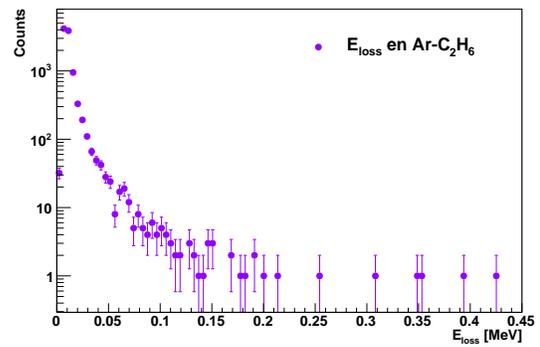
obtenidos de deposición de energía en los gases utilizados para las simulaciones.

Por otro lado también se utilizaron muones en los mismos gases y mezclas a 4 GeV de energía de incidencia, ver figura 5-13. En la tabla 5-5 se observan los valores de deposición de energía en los gases utilizados durante las simulaciones.

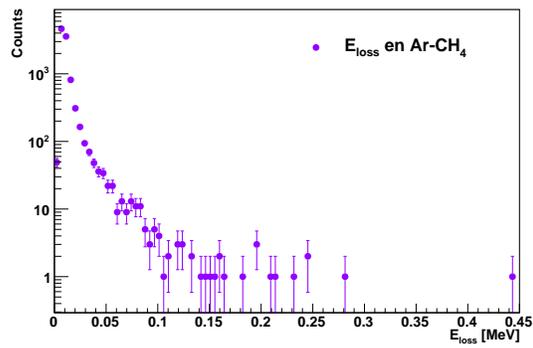
Adicionalmente se hizo variar el espesor tanto del volumen contenido dentro del detector como de los vidrios utilizados haciendo incidir muones de 4 GeV de manera perpendicular a la cara superior del detector. En la figura 5-14 observamos que la energía que depositan los muones va incrementando conforme aumenta el espesor del volumen de gas que atraviesan, en este caso se utilizó la mezcla de Ar, $i - C_4H_{10}$ (isobutano) y CO_2 con proporciones 30 : 8 : 62, respectivamente.



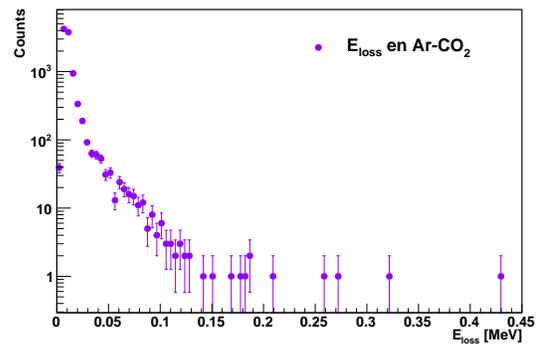
[a]



[b]

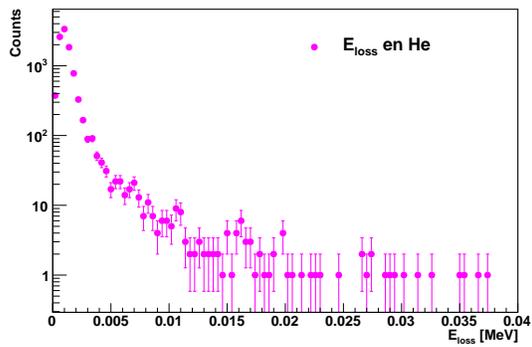


[c]

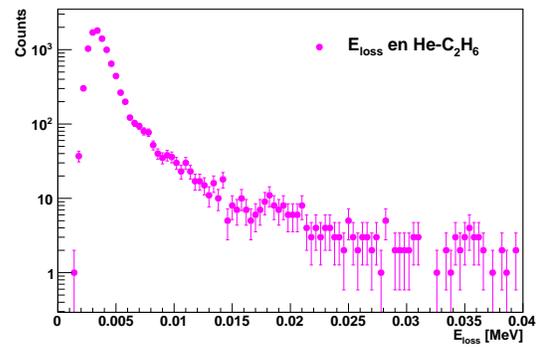


[d]

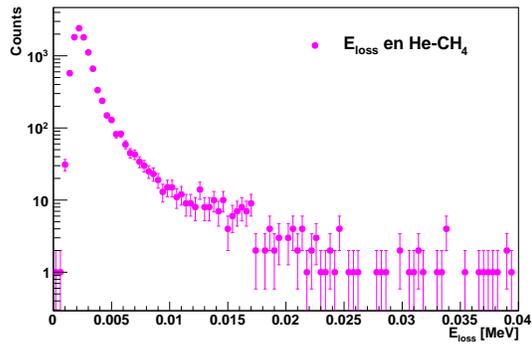
Figura 5-11: Energía depositada por protones a 4 GeV en Argón y mezclas con Argón. Las proporciones de los gases son las siguientes: (a) Ar al 100 %, (b) Ar - 90% y C_2H_6 - 10 %, (c) Ar - 90% y CH_4 - 10 %, (d) Ar - 70% y CO_2 - 30 %.



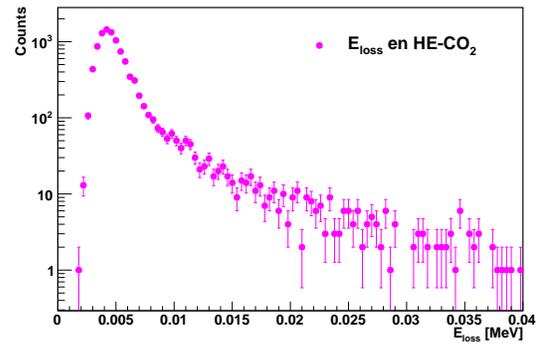
[a]



[b]



[c]



[d]

Figura 5-12: Energía depositada por protones a 4 GeV en Helio y mezclas con Helio. Las proporciones de los gases son las siguientes: (a) He al 100%, (b) He - 70% y C_2H_6 - 30%, (c) He - 70% y CH_4 - 30%, (d) He - 70% y CO_2 - 30%.

Tabla 5-4: $\langle E_{loss} \rangle$ para protones a 4 GeV de energía incidente en los diferentes gases y mezclas. La columna Porcentaje, muestra en qué proporción se encuentra el gas o componente de mezcla. En la última columna se hace el cálculo utilizando una aproximación a la ecuación de Bethe-Bloch.

Gas	Porcentaje	$\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	Aprox. B-B [MeV]
Ar	100	0.012 ± 0.000	0.017
Ar- C_2H_6	90:10	0.012 ± 0.000	0.016
Ar- CH_4	90:10	0.012 ± 0.000	0.016
Ar- CO_2	70:30	0.013 ± 0.000	0.018
He	100	0.001 ± 0.000	0.002
He- C_2H_6	70:30	0.005 ± 0.000	0.005
He- CH_4	70:30	0.003 ± 0.000	0.003
He- CO_2	70:30	0.006 ± 0.000	0.007
Ne	100	0.007 ± 0.000	0.008
Xe	100	0.032 ± 0.000	0.045
CH_4	100	0.007 ± 0.000	0.007
C_2H_6	100	0.014 ± 0.000	0.014
CF_4	100	0.031 ± 0.000	0.037
CO_2	100	0.017 ± 0.000	0.016
$SF_6 - C_2F_4H_2$	2:98	4.610 ± 0.011	5.019

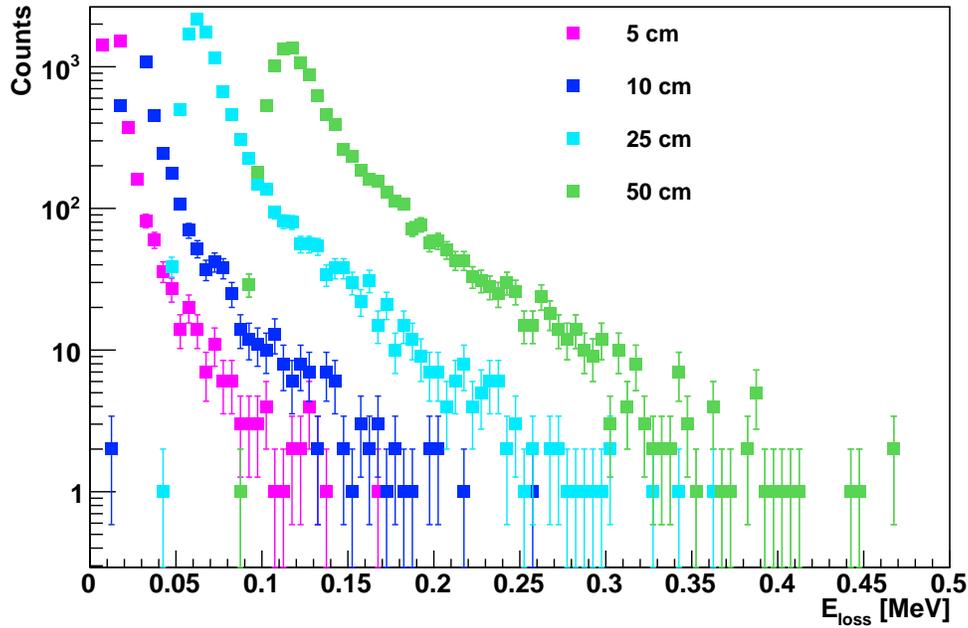


Figura 5-14: Energía depositada por muones a 4 GeV variando el espesor del volumen de gas, se utilizó la mezcla de Ar, $i - C_4H_{10}$ (isobutano) y CO_2 con proporciones 30 : 8 : 62, respectivamente.

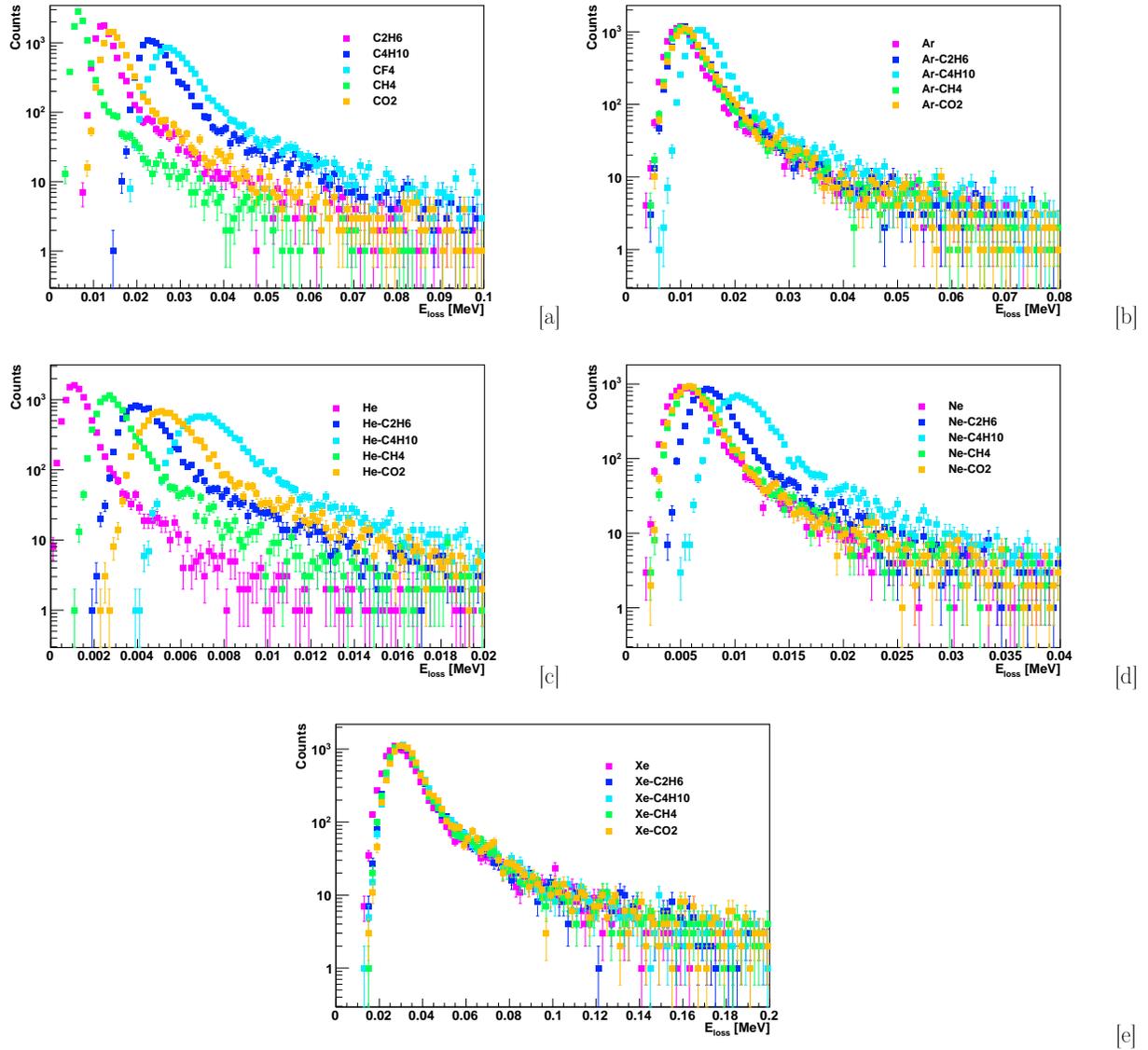


Figura 5-13: Energía depositada por muones a 4 GeV en los diferentes gases. a) Se muestra la energía depositada en los gases desactivadores, éstos se encuentran a una proporción del 100%. b) Energía depositada en Ar y mezclas de éste con los gases desactivadores. c) Energía depositada en He y mezclas de éste con los gases desactivadores. d) Energía depositada en Ne y mezclas de éste con los gases desactivadores. e) Energía depositada en Xe y mezclas de éste con los gases desactivadores. Las proporciones de todos éstos se encuentran en el Apéndice A.

Tabla 5-5: $\langle E_{loss} \rangle$ para muones a 4 GeV de energía incidente en los diferentes gases y mezclas. En la última columna se hace el cálculo utilizando una aproximación a la ecuación de Bethe-Bloch.

Gas	$\langle E_{loss} \rangle$ [MeV]	Aprox. B-B [MeV]	Porcentaje [%]
C_2H_6	0.015 ± 0.0001	0.014	100
C_4H_{10}	0.028 ± 0.0001	0.025	100
CF_4	0.032 ± 0.0001	0.037	100
CH_4	0.009 ± 0.0001	0.007	100
CO_2	0.018 ± 0.0001	0.016	100
Ar	0.013 ± 0.0001	0.017	100
$Ar - C_2H_6$	0.014 ± 0.0001	0.016	90:10
$Ar - C_4H_{10}$	0.017 ± 0.0001	0.019	70:30
$Ar - CH_4$	0.013 ± 0.0001	0.003	90:10
$Ar - CO_2$	0.014 ± 0.0001	0.018	70:30
He	0.002 ± 0.00001	0.002	100
$He - C_2H_6$	0.005 ± 0.00002	0.005	70:30
$He - C_4H_{10}$	0.008 ± 0.00002	0.009	70:30
$He - CH_4$	0.003 ± 0.00002	0.008	70:30
$He - CO_2$	0.006 ± 0.00002	0.007	70:30
Ne	0.007 ± 0.00004	0.008	100
$Ne - C_2H_6$	0.009 ± 0.00004	0.010	70:30
$Ne - C_4H_{10}$	0.012 ± 0.00005	0.013	70:30
$Ne - CH_4$	0.007 ± 0.00004	0.008	90:10
$Ne - CO_2$	0.007 ± 0.00004	0.012	70:30
Xe	0.036 ± 0.0002	0.045	100
$Xe - C_2H_6$	0.038 ± 0.0002	0.042	90:10
$Xe - C_4H_{10}$	0.039 ± 0.0002	0.043	90:10
$Xe - CH_4$	0.038 ± 0.0002	0.041	90:10
$Xe - CO_2$	0.039 ± 0.0002	0.042	90:10

Por otro lado, en la figura 5-15, podemos ver un comportamiento similar, al incrementar el espesor la energía depositada aumenta, aunque vemos que en promedio, las energías depositadas en los vidrios son mayores debido a las densidades de los materiales (el vidrio es más denso que el gas).

Además, en el caso del gas, para un espesor de 25 cm, hay una mayor cantidad de partículas producidas que en el resto de los espesores comparados, contribuyendo a la deposición de energía en el material. De igual manera para vidrio de 1.3 mm de espesor, existe una mayor cantidad de partículas que no se nota con otros espesores.

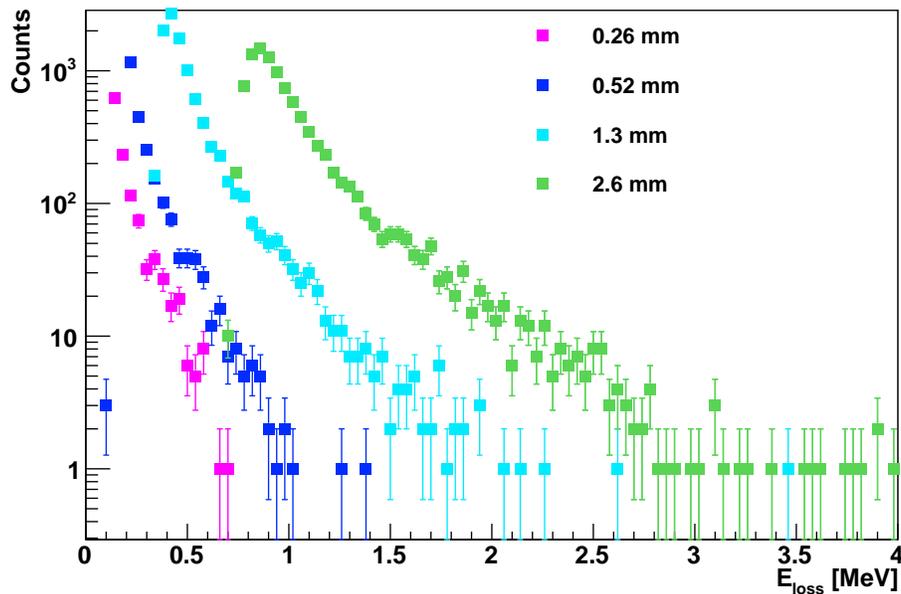


Figura 5-15: Energía depositada por muones a 4 GeV en vidrio se hizo variar el espesor del vidrio utilizado dentro del detector.

Finalmente se consideró la energía depositada en todo el detector. En la figura 5-16 se considera la energía total depositada por muones a 4 GeV en los diferentes componentes del detector.

Se muestra el detector sin vidrios, sólo la caja de aluminio y el gas del interior (Ar, $i - C_4H_{10}$ *isobutano* y CO_2) en color azul, seguido del detector incrementando el número de vidrios en su interior hasta tener 7 vidrios (6 gaps), este corresponde a la distribución en color rojo.

Como se puede observar no hay un aumento considerable en la energía depositada al aumentar el número de vidrios. El número de gaps con los que se desee construir el detector será solo de acuerdo a la resolución temporal que se necesite.

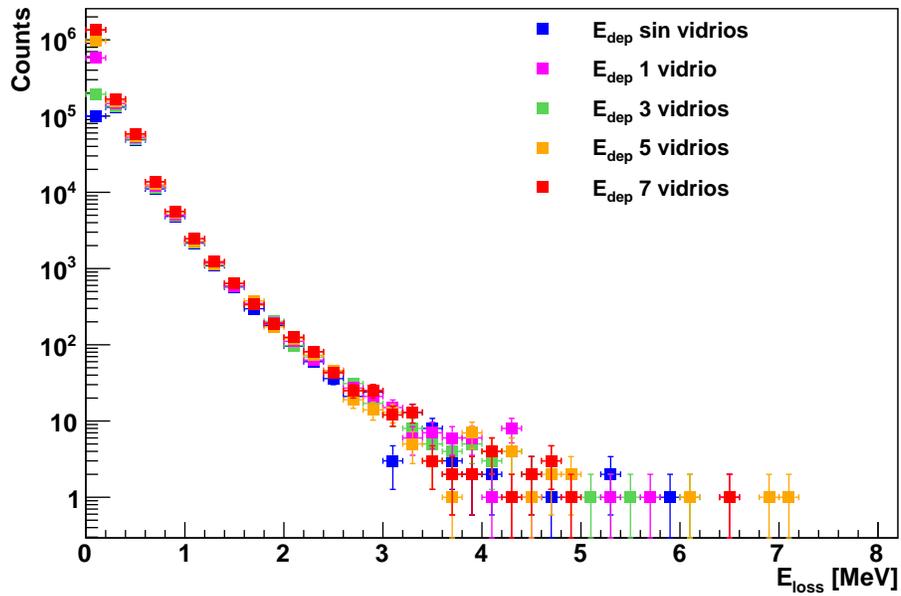


Figura 5-16: Energía depositada por muones a 4 GeV considerando todo el detector. Aquí se consideran los vidrios, el gas formado por Ar, $i - C_4H_{10}$ (isobutano) y CO_2 con proporciones 30 : 8 : 62 respectivamente y las cubiertas de aluminio.

En la figura 5-17, se muestran solamente las distribuciones de energía depositada en el detector sin vidrios y con 7 vidrios. Además de la razón entre ambas distribuciones.

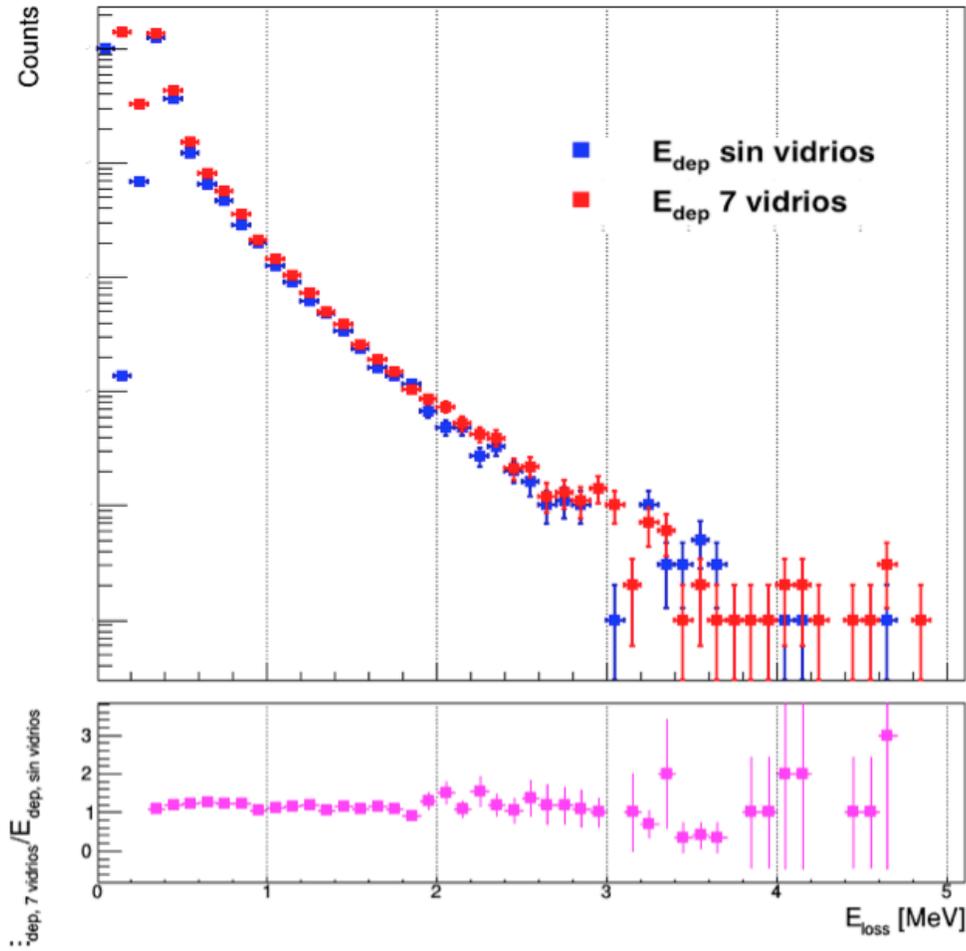


Figura 5-17: Energía depositada por muones a 4 GeV considerando todo el detector. Y la razón entre la energía depositada en el detector con los 7 vidrios y la energía depositada en el detector sin vidrios. El gas utilizado fue la mezcla de: Ar, $i-C_4H_{10}$ (isobutano) y CO_2 con proporciones 30 : 8 : 62 respectivamente.

Capítulo 6

Conclusión

En este trabajo se realizó la simulación de un detector de muones y un detector tipo RPC utilizando Geant4, el cual es un programa que permite la simulación del paso de partículas a través de un detector, cuyo lenguaje de programación es orientado a objetos en $C++$. En la simulación se estudió la deposición de energía de partículas incidentes en el detector, la cual fue utilizada con el fin de optimizar el detector al utilizarla como manera de obtener las energías mínimas umbrales para poder detectar las partículas, así como en la determinación de los espesores máximos para evitar el frenado de éstas.

Primeramente se realizó la simulación de un detector de muones, el cual consiste en una caja con cubierta de Plomo y dos plásticos centelladores, uno colocado dentro de la caja y el otro fuera de ella. Los muones simulados se consideraron provenientes del espacio y como en la tierra se detectan con una energía promedio de 4 GeV, se utilizó ese valor de energía para determinar las características básicas y óptimas del detector. En el análisis realizado para éste detector se analizaron espesores de Plomo de 5, 10 15 y 20 cm y se observó que hay una energía umbral mínima de los muones incidentes de 0.1 GeV a partir de la cual ya no se pueden observar, ya que estos son completamente absorbidos por el Plomo.

Se simuló un detector tipo RPC, el cual está formado por una cubierta de aluminio y una mezcla de gases en su interior. Dentro de este arreglo se colocaron vidrios para poder medir la avalancha de electrones generada por la ionización en el gas por el paso de las partículas cargadas.

En la simulación se consideraron varias mezclas de gases (ver Apéndice A), para cada una de estas mezclas se calculó la deposición de energía, haciendo incidir haces de muones y protones a energías que van desde 0.1 GeV a 4 GeV, encontrándose así las condiciones óptimas para esta clase de detector: De acuerdo con estudios previos, la elección de la mezcla de gases se basa en encontrar aquella donde la velocidad de deriva de los electrones sea máxima y el ángulo de Lorentz sea el mínimo. En nuestro caso se ha utilizado únicamente la deposición de energía para caracterizar este detector.

Estudios previos muestran que la mezcla óptima está formada por (Ar, $i - C_4H_{10}$ y CO_2), esto permite calcular la deposición de energía de la partícula incidente al simular esta mezcla en el detector. Además se ha estudiado el cambio de la deposición de energía cuando el gas se va enrareciendo, es decir, considerando que en la realidad exista una fuga de gas o algún factor externo que cambie las propiedades de éste dentro del detector.

Con este estudio podemos concluir que:

- La deposición de energía no se ve afectada por el número de cristales utilizados.
- El material utilizado para la fabricación de la cubierta del detector debe ser de baja densidad y bajo espesor por ejemplo el aluminio, esto debido a los umbrales de energía de las partículas incidentes, asegurándonos así que sean detectadas.

El estudio de la energía que depositan las partículas a su paso por estos materiales nos permite encontrar valores específicos para la fabricación del detector, tales como la energía mínima de las partículas incidentes y los espesores de las cubiertas. Esto para facilitar la detección y no perder demasiada información sobre las partículas.

La comparación de estos resultados con las medidas experimentales, se puede hacer al medir la energía de las partículas detectadas y al agregar el valor de la energía depositada por éstas a su paso por el detector, así podemos saber con qué energía venía la partícula incidente.

Sin embargo la variable utilizada en este trabajo (E_{dep}) no puede relacionarse directamente con estudios previos (velocidad de arrastre o de deriva y ángulo de Lorentz, por mencionar algunos) ya que se deben considerar otros aspectos, como la implementación de un campo eléctrico.

Posible trabajo a futuro, es la correcta implementación del campo eléctrico y magnético, la determinación de la eficiencia del detector y la caracterización de las mezclas de gases utilizadas (esto se debe hacer con otro programa de simulación llamado GARFIELD). Además de hacer estudios al variar los espesores de los gaps, ya que como se puede ver en la referencia [18], se busca la mejora de la capacidad de velocidad al estudiar este parámetro en los RPC's. Todo esto son algunos aspectos para lograr una optimización completa de los detectores RPC's.

Apéndice A

Elementos y Materiales (propiedades)

Para lograr una optimización del detector en cuestión, se realizaron simulaciones con diferentes parámetros en cuanto a la geometría del detector y utilizando diferentes clases de gases de llenado.

Como se ha mencionado en los capítulos anteriores, se han utilizado gases para dar lugar a la ionización así como gases "quenchers". Para esto se utilizaron composiciones de éstos a diferentes porcentajes, a cada una de estas mezclas le corresponde determinada densidad para el gas. El cálculo de estas densidades se realizó de la siguiente manera: Para los gases nobles los valores de densidad se obtuvieron de Merk Milipore (compañía farmacéutica, química y de ciencias de la vida, ver ref. [19]), en cuanto a las mezclas, se toma la densidad del primer gas y se multiplica por su correspondiente porcentaje y se hace lo mismo para el segundo gas. Finalmente se suman los valores resultantes y se tiene el valor de la densidad de la mezcla de gases. A continuación se ejemplifica el proceso utilizando la mezcla de Hexafluoruro de Azufre y freón.

Densidades [g/cm^3]	Porcentaje [%]
$\rho_{SF_6} = 0.006$	2
$\rho_{C_2F_4H_2} = 0.512$	98

Utilizando los valores de la tabla anterior se multiplican los valores de las densidades con sus respectivos porcentajes:

$$SF_6 : \rho_{SF_6}(\text{Porcentaje}) = 0.006g/cm^3(0.02) = 1.2324 \times 10^{-4}g/cm^3$$

$$C_2F_4H_2 : \rho_{C_2F_4H_2}(\text{Porcentaje}) = 0.512g/cm^3(0.98) = 0.502g/cm^3$$

Finalmente se suman ambas densidades, obteniendo la densidad total de la mezcla:

$$\rho_{mezcla} = 0.502g/cm^3$$

Cabe mencionar que los valores de las densidades para el Hexafluoruro de Azufre y el Freón fueron obtenidas de las hojas técnicas de INFRA (ref. [21]) y DUPONT (ref. [22]) respectivamente.

En la siguiente tabla se muestran las densidades de cada gas y mezcla de gases utilizados en las simulaciones.

Gas	Densidades [g/cm^3]	Porcentaje [%]	Aprox. B-B [MeV]
<i>Ar</i>	0.002	100	0.017
<i>He</i>	0.001	100	0.002
<i>Ne</i>	0.001	100	0.008
<i>Xe</i>	0.005	100	0.045
<i>CF₄</i>	0.004	100	0.037
<i>CO₂</i>	0.002	100	0.016
<i>CH₄</i>	0.001	100	0.007
<i>C₂H₆</i>	0.001	100	0.014
<i>C₄H₁₀</i>	0.003	100	0.025
<i>Ar - CH₄</i>	0.002	90:10	0.016
<i>Ar - C₂H₆</i>	0.002	90:10	0.016
<i>Ar - CO₂</i>	0.002	70:30	0.018
<i>Ar - C₄H₁₀</i>	0.002	70:30	0.02
<i>He - CH₄</i>	0.001	70:30	0.003
<i>He - C₂H₆</i>	0.001	70:30	0.005
<i>He - C₄H₁₀</i>	0.001	70:30	0.009
<i>He - CO₂</i>	0.001	70:30	0.007
<i>Ne - CH₄</i>	0.001	90:10	0.008
<i>Ne - C₂H₆</i>	0.001	70:30	0.01
<i>Ne - CO₂</i>	0.001	70:30	0.012
<i>Ne - C₄H₁₀</i>	0.001	70:30	0.013
<i>Xe - CH₄</i>	0.004	90:10	0.041
<i>Xe - C₂H₆</i>	0.005	90:10	0.042
<i>Xe - CO₂</i>	0.004	90:10	0.042
<i>Xe - C₄H₁₀</i>	0.004	90:10	0.043
<i>SF₆ - C₂F₄H₂</i>	0.502	2:98	5.019

Apéndice B

Generalidades de Geant4

Las simulaciones se realizaron con Geant4 (GEometry ANd Tracking), esta es una herramienta para la simulación del paso de partículas a través de materia usando el método Monte Carlo. Aquí se definieron las geometrías del RPC así como la variable utilizada en este estudio.

Las clases fundamentales que se utilizan para realizar la simulación son:

- *DetectorConstruction*: Definición de la geometría (dimensiones y formas), materiales utilizados tanto para los componentes del detector como para el medio en el cual se encuentra y posiciones del arreglo.
- *SteppingAction*: Aquí se va a obtener de cada paso, la información del paso de las partículas a través de los distintos componentes del detector.
- *PrimaryGeneratorAction*: Declaración de tipo de partículas con las cuales se harán los estudios y la información física de éstas como energía, dirección, número de partículas y momento.
- *EventAction*: Inicialización de todas las variables de interés y llenado de histogramas con la información obtenida durante el *SteppingAction*.
- *RunAction*: impresión de la información al inicio de cada evento y creación de histogramas donde será almacenada esta información.
- *ActionInitialization*: Se inicializan las clases necesarias para la simulación del detector.

Bibliografía

- [1] KNOLL, GLENN F., *Radiation Detection and Measurement*, Third Edition, John Wiley & Sons. New York, 2000.
- [2] GRUPEN, CLAUS y SHWARTZ, BORIS, *Particle Detectors*, Second Edition, Cambridge University Press, 2008.
- [3] BEISER, ARTHUR, *Concepts of Modern Physics*, Sixth Edition, McGraw-Hill, 2003.
- [4] LIPPMANN, CHRISTIAN, *Detector Physics of Resistive Plate Chambers*, Frankfurt, 2003.
- [5] Y. ASSRAN y A. SHARMA, *Transport Properties of operational gas mixtures used at LHC*.
- [6] LEO, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Second Revised Edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH.
- [7] HERRANZ MUELAS, ELENA *Simulaciones Montecarlo para Radioterapia Intraoperatoria con haces de electrones*, Madrid, 2013.
- [8] D. E. GROOM, N. V. MOKHOV y S. STRIGANOV *Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV-100 TeV*, LBNL-44742 (1998).
- [9] SHAOHUI AN, D. HATZIFOTIADOU, YONGWOOK BAEK, ET. AL., *Performance of a large area 6 gap MRPC built for the EEE project*, Elsevier Science, 2007.
- [10] R. SANTONICO y R. CARDARELLI, *Nucl. Instrum. Methods A187*, 377 (1981).
- [11] A. G. BOGDANOV, et al. *Geant4 Simulation of high energy muon interactions*, 2004.

- [12] C. PATRIGNANI ET AL. (PARTICLE DATA GROUP), *Review of Particle Physics*, Volume 40, Number 10, 2016.
- [13] *Energy loss by Ionization: Geant4 Status*, 6 April 2003, <ftp://www.cenbg.in2p3.fr/astropart/GlastWWW/reposeur/note-06april2003.pdf>.
- [14] *Geant4 Training Courses*, <http://geant4.cern.ch/support/training.shtml>.
- [15] TAVERNIER, STEFFAN, *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*, Springer, 2010.
- [16] JENS FRANGENHEIM *Measurements of the drift velocity using a small gas chamber for monitoring of the CMS muon system*, 2007.
- [17] *Praktikum im DESY Zeuthen*.
- [18] G. AIELLI, ET AL., *Imrpoving the RPC rate capability..*
- [19] MERCK MLLIPORE, <http://www.merckmillipore.com/MX/es>
- [20] <https://project-aqua.web.cern.ch/project-aqua/rpcpet.html>
- [21] <http://grupoinfra.com/>
- [22] <http://www.dupont.mx/>