



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

Construcción y caracterización de detectores  
RETGEM para el estudio de partículas  
subnucleares

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
FÍSICO

PRESENTA:  
DANIEL MAYANI PARÁS

DIRECTOR DE TESIS:  
DR. GUY PAIC



2009



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.

*A mis papás, quienes me inmergieron  
en el mundo de la ciencia.*

*A mis hermanos Rafael y Fernando.*

**1. Datos del alumno**

Mayani

Parás

Daniel

56 17 09 46

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

301697378

**2. Datos del tutor**

Dr.

Guy

Paic

**3. Datos del sinodal 1**

Dr.

Andrés

Sandoval

Espinosa

**4. Datos del sinodal 2**

Dr.

Víctor Manuel

Velázquez

Aguilar

**5. Datos del sinodal 3**

Dr.

Eleazar

Cuautle

Flores

**6. Datos del sinodal 4**

Dr. José Rubén

Alfaro

Molina

**7. Datos del trabajo escrito**

Construcción y caracterización de detectores RETGEM para el estudio de partículas subnucleares.

60p

2009

# Agradecimientos

A continuación me embarco en la tarea de mencionar a una serie de personalidades sin las cuales no habría llegado hasta el punto de entregar esta tesis de licenciatura.

Sin duda alguna, mi padres Héctor y Maite merecen el máximo reconocimiento que puedo otorgar, pues ellos me han guiado siempre en cada etapa de mi vida y me inculcaron desde pequeño el gusto por la ciencia. Muchas gracias mamá y papá, no estaría aquí si no fuera por ustedes.

El responsable más directo del presente trabajo es el Dr. Guy Paic. Todo comenzó el día en que ingenuamente entré a su oficina para solicitarle apoyo para ir al CERN y participar en el Programa de Estudiantes de Verano 2007. En efecto aceptó mandarme a Suiza y yo salí feliz en esa ocasión sin imaginarme que en realidad acababa de vender mi alma. Eso es solo una forma humorística de decirlo, pues en realidad Guy ha sido un gran asesor para mí, el mejor. Con su apoyo y dedicación he descubierto un área de la física que me apasiona y en la cual quiero seguir trabajando. Guy me ha enseñado más que sólo física, también me ha enseñado el valor de la dedicación, el compromiso y el trabajo duro, enseñanzas posiblemente más valiosas que la primera.

Le doy las gracias a mis sinodales: Andrés Sandoval, Víctor Velázquez, Eleazar Cuautle y Rubén Alfaro, por leer mi tesis, dedicarme tiempo para la discusión y darme sus opiniones, que finalmente contribuyeron a mejorar tanto el trabajo escrito como mi propia formación como estudiante.

En seguida agradezco al grupo con quienes trabajé en CERN durante el verano de 2008: Paolo Martinengo, Jaap Van Beelen y en especial a Vladimir Peskov, de quien aprendí todo lo que sé acerca de detectores GEM y la importancia de trabajar sin pausa, pero sin prisa.

Es indispensable agradecer al Ing. Enrique Patiño por su ayuda en la construcción del experimento y en especial por las enseñanzas que me aportó en el área de la electrónica, antes de él era yo un iliterato en ese aspecto. Junto con Ramona Lea, quien vino de Italia para trabajar con nosotros durante unos meses, logramos hacer funcionar el detector y obtener los primeros resultados con éste.

A continuación agradezco a mis hermanos Rafael y Fernando, a mis abuelos Nacho, Nelly, Toño y Conchita, a mis tíos y primos (quienes saben que son igual

de importantes aunque no escriba cada uno de sus nombres), porque ellos han moldeado la persona que soy ahora y me han inspirado a entender la física de tal forma que pueda platicarles de lo que hago.

A los amigos de toda la vida: Inés, Paula, Tania, Moy, Juancho, Adri, Luz, Rodrigo y Santos, con quienes he compartido experiencias de estudios, viajes, deportes y mucho más. Sé que podré contar con ustedes siempre.

Una mención especial individual para Alan, quien ha sido un invaluable amigo, compañero de viajes y excelente cómplice tanto en la delantera como en la portería de Peyotes. Además de que sabe más de fútbol americano que yo.

Aline y Ezequiel merecen una mención honorífica. No sólo estuvieron conmigo durante la secundaria y la prepa, sino que siguieron por el mismo camino de la física. No tengo la menor duda de que juntos disfrutamos al máximo la carrera, ayudándonos mutuamente y apoyándonos en los momentos difíciles. Sin ustedes no habría aprovechado tanto este viaje, gracias.

Quiero darle las gracias a Pedro, quien además de ser un gran amigo y compañero de carrera es el responsable de que me animara a participar en la selección para ir a CERN. Sin su apoyo no habría descubierto mi vocación en la física de partículas.

Gracias a mis amigos de la carrera: Alejandro, Alejandra, Emilio, Emilia, Sebastián, Sebastián, Carlos, Saúl, Rodrigo. Poco a poco formamos juntos nuestro futuro en la ciencia.

Thanks to my summer student friends at CERN: Andrzej, Luca, Andrea, Wieland, Michele, Luca, Julian, Eva, Serena and Daniele, who broadened my vision of the world. Thanks to Marcel, who was a great supervisor and is an even greater friend.

Por último quiero darle las gracias a un grupo con quienes he vivido experiencias que han forjado mi carácter y mi forma de ver la vida, con quienes aprendí que muchas veces hay que esforzarse al límite para llegar a la cima: Manu, Damián, Azu, Miriam, Montse, Jens, Ana, Pedro, Daniel y Lencho. Siempre habrá un pico más alto por conquistar juntos.

Sabiendo que la lista de agradecimientos podría seguir indefinidamente prefiero parar aquí. Nuevamente, gracias a todos.

# Prefacio

Nuestro paso por este mundo es un juego. Es *El Juego*, donde las reglas han sido formuladas por el mismísimo Universo y son, por lo tanto, incorrompibles e insoslayables. Como en cualquier juego, quien mayores posibilidades de supervivencia tiene es aquel que conoce mejor las reglas y quien mejor las emplea a su favor. La clave del éxito humano radica, por un lado, en su capacidad de discernir los principios fundamentales detrás de estas *Leyes de la Naturaleza*, y por otro, en su ingenio para aplicar eficientemente este conocimiento. A la herramienta que ha hecho posible lo primero se le conoce como *Ciencia*. Al resultado de lo segundo se le llama *Tecnología*.

La Ciencia nos ha llevado a formular postulados y teorías que nos han ayudado a reconstruir las reglas del juego, pero, dado que éstas no se nos presentan como revelaciones absolutas, el desciframiento del mundo es una empresa que sigue hasta nuestros días. En esta búsqueda por la ‘Guía última del Cosmos’ nada es una garantía, la empresa humana continúa como un reto por determinar qué tan a detalle podemos transcribir el Libro del Universo. En esta tarea, la física de partículas es la lupa con la que leemos las letras pequeñas.

La física experimental siempre ha sido mi principal interés en el ámbito científico y gracias a diversas circunstancias durante la carrera terminé encontrando que el trabajo con detectores de partículas es una gran opción para hacer labor experimental en un área de vanguardia en la ciencia. Después de realizar el servicio social con tubos Geiger-Müller en el Laboratorio de Detectores del Instituto de Ciencias Nucleares (ICN) con el Dr. Guy Paic, él me propuso seguir con un proyecto en donde trabajaríamos con un nuevo tipo de detector que ha llamado la atención en años recientes: el RETGEM (Resistive Electrodes Thick Gas Electron Multiplier).

Para comenzar con el proyecto, que posteriormente sería el tema central de esta tesis, realicé durante el verano de 2008 una estancia de dos meses en CERN (Laboratorio de altas energías cerca de Ginebra, Suiza) con el apoyo de Guy Paic y Paolo Martinengo. Trabajando también con Vladimir Peskov, aprendí a montar el dispositivo experimental para hacer funcionar el detector, hacer mediciones con

éste y entender la física detrás del experimento. Al regresar a México y con la ayuda del ingeniero Enrique Patiño, reconstruimos el detector y comenzamos a hacer nuestras propias mediciones.

La motivación detrás de este trabajo es la participación activa en la investigación de nuevos detectores que puedan cumplir con los requerimientos de la física de partículas actual y futura. Con la construcción del LHC (Gran Colisionador de Hadrones), el acelerador de partículas más grande y energético de la historia, se necesitan dispositivos que estén a la altura de este proyecto capaces de revelar la presencia de las partículas creadas. Los detectores tipo GEM (Gas Electron Multiplier) son una de las apuestas para esta nueva generación de reveladores y la construcción de semejante dispositivo en el ICN tiene el propósito de continuar e impulsar la investigación y desarrollo de detectores de partículas en nuestro país.

El objetivo de mi tesis es, en primer lugar, describir el dispositivo experimental que hemos elaborado para hacer funcionar el RETGEM. La primera meta fue diseñar y construir el experimento y conseguir que todo funcionara correctamente. El siguiente objetivo es mostrar y discutir los primeros resultados que he obtenido con el detector.

La tesis incluye el trabajo que he realizado tanto en CERN como en el ICN. El primer capítulo aborda el marco general que rodea la tesis donde hablo un poco sobre la física de partículas, los detectores de gas y en particular del RETGEM. En el segundo capítulo describo los distintos elementos del experimento y los detalles de la construcción del mismo. El tercer capítulo es donde presento y discuto los resultados que he obtenido. Las conclusiones de la tesis las presento en el cuarto y último capítulo.

Mi propósito con esta tesis es que sea una primera guía para cualquier estudiante que quiera comenzar a trabajar con detectores RETGEM y que pueda encontrar en ella las bases para iniciar su propia investigación experimental.



# Índice

<b>Agradecimientos</b>	<b>v</b>
<b>Prefacio</b>	<b>vii</b>
<b>1 El Detector</b>	<b>1</b>
1.1 Revelando el mundo subnuclear . . . . .	1
1.2 Detectores de gas . . . . .	4
1.3 El RETGEM . . . . .	6
1.4 Las aplicaciones del GEM . . . . .	9
<b>2 El Dispositivo Experimental</b>	<b>11</b>
2.1 Descripción general . . . . .	11
2.2 El gas . . . . .	13
2.3 Las fuentes radioactivas . . . . .	15
2.3.1 Americio-241 . . . . .	16
2.3.2 Hierro-55 . . . . .	19
2.4 Los electrodos . . . . .	22
2.4.1 La placa de deriva . . . . .	22
2.4.2 La avalancha de electrones . . . . .	23
2.4.3 Regiones de operación . . . . .	26
2.5 La electrónica . . . . .	26
2.5.1 El preamplificador . . . . .	26
2.5.2 El amplificador . . . . .	30
2.6 La adquisición de datos . . . . .	32
<b>3 Los Resultados</b>	<b>35</b>
3.1 La <i>ganancia</i> del detector . . . . .	35
3.2 Resultados CERN . . . . .	36
3.2.1 Comparación de gases . . . . .	37
3.2.2 Estabilidad . . . . .	41
3.3 Resultados ICN . . . . .	46

---

3.3.1	Variación del voltaje de deriva . . . . .	46
3.3.2	Saturación de la señal. . . . .	48
3.4	La ganancia a distintas presiones . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>53</b>
<b>A</b>	<b>Efecto de la presión y temperatura sobre la ganancia</b>	<b>55</b>
<b>B</b>	<b><i>Contraflujo de iones</i></b>	<b>57</b>
	<b>Referencias</b>	<b>59</b>

# Capítulo 1

## El Detector

### 1.1 Revelando el mundo subnuclear

Hacia finales del siglo XIX, los físicos consideraban que el entorno humano podía describirse en su totalidad mediante las leyes descubiertas por la física con las teorías de la mecánica, la termodinámica y el electromagnetismo. Hoy en día se sabe que el universo es mucho más sutil y sofisticado que esto. De las teorías mencionadas, es posible formarse una imagen mental dictada en cierta manera por la intuición, pero el actual entendimiento del cosmos requiere un esfuerzo mucho mayor, en el que prejuicios cotidianos deben ser descartados e ideas poco ortodoxas deben adoptarse en su lugar. Sólo así se pueden llegar a comprender todos aquellos fenómenos ajenos a nuestras vidas cotidianas, aquellos que ocurren en el espacio extragaláctico o en el mundo subatómico y en intervalos de tiempo fuera de nuestra experiencia común.

Los descubrimientos de principios del siglo XX comenzaron a ‘ensusiar’ la bella imagen formada por la física de siglos anteriores. La teoría cuántica comenzó a sugerir que la Naturaleza se comporta de formas muy poco intuitivas a escalas sub-microscópicas, y la existencia de corpúsculos fundamentales de la materia empezó a vislumbrarse.

El electrón fue la primera partícula elemental en ser claramente identificada. Al medir la masa de los rayos catódicos, J. J. Thompson mostró que éstos estaban formados por corpúsculos diminutos de carga negativa, con lo cual llegó a la conclusión de que la electricidad consistía de un flujo de partículas portadoras de carga eléctrica conocidas hoy en día como electrones. Sus descubrimientos fueron publicados en tres artículos en el año 1897. En esa misma época, los trabajos de Becquerel y Curie revelaron al mundo un fenómeno novedoso: el de la radioactividad. Observaron que ciertos elementos producían una radiación capaz de penetrar la materia y cuya naturaleza permanecía elusiva. El fenómeno que comenzaban a estudiar presentaba cierta complejidad debido a que existen tres

tipos diferentes de rayos emitidos por los átomos radioactivos [1].

Fue Rutherford quien determinó por primera vez la existencia de dos formas diferentes de radiación, a las que llamó *rayos alfa* y *rayos beta*. Mientras que la radiación beta era casi tan penetrante como los rayos X, descubiertos ya para ese entonces por Röntgen, la radiación alfa mostraba menor poder de penetración. Poco después se descubrió que los rayos beta eran deflectados por un campo magnético de la misma manera que los electrones y que la razón entre la masa y la carga de ambos era muy similar. Pronto se llegó a la conclusión de que los rayos beta eran tan solo electrones a velocidades mucho mayores que aquellos presentes en los rayos catódicos.

Los rayos alfa fueron más difíciles de deflectar, pero eventualmente también fue posible medir su relación entre masa y carga y resultó ser dos veces mayor a esa misma razón en un ión de hidrógeno. Finalmente se determinó que los rayos alfa eran iones de helio, el segundo elemento más ligero.

El tercer tipo de radiación que observaron eran rayos con una gran penetración pero que no podían ser deflectados por ningún campo magnético, fueron llamados *rayos gamma*. Fue hasta 1917 que se demostró que esta radiación, al igual que los rayos X, eran ondas electromagnéticas de muy alta frecuencia.

### **Las sondas del Microcosmos.**

Retrocediendo un poco, en 1911, Rutherford ingenió una aplicación crucial de la radiación, lo cual le permitió determinar la estructura del átomo. Así como los fotones de luz visible permiten al ojo detectar los objetos del entorno al interactuar constantemente con ellos, para observar la estructura más íntima de la materia se requiere un bombardeo de partículas de gran energía incidiendo sobre el blanco submicroscópico. Rutherford encontró en las partículas alfa el proyectil perfecto con el cual descubrió el núcleo atómico. Fue así que nació la idea del átomo como una especie de sistema planetario de electrones ‘orbitando’ mecánicamente cuánticamente alrededor de un núcleo. Posteriormente se descubrió que este a su vez está constituido por partículas más pequeñas llamadas protones y neutrones.

Para adentrarse en el núcleo, para ‘ver’ su estructura, se utilizaron en un principio las partículas producidas por decaimientos radioactivos, como en el caso del experimento de Rutherford. Pero eventualmente los científicos agotaron todas las posibilidades experimentales de las partículas emitidas por radiación natural y tuvieron que desarrollar medios artificiales para poder acelerar a las partículas aún más e indagar con mayor profundidad en el mundo nuclear. Para lograr este objetivo se requirieron, y se requieren, aún en la actualidad, energías sumamente elevadas. Fue así que la ‘física de partículas’ se volvió sinónimo de ‘física de altas energías’.

La Naturaleza tiene su propia fuente de partículas de alta energía: los rayos



Figura 1.1: El desarrollo de detectores de partículas ha culminado en experimentos de gran sofisticación como aquellos construidos para el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en CERN. La imagen muestra una fotografía del experimento ALICE, un conjunto de detectores destinados a develar los secretos más íntimos de la materia.

cósmicos. Por muchos años, esta radiación extraterrestre fue la fuente de muchos descubrimientos (como del pión y el muón, entre otras partículas), pero para ello los científicos tenían que llevar sus experimentos a la cima de las montañas.

No fue hasta después de la Segunda Guerra Mundial que la colaboración entre naciones permitió el desarrollo de mega-proyectos internacionales que llevaron a la creación de las máquinas científicas más grandes de la historia: *los aceleradores de partículas* (cuyo máximo exponente se encuentra en el laboratorio de altas energías conocido como CERN, cerca de Ginebra. Figura 1.1). Una vez que estas máquinas entraron en acción, inició un periodo muy fructífero para el descubrimiento científico. Las colisiones generadas por estos ‘monstruos’ permitieron escudriñar las entrañas de la materia y develar el ‘zoológico’ de partículas que permean todo el universo.

### **Reveladores del universo invisible.**

La imagen de la física de altas energías no estaría completa sin su elemento más fundamental: el detector. El mundo subnuclear no puede ser visto por el ojo humano de forma directa, las partículas elementales no pueden estudiarse y contemplarse como si fueran pelotas de béisbol. La única manera de revelar su existencia es mediante la interacción que tienen con la materia, la huella que dejan en el mundo macroscópico. Develar la presencia de estos entes invisibles, esta es la misión de los detectores de partículas. Sin estos dispositivos, los científicos carecerían del medio para poner en evidencia la existencia de este extraño micro-

cosmos.

## 1.2 Detectores de gas

El primer dispositivo utilizado para detectar radiación fue una cámara de ionización en aire conocida como electroscopio de láminas de oro, inventada en el siglo XVIII. Desde el descubrimiento de la radioactividad por Becquerel en 1896, el electroscopio ha sido utilizado para medir el flujo de radiación ionizante. En 1906, Thomson recibió el Premio Nobel de Física por sus estudios sobre la conductividad eléctrica en gases ionizados. Poco después, en 1908, Rutherford y Geiger desarrollaron una cámara de ionización para la detección de partículas subatómicas individuales. En esos años, Geiger construyó un contador de descargas en gas que fue utilizado en los experimentos que llevaron a la identificar a las partículas alfa como núcleos de helio y al desarrollo del modelo atómico de Rutherford. Entre 1928 y 1929, Geiger y Müller construyeron contadores de gas con un área sensible grande que desde entonces se conocen como *contadores Geiger-Müller*. El siguiente paso importante fue el desarrollo de contadores proporcionales que permitieron identificar a las partículas según su capacidad de ionización [2].

En 1912, Wilson construyó el primer dispositivo que permitía visualizar la trayectoria de las partículas: la cámara de niebla. Posteriormente, cámaras de chispas y otros dispositivos fueron desarrollados para observar el paso de partículas individuales en gases a presión atmosférica. En todos estos desarrollos, los gases nobles jugaron un papel importante. Este tipo de detectores de imagen tuvieron su culminación con la introducción de la cámara de burbujas por Glaser (figura 1.2), quien recibió el Premio Nobel de Física en 1960 por este invento.

Los detectores de gases nobles entraron a una nueva era cuando Davidson y Larsh observaron a finales de los cuarenta la presencia de conductividad eléctrica en argón líquido al incidir en él la radiación ionizante. A principios de los años cincuenta, cámaras de ionización de argón líquido fueron utilizadas en un experimento de física nuclear, con lo cual se prestó especial interés en las excelentes propiedades de centelleo en gases nobles condensados.

Durante los cincuenta y sesenta, se realizaron extensas investigaciones sobre el transporte de electrones en gases nobles puros y en mezclas usadas para la multiplicación eficiente de electrones. Así, en 1968, Georges Charpak inventó la cámara multialámbrica (MWPC, por sus siglas en inglés), lo cual le valió el Premio Nobel de Física en 1992. Desde su invención, prácticamente todo experimento de física de altas energías incorpora un MWPC, con lo cual se han descubierto partículas como la  $J/\Psi$ , por Ting y Richter, o los bosones W y Z por Rubbia, quienes ganaron el Premio Nobel en 1976 y 1984 respectivamente.

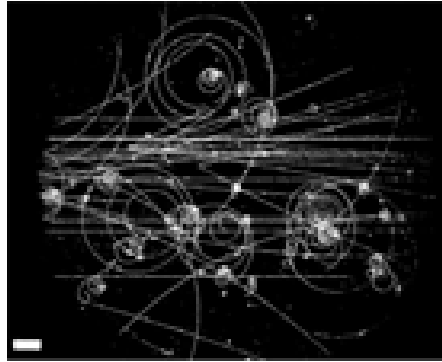


Figura 1.2: Fotografía de las trazas generadas por el paso de radiación ionizante en una cámara de burbujas, uno de los dispositivos que permiten observar las trayectorias de partículas subatómicas.

Charpak y sus colaboradores (Sauli, Majewski, Policarpo, Ypsilantis, Breskin) han creado muchos detectores de gas tales como: cámaras de deriva (drift chambers), cámaras proporcionales de centelleo y cámaras de avalancha de placas paralelas; además fueron pioneros en el desarrollo de la tomografía digital por rayos X, usada en la medicina, la biología y la industria.

Durante los setenta y ochenta, en varios laboratorios del mundo, entre ellos el CERN, se construyeron calorímetros de gases nobles en estado líquido para detectar radiación electromagnética de alta energía. El grupo ICARUS, dirigido por Rubbia, desarrolló un TPC (Time Projection Chamber) con LAr (argón líquido) para la detección de neutrinos solares.

A principios de los años noventa, se determinó que la resolución de energía de los detectores de gas era peor a bajas energías de lo que se había predicho, por lo que se enfocó la investigación en el desarrollo de detectores a alta presión, que tienen una resolución mejor a bajas energías.

En la actualidad, una gran cantidad de experimentos en los laboratorios más importantes de física de altas energías del mundo ocupan detectores de gases nobles en varios de sus componentes. Este tipo de detectores le han brindado mucho a la física experimental y siguen haciéndolo con diseños novedosos como el GEM.

## 1.3 EL RETGEM

### Hacia el GEM.

El desarrollo actual de detectores se encuentra en la búsqueda de dispositivos capaces de entregar una ganancia <sup>1</sup> alta y estable de la señal en un gas. En esta dirección, Charpak y Sauli introdujeron la cámara multipasos como una forma de sobrellevar las limitaciones de ganancia en los detectores de placas paralelas y las cámaras multialámbricas. Usando técnicas de microelectrónica, la manufactura de detectores con estructura microscópica se volvió más sencilla y así surgieron una gran variedad de dispositivos de alta granularidad con distancias muy pequeñas (menores a 1mm) entre electrodos, a esta familia se le llama MPGD (Micro Pattern Gaseous Detectors). Estos detectores logran ganancias elevadas dado que con campos eléctricos muy grandes se producen fuertes avalanchas de electrones en el gas. Otras ventajas de los MPGD es que permiten una muy buena resolución espacial y temporal [3].

Un tipo de MPGD son los que tienen un patrón de agujeros en su superficie. El más popular hoy en día es el detector *GEM* (Gas Electron Multiplier), desarrollado por F. Sauli [4] y constituye el tema central de esta tesis. Los detectores GEM tienen varias ventajas sobre otros tipos de detectores de agujeros dado que el material del cual están hechos es ligero y flexible, son fáciles y baratos de fabricar y alcanzan ganancias muy elevadas (por arriba de  $10^5$ ), pero tienen el problema de que las descargas generadas al aplicarse voltajes altos (del orden de kV) producen daños en el mismo detector. Los avances en el diseño de detectores tipo GEM se han enfocado en reducir la cantidad y el daño generado por estas chispas.

### El Multiplicador de Electrones.

El GEM consiste de dos placas delgadas de cobre separadas por una capa de material dieléctrico llamado Kapton (con un grosor de 50 - 100  $\mu\text{m}$ ) perforadas por un arreglo denso de agujeros. La distancia entre agujeros varía entre 140 - 200  $\mu\text{m}$  y tienen un diámetro de 40 - 120  $\mu\text{m}$  [5]. En la figura 1.3 puede observarse de cerca la estructura del detector.

Al aplicarse una diferencia de potencial entre los electrodos del GEM, se genera un gran campo eléctrico en los agujeros que enfocan las líneas de campo dentro de estos (figura 1.4). El flujo de electrones dentro del agujero es amplificado por un factor que depende de la densidad del campo dentro del canal y la longitud de este.

---

<sup>1</sup>Se le llama *ganancia* al factor por el cual se incrementa la carga primaria depositada por radiación ionizante dentro del detector.



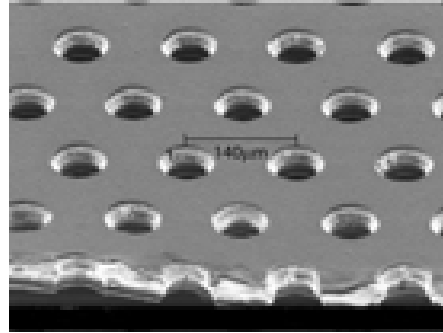


Figura 1.3: Detalle de la estructura típica en la superficie de un detector tipo GEM.

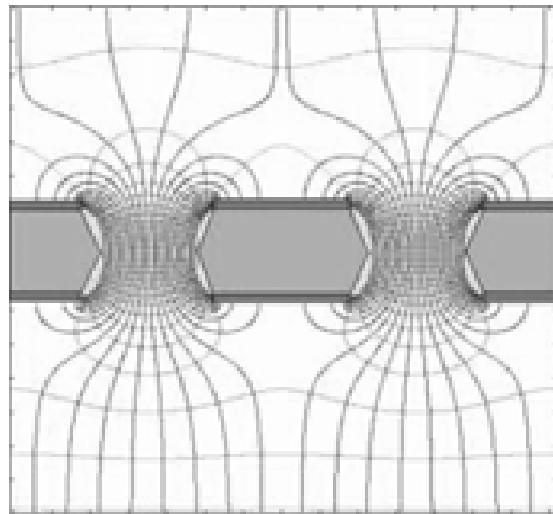


Figura 1.4: Representación de las líneas de campo eléctrico en los agujeros de un detector tipo GEM.

En un principio, los GEM eran utilizados únicamente como elemento de preamplificación para las cámaras multialámbricas u otros detectores, pero hoy en día son implementados como detectores en si mismos.

Un problema del GEM es que ocasionalmente libera chispas debido a descargas producidas por la aplicación de voltajes elevados. Este inconveniente puede ser evadido al implementar un dispositivo con varias etapas sucesivas (de hasta 3 GEMs) de tal forma que cada detector pueda operarse a un voltaje moderado y la ganancia total siga siendo superior a  $10^5$ , ya que en cada etapa se multiplican los electrones producidos por la anterior. Los esfuerzos por disminuir los problemas de descargas han llevado a la mejora del GEM en otras dos presentaciones del detector: el TGEM y el RETGEM.

### **Los electrodos resistivos.**

En la búsqueda de detectores tipo GEM más robustos, se desarrollaron los TGEM (Thick Gas Electron Multiplier), detectores GEM más gruesos y resistentes, los cuales pueden operar a ganancias más altas que el GEM común [6]. Su estructura es similar a la del GEM pero sus dimensiones se incrementan entre 5 y 20 veces. El aumento en el tamaño de los agujeros resulta en un buen transporte de electrones y en factores grandes de ganancia. Pero la innovación más importante contra las descargas eléctricas en el detector se logró al introducir el RETGEM (Resistive Electrodes Thick GEM), un TGEM con electrodos fabricados con materiales resistivos en lugar de los electrodos metálicos usuales [7]. Estos detectores operan como los GEM usuales; sin embargo, a voltajes del orden de kilovolts, donde se llegan a presentar descargas esporádicas, la energía liberada por las chispas es pequeña gracias a la resistividad de los electrodos y se evitan así daños al detector.

En un principio, los electrodos del RETGEM fueron manufacturados de una pintura a base de grafito con un grosor de unos  $100 \mu\text{m}$ , usada usualmente para los electrodos de RPCs (Resistive Plate Chambers). La superficie de los agujeros era cubierta con esta pintura a pinceladas, haciendo del proceso algo muy demandante.

Posteriormente se implementó una nueva tecnología: los electrodos fueron fabricados con un material resistivo llamado Kapton. Los detectores fueron más fáciles de fabricar y la precisión en la forma de los agujeros permitió alcanzar ganancias elevadas. Se ha seguido la investigación en busca de otros materiales resistivos con los cuales manufacturar los electrodos.

Los trabajos presentados en esta tesis fueron desarrollados con detectores RETGEM, tanto en los experimentos del CERN como en el ICN.

Al aplicar alto voltaje al marco de cobre del RETGEM, los electrodos resistivos, debido a su resistividad no infinita, se cargan a un potencial igual al del marco de cobre y actúan como capas equipotenciales. De esta manera, se forma

el mismo campo eléctrico que en un GEM usual de electrodos metálicos. La ventaja del RETGEM es su resistencia ante descargas eléctricas y su capacidad de funcionar a ganancias aún mayores que el GEM y el TGEM.

## 1.4 Las aplicaciones del GEM

Los detectores de gas tienen ventajas y desventajas respecto a otro tipo de detectores. Por ejemplo, comparados con los detectores de estado sólido, los de gas tienen una resolución menor, pero los primeros son considerablemente más caros que los segundos. En la mayoría de los experimentos en física de altas energías, los detectores de silicio son utilizados cerca del punto de colisión para reconstrucción del evento, pero cuando se trata de cubrir grandes áreas entonces se implementan los detectores de gas. Las cámaras de muones, por ejemplo, situadas en la parte más externa de los experimentos, abarcan un área bastante extensa y son diseñadas con detectores de gas.

### En la física de altas energías.

Diversos detectores tipo GEM serán implementados en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés) del CERN en Suiza. En el LHC existen varios experimentos para la detección de partículas, de los cuales los más sobresalientes son ATLAS, CMS, LHC-b y ALICE. Una serie de cámaras de TGEM están bajo construcción para equipar la estación T2 del experimento TOTEM. Agrupados en cuatro telescopios con diez detectores cada uno, serán instalados en los extremos de CMS para cubrir los ángulos de detección de 3 - 10 mradianes. LHCb usa tres etapas de detectores GEM en la región más central de la cámara de muones, mientras que en el resto de la cámara se siguen implementando MWPCs [8].

Otro experimento que usa GEMs es COMPASS, también en CERN. Este experimento de blanco fijo usa un arreglo de GEMs en tres etapas para el sistema de rastreo (tracking). El experimento PHENIX del Brookhaven National Laboratory en Estados Unidos también utiliza la tecnología GEM.

El principal uso que tendrán los GEM en el futuro será en los TPCs de aceleradores como el ILC (International Linear Collider) y TESLA (TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator) o en la siguiente generación de detectores de ALICE en el LHC como se planea para el VHMPID (Very High Momentum Particle Identification Detector).

**En otras áreas.**

Es interesante notar que la aplicación de los GEM se extiende a áreas fuera de la física de altas energías, como son la medicina y la astrofísica, entre otras. En la imagen médica, es decir, el conjunto de procesos usados para crear imágenes del cuerpo humano con propósitos clínicos, el uso de GEMs reduce la cantidad de radiación aplicada al paciente por su capacidad de detectar fotones individuales. En esta misma área son implementados también como dispositivos de control y verificación en la radioterapia para el cáncer.

Para el diagnóstico de plasmas (técnicas experimentales utilizadas para medir las propiedades como temperatura y densidad de este estado de la materia) en la máquina de fusión Tokamak, detectores tipo GEM son utilizados para generar imágenes bidimensionales mediante rayos-X.

En el área de la astrofísica, se ha desarrollado un polarímetro fotoeléctrico de rayos-X (instrumento mediante el cual se determina la desviación de la luz incidente en un medio) para el estudio de estrellas de neutrones y agujeros negros.

Finalmente, se están desarrollando detectores de neutrones basados en GEMs centelleadores y GEMs fotomultiplicadores que permiten detectar fotoelectrones individuales. Es claro que este tipo de detectores tiene una amplia gama de aplicaciones y sólo el tiempo dirá hasta dónde llegará su alcance.

# Capítulo 2

## El Dispositivo Experimental

### 2.1 Descripción general

A continuación se describe el arreglo experimental en el que se instalaron los RETGEM. Tanto el trabajo que realicé en CERN como el que hice en el ICN tuvieron el mismo montaje.

El experimento en CERN fue realizado con un RETGEM cuya área efectiva era de  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  y un grosor de 1.0 mm. La distancia entre agujeros fue de 1.2 mm y un diámetro de 0.7 mm para cada agujero. La figura 2.1 muestra una fotografía del detector.

En el montaje experimental implementado en el ICN se utilizó también un RETGEM pero con las siguientes características: un área efectiva de  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ , un grosor de 0.5 mm, una distancia entre agujeros de 1.2 mm y un diámetro de 0.7 mm para cada agujero. La figura 2.2 muestra este otro detector.

Como descripción general, el dispositivo experimental (figura 2.3) consiste de un contenedor sellado con entrada y salida de mangueras para permitir el flujo de gas (en nuestro caso argón o neón). Dentro del contenedor se coloca el detector con una *placa de deriva* posicionada a unos centímetros de forma paralela a este. A esta placa se le aplica un voltaje negativo, mientras que la parte superior del RETGEM se aterriza y la parte inferior se pone a un alto voltaje positivo. En medio de la placas se coloca una fuente radioactiva que emitirá las partículas a detectar. Para obtener la señal del detector, la parte del RETGEM que se encuentra a un voltaje positivo es conectado a un preamplificador que, a la vez que alimenta al detector con alto voltaje, extrae la señal que será posteriormente enviada al resto de la electrónica como se describe en la sección 2.5.

La idea básica del experimento es la siguiente: las partículas emitidas por la fuente radioactiva interactúan con el gas en el contenedor, ionizándolo. Esta ionización genera electrones libres dentro del gas que serán rechazados por la placa de deriva (ya que se encuentra a un potencial negativo) y atraídos por la

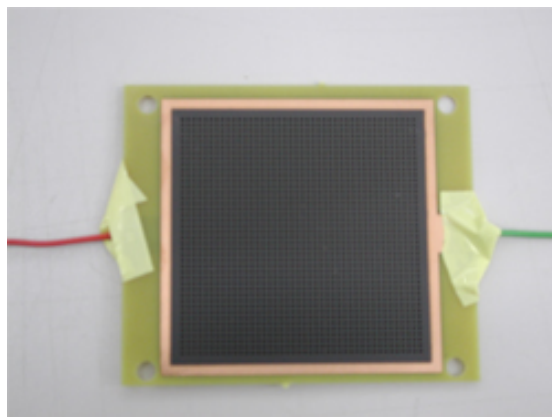


Figura 2.1: Fotografía del RETGEM utilizado en los experimentos realizados en CERN.

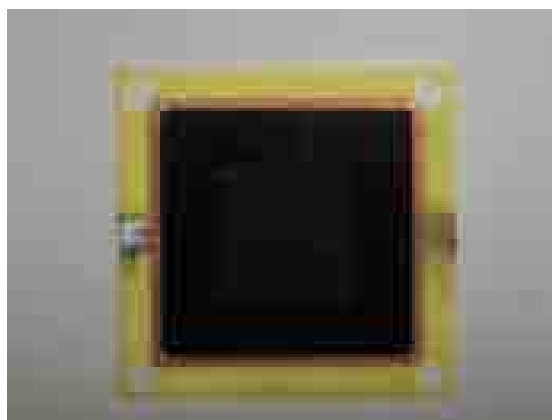


Figura 2.2: Fotografía del RETGEM utilizado en el montaje experimental del ICN.

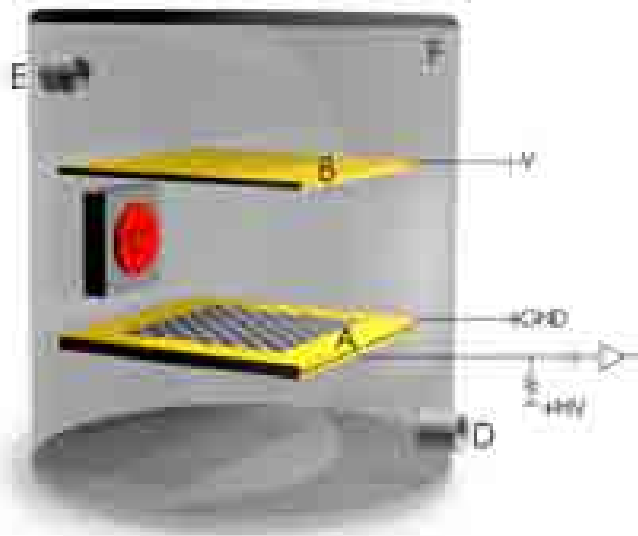


Figura 2.3: El montaje de los experimentos con RETGEM realizados en el CERN y el ICN. Los elementos del dispositivo son los siguientes: A) El detector RETGEM. B) La placa de deriva. C) La fuente radioactiva. D) La entrada del gas. E) La salida del gas. F) El contenedor.

capa superior del RETGEM (que está aterrizada). La diferencia de potencial generada en el detector produce un campo eléctrico como el que se presentó en la figura 1.4, que concentra las líneas de campo en los agujeros y así dirige a los electrones hacia el interior de estos. Debido al intenso campo eléctrico, los electrones se multiplican dentro del agujero al producir una mayor ionización al acelerarse en el gas (de ahí el nombre del detector). La cascada de electrones es atraída hacia la capa inferior del RETGEM (que se encuentra a un potencial positivo) y producen una carga eléctrica que genera una señal a procesar por la electrónica del experimento. Los pulsos adquiridos de esta forma serán analizados posteriormente para obtener la información necesaria para la caracterización del detector. En las siguientes secciones se aborda con mayor detalle cada uno de los componentes del experimento.

## 2.2 El gas

Para que el RETGEM funcione, debe trabajar inmerso en un gas, el cual será ionizado por las partículas a detectar. En el caso de los experimentos realizados para esta tesis se utilizaron argón (Ar) y neón (Ne), ambos de la familia de los

gases nobles.

Los gases nobles poseen ciertas cualidades y ventajas que los vuelven muy adecuados como medio para detectar la radiación ionizante. En primera instancia, son producidos en grandes cantidades como productos de la generación de oxígeno en la industria metalera. El argón es el tercer gas más abundante en la atmósfera, sólo después del oxígeno y el nitrógeno. En segunda instancia, los gases nobles son muy fáciles de purificar. En la detección de radiación muy penetrante, los más populares son los gases nobles pesados como el Ar, Kr y Xe debido a su alta capacidad para detener la radiación.

Los átomos en los gases nobles son muy estables debido a que todas sus capas electrónicas están completas y poseen una energía de enlace grande. Por esto, son menos propensos que otros gases a capturar electrones de un pulso o a ser ionizados por este pulso, por lo que reúnen las cualidades que permiten conservar mejor la carga de una señal. Es decir, 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 distorciona al viajar por el gas. Otros gases moleculares como el hidrógeno, nitrógeno, dióxido de carbono ( $CO_2$ ) y metano ( $CH_4$ ), son menos satisfactorios en este respecto, y los gases altamente electronegativos, como son el oxígeno, vapor de agua y halógenos, deben ser evitados, pues tienden a capturar electrones, retirándolos del pulso previamente generado y reduciendo así la eficiencia del detector. Pero la propiedad más importante de los gases nobles que los hace candidatos adecuados para los detectores de gas es su *potencial de ionización*, pues al tener potenciales de ionización bajos (de decenas de electronvolts) son más sensibles a la detección de radiación.

La presencia de gases electronegativos en el detector tiene un efecto que depende de la naturaleza del gas y de las condiciones de operación, pero, en general, el oxígeno, vapor de agua y halógenos deben encontrarse en menos del 0.1% en las mezclas a usarse en los detectores. En consecuencia, se requiere de una pureza del 99.9%. Un problema particular es la desorción de impurezas por las paredes del contenedor, lo cual reduce la vida útil de una cámara sellada. Esto puede ser reducido utilizando contenedores de vidrio o metal. En el caso del dispositivo usado en estos experimentos se ocupó un recipiente metálico.

Es una práctica común agregar aproximadamente un 10% de  $CO_2$  o  $CH_4$  al argón. A estos gases se les llama *quencher*s y tienen la función de controlar la avalancha de electrones al reducir la energía cinética de éstos. En los experimentos actuales no se implementaron estas mezclas, únicamente gases puros. En la tabla 2.1 se presentan propiedades importantes de los gases utilizados.

**El flujo del gas.** En la mayoría de los detectores de gas, y en particular en el montaje experimental del RETGEM, se requiere que el gas dentro del contenedor esté fluyendo constantemente. Esto tiene el propósito inicial de eliminar en la



Tabla 2.1: Propiedades de algunos gases [9].

Gas	Densidad* (mg cm <sup>-3</sup> )	Potencial de ionización (eV)	Energía de io- nización (eV)	Energía de capa K (keV)
Ar	1.784	15.8	26.4	3.203
Ne	0.900	21.6	36.6	0.874
Aire	1.205	15.0	34.0	-

\*A presión y temperatura estándar (1 atm, 0°C).

medida de lo posible las impurezas de aire y vapor dentro del recipiente. Pero la razón primordial del flujo es para evitar un fenómeno de *desgaste* del gas, en el cual los átomos de este han sufrido una constante ionización y se pierde la capacidad del gas para producir avalanchas de electrones. Con la circulación constante del gas se mantiene renovado el ambiente dentro del contenedor y se maximiza la eficiencia del detector.

Parte de mi trabajo en este experimento consistió en el diseño y construcción de un tablero para el sistema de control del gas. Al salir del tanque, el gas pasa hacia un flujómetro donde se controla el paso de este hacia el contenedor donde se encuentra el detector. A la entrada y salida del contenedor, el gas debe pasar por unas trampas de aceite, las cuales tienen la función de evitar que se escape el gas en caso de que se requiera cerrar la válvula de flujo del gas. Finalmente, el gas se extrae mediante una tubería hacia la atmósfera. Este sistema permite regular el flujo de gas en el detector, manteniéndolo en constante movimiento y eliminando las impurezas generadas por otros gases o por la constante ionización del gas por las fuentes radioactivas.

## 2.3 Las fuentes radioactivas

En los experimentos de esta tesis se ocuparon dos fuentes radioactivas diferentes: Americio-241 (<sup>241</sup>Am) y Fierro-55 (<sup>55</sup>Fe), emisoras de radiación alfa y rayos-X respectivamente. El propósito de colocar las fuentes dentro del dispositivo experimental es el de tener un control de las partículas que serán detectadas por el dispositivo para poder realizar una caracterización adecuada de este. Al tener un conocimiento previo de las energías depositadas por las fuentes en el gas es posible realizar una calibración del detector, como será descrito en la sección de resultados. A continuación se presentan las propiedades principales de las fuentes radioactivas anteriormente mencionadas.

### 2.3.1 Americio-241

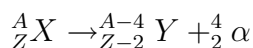
El americio es un elemento sintético obtenido en 1944 por Glenn T. Seaborg al bombardear plutonio con neutrones. Siendo el cuarto elemento transuránico en descubrirse, es un metal radioactivo de la serie de los actínidos, con número atómico 95. Se han caracterizado 19 isótopos de este elemento, de los cuales los más estables son el  $^{243}\text{Am}$ , con una vida media de 7,370 años; y el  $^{241}\text{Am}$ , cuya vida media es de 432.7 años. El resto de los isótopos (de los cuales ninguno es estable) tienen una vida media menor a 51 horas y la de la mayoría es menor a 100 minutos.

El americio-241 es el isótopo más importante pues es el más sencillo de producir en forma pura y es el único de extenso uso comercial, especialmente en la fabricación de detectores de humo en el hogar y la industria. El funcionamiento de estos detectores de humo se basa en la recepción de radiación emitida por el americio, la cual decrece al interponerse el humo entre el detector y la fuente, disparando así la señal de alerta. También tiene aplicaciones en la medicina y en la industria como control de calidad en materiales al ser un medio para generar radiografías.

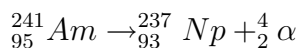
#### Decaimiento alfa.

Aunque el  $^{241}\text{Am}$  emite tanto radiación alfa como gamma, su emisión más importante es la de partículas alfa con energía de 5.48 MeV. Para la emisión de tales partículas, el  $^{241}\text{Am}$  experimenta el proceso de *decaimiento alfa*. Durante este proceso, dos neutrones y dos protones se combinan en el interior del núcleo atómico y son emitidos como una nueva partícula, idéntica al núcleo del átomo de helio -  $^4_2\text{He}$  - llamada partícula alfa. Al tener dos protones, posee dos veces el valor de la carga fundamental (+2e) y con cuatro nucleones tiene una masa grande de 4.003 uma.

El decaimiento alfa se representa mediante la ecuación nuclear



que en el caso específico de  $^{241}\text{Am}$  toma la forma



en donde el americio decae en un átomo de neptunio y emite una partícula alfa.

Durante este proceso, la probabilidad de decaimiento,  $\lambda$ , depende de un número de factores. La partícula debe formarse en el núcleo, debe alcanzar la superficie de este y por último escapar de la atracción ejercida por la fuerza nuclear. Esta fuerza puede representarse por una barrera de energía potencial. Puede mostrarse que esta barrera de potencial es invariablemente mayor que la energía de

la partícula alfa, por lo que, clásicamente, la emisión alfa es imposible. La explicación a este fenómeno se da cuánticamente, en donde la posición de la partícula es suficientemente difusa como para eludir la barrera, dado que tiene una pequeña probabilidad de encontrarse del otro lado. A este fenómeno se le llama *efecto túnel*.

Habiendo superado la barrera, la partícula alfa se encuentra en un estado libre con una energía positiva  $E_0$ , llamada *energía de desintegración*. Mientras mayor es  $E_0$ , más probable es que la partícula supere la barrera y escape del núcleo. Por lo tanto, la constante de decaimiento  $\lambda$  aumenta con  $E_0$  y la vida media ( $T_{1/2}$ ) disminuye. Este hecho es mostrado mediante la ley experimental de Geiger y Nuttall:

$$\log \lambda = -A \frac{Z}{\sqrt{E}} + B$$

donde A y B son constantes, Z es el número atómico y E es la energía cinética total (de la partícula alfa y del núcleo restante).

### Interacciones con la materia.

Desde el punto de vista de la detección radioactiva, las interacciones más importantes de la partículas alfa son aquellas que involucran la fuerza electrostática. Para todas las partículas cargadas pesadas (y partículas beta con energía menor a 1 MeV), la ionización y la excitación constituyen los mecanismos principales de interacción. Al pasar las partículas por la materia, experimentan una serie de colisiones electrostáticas con electrones atómicos. Dependiendo de la distancia y energía de la interacción, los electrones pueden ser expulsados del átomo, creando un par electrón - ión, o pueden simplemente excitarse a un estado ligado de mayor energía, creando así un átomo excitado. A menos de que sean removidos mediante un campo eléctrico, los pares electrón - ión pierden rápidamente su energía y vuelven a combinarse o son neutralizados al formar nuevos átomos. A su vez, los átomos excitados se desexcitan y emiten fotones de baja energía que son capturados o escapan del medio. El efecto final es una traza de pares electrón-ión a lo largo de la trayectoria de la partícula incidente. Este fenómeno es la base de la detección de partículas en los experimentos de esta tesis. Los electrones producidos de esta manera serán colectados mediante un campo eléctrico, como se describe en la sección 2.4.1.

La figura 2.4 ilustra el paso de una partícula alfa por el medio. Al ser estas partículas mucho más pesadas que lo electrones, no se desvían, por lo que su trayectoria es una línea recta. Dado que tienen una doble carga positiva forman trazas muy densas de electrones y pierden mucha energía en distancias cortas. Los electrones liberados por estas partículas cargadas pueden a su vez tener suficiente energía como para formar pequeñas trazas de ionización, conocidas como rayos  $\delta$ ,

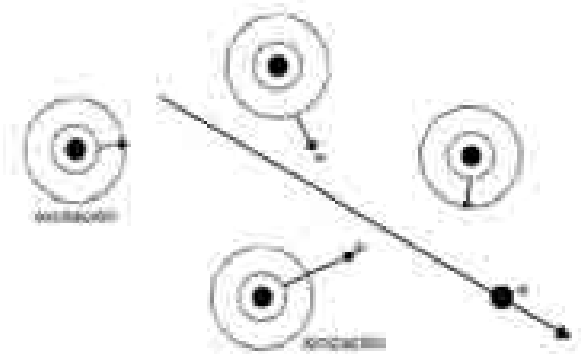


Figura 2.4: Paso de una partícula alfa a través de un medio material. Las interacciones principales entre la partícula y los átomos son la ionización y la excitación. El resultado final es la formación de una traza de electrones libres a lo largo de la trayectoria de la partícula.

que son esencialmente electrones.

Como regla general, la mitad de la energía depositada por una partícula cargada produce ionización y la otra mitad excitación [9]. Por esta razón, la energía media depositada por par electrón - ión, es decir, la energía promedio necesaria para ionizar el medio (energía de ionización,  $E_i$ ), es aproximadamente el doble del potencial de ionización de los átomos en el medio. Como ejemplo, tomando los datos presentados en la Tabla 2.1, el potencial de ionización del argón es 15.8 eV, pero la energía media por ión es de 26.4 eV. Por lo tanto, si una partícula alfa de 1 MeV deposita toda su energía en el argón, aproximadamente  $10^6/26.4 = 37,880$  pares electrón-ión serán formados. La misma partícula alfa generaría unos 378,800 iones en un semiconductor ( $E_i = 2.6$  eV). Cálculos similares son de gran importancia para la calibración del detector RETGEM, como se verá en la Sección 3.1.

Es importante enfatizar que, como se dijo anteriormente, las partículas alfa pierden su energía en distancias relativamente cortas. La *curva de Bragg*, figura 2.5, grafica la pérdida de energía de una partícula cargada pesada durante su recorrido por la materia. Antes de que la partícula se detenga por completo, hay un pico pronunciado en la curva, llamado *pico de Bragg*. Esto se debe a que la sección eficaz de la interacción aumenta conforme la energía de la partícula disminuye. La figura 2.5 muestra la curva de Bragg para partículas alfa de 5.49 MeV en aire y puede observarse que la radiación deposita toda su energía en el medio en poco más de 4 cm. Dado que el argón es más denso que el aire, es claro que en este gas las partículas alfa también depositarán toda su energía en un rango de 4 cm desde la fuente. Esta consideración es importante para los cálculos de energía depositada y para la calibración del RETGEM.

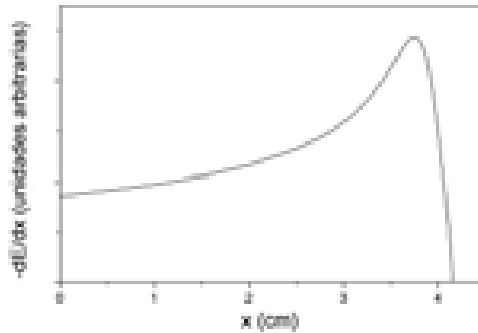


Figura 2.5: Curva de Bragg para una partícula alfa de 5.49 MeV en aire. Se representa la pérdida de energía específica como función de la distancia recorrida por la partícula.

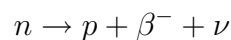
### 2.3.2 Fierro-55

El hierro se encuentra de forma natural bajo los isótopos  $^{54}\text{Fe}$  en un 5.8%,  $^{56}\text{Fe}$  en un 91.7%,  $^{57}\text{Fe}$  en un 2.2% y  $^{58}\text{Fe}$ . Por lo tanto, el  $^{55}\text{Fe}$  debe producirse de manera artificial mediante irradiación de  $^{54}\text{Fe}$  con neutrones durante aproximadamente un año. Su emisión radioactiva más relevante es la de rayos-X con energía de 5.89 keV y tiene una vida media de 2.73 años. Las fuentes de  $^{55}\text{Fe}$  son usadas en la medicina como rastreadores en el estudio del metabolismo del hierro y el flujo sanguíneo en el cuerpo humano.

#### Decaimiento beta.

El proceso que sobrelleva el  $^{55}\text{Fe}$  es el llamado *decaimiento beta*. Hay tres tipos de procesos que llevan el nombre de decaimiento beta, a saber:  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  y la captura de electrones (CE). La característica que tienen en común es que un neutrón dentro del núcleo se transforma en un protón, o vice versa. La fuerza que produce este fenómeno es la *fuerza nuclear débil*.

En el decaimiento  $\beta^-$ , un neutrón se convierte en un protón (el cual se mantiene dentro del núcleo), una partícula  $\beta^-$  y un neutrino ( $\nu$ ). La partícula  $\beta^-$  es idéntica a un electrón. El neutrino es una partícula sin carga y masa sumamente pequeña. Ni la partícula  $\beta$  ni el neutrino pueden mantenerse dentro del núcleo y son expulsados. El proceso se representa de la siguiente manera:



y aplica también para un neutrón libre que decae con vida media de 12 minutos.

En el decaimiento  $\beta^+$ , un protón se transforma en un neutrón, una partícula  $\beta^+$  y un neutrino. La partícula  $\beta^+$  es conocida como positrón, un electrón de carga positiva, su antipartícula. Este decaimiento tiene la forma

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu$$

y debe notarse que este proceso es energéticamente imposible para un protón libre, pues su masa es menor a la del neutrón.

El proceso llevado a cabo por  $^{55}\text{Fe}$  no es ninguno de los anteriores, sino el tercer tipo de decaimiento beta: la captura de electrones. En CE, el núcleo captura un electrón atómico (generalmente de la capa K). Dado que únicamente los protones y neutrones pueden existir dentro del núcleo, el electrón es absorbido inmediatamente por un protón y se convierte en un neutrón, emitiendo un neutrino. El proceso se representa de la siguiente manera:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu$$

El neutrino no es la única radiación emitida pues el átomo resultante se encuentra en un estado excitado y en cuanto se desexcita, emite una radiación característica, que en el caso de  $^{55}\text{Fe}$  son los rayos-X mencionados anteriormente.

En términos nucleares, el número  $Z$  decrece en uno, dando la representación general

$${}^A_Z X + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu$$

y en el caso de  $^{55}\text{Fe}$  toma la forma

$${}^{55}_{26}\text{Fe} + e^- \rightarrow {}^{55}_{25}\text{Mn} + \nu$$

Mediante el proceso CE, el  $^{55}\text{Fe}$  deja como residuo un átomo de manganeso excitado ( $^{55}\text{Mn}$ ) que finalmente emite radiación-X de 5.89 keV cuando un electrón de las capas superiores ocupa el espacio liberado en la capa K por el electrón que participó en el decaimiento.

### Interacciones con la materia.

Los rayos-X interactúan con la materia de tres formas fundamentales; pero para su detección, como es llevada a cabo en los experimentos de esta tesis, únicamente dos procesos serán considerados: el efecto fotoeléctrico y la dispersión Compton, dejando a un lado la producción de pares electrón-positrón debido a que este proceso se lleva a cabo a una escala de energías fuera de las tratadas aquí.

En ambos eventos, un fotón expulsa a un electrón atómico en una ionización primaria y este continúa con una trayectoria diferente a la del fotón incidente, produciendo a su paso más pares electrón-ión en una ionización secundaria como se ha descrito en la sección anterior para partículas cargadas. Este proceso es la base para la detección de partículas emitidas por la fuente de  $^{55}\text{Fe}$  con el RETGEM.

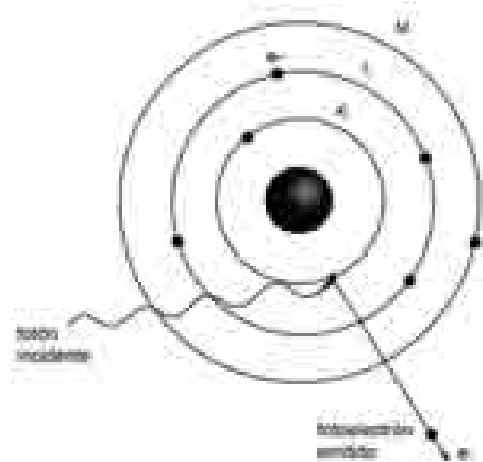


Figura 2.6: Representación esquemática del efecto fotoeléctrico.

**El efecto fotoeléctrico.** Es el proceso mediante el cual el fotón incidente colisiona con un electrón atómico y transfiere toda su energía a este (figura 2.6). El fotón es absorbido por completo y el electrón es expulsado hacia el medio con una energía  $E_e$ , igual a la energía del fotón  $E_\gamma$  menos la energía de enlace  $E_B$  de la capa en la que se encontraba el electrón:

$$E_e = E_\gamma - E_B$$

A estos electrones se les conoce como *fotodectrones*. Este proceso involucra los electrones más internos del átomo, generalmente de la capa K, por lo que el electrón es emitido con la energía del fotón menos la energía de enlace  $E_K$ , o menos frecuentemente de la capa L.

**Dispersión Compton.** En este proceso el fotón incidente interactúa con un electrón de la capa más externa del átomo. Debido a que la energía de enlace de este electrón es muy pequeña, el proceso puede considerarse como una dispersión elástica y la cinemática de la reacción es similar a la observada en la colisión entre dos partículas. El fotón es dispersado un ángulo  $\theta$  con respecto a su dirección original y su energía se reduce de  $h\nu$  a  $h\nu'$ . Su frecuencia cambia y su longitud de onda aumenta de  $\lambda$  a  $\lambda'$ . El electrón se dispersa un ángulo  $\phi$  y su energía es prácticamente  $h\nu - h\nu'$ . El fenómeno se ilustra en la figura 2.7.

Después de la dispersión, el fotón puede sufrir una captura fotoeléctrica o una segunda colisión Compton o simplemente escapa del medio. Por su parte, el electrón puede producir más pares electrón-ión mediante los mecanismos antes mencionados para partículas cargadas. La situación usual es una en la que la

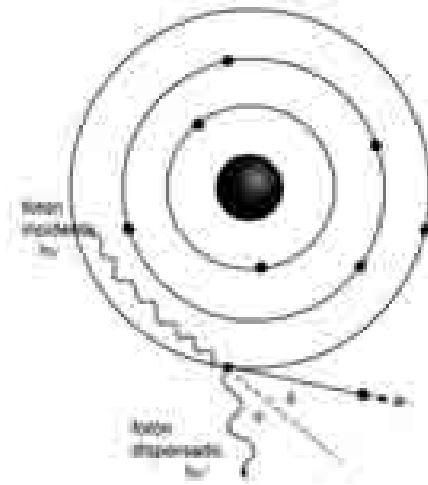


Figura 2.7: Ilustración descriptiva de la dispersión Compton.

energía depositada en el medio es la que ha sido entregada al electrón, a menos que el fotón sufra una segunda captura.

## 2.4 Los electrodos

Tanto la *placa de deriva* como las capas del RETGEM trabajan como electrodos a los cuales se les aplica un voltaje. La diferencia de potencial entre las distintas placas genera el campo eléctrico al cual estarán sujetos los electrones y que determinará la evolución de éstos en su viaje por el gas.

### 2.4.1 La placa de deriva

La placa de deriva es un electrodo negativo cuya función es la de ‘empujar’ los electrones generados en la ionización hacia el electrodo positivo, que en este caso será el RETGEM.

Se le llama *placa de deriva* justamente porque genera el campo eléctrico que hará que los electrones vayan *a la deriva* hacia los agujeros del RETGEM. Este arreglo de electrodos negativos y positivos para empujar y capturar electrones es la base de la mayoría de los detectores de gas, de los cuales el más sencillo es la *cámara de ionización*. En este dispositivo, todos los electrones primarios creados por la radiación incidente son recolectados como un pulso de carga o corriente. Idealmente, no debería haber ninguna pérdida o ganancia de carga en el detector de tal forma que la carga recolectada es igual a la energía depositada dividida por la energía necesaria para producir un par electrón-ión. Los electrodos pueden



ser coaxiales, pero más comúnmente se emplean placas paralelas (como en el caso del dispositivo para el RETGEM). Con esta geometría, el campo eléctrico  $E$  es uniforme y constante a lo largo del volumen entre los electrodos dado por la fórmula

$$E = V/d$$

donde  $V$  es la diferencia de potencial entre placas y  $d$  es la distancia entre ellas.

Las líneas de campo son perpendiculares a las placas (excepto en las orillas) y los electrones e iones son atraídos a lo largo de estas líneas hacia sus respectivos electrodos. Los electrones se mueven hacia el electrodo positivo a una velocidad que depende del gas pero que es del orden de  $10^6 \text{ cm/s}$ , mientras que los iones se mueven hacia el electrodo negativo con una velocidad menor del orden de  $10^3 \text{ cm/s}$ . A lo largo de su trayecto, los electrones sufren múltiples interacciones con los átomos del medio que pueden afectar la recolección de la señal, reduciendo así la resolución del detector. Entre las interacciones se encuentran: la difusión, en donde el electrón es dispersado mediante colisiones elásticas con átomos; recombinación, en donde el electrón es reabsorbido por un ión para formar nuevamente un átomo neutro; y captura del electrón, en donde un átomo atrapa al electrón para formar un ión negativo. Debido a estos fenómenos es que la resolución de los detectores de gas suele ser muy baja.

El dispositivo experimental de la tesis, que se muestra en la Figura 2.3, trabaja como una cámara de ionización en la región entre la placa de deriva y el RETGEM. Pero al aproximarse y adentrarse en los agujeros del detector, el campo eléctrico se distorsiona y toma una forma similar a la mostrada en la Figura 1.4, donde, además, la intensidad del campo es mucho mayor. En esta región, al incrementar el voltaje sobre las placas del RETGEM, el detector trabaja como un *contador proporcional*.

### 2.4.2 La avalancha de electrones

Los *contadores proporcionales* tienen un arreglo igual al de una cámara de ionización pero la diferencia está en que los primeros son operados a un voltaje mucho mayor que los segundos. Al incrementar el campo eléctrico entre las placas, se presenta un fenómeno denominado *multiplicación de electrones*, que es la base del funcionamiento de los contadores proporcionales, los tubos Geiger-Müller y los detectores tipo GEM. Este efecto permite incrementar el tamaño del pulso y así mejorar la detección de la señal y simplificar el proceso de amplificación de la misma.

Al tener un campo eléctrico muy intenso, como es el caso del campo en los agujeros del RETGEM, los electrones libres alcanzan velocidades elevadas, lo cual les da una energía cinética suficiente como para producir una ionización secundaria en el gas. Los electrones secundarios pueden a su vez producir otra

ionización y generar así una cascada de electrones. A este fenómeno se le conoce como *avalancha de Townsend*. En la mayoría de los gases a presión atmosférica, la multiplicación de electrones se lleva a cabo para campos eléctricos mayores a  $10^6 V/m$ .

El incremento en el número de electrones por unidad de distancia recorrida se representa por la ecuación de Townsend:

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx$$

Aquí  $\alpha$  es el primer coeficiente de Townsend para el gas. Su valor es cero para campos eléctricos menores al umbral de multiplicación y se incrementa para intensidades de campo mayores a este mínimo. Para una geometría de placas paralelas,  $\alpha$  es constante, por lo que se encuentra una solución a la ecuación de Townsend de la forma:

$$n(x) = n(0)e^{\alpha x} \quad (2.1)$$

lo cual predice que la densidad de electrones aumenta exponencialmente con la distancia conforme progresa la avalancha. Pero esto no es del todo cierto para el caso del RETGEM, pues la geometría del campo es mucho más compleja.

**Límite de Raether.** Aunque teóricamente la ganancia obtenida por una avalancha de Townsend parecería poder incrementarse indefinidamente, se ha encontrado una frontera al factor de multiplicación, llamado *límite de Raether*. Éste indica que la ganancia máxima alcanzable mediante el efecto avalancha es alrededor de  $10^8$ , equivalente a  $\alpha x = 20$  en la ecuación 2.1. Es importante notar que este límite fue establecido originalmente por H. Raether para los detectores PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) pero también es válido para MPGDs (Micro Pattern Gaseous Detectors) tales como el RETGEM [11].

El límite de Raether se encontró al desarrollar teorías para situaciones en donde el mecanismo de Townsend falla en explicar los fenómenos de avalancha. Esto sucede por ejemplo al modificar la geometría de los campos eléctricos y la presión del gas. Para ganancias elevadas, la teoría de Townsend predice una descarga muy difusa, mientras que en experimentos se observaron descargas estrechas, como limitadas al cauce de un río, a lo que se le llamó ‘streamer’. Raether observó que al aproximarse a ganancias de entre  $10^6$  y  $10^8$ , la avalancha se volvía débil. Esto se debe a la distorsión del campo eléctrico debido a la aparición de iones positivos en la ionización. Al superar una ganancia de  $10^8$ , el campo eléctrico aplicado y el generado por carga positiva de la avalancha están cerca del mismo valor y se genera un *streamer*.

### 2.4.3 Regiones de operación

Los detectores RETGEM, al igual que los detectores de placas paralelas y otros detectores de gas, operan de manera diferente dependiendo del voltaje aplicado a sus electrodos. Para valores de voltaje muy bajos, el campo de deriva es insuficiente para evitar la recombinación de electrones y la carga recolectada es menor a la representada por la ionización inicial. Al incrementar el voltaje, se anula el factor de recombinación y se alcanza la región de funcionamiento de una cámara de ionización como se describió anteriormente. Si se incrementa más el voltaje sobre los electrodos, se obtiene una ganancia donde el número de electrones multiplicados en la avalancha está en función de la energía de la radiación incidente. Esta es la región proporcional. Por último, si el voltaje es incrementado aún más se alcanza la región de funcionamiento de los tubos Geiger-Müller. Aquí, la avalancha continúa hasta que se forman tantos iones positivos que contrarrestan el campo eléctrico y este se ve reducido, lo cual detiene la avalancha. De esta manera, todos los pulsos en esta región tienen la misma amplitud y se pierde cualquier información sobre la radiación incidente. La figura 2.8 ilustra las distintas regiones de operación graficando la amplitud del pulso en función del voltaje en los electrodos del detector.

## 2.5 La electrónica

Para realizar el procesamiento de la señal obtenida en el detector, se implementó el uso de una serie de módulos de instrumentación nuclear, NIM (Nuclear Instrumentation Module). NIM es un estándar que define las especificaciones mecánicas y eléctricas para los módulos ocupados en la electrónica para la experimentación en física nuclear y de partículas. El uso de módulos ofrece grandes ventajas en cuanto a flexibilidad, intercambio, mantenimiento y actualización de los instrumentos. Los módulos son colocados en un estante llamado *NIM bin*, el cual los alimenta con el voltaje necesario.

A la salida del detector, la señal va a un preamplificador y de ahí pasa hacia un amplificador. Del amplificador, la señal está lista para enviarse a los distintos módulos según el análisis que se desee hacer. A continuación se presentan las estaciones principales de la electrónica para la caracterización del RETGEM.

### 2.5.1 El preamplificador

La señal de salida del RETGEM (y de la mayoría de los detectores) es un pulso de carga  $Q$  liberada por la radiación incidente. En algunos detectores, como los tubos Geiger-Müller o las placas centelleadoras,  $Q$  es suficientemente grande como para generar una señal de voltaje adecuada para continuar el análisis. En el caso del

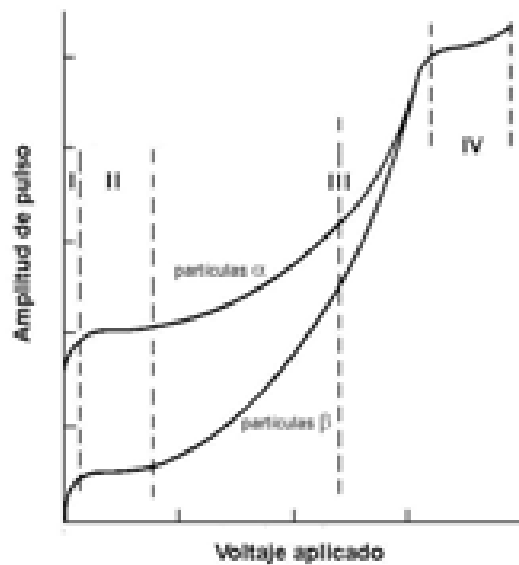


Figura 2.8: Las diferentes regiones de operación de los detectores de gas. Se grafica la amplitud del pulso (escala logarítmica) en función del voltaje aplicado a los electrodos del detector. En la región I hay recombinación previo a la recolección del pulso. La región II es en la que operan las cámaras de ionización. La región III se divide en dos partes, la primera es la región proporcional y la segunda de proporcionalidad limitada. La región IV es donde operan los detectores Geiger-Müller y se pierde la proporcionalidad.

RETGEM, la carga es tan pequeña que resulta impráctico trabajar con la señal sin una etapa de amplificación intermedia. Es por esto que el primer elemento en la cadena de procesamiento de la señal es el *preamplificador* (o “preamp”) como interfaz entre el detector y la electrónica de procesamiento subsecuente.

El preamplificador se coloca generalmente lo más cerca posible al detector. Esto es porque el uso de cables largos entre los elementos facilita la generación de ruido que puede reducir la calidad de la señal. El resto de los elementos electrónicos sí son colocados a mayor distancia del detector por conveniencia y seguridad, para esto se necesita que el preamp tenga una baja impedancia de salida.

En la mayoría de los casos, el preamp no da forma a la señal (shaping) y su salida es un pulso lineal con caída exponencial. El tiempo de subida (rise time) se conserva lo más corto posible, mientras que el tiempo de caída (decay time) se mantiene grande (típicamente 50 o 100  $\mu\text{s}$ ) para permitir la máxima colección de carga proveniente del detector. La labor del preamp se puede resumir en las siguientes funciones [9]:

**Amplificación:** Incorpora una ganancia fija para llevar la señal a una amplitud adecuada para su procesamiento. Para la espectrometría de amplitud de pulso se requiere una ganancia estable.

**Filtro de ruido:** Cualquier pulso de ruido generado a la entrada del preamp será amplificado junto con la señal. Por esta razón, en lugar de usar transistores bipolares, que generan aún más ruido, los preamp utilizan *transistores de efecto de campo* (field effect transistors o FET), una familia de transistores (resistencias controladas por voltage) que regulan la conductividad en un material semiconductor. Adicionalmente, se implementa un circuito integrador como filtro para reducir la generación de ruido.

**Acoplamiento de impedancias:** Para evitar la distorción y atenuación de la señal, la impedancia de entrada del preamp debe equipararse a la alta impedancia del detector, mientras que su impedancia de salida debe adecuarse a la relativamente baja impedancia del cable coaxial que lo conecta al amplificador. Si el detector tiene una capacitancia grande y estable que le permite integrar el pulso de carga en un pulso de voltage, se requiere el uso de un preamp sensible al voltage con una impedancia de entrada resistiva. Mientras que si la capacitancia del detector es pequeña e inestable bajo las condiciones de operación, se requiere un preamp sensible a la carga, que tiene una impedancia de entrada alta y estable que hace la labor de integrar la señal de un pulso de carga a uno de voltaje. En general, un detector de centelleo opera mejor con un preamp sensible al voltaje,

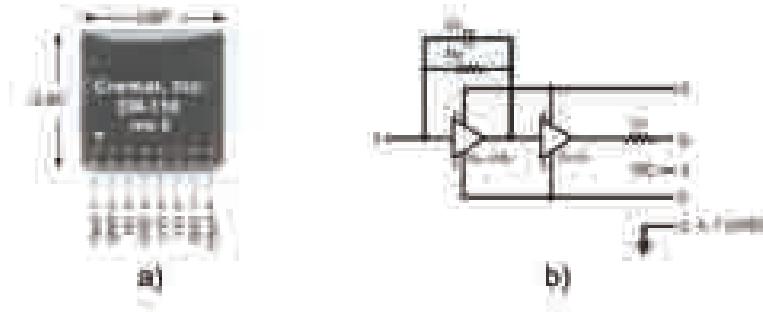


Figura 2.9: Módulo Cremat CR-110. a) Fotografía. b) Circuito equivalente del integrado.

mientras que un semiconductor requiere uno sensible a la carga. Los detectores de gas como el RETGEM pueden ocupar cualquiera de los dos tipos de preamp, pero existe cierta preferencia por los sensibles a la carga para trabajo de espectroscopía. Los preamplificadores usados en los experimentos de esta tesis son del tipo sensible a la carga.

**Alimentación de voltaje al detector:** Otra función del preamp es la de proveer un medio para la aplicación del voltaje de operación que requiere el detector (bias voltage). Es posible hacer un arreglo en el que el voltaje sea aplicado independientemente del preamp, pero es más conveniente hacerlo de la otra manera. El mismo cable que se conecta entre el detector y el preamplificador permite aplicar el voltaje sobre el primero y a la vez extraer la señal hacia el segundo.

Los experimentos en CERN fueron realizados con un preamplificador ORTEC 142PC. En el ICN se utilizó un preamp Mesytec MPR-1 y se construyó un preamplificador en base al integrado Cremat CR-110, lo cual se describe a continuación.

### Construyendo el preamplificador.

Durante la construcción de una primera versión de cualquier detector de gas es común que se produzcan descargas eléctricas no deseadas que pueden llegar a dañar la electrónica de procesamiento de la señal. Esto puede deberse a la existencia de impurezas en el detector, como polvo, o mismas imperfecciones en la elaboración del dispositivo que pueden llegar a generar un corto circuito al no resistir la aplicación de voltajes muy elevados. Lo más común es que el preamplificador se dañe al recibir una corriente eléctrica muy grande. Durante las mediciones realizadas en el experimento del ICN se presentaron eventualmente algunas descargas que estropearon el preamplificador Mesytec MPR-1. Esto se debió a un aislamiento insuficiente entre algunos componentes del experimento y posible-

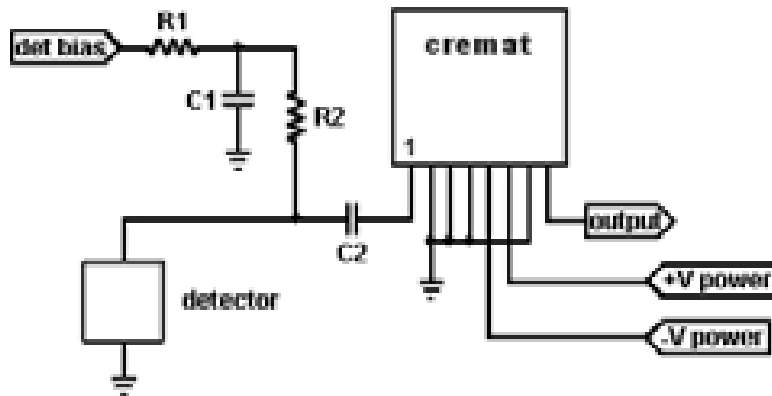


Figura 2.10: Circuito eléctrico que, junto con el módulo CR-110, conforma al preamplificador construido para los experimentos en el ICN. Los valores usados fueron:  $R1= 50 \text{ M}\Omega$ ,  $R2= 200 \text{ M}\Omega$ ,  $C1= 1.5 \text{ nF}$ ,  $C2= 0.01 \text{ }\mu\text{F}$ .

mente a imperfecciones de fabricación del RETGEM que, a partir de cierto voltaje en los electrodos, provocaron que el aislamiento del material dieléctrico no fuera suficiente para evitar las descargas. Debido a la necesidad de incrementar el voltaje como parte de la caracterización del detector, y a la impredecibilidad de las descargas, fue conveniente construir un preamplificador al cual se le pudiera remover el elemento dañado y sustituir por otro para continuar con los experimentos. Para esto se utilizaron los integrados Cremat CR-110 (Figura 2.9) ensamblados en el circuito que se muestra en la figura 2.10 [12]. De esta manera, en caso de una descarga que llegara a dañar al preamplificador, únicamente se remueve el integrado y se reemplaza por uno nuevo. Esto es más práctico y económico que reemplazarlo con un preamplificador completo.

En la figura 2.10, la etiqueta ‘det bias’ representa la entrada de alto voltaje que alimenta al detector. La resistencia  $R1$  y el capacitor  $C1$  funcionan como un filtro para el bias.  $R2$  es una resistencia que tiene la función de controlar la corriente que pasa por el circuito. El capacitor  $C2$  se encarga de pasar la señal que se produce en el detector hacia el módulo CR-110 de forma regulada.

Los módulos Cremat son sensibles, y operarlos en un ambiente sin blindaje resulta en la amplificación de señales de ruido indeseables. Por esta razón, se instaló el circuito dentro de un blindaje metálico cuya función es la de aislar al preamp de la radiación electromagnética en el ambiente, como una caja de Faraday.

### 2.5.2 El amplificador

La electrónica para el análisis de señales está diseñada para manejar un rango relativamente estrecho de pulsos con amplitudes entre 1 y 10 V, mientras que los detectores de radiación generan una gran diversidad de tamaños de pulso, desde 0.1 mV en cámaras de ionización hasta alrededor de 1 V en tubos Geiger-Müller. Es por esto que un elemento fundamental en el tratamiento de señales es invariablemente el *amplificador*, encargado de incrementar la amplitud de los pulsos y en ocasiones de integrarlos en pulsos de voltaje (como en el caso de detectores de barrera superficial).

De todos los módulos de instrumentación nuclear, el amplificador es el que presenta la mayor variedad de opciones de operación. El usuario debe considerar y elegir entre factores como la amplitud, forma de pulso, razón señal/ruido, resolución y tasa de conteo porque generalmente no es posible optimizar todas estas características de la señal al mismo tiempo, la maximización de una puede reducir la calidad de otra. Las funciones principales del amplificador son las siguientes [9]:

**Amplificación:** Debe tener una ganancia variable que pueda ser ajustada según las necesidades del usuario y del experimento a desarrollar. El factor de amplificación o ganancia se encuentra típicamente en un rango de 100 - 5,000 y se ajusta mediante una combinación de controles gruesos y finos. Si el producto de la amplitud de entrada y la ganancia excede la amplitud máxima de salida según el diseño (típicamente 10 V) entonces el amplificador se satura y produce un pulso de salida con la cima achatada en el punto donde ocurre la saturación. Esto es relevante porque la amplificación será lineal únicamente para señales menores a la amplitud de saturación.

**Alimentación de corriente al preamp:** El amplificador se monta generalmente en un estante (rack) con más módulos de electrónica de donde toma la corriente necesaria para echar a andar sus transistores, válvulas y demás elementos. El preamplificador se encuentra generalmente alejado del rack, por lo que se alimenta de un cable de corriente desde una salida del amplificador.

**Forma del pulso (shaping):** Para tener un mayor rango de aplicaciones, el amplificador debe brindar la posibilidad de darle una variedad de formas al pulso, a lo cual se le denomina *shaping*. Esto puede lograrse mediante circuitos CR, RC u otros más sofisticados que eliminan la “cola” de los pulsos más largos. Normalmente se elige una constante de tiempo para el shaping tal que entregue los pulsos más grandes posibles dado un factor de amplificación determinado, esto



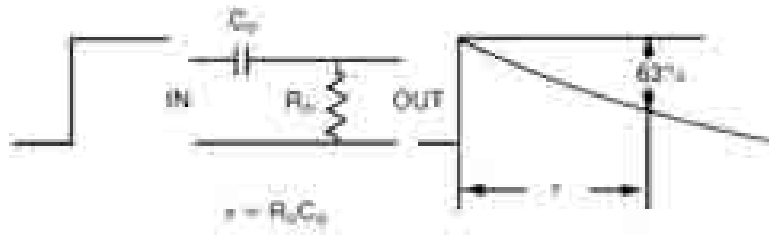


Figura 2.11: Circuito CR.

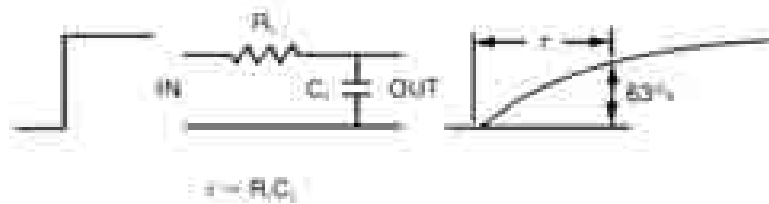


Figura 2.12: Circuito RC.

se debe a que constantes de tiempo cortas tienden a atenuar el pulso al recortarlo mientras que constantes de tiempo grandes lo atenúan por integración.

En el amplificador, la señal proveniente del preamp pasa por un circuito CR que trabaja como filtro pasa alto (deja pasar las frecuencias más altas y atenúa las más bajas), mejorando así la razón señal/ruido pues las frecuencias bajas contienen mucho ruido y poca señal. Este filtro también reduce el tiempo de caída del pulso. Por esta razón se le conoce como circuito “diferenciador”. (Nótese que la función de diferenciación no es una verdadera diferenciación matemática). Figura 2.11 [13].

Antes de que la señal llegue a la salida del amplificador, pasa por un circuito RC, o filtro pasa bajo. Esto mejora la razón señal/ruido al atenuar las frecuencias altas que pueden contener ruido excesivo. El tiempo de subida del pulso es alargado con este filtro. Aunque no realiza una verdadera labor matemática, a este circuito se le conoce como “integrador”. Figura 2.12.

La figura 2.13 muestra el resultado de combinar los filtros pasa alto y pasa bajo en un amplificador para obtener un pulso de salida unipolar. Típicamente, la constante de tiempo CR ( $\tau_D = C_D R_D$ ) se establece igual a la constante de tiempo RC ( $\tau_I = C_I R_I$ ), es decir,  $\tau_D = \tau_I = \tau$ . En ese caso, el pulso de salida crece lentamente y alcanza su máximo en  $1.2\tau$ . La caída de vuelta a la línea base es controlada principalmente por la constante de tiempo CR. En este circuito sencillo no hay compensación por el largo tiempo de caída proveniente del preamp, por eso hay una pequeña caída por debajo de la línea base a partir de  $7\tau$ .

Para los experimentos realizados en CERN se utilizó un amplificador OR-

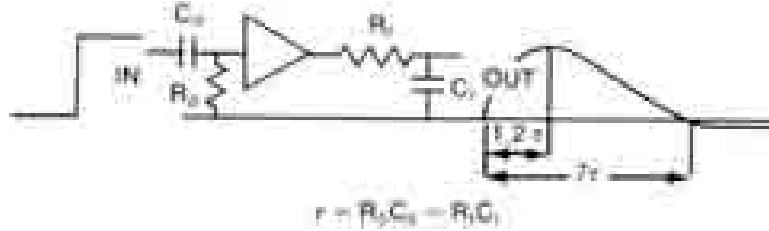


Figura 2.13: Circuito CR-RC. El amplificador conjunta los filtros pasa alto y pasa bajo para darle forma al pulso (shaping).

TEC 572. En el ICN se utilizaron los amplificadores ORTEC 450 y CAEN N968.

## 2.6 La adquisición de datos

Para finalmente visualizar los pulsos y estudiar las señales del RETGEM se utilizó un osciloscopio conectado a la salida del amplificador. En CERN se usó un LECROY LC564A y en el ICN se ocupó un Tektronix TDS7154B.

En el osciloscopio, la señal es representada como una gráfica de la variación de voltaje (eje vertical) como función del tiempo (eje horizontal). La idea fundamental es que la amplitud del pulso observado en el osciloscopio es proporcional a la carga generada por el RETGEM al detectar una partícula. Es decir, mientras más electrones sean generados por el paso de la radiación ionizante en el gas, mayor va a ser la amplitud del pulso en el osciloscopio; y conforme más electrones sean multiplicados en el detector (o sea, la *ganancia* de éste), más amplia va a ser la señal también. De esta manera, el análisis de los pulsos en el osciloscopio permite determinar la energía de las partículas detectadas y la ganancia del detector.

En la figura 2.14 se presenta la salida típica de un pulso en el osciloscopio. En esta imagen se muestra la señal directo del preamplificador, se observa un tiempo de subida corto y un tiempo de caída largo (de unos  $400 \mu\text{s}$ ), la amplitud es de  $95.75 \text{ mV}$ <sup>1</sup>. Comparándola con la figura 2.15, que es la misma señal pero después de salir del amplificador, se observa que el tiempo de subida se incrementó y el tiempo de caída disminuyó (a unos  $20 \mu\text{s}$ ), la amplitud aumentó a  $205.5 \text{ mV}$ . Esto muestra claramente la función del amplificador.

El osciloscopio permite obtener una estadística de las señales recibidas. Así, para la adquisición de datos, en particular de la amplitud del pulso, el osciloscopio obtiene un promedio de la amplitud de los pulsos y determina la desviación estándar. De esta manera, para obtener la amplitud del pulso en determinadas

<sup>1</sup>Nótese que para determinar el valor exacto de la amplitud de la señal no se usó el valor de *Ampl* mostrado en la pantalla del osciloscopio, sino el de *High - Min*. Esto se debe a que la función *Ampl* tenía problemas para dar el valor de la amplitud.

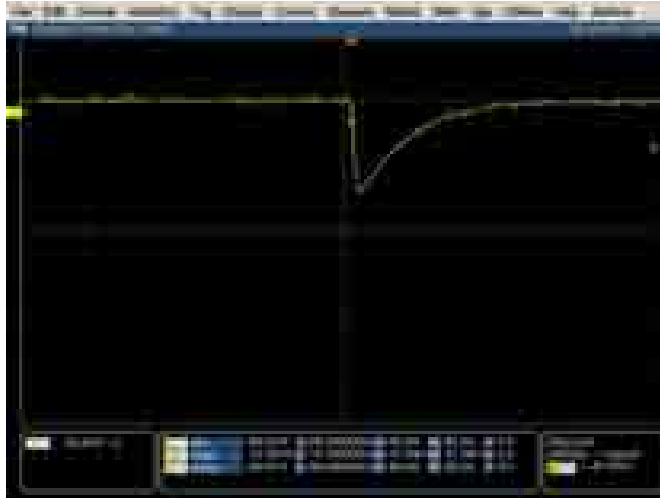


Figura 2.14: Pulso observado en el osciloscopio procedente de la salida del preamplificador.

condiciones se tomó un promedio de unas dos mil señales y el error se determinó con la desviación estándar dada por el osciloscopio.

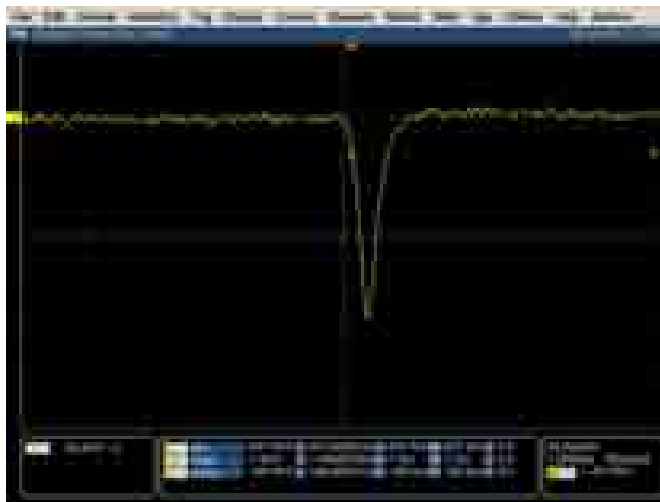


Figura 2.15: Señal procedente de la salida del amplificador.



# Capítulo 3

## Los Resultados

### 3.1 La *ganancia* del detector

Una de las características importantes del RETGEM es que trabaja en la región proporcional y alcanza ganancias altas como se mencionó anteriormente. La ganancia del detector es un factor que determina cuánto se amplifica la señal en éste, es decir, cuánto se multiplican los electrones en los agujeros del RETGEM. Esto es importante porque entre mayor sea la ganancia en un detector más sencillo es detectar a las partículas ionizantes.

La ganancia en el detector está determinada por dos factores principales: el gas en el cual se coloca y el voltaje aplicado a los electrodos del RETGEM. La ganancia depende del gas porque cada gas interactúa de forma diferente con la radiación dependiendo de su energía de ionización, energías de enlace y su capacidad de recombinar los electrones ionizados con los átomos del medio. El voltaje aplicado a los electrodos es crucial pues es el que determina la intensidad del campo eléctrico en los agujeros de RETGEM y por lo tanto repercute en la multiplicación de los electrones. El estudio de ambos factores es el tema central de los resultados que se presentan en las secciones siguientes.

#### **Calibración.**

Para determinar la ganancia del RETGEM a partir de la amplitud de las señales observadas en el osciloscopio es necesario realizar una calibración. Para este propósito se utilizaron las fuentes de americio-241 y hierro-55, de las cuales se conoce la energía de las partículas emitidas (sección 2.3). El procedimiento para hacer la calibración fue el siguiente:

Primero se colocó la fuente de  $^{241}\text{Am}$  en el dispositivo experimental de la figura 2.3. Con un voltaje fijo en la placa de deriva, se tomaron mediciones de la amplitud de la señal a distintos valores de voltaje en los electrodos del RETGEM.

Lo mismo se hizo para la fuente de  $^{55}\text{Fe}$ . Al hacer una gráfica de amplitud (en volts) contra voltaje aplicado  $V_{GEM}$  (como la que se muestra en la figura 3.1), se observa que hay una especie de meseta para los primeros valores de voltaje aplicado, en donde la amplitud de la señal permanece ligeramente constante antes de dispararse exponencialmente. Esta meseta representa la región en donde aún no hay multiplicación de electrones y por lo tanto la ganancia es 1.

Sea  $V_0$  el valor promedio de la amplitud en la meseta. De esta forma, para el americio, todas las amplitudes de señal subsecuentes ( $V_s$ ), para un voltaje  $V_{GEM}$  aplicado a los electrodos, representarán una ganancia de:

$$G_{V_{GEM}}^{Am} = V_s/V_0 \quad (3.1)$$

Las partículas  $\alpha$  de  $^{241}\text{Am}$  tienen una energía de 5.48 MeV. Dada la energía de ionización del gas ( $E_i$ ), el número de electrones generados por cada partícula alfa ( $N_\alpha$ ) al ionizar el gas es:

$$N_\alpha = 5.48 \times 10^6 eV/E_i \quad (3.2)$$

Este es el número de electrones que producen la señal de amplitud  $V_0$ , por lo tanto, el número de electrones que producen una señal de amplitud  $V_s$  será:

$$N_{e^-} = N_\alpha \times V_s/V_0 \quad (3.3)$$

En el caso de  $^{55}\text{Fe}$ , se emiten rayos X con energía de 5.89 keV que interactúan con un electrón de la capa K de un átomo en el gas. Este electrón es emitido con la energía del fotón menos la energía de enlace de la capa K ( $E_K$ ) y generará ionización subsecuente del gas. De esta manera, el número de electrones generados por la ionización del fotón será:

$$N_\gamma = (5.89 \times 10^3 eV - E_K)/E_i \quad (3.4)$$

Entonces, si en el RETGEM con voltaje  $V_{GEM}$  se genera una señal con amplitud  $V_s$  debida a un fotón emitido por  $^{55}\text{Fe}$ , que equivale a  $N_{e^-}$  electrones (según la ecuación 3.3), la ganancia del detector será:

$$G_{V_{GEM}}^{Fe} = N_{e^-}/N_\gamma \quad (3.5)$$

## 3.2 Resultados CERN

Durante la estancia en CERN el trabajo se enfocó principalmente en dos tareas: comparar la ganancia obtenida por el RETGEM en distintos gases, y estudiar la estabilidad de ganancia del detector durante largos periodos de tiempo. Ambos

factores son de gran interés debido a la necesidad de encontrar las condiciones óptimas para el rendimiento de los detectores tipo GEM.

En cuanto a los gases, se busca determinar cuál de ellos genera una mayor ganancia del RETGEM con menor voltaje. Esto es importante pues el tener una menor tensión entre los electrodos del detector reduce las posibilidades de descargas eléctricas y por lo tanto minimiza el desgaste de éste. De esta manera, un arreglo de dos o tres GEMs en cascada entregaría una ganancia grande y mantendría una tensión baja entre los electrodos de cada detector.

La estabilidad del detector durante periodos extensos de tiempo es crucial, pues las aplicaciones de este tipo de detectores de gas requieren de una salida de información constante y consistente de tal forma que el paso del tiempo no afecte los resultados.

A continuación se presentan los estudios realizados en ambos temas.

### 3.2.1 Comparación de gases

Los gases para los cuales se estudió la ganancia del detector fueron argón y neón. Para esto se siguió el procedimiento descrito en la sección 3.1.

#### Argón

Con la fuente de  $^{241}\text{Am}$  y manteniendo un voltaje constante de  $-200\text{ V}$  en la placa de deriva, se hizo variar el voltaje sobre los electrodos del detector ( $V_{GEM}$ ) de  $100\text{ V}$  a  $1,500\text{ V}$ . Con ayuda del osciloscopio, se determinó la amplitud de la señal para cada valor de  $V_{GEM}$ , con lo cual se construyó la curva azul de la Figura 3.1. A partir de  $V_{GEM} = 1000\text{V}$  se observa una saturación de la señal debido al límite del amplificador (como lo que se muestra en la figura 3.16). Debido a esto se prosiguió a tomar las señales directo del preamplificador y se hizo una equivalencia entre las señales sin amplificar y las señales amplificadas. Las mediciones se detuvieron en  $1500\text{ V}$  debido a que para voltajes mayores las descargas eran muy frecuentes.

Después se instaló la fuente de  $^{55}\text{Fe}$  y se hicieron mediciones a partir de  $1550\text{ V}$  hasta  $1700\text{ V}$ , donde nuevamente se presentaron las chispas. La curva roja de la figura 3.1 representa los datos obtenidos con  $^{55}\text{Fe}$ .

En la gráfica de la figura 3.1 se observa una especie de ‘meseta’ desde los  $100\text{ V}$  hasta los  $600\text{ V}$  donde la amplitud de la señal permanece más o menos constante antes de aumentar exponencialmente. De aquí se determina que el valor promedio de la amplitud es  $V_0 = 1.96\text{V}$ .

Usando la ecuación 3.1 se tiene que la ganancia correspondiente a la amplitud  $V_s$  para la curva de Am es:

$$G_{V_{GEM}}^{Am} = V_s/1.96V$$

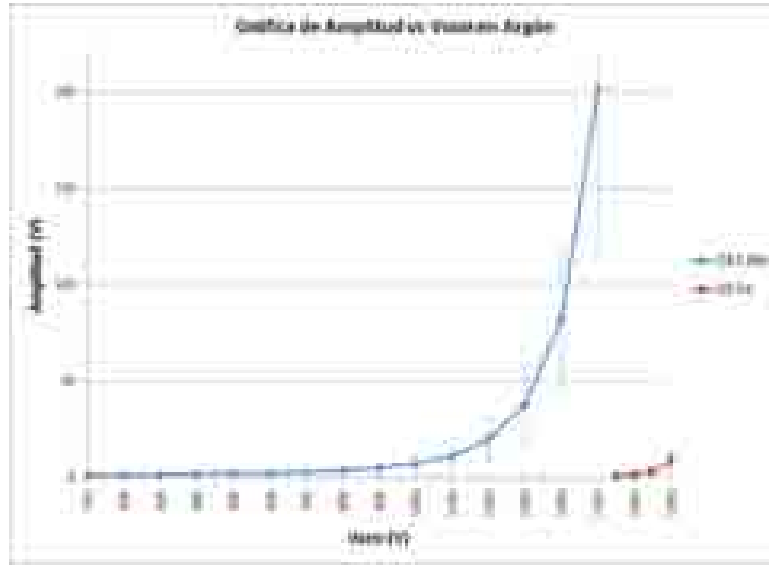


Figura 3.1: Gráfica de la amplitud de la señal obtenida para distintos valores de voltaje en el RETGEM tanto con la fuente de americio como con la fuente de hierro en argón.

La energía de ionización de Ar es 26.4 eV, con lo cual la ecuación 3.2 dice que el número de electrones producidos en la ionización por  $^{241}\text{Am}$  es:

$$N_{\alpha} = 207,575$$

De la ecuación 3.3:

$$N_e = V_s \times 10.6 \times 10^4 \text{ electrones/V}$$

La energía de enlace de la capa K de los átomos del argón es  $E_K = 3.203 \text{ keV}$ , por lo que, según la ecuación 3.4:

$$N_{\gamma} = 101.78$$

Por lo que la ecuación 3.5 da finalmente la ganancia en el caso de la curva de  $^{55}\text{Fe}$ :

$$G_{V_{GEM}}^{Fe} = V_s \times 1,041.76/V$$

Con estos resultados se obtiene finalmente la gráfica de la figura 3.2, donde se muestra la curva de la ganancia en función del voltaje en el RETGEM para las mediciones en argón.





Figura 3.2: Gráfica de la ganancia a distintos valores de voltaje en el RETGEM para argón.

## Neón

Para el caso de Ne se hizo el mismo procedimiento que en Ar pero se encontró que la multiplicación de electrones comenzó a voltajes más bajos que en el caso de Ar. Los datos que se obtuvieron para la amplitud de la señal en función del voltaje se muestran en la figura 3.3.

En esta ocasión, el valor de  $V_0$  resultó ser de 0.74 V. Así, utilizando ecuación 3.1 se tiene que la ganancia correspondiente a la amplitud  $V_s$  para la curva de Am es:

$$G_{V_{GEM}}^{Am} = V_s / 0.74V$$

La energía de ionización de Ne es 36.6 eV, por lo que el número de electrones producidos en la ionización por  $^{241}\text{Am}$ , según la ecuación 3.2, es:

$$N_\alpha = 149,726.77$$

De la ecuación 3.3 se tiene:

$$N_e = V_s \times 20.23 \times 10^4 \text{ electrones/V}$$

La energía de enlace de la capa K de los átomos de neón es  $E_K = 0.874 \text{ keV}$ , por lo que la ecuación 3.4 da:

$$N_\gamma = 137.32$$

Y finalmente la ganancia de la curva de  $^{55}\text{Fe}$  según la ecuación 3.5 es:



Figura 3.3: Gráfica de la amplitud a distintos valores de voltaje en el RETGEM para las fuentes de Am y Fe en neón.

$$G_{V_{GEM}}^{Fe} = V_s \times 1,473.2/V$$

La gráfica de la figura 3.4 muestra la curva de la ganancia en función del voltaje en el RETGEM para las mediciones en neón.

### Discusión.

De las figuras 3.2 y 3.4 es posible notar que las ganancias obtenidas en Ne son mayores que en Ar para voltajes menores. Por ejemplo, en Ne se obtiene una ganancia de 4,000 alrededor de 480 V, mientras que en Ar esta ganancia se alcanza por arriba de los 1,650 V. Estos resultados concuerdan con lo obtenido por Peskov et al. en [15] y [16].

Aunque se alcanzan ganancias mayores en Ne que en Ar a menor voltaje, lo cual hace que Ne sea preferible para reducir la tensión sobre los electrodos del RETGEM, es necesario recalcar que el precio de Ne puede ser hasta 10 veces mayor que el precio de Ar, por lo que para detectores de gran volumen (algunos metros cúbicos) el presupuesto puede ser una limitante (como sucede en la mayoría de los casos).

Otra observación importante es que, en teoría, las curvas de Am y Fe de las figuras 3.2 y 3.4 deberían estar sobre una misma línea, es decir, la curva de ganancia para Fe debería ser una continuación de la curva de Am (la pendiente

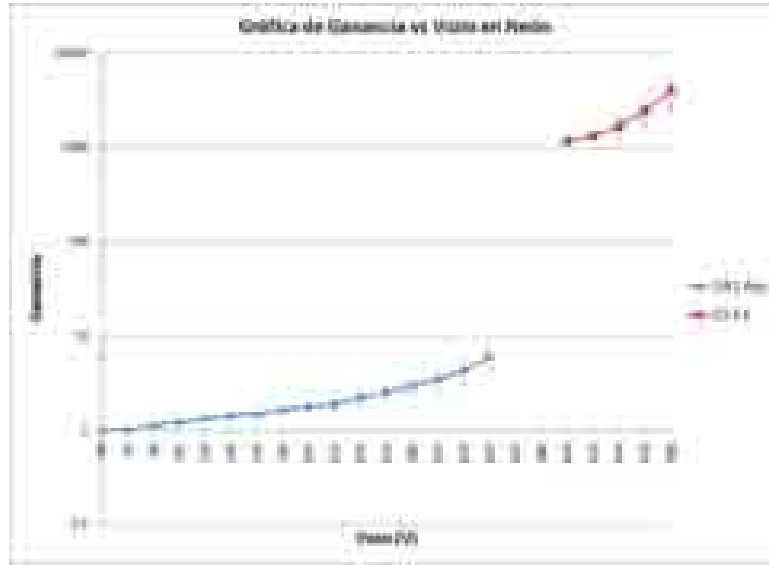


Figura 3.4: Gráfica de la ganancia para distintos valores de  $V_{GEM}$  en neón (escala vertical logarítmica).

de ambas debería ser similar). Pero en las gráficas se observa que la curva de Fe no se encuentra correctamente en secuencia con la de Am.

Una posible causa de esto es que en la calibración se considera que todos los fotones de  $^{55}\text{Fe}$  interactúan mediante el efecto fotoeléctrico con los átomos del gas, entregando toda su energía al electrón. Pero esto no es correcto, pues como ya se vió en la sección 2.2, los fotones también interactúan mediante dispersión Compton, y por tanto depositarían menos energía en el gas de lo calculado. Este factor sería complicado de corroborar pues no es posible saber cuándo sucede cada una de las interacciones y cuánta energía se deposita durante la dispersión.

### 3.2.2 Estabilidad

A continuación se presentan los resultados de la estabilidad del detector. Usando la fuente de  $^{55}\text{Fe}$  en argón con voltajes superiores a los 1,000 V en el RETGEM y -200 V de deriva, se estudió la variación de la señal del detector para ganancias elevadas durante distintos periodos de tiempo. Las figuras 3.5 a 3.10 muestran los resultados de las mediciones.

#### Discusión

Una primera observación sobre los resultados en las gráficas de estabilidad es que se presenta un incremento inicial de la ganancia del detector en cuanto el alto se presenta un incremento inicial de la ganancia del detector en cuanto el alto

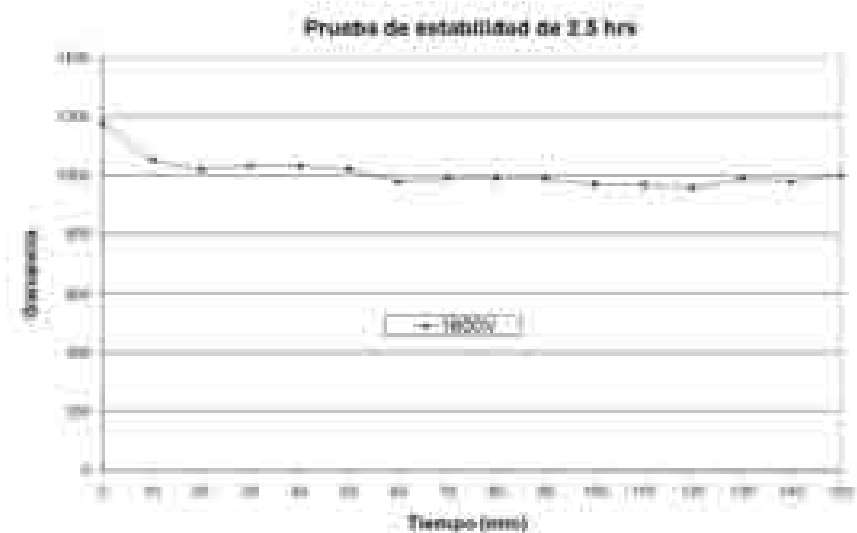


Figura 3.5: Gráfica donde se muestra la ganancia del detector trabajando a 1,600 V durante 2 horas y media. Se tomaron mediciones de la amplitud de la señal cada 10 minutos y se calculó la ganancia con la calibración de la sección anterior para Ar.



Figura 3.6: Se grafica nuevamente la ganancia en función del tiempo pero con mediciones cada 15 minutos durante un lapso de 6 horas. El voltaje sobre los electrodos del detector en este experimento fue de 1,650 V.

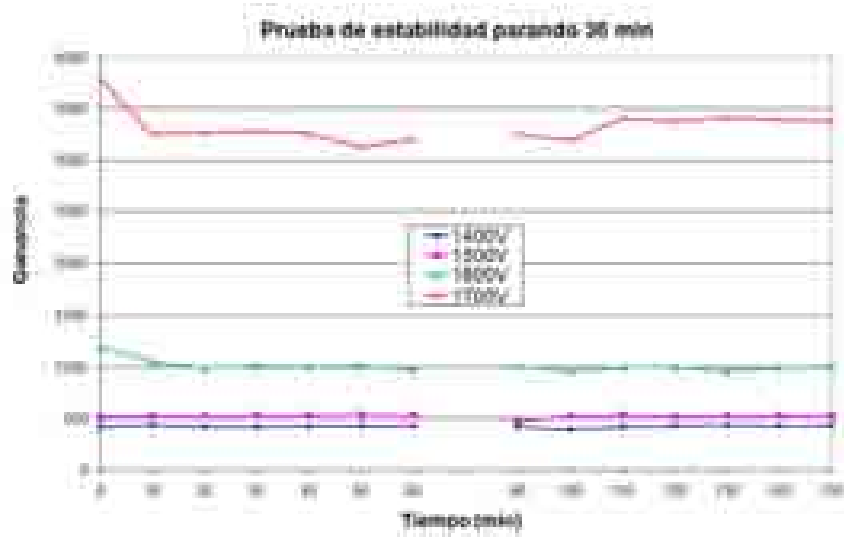


Figura 3.7: En esta gráfica se tomaron mediciones cada 10 minutos durante 1 hora, después se apagó el voltaje por media hora y se volvió a medir por otra hora y se volvió a medir por otra hora más. Se muestra la ganancia en función del tiempo para distintos valores de  $V_{GEM}$ .

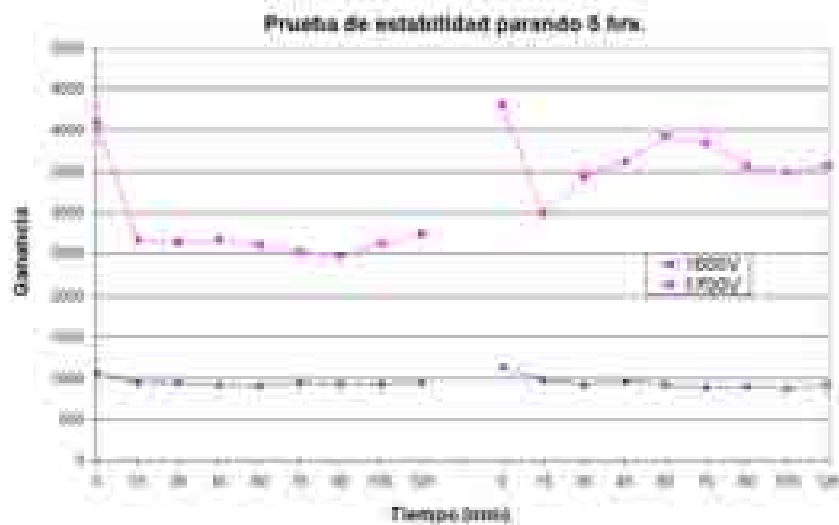


Figura 3.8: Para valores de 1,600 V y 1,700 V sobre el RETGEM, se grafica la ganancia contra tiempo tomada a intervalos de 15 minutos, primero durante 2 horas, parando 5 horas y continuando 2 horas más.

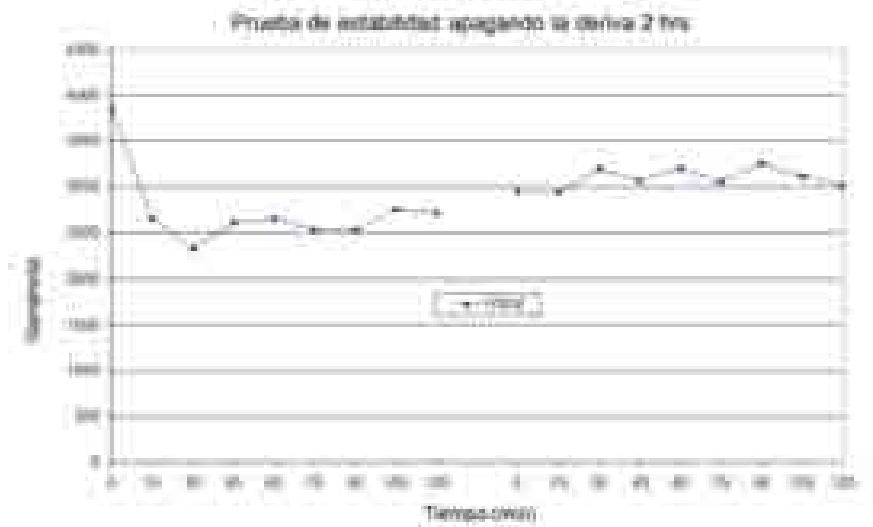


Figura 3.9: En este experimento se tomaron mediciones durante 2 horas, se apagó únicamente el voltaje de la placa de deriva durante 2 horas, y se volvió a encender por 2 horas más. Los datos se tomaron cada 15 minutos y se graficó ganancia contra tiempo para  $V_{GEM} = 1,700V$ .



Figura 3.10: En esta gráfica se comparan los valores de la ganancia con la temperatura del gas tomados a intervalos de 30 minutos durante un tiempo total de 8 horas y media. El voltaje en el RETGEM fue de 1,650 V.

voltaje es aplicado, alcanzando un estado más estable pocos minutos después. Este es un fenómeno común en los detectores tipo GEM, pero el incremento en ganancia (entre 15-30%) y el tiempo de estabilización varía para cada GEM [14].

La figura 3.5 muestra una prueba de estabilidad realizada durante 2 horas y media. El valor promedio de la ganancia es 998.23 y todos los valores se encuentran con una desviación de menos del 5.0% de la media.

La prueba de 6 horas seguidas de la figura 3.6 presenta un incremento gradual de la ganancia conforme pasa el tiempo. Hay un incremento de 22.8% de la ganancia desde la primera hora hasta la sexta hora. Esta variación puede atribuirse a cambios de presión y temperatura, como se discutirá más adelante.

La prueba de la figura 3.7 se enfoca en estudiar el cambio en la ganancia al detener la aplicación de voltaje al GEM durante 30 minutos. Para los distintos valores de  $V_{GEM}$ , la diferencia en la media de la ganancia antes y después de detener el voltaje es menor a 3.5%. Para  $V_{GEM} = 1400V$  es tan solo de 0.54%.

La figura 3.8 muestra una prueba similar a la anterior pero deteniendo el voltaje durante 5 horas. En el caso de  $V_{GEM} = 1,600V$  la ganancia cambió sólo un 1.3%. Pero en el caso de  $V_{GEM} = 1,700V$  la ganancia tuvo un incremento de 35.98% al reanudar las mediciones.

La prueba de la figura 3.9 es similar a la prueba de 6 horas de la figura 3.6, pero en esta ocasión se detuvo el voltaje de la placa de deriva durante 2 horas. El voltaje  $V_{GEM}$  se dejó constante a 1,700 V durante las 6 horas. Nuevamente hubo un incremento en la ganancia desde la primera hora hasta la sexta hora, en esta ocasión de 26.8%, que se puede atribuir tanto al haber apagado el voltaje como al cambio de temperatura durante ese tiempo.

La figura 3.10 muestra finalmente una comparación de la ganancia del detector durante 8 horas y media y el incremento de la temperatura en ese lapso de tiempo. Durante el tiempo del experimento, la temperatura se incrementó en un total de 6°C. Para estudiar la estabilidad del detector sin considerar el efecto de las variaciones de temperatura y presión (que a su vez fluctuó entre 1017 hPa y 1019 hPa), se calculó una ganancia corregida y normalizada de acuerdo a la ecuación A.1. La justificación de esta corrección se describe detalladamente en el apéndice A. El resultado es una curva de la ganancia en función del tiempo normalizada respecto a su ajuste en función del cociente entre temperatura y presión. Esto elimina la variación de la ganancia debida a estos factores. La curva final se muestra en la figura 3.11, donde se observa que la ganancia ahora fluctúa alrededor de una línea recta y no se incrementa con el paso del tiempo.

Como conclusiones se tiene que: después de un incremento abrupto de la ganancia debido a la aplicación del alto voltaje, ésta se estabiliza y en lapsos cortos de tiempo (un par de horas) la ganancia varía en menos de 5.0%. Para tiempos más largos (más de 3 horas), los cambios en la temperatura y la presión del gas afectan la ganancia, pues conforme la temperatura aumenta se observa también

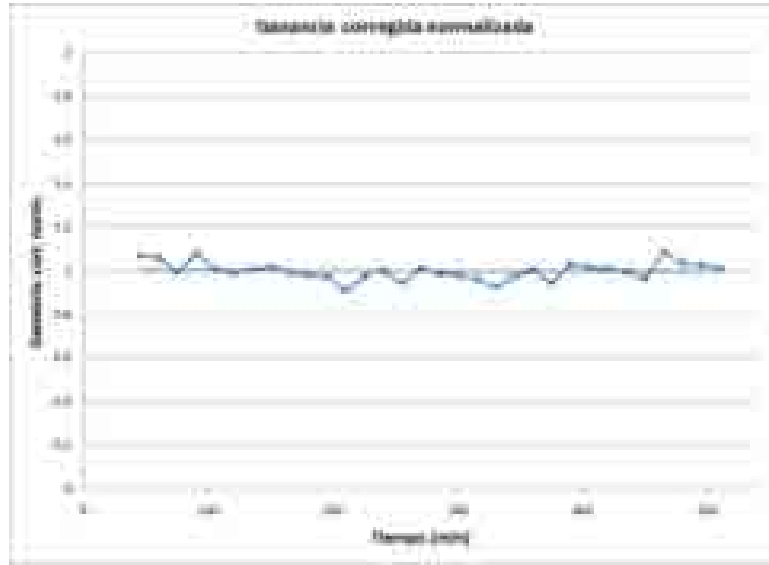


Figura 3.11: Gráfica de la corrección realizada a la curva de la figura 3.10 en donde se anulan los efectos de la presión y la temperatura. No se tomaron en cuenta los valores durante los primeros minutos de la medición para eliminar el incremento de ganancia inicial debido a la aplicación del alto voltaje.

un incremento en la ganancia. Por último, se observa que conforme aumenta el valor de  $V_{GEM}$  (lo que equivale a ganancias elevadas), la estabilidad del RETGEM es ligeramente menor, provocando cambios más notorios en la ganancia a lo largo del tiempo.

### 3.3 Resultados ICN

El trabajo realizado en el ICN se enfocó principalmente en la reconstrucción del dispositivo experimental como el usado en CERN. Una vez ensamblado el experimento como se describió en el capítulo 2, el resultado fue la creación del primer detector RETGEM en operación en México. Posteriormente se procedió a realizar las primeras mediciones con el detector para estudiar su respuesta y la ganancia alcanzada a distintos voltajes. En particular, se analizó el funcionamiento del RETGEM a distintos voltajes sobre la placa de deriva ( $V_{drift}$ ). A continuación se presentan los resultados:

#### 3.3.1 Variación del voltaje de deriva

Como se vió en la sección 2.4.1, el montaje del detector incluye una placa de deriva cuya función es ‘empujar’ los electrones de la ionización hacia los electrodos del





Figura 3.12: Gráfica donde se comparan las curvas de amplitud en función de  $V_{GEM}$  para distintos valores de voltaje aplicado a la placa de deriva ( $V_{drift}$ ).

RETGEM. Para esto, se aplica un voltaje  $V_{drift}$  con valor negativo sobre la placa, generando un campo eléctrico que interactúa con el campo producido por el voltaje  $V_{GEM}$ , lo cual dirige los electrones al interior de los agujeros del RETGEM. Para obtener una optimización del detector, se estudió el efecto del voltaje  $V_{drift}$  en la amplitud de la señal y en la ganancia de este. Para ello se realizaron mediciones de la amplitud del detector cambiando el valor de  $V_{drift}$  con los siguientes voltajes: -50 V, -200 V, -500 V y -1000 V. En este experimento se utilizó únicamente la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , es decir, se trabajó en un régimen de ganancia baja. La curva de amplitud en función de  $V_{GEM}$  para distintos valores de  $V_{drift}$  se muestra en la figura 3.12.

### Discusión.

En la figura 3.12, donde se muestran las curvas de amplitud en función de  $V_{GEM}$  para distintos valores de  $V_{drift}$ , es claro que la curva que representa las mayores amplitudes es la que corresponde a  $V_{drift} = -50$  V. Pero es interesante notar que las curvas para -200 V, -500 V y -1000 V, además de ser más bajas que la de -50 V, no cumplen un progreso exponencial sino que al final crecen mucho menos de lo esperado.

Al buscar una explicación a este fenómeno se estudiaron más detalladamente

las señales del osciloscopio utilizando una modalidad de este donde es posible superponer varios pulsos y visualizarlos al mismo tiempo. Lo que se encontró es que, para los voltajes más negativos que  $-50\text{ V}$ , aparecían, además de los pulsos normales esperados, otros pulsos más pequeños (como puede observarse en las imágenes marcadas con ‘a’ de la figura 3.13). Estos pulsos pequeños no aparecen en el caso de  $V_{drift} = -50\text{ V}$  y aparecen con mayor frecuencia al aumentar  $V_{GEM}$ . Estas señales *anómalas*, cuya naturaleza se discute a continuación, reducen considerablemente la media de la amplitud al hacer el promedio sobre muchos pulsos, es por esto que se observa la caída abrupta de la amplitud en las curvas de la figura 3.12.

Para corroborar esta teoría se repitieron las mediciones pero ahora colocando el disparo (trigger) del osciloscopio por arriba de los pulsos anómalos. De esta manera, sólo se consideraron los pulsos por arriba de este nivel para hacer el promedio. En las imágenes con marca ‘b’ de la figura 3.13 se puede observar el resultado del ‘corte’, donde se han excluido los pulsos pequeños.

La figura 3.14 muestra el resultado del corte y se observa que ahora todas las curvas tienen un comportamiento exponencial como era esperado. Aún existe una disminución en la amplitud de las señales conforme se incrementa el voltaje de deriva y es por esto que se concluye que el voltaje de operación más adecuado es  $V_{drift} = -50\text{ V}$ .

Habiendo concluido que los pulsos pequeños son en efecto señales anómalas, se procedió a determinar su origen. Lo que se encontró es que este efecto se debe a un fenómeno denominado *ion backflow* (contraflujo de iones), que es un fenómeno presente en la mayoría de los detectores de gas que usan placas cargadas. El proceso se describe con mayor detalle en el apéndice B.

### 3.3.2 Saturación de la señal.

La figura 3.15 muestra la curva de ganancia para el RETGEM. El voltaje de deriva fue de  $-50\text{ V}$  pues los experimentos anteriores mostraron que era el valor más adecuado. La ganancia se calculó a partir de la amplitud de la señal de la manera que se describió en la sección 3.1.

Se puede ver en la gráfica que la curva decae ligeramente al final. Esto se debe a que a partir de  $700\text{ V}$  la amplitud de algunas señales llegaba a superar los  $13.5\text{ V}$ , que es el límite de las señales que admite el amplificador. Por esta razón, los pulsos son recortados en cuanto superan los  $13.5\text{ V}$  (como se observa en la figura 3.16) y esta saturación causa una disminución de la amplitud real de la señal. Esto quiere decir que los valores de amplitud (y por lo tanto de ganancia) medidos a partir de  $700\text{ V}$  no son reales pues el amplificador recorta los pulsos.

Además del efecto de saturación, a partir de  $800\text{ V}$  en el RETGEM se presentaron chispas con mucha frecuencia. Estas descargas evitan la medición correcta

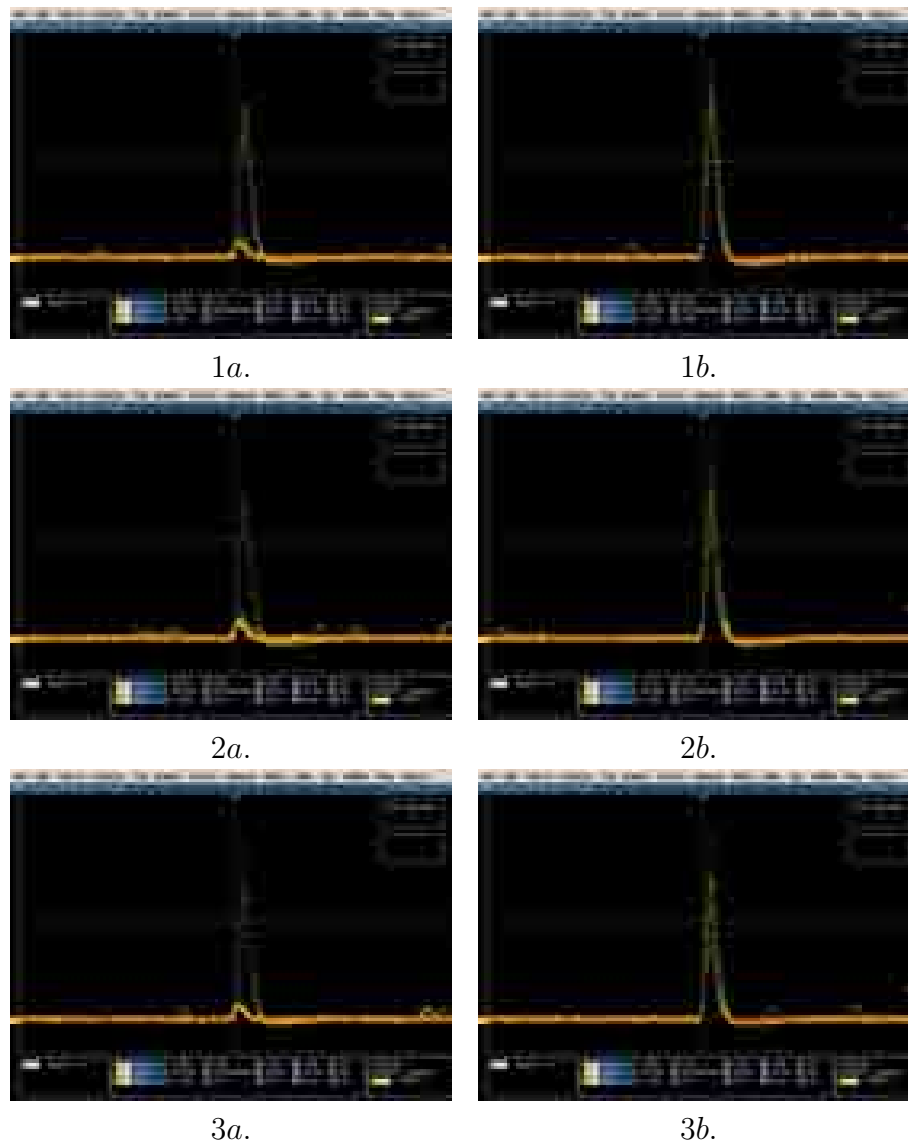


Figura 3.13: Imágenes tomadas del osciloscopio donde se muestran varias señales sobrepuestas. Para todas las figuras el valor de  $V_{GEM}$  es 650 V. Las figuras con letra 'a' son señales con el disparo bajo. Las figuras con 'b' son las señales con el disparo por arriba de los pulsos indeseados. Los valores de  $V_{drift}$  son: 1) -200 V, 2) -500 V y 3) -1000 V.

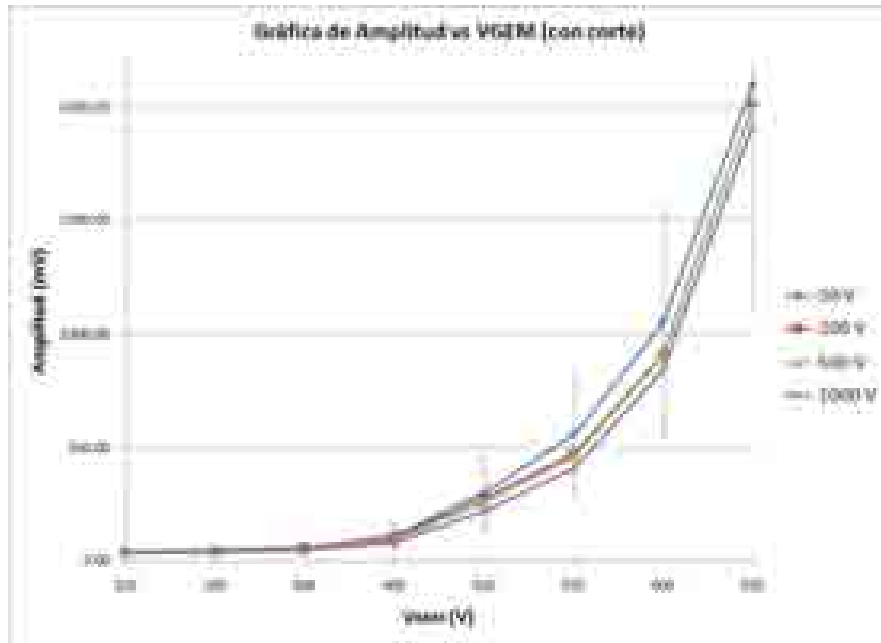


Figura 3.14: Gráficas de amplitud contra  $V_{GEM}$  para distintos valores de  $V_{drift}$  con el corte realizado al aumentar el disparo del osciloscopio.

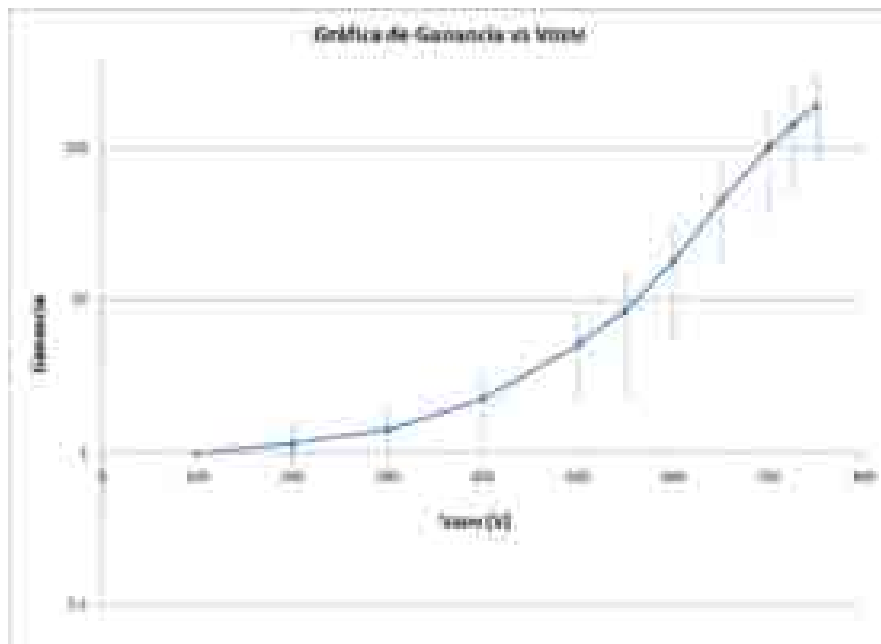


Figura 3.15: Gráfica de la ganancia del detector en función de  $V_{GEM}$  para un valor constante  $V_{drift} = -50V$  (escala logarítmica). Se incrementó el valor de  $V_{GEM}$  hasta el momento en que aparecieron descargas en el detector.

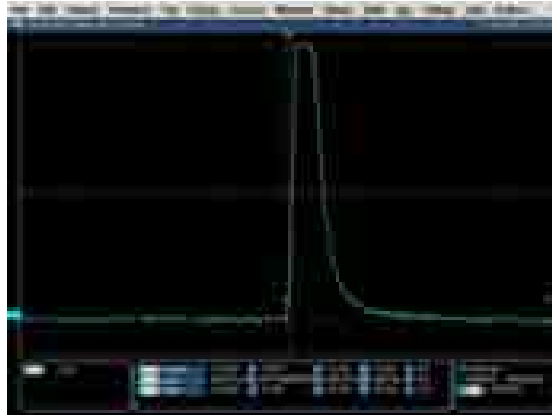


Figura 3.16: Imagen del osciloscopio que muestra la saturación de la señal donde el pulso es recortado a partir de 13.5 V.

de las señales y además son peligrosas para el detector.

Se encontró que las chispas no fueron producto únicamente de la excesiva multiplicación de electrones por parte del RETGEM, sino que se producían aún sin la presencia de la fuente radioactiva. Esto llevó a la conclusión de que las descargas se produjeron por imperfecciones o daño del mismo RETGEM. Esto detuvo el intento de hacer mediciones a mayores voltajes y por tanto con ganancias más elevadas pues las descargas dañaron algunos preamplificadores. La fotografía de la figura 3.17 muestra los daños producidos en la superficie del RETGEM.

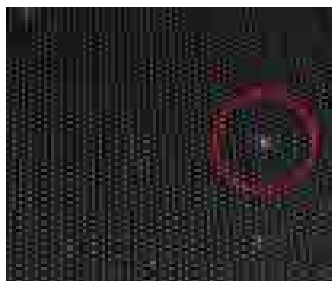


Figura 3.17: Fotografía de la superficie del RETGEM después de unos meses de experimentación. Se observan manchas blancas alrededor de algunos agujeros, lo cual puede ser evidencia de deterioro o daño del detector y la posible causa de las descargas observadas a voltajes elevados.

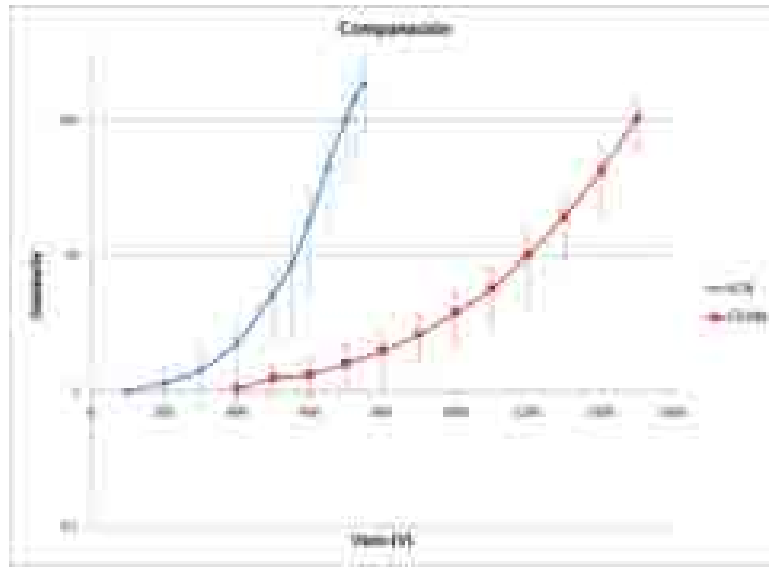


Figura 3.18: Gráfica donde se comparan las ganancias obtenidas para el RETGEM en CERN y en ICN.

### 3.4 La ganancia a distintas presiones

La figura 3.18 muestra una comparación de las ganancias obtenidas en los experimentos del ICN y CERN. Se observa que en las mediciones en el ICN se obtienen ganancias mayores a menor  $V_{GEM}$ . Esto se atribuye a la diferencia de presión entre los distintos experimentos. CERN se encuentra prácticamente a 1 atmósfera de presión, mientras que el ICN está a alrededor de 0.7 atm.

En mediciones realizadas a distintas presiones para detectores GEM en [17], se estudió la ganancia a presiones desde 0.1 atm hasta 5 atm para gases Ar y Xe. Se encontró que la ganancia máxima del detector decrece con la presión. También reportan que esto no es así para todos los gases, pues para  $He - CH_4$  sucede lo contrario. Además reportan que la pendiente exponencial de la ganancia decrece con la presión.

Las mediciones mostradas en la figura 3.18 coinciden con los resultados de [17] en cuanto a que se midieron ganancias mayores en el caso de menor presión y la pendiente decrece a mayor presión. También debe hacerse notar que los RETGEM usados en cada experimento tuvieron características físicas distintas (geometría y tamaño de agujeros p.e), lo cual puede modificar la ganancia del detector. Un estudio más detallado en este aspecto debe hacerse antes de poder determinar exactamente cuál es el efecto de las distintas geometrías del GEM en su funcionamiento.

# Capítulo 4

## Conclusiones

Los detectores RETGEM se encuentran en una fase de investigación y desarrollo en la cual se están estudiando muchas de sus propiedades para determinar los alcances que puede tener esta generación de detectores en el futuro de la física experimental de altas energías. La importancia de esta tesis radica en el hecho de que presenta los resultados obtenidos con la construcción del primer detector de este tipo en México, lo cual complementa la investigación que se hace en nuestro país en el área de detectores de partículas y pretende ser un punto de partida para impulsar la colaboración de nuestra universidad en el desarrollo de detectores tipo GEM.

Los resultados muestran que el RETGEM puede alcanzar ganancias elevadas hasta de  $10^5$ . Esto es muy importante porque justamente se busca un detector que pueda entregar ganancias altas para mejorar la calidad de las señales obtenidas. La ventaja de los detectores tipo GEM sobre otros (como las cámaras multialámbricas) es que consiguen estas ganancias elevadas en gases nobles puros (como Ar y Ne que usé en mis experimentos), sin la necesidad de agregar pequeños porcentajes de otros gases (llamados *quencher*s) para mejorar el transporte de electrones.

Los resultados también muestran que la ganancia del RETGEM depende del gas en el cual trabaja. Considerando un mismo voltaje, en Ne se obtuvieron ganancias más elevadas que en Ar. Esto recalca la necesidad de estudiar más a detalle el desempeño del detector en distintos gases para encontrar una mezcla óptima. Pero es importante notar que el presupuesto experimental juega un papel crucial, pues, por ejemplo, el Ne cuesta considerablemente más que el Ar. Esto puede ser determinante para un detector grande, pues posiblemente habría que sacrificar ganancia por conseguir un mayor volumen efectivo. En este sentido es que el RETGEM puede ser tan atractivo. Para obtener ganancias altas en Ar se requieren voltajes más altos que en Ne, lo cual implica que la posibilidad de descargas se incrementa. Dado que el RETGEM, por su propiedad de electrodos

resistivos, es más robusto que el TGEM y el GEM, puede operar tranquilamente a voltajes más elevados. Si se desea construir un detector de gas muy grande, lo más probable es que el presupuesto exija utilizar un gas más barato (como Ar), lo cual implica voltajes altos para ganancias altas. En este escenario el RETGEM parece ser la mejor opción.

Un resultado importante es que el RETGEM es muy estable en el transcurso del tiempo. Realicé muchas pruebas con distintos intervalos temporales y la ganancia del detector se mantuvo estable. Se encontró que la ganancia del RETGEM varía ante cambios de presión y temperatura, lo cual no es de extrañar dado que estos parámetros afectan el estado de los gases en los cuales opera el detector. Esto también sugiere que podrían encontrarse valores de presión y temperatura óptimos para la operación de detectores tipo GEM, lo cual es otro tema que debería estudiarse en próximos experimentos.

Una ventaja más de detectores tipo GEM sobre otros es que pueden usarse en modo de *cascada*. Es decir, pueden colocarse uno tras otro para conseguir varias etapas de multiplicación. Esto permite reducir el voltaje neto sobre cada detector y conseguir una ganancia total muy elevada.

Los RETGEM pueden tener configuraciones geométricas diferentes en cuanto a dimensiones de los agujeros, distancia entre estos y grosor de las capas. Experimentos futuros deben realizarse para determinar cómo afectan estos parámetros en el desempeño del detector.

Para terminar quiero remarcar que aún hay mucho trabajo por realizar en el estudio de los detectores RETGEM y lo que he presentado en esta tesis es sólo el inicio de un área de investigación muy interesante. Espero que este trabajo haya servido para resaltar las cualidades de este tipo de detectores y sólo continuando con su desarrollo e investigación llegaremos a descubrir su verdadero potencial.



# Apéndice A

## Efecto de la presión y temperatura sobre la ganancia

La variación de la temperatura durante las mediciones de estabilidad se muestra en la Figura 3.10. A lo largo de estas mediciones también se midió la variación de la presión, la cual fluctuó entre 1017 hPa y 1019 hPa. Para anular el efecto de los cambios de presión y temperatura en la estabilidad del detector se calculó una ganancia corregida y normalizada de acuerdo a:

$$g_i = \frac{G_i}{A_i e^{B_i T/p}} \quad (\text{A.1})$$

donde  $i$  es un índice de las coordenadas del RETGEM y  $T/p$  es la razón entre la temperatura y la presión.  $A_i$  y  $B_i$  son parámetros determinados al hacer el ajuste exponencial

$$G_i(T/p) = A_i e^{B_i T/p} \quad (\text{A.2})$$

a la curva de ganancia en función de  $T/p$  que se muestra en la Figura A.1. La dependencia exponencial en la ecuación A.2 se deduce al asumir una relación inversamente proporcional entre el coeficiente  $\alpha$  de Townsend (ecuación 2.1) y la densidad del gas  $\rho$ , por lo que  $\alpha \propto 1/\rho \propto T/p$  [18].

Una vez encontrado el ajuste exponencial para satisfacer la ecuación A.2, se realiza la corrección y normalización propuesta por la ecuación A.1. El resultado se muestra en la Figura 3.11.

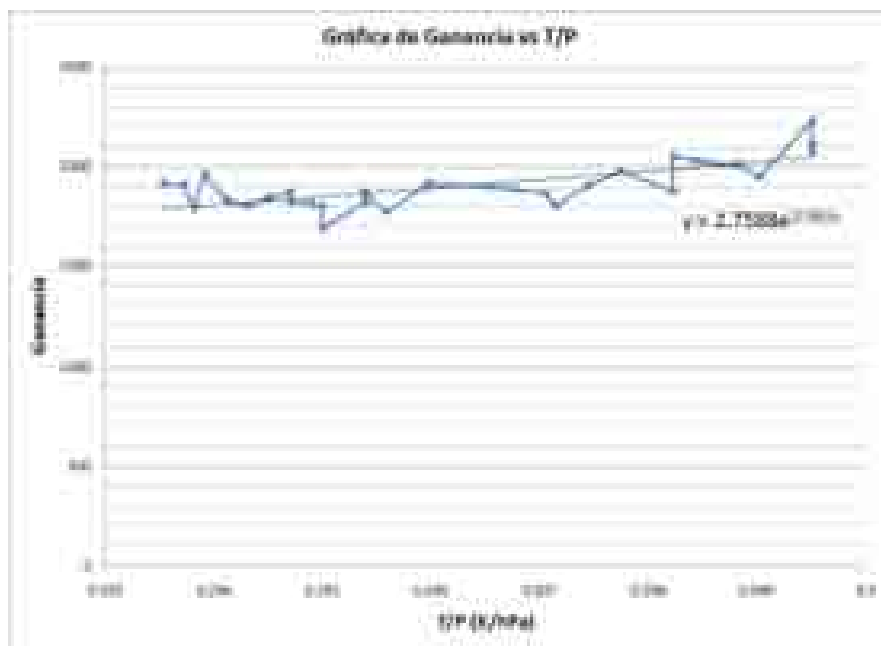


Figura A.1: Gráfica de la ganancia en función del cociente entre temperatura y presión para los valores del experimento mostrado en la Figura 3.10. La línea negra representa el ajuste exponencial aplicado a los datos.

# Apéndice B

## *Contraflujo de iones*

En cuanto inicia la multiplicación de electrones en el RETGEM, los iones creados en los agujeros del detector son recolectados ya sea por el electrodo superior (aterrizado), que es lo preferible, o siguen las líneas de campo eléctrico hacia la región entre el RETGEM y la placa de deriva (que se encuentra a un potencial negativo). A este fenómeno se le conoce como *ion feedback* o *ion backflow*, que es un contraflujo de iones hacia la zona de deriva. Este efecto es sensible a la intensidad del campo eléctrico [19]. Conforme se incrementa el campo de deriva, hay un flujo mayor de iones que no son recolectados por el electrodo del RETGEM.

Para ilustrar el efecto del campo eléctrico en el fenómeno de *ion feedback*, se presentan dos imágenes en la Figura B.1 donde se simula el campo eléctrico generado por la placa de deriva y la configuración de agujeros del RETGEM. Estos campos fueron reconstruidos con un software llamado GARFIELD, un programa para computar propiedades y simular detectores de gas desarrollado por Rob Veenhof en CERN [20]. En la ilustración (a) la intensidad del campo de deriva es menor a la del campo en la ilustración (b). Se puede observar que en la ilustración (a) las líneas de campo en rojo se cierran sobre el electrodo superior del GEM, mientras que en la ilustración (b) estas líneas conducen hacia el electrodo de deriva, que se encuentra a un potencial negativo mucho más elevado que en la imagen anterior. De aquí es claro concluir que valores altos de  $V_{drift}$  producen un mayor flujo de electrones de regreso a la zona de deriva.

El contraflujo de iones afecta considerablemente la ganancia del detector [21]. Esto se debe a dos razones principales: primero, al regresar los iones a la región de ionización primaria, se produce una recombinación en la cual los iones anulan a los electrones de ionizaciones subsecuentes, reduciendo así la amplitud de la señal. Esto puede explicar la reducción de la amplitud para los casos de  $V_{drift} = -200$  V,  $-500$  V y  $-1000$  V comparados con la amplitud para  $-50$  V en la Figura 3.14. Segundo, los mismos iones del contraflujo pueden provocar a su vez una ionización secundaria que genere electrones, lo cual produce señales más pequeñas como las

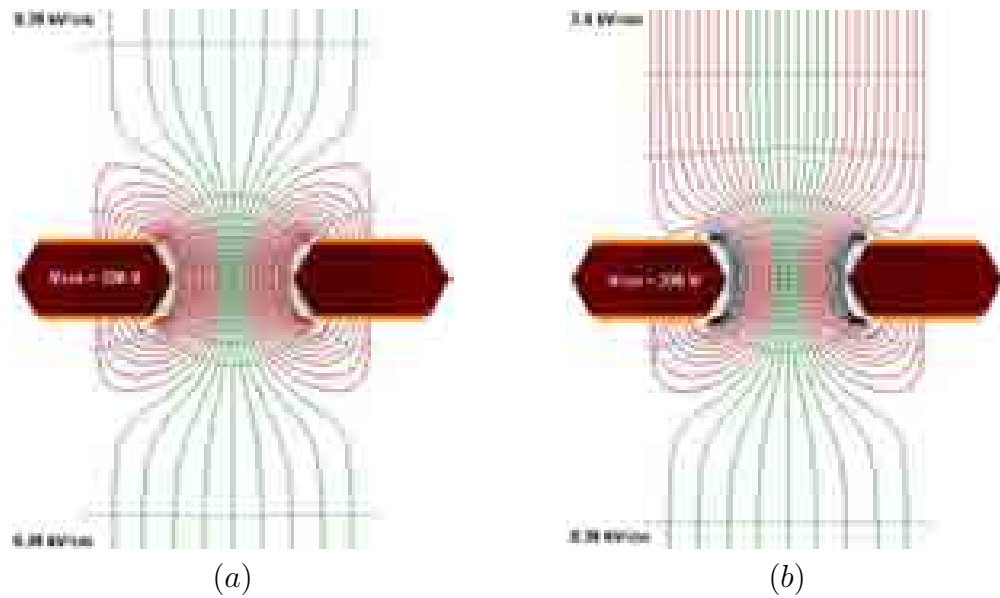


Figura B.1: Simulación del campo eléctrico generado por un detector tipo GEM con diferentes intensidades del campo de deriva.

que se describen en la Figura 3.13 y que provocan la reducción aún más notoria de la amplitud mostrada en la Figura 3.12.

# Referencias

- [1] S. Weinberg. *The Discovery of Subatomic Particles*. W.H. Freeman and Company 1983.
- [2] E. Aprile, A.E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, T. Doke. *Noble Gas Detectors*. Wiley-VCH 2006.
- [3] T. Francke, V. Peskov. *Micropattern Gaseous Detectors*. physics/0404035 ; KTH-2004-04-07. - 2004
- [4] R.Bouclier, M.Capens, W.Dominik, M.Hoch, J-C.Labb, G.Million, L.Ropelewski, F.Sauli and A.Sharma. *THE GAS ELECTRON MULTIPLIER*. CERN-PPE/96-177 1996.
- [5] J. Benlloch, A. Bressan, M. Capens, M. Gruw+, M. Hoch, J.C. Labb, A. Placci, L. Ropelewski, F. Sauli. *FURTHER DEVELOPMENTS OF THE GAS ELECTRON MULTIPLIER*. CERN-EP/98-50 1998
- [6] A. Breskin et al. *A concise review on THGEM detectors*. Nucl. Instrum. Meth. A598:107-111, 2009.
- [7] A. Di Mauro, B. Lund-Jensen, P. Martinengo, E. Nappi, R. Oliveira, V. Peskov. *Development of innovative micropattern gaseous detectors with resistive electrodes and first results of their applications*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 581 (2007) 225-231
- [8] <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- [9] W.H. Tait. *Radiation Detection*. Butterworths 1980.
- [10] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Tercera Edición. John Wiley & Sons, Inc. 1999.
- [11] P. Fonte, V. Peskov, B. Ramsey. *The Fundamental Limitations of High-Rate Gaseous Detectors*. IEEE Trans. Nucl. Sci. p.p. 91-95 1999

- 
- [12] [http://cremat.com/CSP\\_app\\_notes.htm](http://cremat.com/CSP_app_notes.htm)
- [13] [http://www.ortec-online.com/electronics/amp/03\\_3.htm](http://www.ortec-online.com/electronics/amp/03_3.htm)
- [14] B.Azmoun et al. *A Study of Gain Stability and Charging Effects in GEM Foils*. 2006 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- [15] V. Peskov et al. *Development of innovative micropattern gaseous detectors with resistive electrodes and first results of their applications*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 581 (2007) 225-231.
- [16] V.Peskov et al. *Progress in Developing Hybrid RPCs: GEM-like Detectors with Resistive Electrodes*. CERN arXiv:0805.2728. - 2008.
- [17] A. Bondar, A. Buzulutskov, F. Sauli, L. Shekhtman. *High- and low-pressure operation of the gas electron multiplier*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 419 (1998) 418422
- [18] M.C. Altunbas, K. Dehmelt, S. Kappler, B. Ketzer, L. Ropelewski, F. Sauli, F. Simon. *Aging measurements with the Gas Electron Multiplier*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 515 (2003) 249254
- [19] P.S Barbeau, J. Collar, J. Miyamoto, I. Shipsey. *Electron transparency, ion transparency and ion feedback of a 3M GEM*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 525 (2004) 33-37.
- [20] <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/>
- [21] R. Chechik, A. Breskin, G.P. Guedes, D. Mrmann, J.M. Maia, V. Dangendorf, D. Vartsky, J.M.F. Dos Santos, J.F.C.A. Veloso. *Recent Investigations of Cascaded GEM and MHSP Detectors*. IEEE Transactions on Nuclear Science, VOL. 51, No. 5, October 2004.