

Gaseous detectors and GEMs

Sebastián Montoya Hernández

January 2, 2025

Aquí va la introducción del capítulo

1 Marco teórico

Aquí va la introducción del marco teórico, mencionando en orden todas las subsecciones.

En numerosos experimentos de física de partículas, los detectores gaseosos, incluidos los GEMs, desempeñan un papel crucial en la medición de partículas cargadas mediante la ionización de gases. Estos detectores permiten trazar con precisión las trayectorias de las partículas, especialmente en entornos con campos magnéticos. En comparación con los detectores de semiconductores, los detectores gaseosos suelen ser más económicos, especialmente en aplicaciones que requieren cubrir grandes volúmenes, y presentan menos material que pueda interferir con las partículas que atraviesan el detector [1]. Dado que los detectores GEM son el enfoque principal de este trabajo, en el presente capítulo se explorarán los conceptos fundamentales de la física que rigen sus interacciones y funcionamiento.

1.1 Principios físicos de los detectores gaseosos

En términos generales, la detección de una partícula se logra mediante la deposición de una fracción o la totalidad de su energía en el medio con el que interactúa. Aunque fenómenos como la luminiscencia o la emisión de fotones de centelleo, entre otros, pueden manifestarse como resultado de la interacción entre partículas cargadas o fotones y medios gaseosos, la ionización es la interacción predominante en sistemas de baja densidad, y puede aprovecharse para generar una señal medible. En el proceso de ionización de un gas, la energía de la partícula incidente excita los electrones de las capas externas de los átomos, liberándolos y formando pares ion-electrón en su recorrido. Estos electrones iniciales pueden continuar interactuando con el medio, provocando nuevas ionizaciones y excitaciones. En materiales compuestos, los procesos secundarios también contribuyen al número total de electrones generados, ya que parte de la energía de excitación se transforma en ionización o viceversa [2]. Aunque los detectores gaseosos se centran principalmente en la captación de los electrones liberados por la radiación ionizante, la presencia de iones, estados excitados o fotones puede desencadenar fenómenos secundarios, como recombinación, transferencia de carga y efectos fotoeléctricos. En la figura 1, se ilustra la estructura básica de un detector gaseoso.

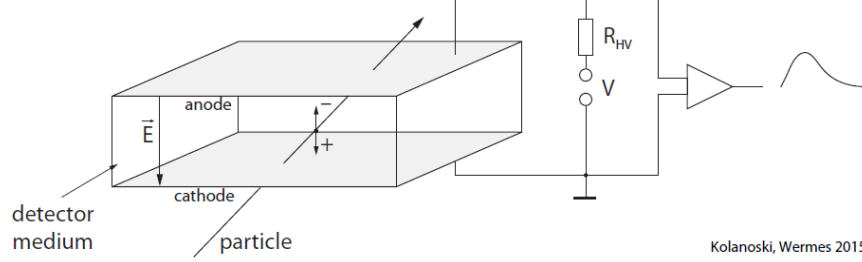


Figure 1: Diagrama que describe el funcionamiento básico de un detector gaseoso [3]. El medio sensible del detector, en este caso un gas, se encuentra entre dos electrodos con un voltaje aplicado. Cuando una partícula cargada atraviesa el gas, se liberan cargas que se desplazan hacia los electrodos impulsadas por el campo eléctrico. Estas cargas en movimiento generan una señal de corriente en los electrodos. En esencia, el detector actúa como un condensador que se descarga cuando el medio es ionizado. Desde el punto de vista eléctrico, se comporta como una fuente de corriente.

Si los eventos de ionización en un gas son estudiados de manera independiente en este contexto, es posible realizar una descripción que sigue la estadística de Poisson

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n} \quad (1)$$

donde P_k^n es la probabilidad de observar k eventos en un intervalo fijo, dado un promedio o tasa de eventos n . Por definición, se asume que los eventos son independientes: la ocurrencia de uno no afecta la probabilidad de los demás. De esta manera, la eficiencia teórica del detector, entendida como la probabilidad de tener al menos una interacción, es entonces

$$\varepsilon = 1 - P_0^n = 1 - e^{-n}. \quad (2)$$

Debido a que no existe una expresión simple para determinar el número de encuentros ionizantes primarios, es necesario recurrir a datos obtenidos experimentalmente o a programas de simulación especializados. Si no se tienen en cuenta procesos secundarios como la recombinación, por ejemplo, siendo ΔE la energía depositada en el medio y W_I la energía por par iónico, la cantidad total de pares iónicos en el medio puede ser calculada como

$$N_T = \frac{\Delta E}{W_I}. \quad (3)$$

No obstante, este es un resultado promedio. Para entender con detalle la distribución energética en este fenómeno, es necesario acudir a un marco teórico más robusto [4] [5]. La pérdida de energía cinética de la partícula a medida que avanza por el volumen del detector es conocida como stopping power o ecuación

de Bethe-Bloch y una formulación semiclásica para calcularla en un medio de grosor Δx es:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = -\rho \frac{2KZ}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2mc^2\beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right], \quad K = \frac{2\pi N e^4}{mc^2} \quad (4)$$

donde β es la velocidad de la partícula, m y e son la masa y la carga del electrón, Z , A y ρ son el número atómico, masa atómica y la densidad del medio, I es el potencial promedio de ionización del medio, el término C/Z hace referencia a correcciones por apantallamiento con capas electrónicas internas y $\delta/2$ solo tiene relevancia en el régimen relativista. Para estimar las mencionadas correcciones, es necesario acudir a tablas de referencia o hallar los parámetros a partir de ajustes con datos experimentales.

Algunas consideraciones que deben ser tenidas en cuenta respecto a la ecuación de Bethe-Bloch, son su aplicabilidad a medios isotrópicos, debido a la aparición de "channeling effects" en sistemas cristalinos y las excepción de electrones y protones como partículas incidentes por su indistinguibilidad en la materia [2].

Teniendo en cuenta que la velocidad de la partícula ionizante es uno de los parámetros que rigue la ecuación 4, es posible describir el comportamiento de su pérdida de energía para distintos regímenes de velocidad como ilustra la figura 2.

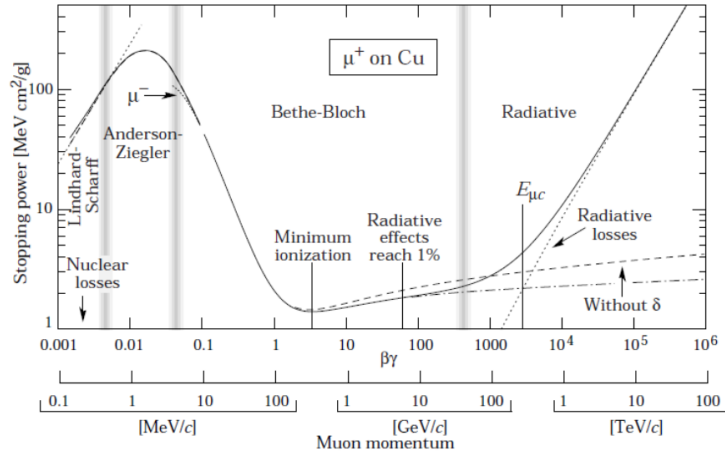


Figure 2: La fórmula de Bethe-Bloch para muones positivos en cobre como función de la velocidad [6] (mostrada entre la segunda y tercera banda gris. El resto se describe mediante otros modelos).

Los iones y electrones generados por procesos ionizantes en un gas pierden rápidamente su energía mediante sucesivas colisiones con las moléculas del entorno, equilibrándose con la energía térmica del medio. Al ser sometidos a

campos coulombianos en el medio, las cargas se desplazan a través del gas mientras se difunden, hasta que finalmente se neutralizan, ya sea por recombinación en el propio gas o al alcanzar las paredes del recipiente. En el caso de los iones, pueden transferir su carga a otra molécula del mismo gas o a una de diferente tipo con un potencial de ionización más bajo. Los electrones, por otro lado, pueden ser neutralizados al combinarse con un ion positivo, adherirse a moléculas con afinidad electrónica o ser absorbidos por las paredes del contenedor [7].

No obstante, a pesar de que los electrones se desplazan de forma aleatoria debido a estas interacciones con el medio, en presencia de un campo eléctrico externo, se introduce una tendencia en su desplazamiento denominado deriva electrónica. La velocidad promedio que los electrones alcanzan en su desplazamiento bajo la influencia del campo eléctrico se denomina velocidad de deriva w^- y se define como

$$w^- = \mu E \quad (5)$$

siendo μ la movilidad electrónica y E la intensidad del campo eléctrico. Según un enfoque simple propuesto por Townsend [8], la velocidad de deriva de los electrones puede expresarse mediante

$$w^- = k \frac{eE}{m} \tau, \quad (6)$$

Aunque esta formulación resulta útil para análisis cualitativos, su aplicación práctica es limitada, ya que los valores de la velocidad de deriva w y el tiempo medio entre colisiones τ dependen tanto del tipo de gas como de la intensidad del campo eléctrico. Durante su desplazamiento en presencia del campo, los electrones sufren múltiples colisiones con las moléculas, lo que provoca la difusión de la nube de carga inicial. La extensión de esta difusión depende no solo del tipo de gas, sino también de la magnitud del campo eléctrico E , ya que un campo más intenso permite que los electrones ganen más energía entre colisiones. De acuerdo a la teoría de transporte de carga basada en principios de mecánica estadística, es posible obtener la relación entre la movilidad electrónica μ y el coeficiente de difusión D , también conocida como fórmula de Nernst–Townsend [9]

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\varepsilon_k}{e} \quad (7)$$

donde D mide la tasa de dispersión de partículas en un medio debido a movimientos aleatorios y ε_k es una cantidad fenomenológica denominada energía característica, que en el caso particular de difusión térmica toma el valor de $k_B T$.

Teniendo en cuenta esto, un importante resultado de la teoría de transporte, que se deriva al considerar una distribución normal localizada de la difusión de los electrones es la expresión de su desviación estándar σ_x , que describe la extensión de la nube de electrones alrededor de un punto central a medida que se mueven

a través del medio bajo la influencia del campo eléctrico aplicado [10].

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2\varepsilon_k}{e} \frac{x}{E}} \quad (8)$$

Esta expresión, también llamada espacio de difusión, no depende por tanto de la presión, solamente de la intensidad del campo eléctrico.

A medida que el campo eléctrico se incrementa, aumenta la probabilidad de colisiones ionizantes y disminuye la de excitaciones. Cada colisión ionizante crea un par electrón-ion, y el electrón primario sigue desplazándose en el gas. Si la trayectoria libre media para colisiones ionizantes es pequeña en comparación con el grosor de la capa de gas, los electrones rápidamente obtienen más energía del campo para continuar ionizando. Esto genera un crecimiento acelerado de una avalancha de electrones e iones, el mecanismo principal para amplificar señales en los contadores proporcionales de gas. Sin embargo, tras una colisión, un electrón puede transferir una cantidad de energía igual o superior a la necesaria para excitar un átomo o molécula. Luego, estos regresan al estado fundamental mediante una o varias transiciones: por ejemplo, los gases nobles emiten fotones al desexcitarse, mientras que las moléculas poliatómicas, como los hidrocarburos, disipan la energía a través de transiciones rotacionales y vibracionales sin emisión de radiación.

Cuando la energía de un electrón acelerado por un campo eléctrico supera el potencial de ionización de un átomo o molécula, los electrones enlazados pueden ser expulsados, dejando atrás un ion positivo. En función de la energía transferida y de la densidad de carga, pueden generarse estados de ionización múltiple. Sin embargo, en las condiciones típicas de los contadores proporcionales, donde las energías de los electrones se mantienen por debajo de unas pocas decenas de electronvoltios (eV), es más común que se formen iones con una sola carga positiva. Si los electrones primarios o secundarios no son capturados o absorbidos por las paredes del detector, continuarán moviéndose a través del gas y podrán generar nuevas ionizaciones. La trayectoria libre media para la ionización (λ) se define como la distancia promedio que recorre un electrón antes de experimentar una colisión ionizante. El inverso de esta distancia, $\alpha = \lambda^{-1}$, se conoce como el primer coeficiente de Townsend, y representa el número de pares iónicos generados por unidad de longitud durante el desplazamiento del electrón. Este coeficiente se relaciona con la sección eficaz de ionización (probabilidad de que ocurra una ionización) mediante la expresión

$$\alpha = N\sigma_i \quad (9)$$

siendo N el número de moléculas por unidad de volumen. Este mecanismo es clave para la amplificación de señales en detectores gaseosos, ya que cada colisión contribuye a la creación de más portadores de carga, permitiendo detectar eventos con mayor precisión.

El proceso de ionización sucesiva por colisiones permite la amplificación de carga en los contadores proporcionales. Imaginemos un electrón que se libera en una región con un campo eléctrico uniforme. Tras recorrer una trayectoria libre media $1/\alpha$, se produce un par electrón-ion. Ambos electrones continúan su desplazamiento en el gas, generando nuevos pares tras otra trayectoria libre media, y así sucesivamente. Si n representa el número de electrones en una posición dada, su incremento luego de recorrer una distancia diferencial dx es $dn = n\alpha dx$. Al integrar esta expresión sobre una distancia total x , se obtiene [11]:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad \text{o} \quad M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}, \quad (10)$$

donde n_0 es el número inicial de electrones y M es el factor de multiplicación o ganancia, que indica la amplificación total de carga. Esta expresión describe cómo el número de electrones crece exponencialmente con la distancia recorrida en el gas, siempre que las condiciones de ionización se mantengan constantes.

Para obtener una lectura precisa de la señal, se puede integrar la corriente a lo largo del tiempo, lo que permite calcular la carga total generada en el detector. La variación del voltaje registrada está relacionada con su capacitancia, y una resistencia externa se utiliza para asegurar que la carga se integre correctamente y la señal se lea con precisión. Aunque las cargas inducidas no dependen de las cargas de polarización del material, la capacitancia del sistema juega un papel crucial en la interpretación correcta de la señal medida.

La corriente inducida por estos electrones en avalancha aumenta con el tiempo y depende de la velocidad de deriva de los electrones y el coeficiente de Townsend. La señal rápida resultante en un contador de avalancha es una fracción de la carga total generada, destacando que al final del proceso de recolección la carga inducida total es proporcional a la carga inicial multiplicada por un factor exponencial. En la figura 3 se observan las corrientes inducidas por la contribución de los electrones e iones en la avalancha para una configuración con parámetros típicos.

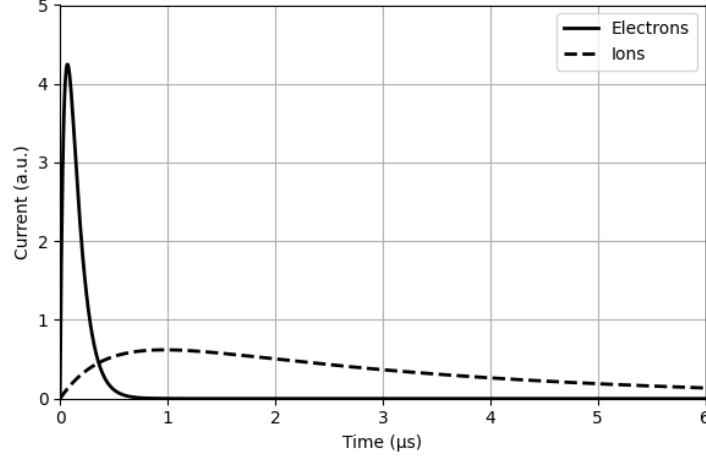


Figure 3: Corriente inducida por avalancha en cátodos por electrones e iones. Reproducido a partir de [12]

No obstante, en el caso de una distribución extendida de carga dentro del espacio entre los electrodos, aplica el análisis que llevó a la ecuación 4. La señal resultante depende de la densidad y distribución espacial de las cargas liberadas en el gas. En el caso particular de una ionización uniforme entre ánodo y cátodo, con una densidad ρ , siendo T el tiempo total de colección para los electrones en la avalancha y w^- la velocidad de deriva de los electrones en avalancha, la corriente inducida por los electrones en la avalancha puede expresarse como:

$$i(t) = \frac{e\rho s_0}{T} \left(e^{\alpha w^- t} - \frac{t}{T} \right), \quad 0 \leq t \leq T \quad (11)$$

El máximo de la señal se obtiene en un tiempo

$$t_{\max} = T \left(1 - \frac{1}{\alpha s_0} \right) \quad (12)$$

y tiene un valor de

$$i_{\max} = \frac{e\rho}{\alpha s_0} (e^{\alpha s_0} - 1) \quad (13)$$

como se muestra en la figura 4. Dado que el desarrollo de la avalancha es mucho más rápido que el tiempo de colección de los iones, la señal inducida por los iones tiene una forma muy similar (aunque no en amplitud) a la descrita previamente.

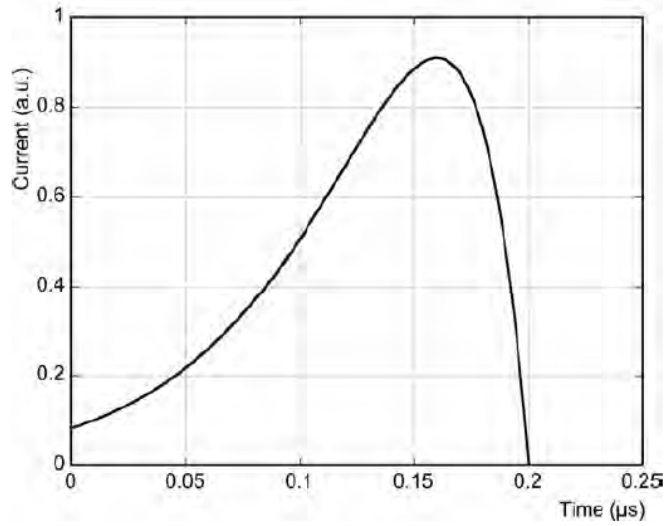


Figure 4: Señal de corriente inducida en los cátodos por una trayectoria extendida bajo multiplicación de avalancha.

Es posible generar campos eléctricos de gran magnitud al implementar estructuras de electrodos entre las placas paralelas como un alambre (contador proporcional) [13]. En la proximidad del ánodo de un contador proporcional (fig. 5), los electrones en deriva pueden ser acelerados a tal punto que pueden iniciar ionizaciones secundarias. Esto da lugar al desarrollo de una avalancha, amplificando así la carga de ionización con factores de amplificación típicos que oscilan entre 10^4 y 10^6 . A partir de intensidades de campo de aproximadamente $10 - 50$ kV/cm, la energía ganada entre colisiones se vuelve suficiente para causar la ionización del gas.

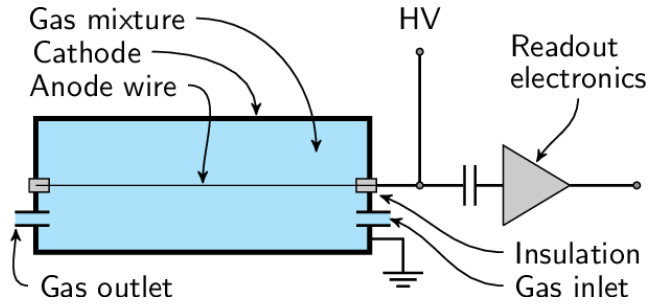


Figure 5: Diagrama de un contador proporcional donde se describe sus partes principales: cámara de gas, electrodos para generación de campo eléctrico y electrónica de lectura [14].

En la práctica, el régimen de amplificación se encuentra entre 10^3 y 10^6 , y se puede estimar que el número de colisiones necesarias para lograr tal amplificación es de aproximadamente 13 a 20. La mayoría de los electrones tienen una trayectoria de deriva muy corta hacia el ánodo, mientras que los iones deben recorrer una distancia mayor hasta el cátodo. Esto es crucial en la formación de señales en el ánodo.

Sin embargo, la amplificación del gas no puede volverse arbitrariamente grande, ya que las cargas espaciales tienden a apantallar el campo cerca del ánodo, lo que se conoce como el límite de Raether [11]. Se ha observado empíricamente que el desarrollo de la avalancha alcanza una saturación en la amplificación del número de electrones primarios, en torno a 10^8 . En este punto, el pulso de corriente en el electrodo se vuelve independiente de la ionización primaria. Contadores como el contador Geiger operan en este modo, y un aumento adicional en el voltaje puede resultar en descargas.

La figura 6 muestra la dependencia principal de la amplificación de gas en función del voltaje entre ánodo y cátodo para un tubo de conteo con un alambre delgado [13].

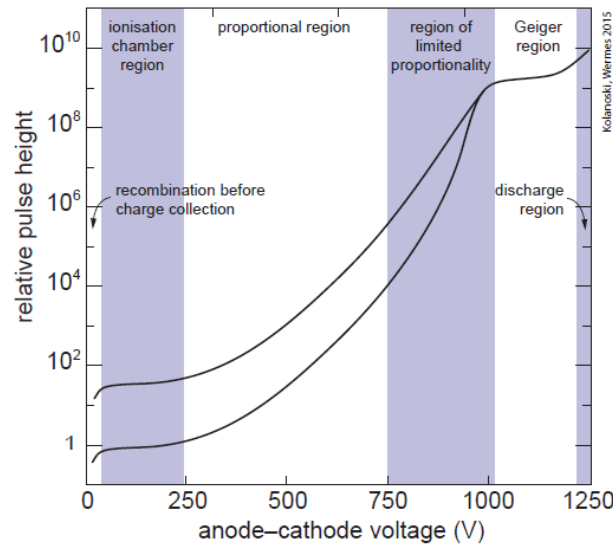


Figure 6: Representación esquemática de la dependencia de la señal de salida de un tubo contador en función de la tensión ánodo-cátodo. Los valores numéricos de amplificación y tensión se utilizan a modo de ejemplo; en casos concretos dependen en gran medida de la disposición de los electrodos y del gas utilizado.

En los detectores gaseosos, la elección del modo de operación depende de la aplicación prevista y diversas restricciones, como consideraciones técnicas o de

seguridad. Se pueden distinguir los siguientes regímenes de amplificación [15]:

- **Región de recombinación, $G < 1$:** En regiones de bajos campos eléctricos, los electrones primarios e iones tienden a recombinarse.
- **Región de cámara de ionización, $G \approx 1$:** La señal de salida se satura sin amplificación, lo que la hace adecuada para mediciones de flujos de partículas, pero no para la detección de partículas individuales.
- **Región proporcional, $G \approx 10^3 - 10^5$:** Aquí, los electrones ganan suficiente energía para producir electrones secundarios, y la carga amplificada permanece proporcional a la carga primaria en un amplio rango de voltajes.
- **Región proporcional, $G \approx 10^3 - 10^5$:** Aquí, los electrones ganan suficiente energía para producir electrones secundarios, y la carga amplificada permanece proporcional a la carga primaria en un amplio rango de voltajes.
- **Región de proporcionalidad limitada, $G \approx 10^5 - 10^8$:** A voltajes altos, la proporcionalidad se ve limitada por efectos de carga espacial, lo que lleva a la formación de nubes de iones cerca del ánodo.
- **Región de saturación y Geiger, $G \geq 10^8$:** La señal de salida se vuelve independiente de la ionización primaria. En este modo, se "cuentan" partículas ionizantes independientemente de su tipo. La recombinación en la avalancha puede generar fotones que inician nuevas avalanchas. Sin embargo, hay un tiempo muerto significativo entre pulsos, limitando la tasa de conteo.
- **Región de descarga, $G \geq 10^8 - 10^9$:** A voltajes muy altos, ocurren descargas auto-sostenidas. Es importante contar con mecanismos para la terminación controlada de estas descargas, ya que se pueden interrumpir aumentando la carga espacial o aplicando pulsos de voltaje.

Estos regímenes de operación y sus mecanismos asociados son cruciales para el funcionamiento eficiente de los detectores de gas.

Como se mencionó anteriormente, es posible amplificar la señal de ionización al introducir una estructura conectada a un potencial dentro de una cámara de ionización, típicamente un alambre. Los contadores proporcionales y los Geiger-Müller son los ejemplos más representativos de esta configuración. Sin embargo, las capacidades de detección pueden mejorarse significativamente en términos de resolución temporal y espacial mediante el uso de arreglos que integren múltiples alambres en diversas geometrías según la aplicación. Un ejemplo destacado de esta evolución tecnológica son las cámaras proporcionales de múltiples alambres (Multi-Wire Proportional Chambers, MWPC) (fig. 7).

Los contadores proporcionales de un solo alambre se han utilizado ampliamente para la detección y medición de pérdida de energía de radiación ionizante, pero su capacidad de localización está limitada por el tamaño físico del contador. Aunque inicialmente se creyó que estructuras con múltiples alambres no funcionarían debido a la capacitancia entre alambres paralelos sin apantallar, que dispersa la señal, Georges Charpak y colaboradores demostraron en la década de 1960 que las señales positivas inducidas en los electrodos circundantes compensan las señales negativas producidas por acoplamiento capacitivo. Esto permitió el diseño exitoso de la primera cámara proporcional de múltiples alambres [16].

Este detector consiste en un conjunto de alambres delgados, paralelos y equiespaciados, colocados simétricamente entre dos planos de cátodo. Las distancias entre los alambres y los planos de cátodo suelen ser de tres a cuatro veces mayores que la separación entre alambres, aunque se han desarrollado dispositivos de brechas más delgadas. Al aplicar potenciales negativos simétricos en los cátodos y mantener los alambres a tierra, se genera un campo eléctrico que guía a los electrones hacia las regiones de alto campo cerca de los alambres, donde ocurre la multiplicación por avalancha.

La resolución temporal de estas cámaras depende del tiempo de colección de los electrones generados por los rastros ionizantes. El campo eléctrico alrededor de los alambres define tres regiones: en la región cercana al alambre, los electrones son recolectados rápidamente debido a la alta velocidad de deriva; en la región de menor campo entre los alambres, se produce una cola característica en la distribución temporal; y en la región más alejada, los electrones se amplifican y recolectan con un retraso proporcional al tiempo de deriva. La resolución temporal típica es de 30 ns para una cámara con separación de 2 mm entre alambres [17].

Cuando se detectan trazas no perpendiculares a la cámara, el número de alambres impactados depende de la longitud de la ventana temporal en la electrónica de detección. Si esta ventana corresponde al tiempo mínimo necesario para la eficiencia total (30 ns), solo uno o dos alambres son activados por cada traza. Sin embargo, con ventanas más largas (por ejemplo, 200 ns), el tamaño del grupo de alambres activados depende del ángulo de las trazas [17].

Charpak y colaboradores [18] también demostraron que la adición de gases electronegativos, como freón-13B1 (CF_3Br), permite alcanzar una operación completamente saturada, donde la altura de los pulsos se vuelve independiente de la ionización primaria. Esta mezcla, conocida como "gas mágico" (70% argón, 29.6% isobutano y 0.4% freón), mostró una transición de un régimen casi proporcional a uno totalmente saturado. Sin embargo, la presencia de gases electronegativos también limita la eficiencia de detección, ya que la probabilidad de captura electrónica aumenta en función de la concentración del gas.

La amplitud elevada y el rango dinámico reducido de los pulsos saturados facili-

taron el desarrollo inicial de la tecnología, simplificando los requisitos electrónicos y consolidando a las MWPC como un paso esencial en la evolución de los detectores de partículas.

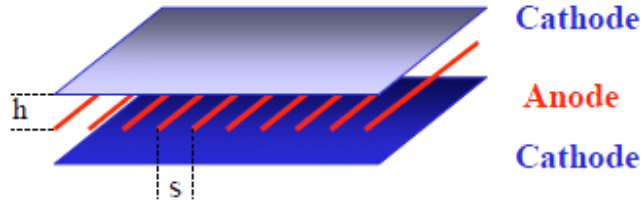


Figure 7: Diagrama básico de una Cámara proporcional multi-hilos o MWPC.

Las cámaras proporcionales de alambres múltiples (MWPC) han sido fundamentales en la detección de radiación ionizante gracias a su capacidad para proporcionar resoluciones temporales y espaciales razonables. Sin embargo, presentan limitaciones intrínsecas derivadas de la dispersión estadística en la distribución de los clústeres de ionización primaria y los efectos de difusión durante el proceso de deriva y amplificación de las cargas. Estas limitaciones impiden alcanzar resoluciones temporales óptimas, lo que motivó la búsqueda de tecnologías más avanzadas.

Una solución a estas limitaciones llegó con el desarrollo de las Resistive Plate Chambers (RPC), que representan una evolución significativa en la tecnología de detección. Las RPC utilizan electrodos de alta resistividad fabricados con laminados de polímero fenólico, un material económico y ampliamente disponible con resistividades volumétricas en el rango de 10^9 a $10^{10} \Omega \text{ cm}$. Este diseño permite operar con eficiencias de detección cercanas al 100% y resoluciones temporales del orden de nanosegundos para partículas rápidas. El principio de funcionamiento se basa en la formación de avalanchas de ionización saturadas en gases específicos, donde el crecimiento exponencial de la avalancha es amortiguado por las cargas espaciales, evitando la propagación de descargas y mejorando la estabilidad operativa.

La estructura básica de una RPC consiste en dos placas de alta resistividad separadas por un marco aislante que mantiene la uniformidad de la distancia entre las placas. Estas están recubiertas externamente con una fina capa de grafito de moderada resistividad superficial, alrededor de 200 - 300 k Ω /cuadrado, que distribuye el potencial aplicado de manera uniforme mientras permite detectar las señales inducidas por las avalanchas en tiras externas aisladas. Al aplicar un voltaje adecuado, las placas alcanzan un estado de equipotencialidad, de modo que el campo eléctrico completo se aplica uniformemente a través de la capa de gas. Este diseño resulta particularmente eficiente al combinarse con mezclas de gases que absorben fotones en un amplio rango energético, lo que reduce la

propagación de descargas y asegura una operación local y estable.

Una de las innovaciones más destacadas en esta tecnología son las Multi-Gap Resistive Plate Chambers (MRPC), que combinan múltiples capas de gas de pequeño espesor, típicamente entre 100 y 300 μm , en una sola estructura. Este diseño permite mantener una alta eficiencia de detección mientras mejora significativamente la resolución temporal. Cada capa actúa de manera independiente, y las señales inducidas se suman en los electrodos externos, generando señales rápidas y de mayor amplitud.

Una ventaja clave de las MRPC es su simplicidad en el diseño, ya que las placas internas no requieren conexión eléctrica directa; estas alcanzan su potencial de equilibrio dinámicamente cuando se aplica voltaje únicamente a las placas externas. Este enfoque simplifica la construcción de detectores de gran tamaño, donde la uniformidad del espesor del gas puede garantizarse utilizando hilos tensados entre las capas. Gracias a su excelente resolución temporal, inferior a 50 ps en algunos casos, las MRPC se han consolidado como la opción preferida para la identificación de partículas mediante mediciones de tiempo de vuelo (TOF).

Tanto las RPC como las MRPC han encontrado aplicaciones extensivas en experimentos de física de altas energías, especialmente en la detección de muones en sistemas de gran área, donde se requieren resoluciones temporales y espaciales extremas. No obstante, enfrentan ciertas limitaciones, como la modesta calidad superficial de los materiales fenólicos, que puede inducir descargas espontáneas. Este problema ha sido mitigado mediante tratamientos superficiales, como la aplicación de aceites específicos que reducen significativamente el ruido de fondo.

En experimentos con altos flujos de partículas, como en el LHC, se debe cuidar que la tasa de impactos por canal de lectura no sea demasiado alta. La ocupación, definida como la probabilidad promedio de registrar un impacto en un canal durante la ventana de lectura, aumenta con la tasa de impactos y reduce la información útil de cada impacto. En los detectores gaseosos, el área sensible no puede reducirse arbitrariamente debido a las limitaciones físicas en la longitud de los hilos y la necesidad de una trayectoria suficiente para la ionización.

Por esto, se han desarrollado detectores gaseosos con planos de lectura microestructurados, conocidos como detectores de gas de micropatronos (MPGDs), que pueden manejar altos flujos de partículas, manteniendo ventajas como el bajo costo. Estos detectores, que utilizan microtiras en lugar de hilos, pueden alcanzar tasas de partículas de hasta 2 MHz / cm^2 y se benefician de tecnologías tomadas de los detectores de microtiras de silicio. Además, los MPGDs son útiles no solo como detectores de partículas cargadas, sino también para medir el desplazamiento de electrones en cámaras de proyección temporal.

Los detectores de gas microestructurados, como la cámara de gas de microtiras

(MSGC), representan una mejora significativa frente a las Cámaras Proporcionales Multi-hilos (MWPC) debido a su capacidad para manejar tasas de partículas mucho más altas y ofrecer una mejor resolución espacial. Las MSGC utilizan microtiras en lugar de hilos, aplicadas mediante fotolitografía en un sustrato aislante, lo que permite una mayor densidad de partículas en el detector y minimiza las cargas espaciales que pueden alterar los campos eléctricos.

Entre sus ventajas, las MSGC pueden soportar tasas de partículas hasta dos órdenes de magnitud superiores a las MWPCs y alcanzar resoluciones de posición de aproximadamente 30 μm , unas 10-20 veces mejor que las MWPC convencionales. También permiten la implementación modular para cubrir grandes áreas de detección sin zonas muertas y reducir la capacitancia, lo que disminuye el ruido electrónico y prolonga la vida útil del detector.

Sin embargo, las MSGC enfrentan desafíos como las descargas incontrolables que pueden dañar los electrodos, especialmente en experimentos de alta radiación. A pesar de intentos para mitigar estos problemas, como el uso de materiales con resistencia controlada o recubrimientos especiales, su aplicación en experimentos de altas tasas de partículas ha sido limitada.

1.2 GEMs

A pesar de las limitaciones inherentes a las MSGC, el desarrollo continuo de tecnologías de detección gaseosa ha llevado a innovaciones que buscan superar los desafíos relacionados con la estabilidad operativa y la capacidad de manejar altas tasas de radiación. Entre estas, los Gas Electron Multipliers (GEM) representan un enfoque revolucionario al incorporar estructuras microperforadas que permiten una amplificación controlada y altamente localizada de los electrones. Los GEM se han consolidado como una solución efectiva para aplicaciones que requieren alta precisión, estabilidad frente a descargas y adaptabilidad a diversos entornos experimentales.

Un GEM es un dispositivo de amplificación gaseosa que consiste en una lámina de material dieléctrico como Kapton de aproximadamente 50 μm de espesor, recubierta de cobre en ambos lados, en la que se han grabado agujeros de entre 50 y 70 μm de diámetro (fig. 8). Esta estructura se posiciona entre los electrodos de placas paralelas al interior de una cámara de gas, actuando como etapa intermedia (y de preamplificación) entre la zona de ionización y los electrodos de lectura.

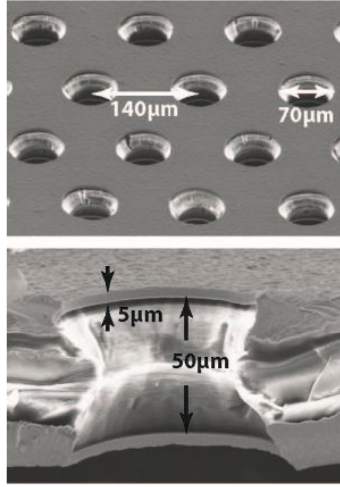


Figure 8

Al aplicar una diferencia de potencial de alrededor de 400V entre los recubrimientos de cobre, se genera un campo eléctrico intenso dentro de los agujeros, lo que permite la amplificación de los electrones en su interior (avalanchas). La mayoría de los electrones generados en las avalanchas se transfieren a la región inferior, donde la lámina GEM actúa como un preamplificador de carga, preservando en gran medida el patrón original de ionización. Cada agujero funciona como un contador proporcional independiente, aislado de los agujeros vecinos. Gracias a la alta densidad de agujeros, la ganancia no se ve afectada por la carga espacial incluso a altos flujos de radiación.

Dado que la multiplicación de avalanchas ocurre casi por completo en el campo dipolar dentro de los agujeros, la ganancia es poco sensible a los campos externos y a la forma de la lámina, lo que simplifica los requisitos mecánicos del detector. La recolección de carga y el plano de lectura, separados del electrodo de multiplicación, pueden diseñarse libremente utilizando tiras, almohadillas o una combinación de ambas. Por ejemplo, en la figura 9 se observa un detector cuya etapa de amplificación se basa en GEM y la de lectura en MSGC. En este caso El GEM hace posible que no sea necesario aplicar voltajes muy altos, que generen fácilmente arcos, para obtener señales medibles, evitando daños en el sistema.

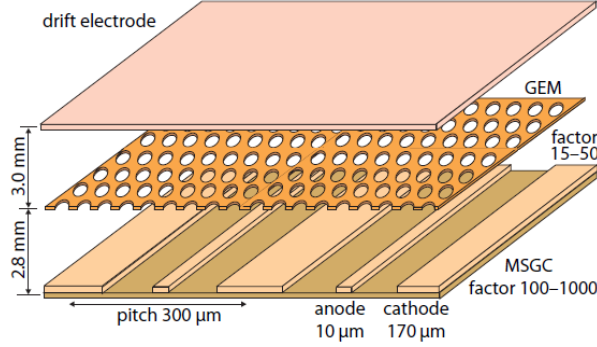


Figure 9

Los detectores basados en GEM han sido probados en una variedad de gases y condiciones operativas, incluyendo presiones bajas y altas [Sauli (2014)]. Se pueden alcanzar ganancias superiores a mil en la detección de partículas cargadas rápidas y rayos X blandos. Sin embargo, en presencia de trayectorias fuertemente ionizantes, la probabilidad de descarga es comparable a la observada en otros dispositivos de micropatronos, confirmando la naturaleza fundamental del límite de Raether, que se mencionaba anteriormente (Bressan et al., 1999a).

No obstante, una característica única del concepto GEM es que varios amplificadores pueden ser escalonados en el mismo detector, separados por pequeñas brechas de campo (Bouclier et al., 1997; Büttner et al., 1998; Bressan et al., 1999b). La ganancia total de una estructura múltiple corresponde al producto de las ganancias de cada elemento, teniendo en cuenta la eficiencia de transferencia, llamada ganancia efectiva.

Una configuración estándar es el *Triple-GEM*, que utiliza tres etapas de amplificación en serie, alcanzando una ganancia total de hasta 10^4 . Este sistema distribuye la amplificación entre las etapas, lo que asegura que el factor de ganancia en cada una se mantenga por debajo de 100, garantizando una operación confiable y evitando descargas eléctricas que podrían dañar la electrónica.

Dependiendo de las necesidades experimentales, los detectores pueden operar con una amplia variedad de gases. La Figura 10 presenta ejemplos de la ganancia efectiva medida con un detector triple-GEM en varias mezclas de gases. Se pueden alcanzar ganancias muy altas en tetracloruro de carbono puro, permitiendo la detección de fotoelectrones individuales, como en aplicaciones de imagenología de anillos de Cherenkov. Por otro lado, con mezclas de argón-CO₂ no inflamables, las cámaras GEM ofrecen rutinariamente eficiencias de detección de partículas rápidas cercanas al 100%, precisiones de localización alrededor de

70 μm rms y una resolución de 10 ns (Ketzer et al., 2004).

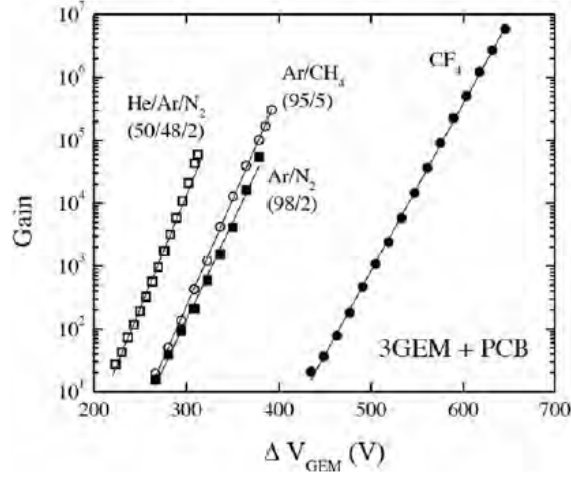


Figure 10: (Breskin et al., 2002)

El acondicionamiento de señales en los detectores GEM implica una serie de etapas electrónicas diseñadas para transformar la señal de carga emitida por el detector en una señal útil para su análisis posterior. En primer lugar, la pequeña carga generada por la interacción de las partículas con el gas dentro del detector es convertida en una señal de voltaje mediante un preamplificador de sensibilidad a la carga. A continuación, la señal es procesada por un amplificador de conformación que ajusta su ancho de pulso y mejora la relación señal-ruido, haciendo que sea más fácil de analizar. Una vez conformada, la señal es amplificada nuevamente para asegurar que tenga suficiente amplitud para ser detectada y medida con precisión. Por último, la señal pasa a través de un discriminador, el cual genera un pulso digital basado en un umbral establecido, permitiendo la identificación de eventos de interés. Esta señal digital puede ser posteriormente convertida a un formato adecuado para la adquisición de datos a través de un sistema de conversión analógico-digital (ADC) y enviada a un sistema de adquisición de datos (DAQ) para su análisis.

2 Montaje experimental

3 Resultados y discusión

4 Conclusiones

aplicaciones

References

1. Sauli, F. (2015). Gaseous radiation detectors: fundamentals and applications (p. 497). Cambridge University Press.
2. Giovanni Mocellin. “Performance of the GE1/1 detectors for the upgrade of the CMS Muon Forward system”. PhD thesis. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen University, 2021. url: <https://cds.cern.ch/record/2809098>.
3. K Nakamura and (Particle Data Group) 2010 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37 075021. DOI 10.1088/0954-3899/37/7A/075021

References

- [1] F. Sauli, *Gaseous radiation detectors: fundamentals and applications*. Cambridge University Press, 2015. p. 1.
- [2] H. Kolanoski and N. Wermes, *Particle Detectors: Fundamentals and Applications*. Oxford University Press, USA, 2020. p. 127.
- [3] H. Kolanoski and N. Wermes, *Particle Detectors: Fundamentals and Applications*. Oxford University Press, USA, 2020. p. 171.
- [4] U. Fano, “Penetration of protons, alpha particles, and mesons,” *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, vol. 13, 1963.
- [5] L. C. Northcliffe, “Passage of heavy ions through matter,” *Annual Review of Nuclear Science*, vol. 13, no. 1, pp. 67–102, 1963.
- [6] V. Morisbak, *Search for New Physics with ATLAS at LHC-Z’ dilepton resonance at high mass*. PhD thesis, Oslo U., 2010.
- [7] L. B. Loeb, *Electrical coronas: their basic physical mechanisms*. Univ of California Press, 2023.
- [8] J. S. Townsend, “Xvii. the conductivity produced in gases by the motion of negatively charged ions,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 1, no. 2, pp. 198–227, 1901.
- [9] L. B. Loeb, “The mechanism of the negative point corona at atmospheric pressure in relation to the first townsend coefficient,” *Physical Review*, vol. 71, no. 10, p. 712, 1947.
- [10] F. Sauli, *Gaseous radiation detectors: fundamentals and applications*. Cambridge University Press, 2015. p. 84.
- [11] H. Raether, “Electron avalanches and breakdown in gases,” *(No Title)*, 1964.
- [12] F. Sauli, *Gaseous radiation detectors: fundamentals and applications*. Cambridge University Press, 2015. p. 174.
- [13] C. Montgomery and D. Montgomery, “Geiger-mueller counters,” *Journal of the Franklin Institute*, vol. 231, no. 6, p. 447, 1941.
- [14] A. Winkler, A. Karadzhinova, T. Hilden, F. Garcia, G. Fedi, F. Devoto, and E. Brücken, “A gaseous proportional counter built from a conventional aluminum beverage can,” *American Journal of Physics*, vol. 83, 09 2015.
- [15] H. Kolanoski and N. Wermes, *Particle Detectors: Fundamentals and Applications*. Oxford University Press, USA, 2020. p. 184.

- [16] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, and Č. Zupančič, “The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 62, no. 3, pp. 262–268, 1968.
- [17] F. Sauli, “Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers,” *Geneva, Switzerland*, 1977.
- [18] G. Charpak, “High-accuracy position measurements with drift chambers and proportional chambers,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 21, no. 1, pp. 38–44, 1974.