
CARACTERIZACIÓN DEL PROTOTIPO NEXT-MM
DEL EXPERIMENTO NEXT PARA LA BÚSQUEDA
DE LA DESINTEGRACIÓN DOBLE BETA SIN
NEUTRINOS DEL ISÓTOPO Xe^{136} .

MEMORIA DEL TFM

CURSO 2012/2013

Elisa Ruiz Chóliz

Dirigido por Theopisti Dafni

9 de Septiembre de 2013

Índice

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Introducción | 1 |
| 2 | Detectores gaseosos: Micromegas y TPCs | 3 |
| 2.1 | Introducción | 3 |
| 2.2 | Fenomenología de las partículas | 3 |
| 2.3 | TPC: Time Projection Chamber | 6 |
| 2.4 | Detectores Micromegas | 7 |
| 3 | Simulación y análisis. | 8 |
| 3.1 | Introducción y motivación | 8 |
| 3.2 | Simulación del sistema físico | 8 |
| 3.3 | Programa de análisis | 10 |
| 3.4 | Descripción de observables | 12 |
| 4 | TREX-TF: caracterización de un detector Micromegas | 22 |
| 4.1 | Introducción y motivación | 22 |
| 4.2 | Descripción experimental | 22 |
| 4.3 | Caracterización de la MM5 | 24 |
| 4.4 | Resultados y conclusiones | 26 |
| 5 | Conclusiones | 29 |
| | Bibliografía | 30 |

Capítulo 1

Introducción

Los neutrinos fueron propuestos por Wolfgang Pauli en 1930 para compensar la aparente pérdida de energía y momento lineal de la desintegración beta ($n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$). Gracias a observaciones de neutrinos solares y atmosféricos, hoy sabemos que tienen masa y que existen tres tipos, o sabores (ν_e, ν_μ, ν_τ) cuyos números leptónicos se corresponden respectivamente con del electrón, muón y partícula tau. También sabemos que tienen la propiedad de cambiar de sabor con el tiempo, lo que se conoce como oscilaciones.

Sin embargo, todavía hay incógnitas sobre los modelos de jerarquía de su masa o sobre su naturaleza de Dirac o de Majorana. Estas cuestiones han dado pie a la búsqueda de desintegraciones doble beta sin neutrinos [1]. Las desintegraciones doble beta son transiciones poco probables entre dos núcleos con el mismo número másico, $(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}$, emitiendo dos electrones y dos neutrinos ($2\nu\beta\beta$). Este proceso ha sido medido en muchas ocasiones en núcleos con vidas medias del orden de $10^{18} - 10^{21}$ años. Si se considera la posibilidad de que los neutrinos sean partículas de Majorana, se produciría un hipotético proceso sin emisión de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) en el que se violaría la conservación de número leptónico.

A pesar de todos los experimentos que han explorado la región de masa efectiva de los neutrinos por encima de 250 meV, esta desintegración todavía no ha sido observada. El objetivo para el futuro próximo es alcanzar una sensibilidad de hasta 50-100 meV, razón por la cual se está diseñando una nueva generación de experimentos con una masa de detección en torno a los 100 kg, mejor resolución de energía y menor nivel de fondo.

En esta línea de investigación se han llevado a cabo varios experimentos. Entre los que pueden ser destacados están GERDA [2] o CUORE [3], que utilizan detectores semiconductores o bolómetros con una excelente resolución en energía. SUPERNEMO [4] tiene detectores de traza capaces de reconocer el patrón del evento y discriminar eventos de fondo; SNO+ [5] y KAMLAND [6] utilizan detectores líquidos de centelleo con un isótopo que decae $\beta\beta$ disuelto en su volumen activo; o, finalmente, experimentos como NEXT [7], que utilizan TPCs (Time Projection Chambers) con Xenón y que tienen una buena resolución en energía y altas capacidades de detección de traza. Para más información sobre los experimentos ver la referencia [8].

El uso de gas Xenón a alta presión presenta muchas ventajas. Para empezar, el Xenón natural contiene un 8.9% de ^{136}Xe , que es emisor $\beta\beta$, y puede ser muy fácilmente enriquecido. Además, este isótopo presenta un valor de $Q_{\beta\beta} = 2458 \text{ keV}$ ¹[9], y también una vida media de $2\nu\beta\beta$ alta, lo cual minimiza la zona de superposición de ambos tipos de desintegración en el espectro de energía. No contiene ningún otro isótopo radiactivo, y responde a las partículas que pasan por él con una rápida luz de centelleo, que puede

¹El valor $Q_{\beta\beta}$ es la energía a la que debería aparecer el pico de la desintegración doble beta sin neutrinos en el espectro de la energía de los electrones de la desintegración.

ser usada como inicio del evento. Por último, una TPC con Xenón puede construirse lo suficientemente grande para obtener los resultados deseados.

NEXT (Neutrino Experiment with a Xenon TPC) es un experimento en desarrollo cuyo propósito es construir una TPC de alta presión con 100 kg de Xenón enriquecido con ^{136}Xe para medir ambos modos de desintegración doble beta (Figura 1.1). Su método de detección se basa en un conjunto de fotomultiplicadores de 1 mm^2 dispuestos en un plano con una separación de 1 cm entre ellos. Dichos fotomultiplicadores detectarán la luz de centelleo producida por las partículas incidentes al interactuar con los átomos del gas. Este experimento se construirá en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc. (Más referencias en [11, 12])

Se han diseñado varios prototipos para el experimento NEXT. Entre ellos se encuentra NEXT-MM, desarrollado en la Universidad de Zaragoza, que consiste en una TPC que utiliza un método alternativo de detección basado en detectores Micromegas. Los detectores Micromegas se utilizan en muchos ámbitos (Física Nuclear, Física de Partículas, Física Médica, etc.) por algunas de sus características como su alta granularidad, su alto rendimiento en resolución temporal y espacial, su resolución en energía o la poca materia que interponen en los haces. En este estudio se emplean Micromegas de la tecnología microbulk [13], la última generación de estos detectores. En el Capítulo 2 de este trabajo se explican con más detalle este tipo de detectores.

Un objetivo de este trabajo, por un lado, es continuar con el desarrollo de un software para simular los eventos que suceden dentro del volumen de gas de NEXT-MM. La simulación del experimento puede darnos información útil tanto a priori, para conocer qué aspecto tendrán los datos experimentales y prever posibles fallos del sistema, como a posteriori, para compararlos y discriminarlos en caso de que sean eventos no deseados. Este trabajo se describe en el Capítulo 3. El otro objetivo de este trabajo consiste en caracterizar en el laboratorio una Micromegas idéntica a las utilizadas en el prototipo NEXT-MM. Esto es importante ya que, en caso de obtener unos buenos resultados, podría plantearse la posibilidad de cambiarla por una de las que están instaladas actualmente. Este punto se desarrolla en el Capítulo 4.

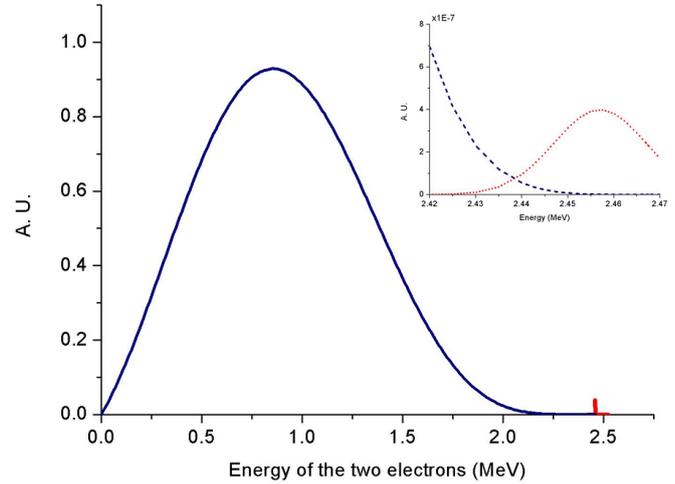


Figura 1.1: Figura de [10]. Espectro de energía de los dos electrones de la desintegración $2\nu\beta\beta$ del ^{136}Xe , acabando en $Q_{\beta\beta} = 2456\text{ keV}$. Se muestra el pico de $0\nu\beta\beta$, pero no está a escala. En la imagen de la esquina superior derecha podemos ver la región aumentada en torno al punto $Q_{\beta\beta}$, donde se ve la zona de superposición de ambas desintegraciones.

Capítulo 2

Detectores gaseosos: Micromegas y TPCs

2.1 Introducción

En física de partículas, una de las formas utilizadas para detectar partículas es mediante los efectos que éstas producen al atravesar un gas e interactuar con los átomos o moléculas del mismo.

En un experimento de desintegración doble beta, la elección del medio en el que las partículas van a interactuar es muy importante. Una ventaja que tiene el uso del gas frente al líquido es que se pueden utilizar detectores pixelados para reconstruir la topología de la interacción y diferenciar así entre la señal y los sucesos de fondo. Sin embargo, los experimentos de $0\nu\beta\beta$ requieren una gran cantidad de isótopo, por lo que la utilización de un medio gaseoso implica trabajar con sistemas de gran volumen a alta presión. En este tipo de experimentos en los que la radiación es muy penetrante se utilizan gases nobles, como Argón o Xenón, ya que tienen un alto poder de frenado. Para la realización de este proyecto se ha trabajado con ambos. Finalmente, estos gases pueden tener centelleos secundarios de luz que podrían crear una ionización adicional que falsearía las medidas. Para evitarlo, se añaden al gas pequeñas cantidades de otros gases poliatómicos que suprimen los posibles efectos que inducirían estos fotones. A estos gases se les conoce como *quencher*. En nuestro caso, el quencher del Xe es la Trimetilamina (TMA, $N(CH_3)_3$), y el quencher del Ar es el Metilpropano (o Isobutano, $(H_3C) - CHCH_3 - CH_3$).

Por último, un experimento de $0\nu\beta\beta$ requiere una resolución espacial muy buena y una contribución mínima del fondo radiactivo. Para satisfacer ambas necesidades se utilizan detectores TPC (Time Projection Chamber) equipados con Micromegas.

2.2 Fenomenología de las partículas en detectores gaseosos

Para entender bien el funcionamiento de los detectores, es importante conocer los procesos físicos que producirán o sufrirán tanto las partículas incidentes, en nuestro caso electrones, como las partículas producidas en sus interacciones. Estos procesos son, primero, la ionización del medio por una partícula incidente; segundo, la deriva de los electrones secundarios hacia el plano de lectura; tercero, la amplificación de la señal en el gas y, por último, la creación de dicha señal.

Ionización y producción de pares $e^- - ion$. Una partícula cargada que pasa a través de un gas creará moléculas cargadas y excitadas a lo largo de su trayectoria. Cuando un

electrón incidente cede suficiente energía a un átomo del gas, dicho átomo liberará un electrón y se ionizará. Si el electrón liberado tiene suficiente energía, podría encontrarse otro átomo y producir una ionización secundaria. Este proceso puede continuar formando una avalancha, hasta que la energía del electrón liberado sea menor que el potencial de ionización del átomo. Hay que tener en cuenta que el proceso de ionización es probabilístico, por lo que no todos los electrones con energía suficiente conseguirán ionizar un átomo del gas.

Nos interesará sobre todo el número de pares $e^- - ion$ producidos por la partícula incidente a lo largo de su trayectoria, llamadas cargas primarias. La cantidad producida depende del *factor-W*, que es la energía necesaria para producir un par $e^- - ion$ en un gas. Este factor se determina experimentalmente y, aunque depende ligeramente del tipo de gas, de la energía y de la partícula incidente, se ha visto que adquiere un valor entre 25-45 eV para la mayoría de los casos. Son de particular interés para este trabajo el factor-W del Xenón ($W_{Xe} = 22 \text{ eV}/(e^- - ion \text{ pair})$) y del Argón ($W_{Ar} = 26 \text{ eV}/(e^- - ion \text{ pair})$) [14]. Este factor nos permite calcular el número N de pares $e^- - ion$ (N) que pueden formarse a partir de una energía depositada (ΔE),

$$N = \frac{\Delta E}{W} \quad (2.1)$$

Deriva electrónica y difusión. En ausencia de fuerzas externas, los electrones se esparcen por el gas siguiendo una distribución de energía de tipo Maxwelliana debido a la difusión. Sin embargo, si los portadores de carga se encuentran bajo la acción de un campo eléctrico, \vec{E} , entonces adquirirán un movimiento neto en la dirección de dicho campo con una velocidad promedio \vec{v}_d .

Para campos débiles, \vec{v}_d es proporcional al campo eléctrico, siendo μ la constante de proporcionalidad, conocida como movilidad

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E}. \quad (2.2)$$

En este caso, los portadores estarán en equilibrio termodinámico con el medio y la movilidad será independiente del campo eléctrico,

$$\mu = \frac{eD}{kT} \quad (2.3)$$

siendo e la carga del electrón, D el coeficiente de difusión, k la constante de Boltzmann y T la temperatura. En el rango de campo eléctrico que nos interesa, esta condición será siempre válida para los iones.

Sin embargo, el campo eléctrico no es lo suficientemente débil como para termalizar a los electrones. En ese caso, la movilidad pasa a depender del campo eléctrico. El coeficiente de difusión será un tensor con una componente D_T perpendicular al campo eléctrico y otra D_L paralela. Para muchas aplicaciones prácticas, la distribución de un conjunto de portadores de carga n_0 a partir de un punto (en $t = 0$) viene dada por [16]

$$N(t) = \frac{n_0}{e(4\pi D_T t)(4\pi D_L t)} \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{4D_T t}\right] \exp\left[-\frac{(z + v_d t)^2}{4D_L t}\right] \quad (2.4)$$

$$2\sigma_{L,T}^2 = 4D_{L,T}t \quad (2.5)$$

| Gas | P (bar) | Velocidad de deriva (cm/ μ s) | D_L^{mag} (cm/ \sqrt{cm}) | D_T^{mag} (cm/ \sqrt{cm}) |
|--------------|------------|--------------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| Xe | 10 | 0.11 | 355 | 850 |
| XeTMA (3.5%) | 1 | 0.24 | 218 | 312 |
| XeTMA (3.5%) | 10 | 0.24 | 70 | 99 |
| Ar | 10 | 0.25 | 312 | 1000 |
| Ar-C4H10(2%) | 1 | 3.2 | 300 | 700 |
| Ar-C4H10(2%) | 10 | 3.0 | 126 | 220 |

Tabla 2.1: Figura de [13]. Velocidad de deriva y coeficientes de difusión obtenidos utilizando Magboltz para los gases de interés de este trabajo.

Los coeficientes de difusión y las velocidades de deriva en casos concretos pueden conocerse gracias al programa Magboltz [17]. En la Tabla 2.1 podemos ver los valores de las velocidades de deriva para los gases de interés en este trabajo, así como los coeficientes de difusión calculados por Magboltz, que se definen a partir de la expresión 2.5

$$\sigma_{L,T} = \sqrt{2 \frac{D_{L,T}}{v_d}} \sqrt{z} \equiv D_{L,T}^{mag} \sqrt{z} \quad (2.6)$$

A partir de ahora, cuando se mencionen los coeficientes de difusión, hablaremos de D_L^{mag} y D_T^{mag} , y nos referiremos a ellos como D_L y D_T .

Multiplicación por avalancha. La multiplicación por avalancha es un proceso que ocurre a altos voltajes (del orden de los kV/cm) Esta multiplicación resulta en un incremento de la amplitud del pulso de salida, aunque manteniendo su proporcionalidad con la energía de la partícula incidente. Además disminuye el tiempo de recolección de la carga del detector. Este proceso es debido a que, al existir un campo eléctrico grande entre los electrodos, las cargas ganan energía entre colisiones, por lo que si la energía total de un electrón o ión es mayor que el potencial de ionización de los átomos del gas, éstos podrán ionizar otro átomo creando un nuevo par $e^- - ion$. Bajo condiciones constantes de campo eléctrico uniforme, temperatura y presión, el cambio en el número de pares $e^- - ion$ por unidad de camino recorrido es proporcional al número total de pares de carga, N ,

$$\frac{dN}{dx} = \alpha N \quad (2.7)$$

siendo α un coeficiente llamado *first Townsend coefficient*, que representa el número de colisiones que cada par $e^- - ion$ crea por unidad de distancia. Por tanto, será el inverso del recorrido libre medio de ionización

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \quad (2.8)$$

La solución de la ecuación (2.7) es una exponencial en la que, si $\alpha > 0$ el número de cargas crece con la distancia. Si el campo es uniforme (α constante), al integrar (2.7) obtenemos un factor de multiplicación, M (que identificaremos como la ganancia del gas, G)

$$M = \frac{N}{N_0} = e^{\alpha x} \quad (2.9)$$

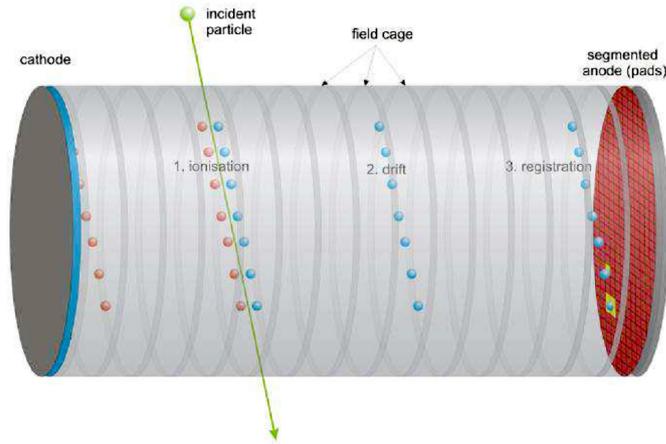


Figura 2.1: Representación de los diferentes procesos que tienen lugar dentro de la TPC.

Para determinar empíricamente el *Townsend coefficient* se utiliza una expresión mencionada originalmente por Korff [19]

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot \exp\left(-\frac{BP}{E}\right) \quad (2.10)$$

siendo P la presión y A y B parámetros propios del gas. Según [20], sabemos que $A = 1/\lambda$ y $B = I_e$ (threshold de ionización), siempre que consideremos nula la ionización secundaria.

2.3 TPC: Time Projection Chamber

El concepto de *Time Projection Chamber*, o TPC, fue diseñado en 1974 por David Nygren [21]. La idea principal es definir un volumen grande de deriva en el que se aplica un campo eléctrico constante. Esto es importante ya que en los experimentos de eventos raros como NEXT se necesita un gran volumen activo para que las probabilidades de encontrar el evento deseado aumenten. Los electrones producidos por las partículas ionizantes en dicho volumen siguen las líneas de campo eléctrico hacia el detector localizado al final. Dos coordenadas de la traza de la partícula se obtienen en el plano de lectura mientras que la tercera componente se obtiene del tiempo de deriva de los electrones desde el punto en el que se producen hasta el ánodo. Para una mezcla constante de gas y un campo eléctrico de deriva dado, la velocidad de deriva de los electrones será constante (típicamente del orden de los $cm/\mu s$).

En la Figura 2.1 se muestran los diferentes procesos que pueden tener lugar en una TPC: ionización del medio por la partícula incidente, la deriva de los electrones hacia el plano de lectura y la amplificación. En nuestro caso, el plano de lectura segmentado es un detector Micromegas, como explicaremos a continuación.

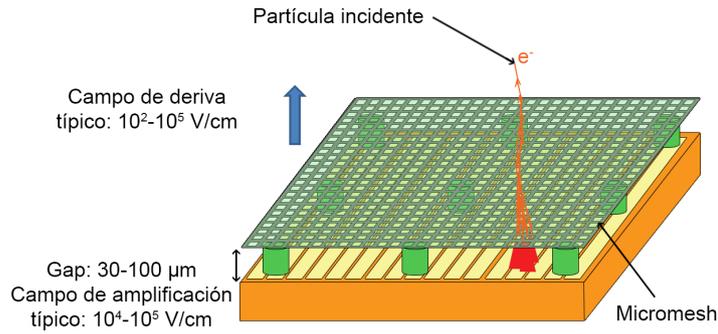


Figura 2.2: Esquema de un detector micromegas. En la zona delimitada entre el cátodo y la mesh, las partículas ionizan el gas y los electrones derivan hacia la micromegas. En la zona delimitada por la mesh y el ánodo (el gap) se producen las avalanchas de electrones que amplifican la carga del evento. Los iones se detectan en la mesh y los electrones en el ánodo, que estará pixelizado.

2.4 Detectores Micromegas

El diseño de los detectores Micromegas fue creado por I.Giomatris en 1995 [22], y se basa en una cámara con tres electrodos paralelos que definen dos etapas. Uno de los electrodos será una micromesh, que es una placa metálica agujereada en forma de cuadrícula, suspendida mediante pilares aislantes sobre otra placa metálica que hace de ánodo. La distancia entre ellas, o gap, suele ser de unos $50-100 \mu\text{m}$. Dentro de la TPC, la zona comprendida entre la mesh y el ánodo define la *zona de amplificación*. El último electrodo es el cátodo, situado en el extremo opuesto de la TPC. El volumen comprendido entre la mesh y el cátodo se denomina *volumen de deriva*.

En la Figura 2.2 podemos ver un esquema de una Micromegas. Se aplica un cierto voltaje a los tres electrodos del detector, por lo que los electrones liberados en el volumen de deriva son conducidos hacia la mesh gracias a la acción de un campo eléctrico del orden de los $10^2 - 10^3$ V/cm. Una vez llegan a la mesh, los electrones atraviesan sus agujeros entrando en la zona de amplificación, donde se producen avalanchas que generan las señales detectables. Normalmente el campo de amplificación es de unos $10^4 - 10^5$ V/cm.

La ganancia del detector depende directamente del tamaño del gap. Si tomamos la ecuación de la ganancia definida en (2.9) y sustituimos la expresión de α (2.10) obtenemos

$$M = \exp(APde^{BPd/V}) \quad (2.11)$$

dónde A y B son parámetros del gas, P es la presión, d la distancia de gap y V el voltaje.

El uso de los detectores micromegas en un experimento tipo TPC para la búsqueda de desintegraciones $0\nu\beta\beta$ tiene varias ventajas. Para empezar, son detectores fácilmente escalables, por lo que puede fabricarse un plano de lectura tan extenso como sea necesario. Además, presentan una muy buena resolución espacial, lo que permite distinguir entre los eventos de fondo y las señales positivas. Por último, estos detectores pueden alcanzar una resolución en energía del orden del 1% FWHM (anchura a media altura) para la $Q_{\beta\beta}$ del ^{136}Xe . Esta resolución hace que a esa energía solo seamos capaces de detectar desintegraciones $0\nu\beta\beta$.

Capítulo 3

Simulación por ordenador y herramientas de análisis

3.1 Introducción y motivación

Como ya hemos visto anteriormente, en los experimentos que buscan detectar sucesos poco probables, y en concreto, en los de desintegraciones doble beta sin neutrino $0\nu\beta\beta$, se necesitan detectores muy sensibles. Esto implica que nuestros detectores registrarán no solo la señal que nos interesa sino también muchas otras provenientes del fondo radiactivo o del propio experimento. Una parte muy importante en la caracterización de nuestro detector consistirá en conocer muy bien tanto la señal positiva que se pretende detectar como otros posibles sucesos que el detector pueda registrar. Las simulaciones por ordenador resultan muy útiles para este propósito. Por un lado, nos permitirán conocer de antemano el aspecto que tendrán los sucesos que pretendemos detectar. Por otro lado, al comparar dichas simulaciones con medidas reales, obtendremos información adicional sobre el origen y naturaleza de los sucesos que observamos con el detector, así como discriminar eventos de fondo.

La generación por ordenador de los eventos dentro de la TPC se realiza mediante una simulación de Monte Carlo. De forma esquemática podríamos resumir el proceso en tres pasos.

1. El primer paso es generar los eventos y el fondo radiactivo dentro del detector, así como su geometría y las interacciones entre partículas. Esto se hace utilizando la herramienta **GEANT4**.
2. Después, se pasa a simular el sistema físico. En este paso se calcula la difusión de la nube de electrones para los valores de campo eléctrico y presión según Magboltz, y se incluye la pixelización dada por el plano de lectura.
3. Por último, hace falta realizar un análisis de los datos simulados. Dicho análisis se lleva a cabo mediante un código en **C++** y utilizando una herramienta de análisis muy potente desarrollada en CERN: **ROOT**.

3.2 Simulación del sistema físico

Para realizar las simulaciones del sistema físico se ha utilizado un código específico basado en C++ y GEANT4, estructurado en varias clases. En la Figura 3.1 se representa un esquema del código. *Run Manager* es la clase responsable de la inicialización de los

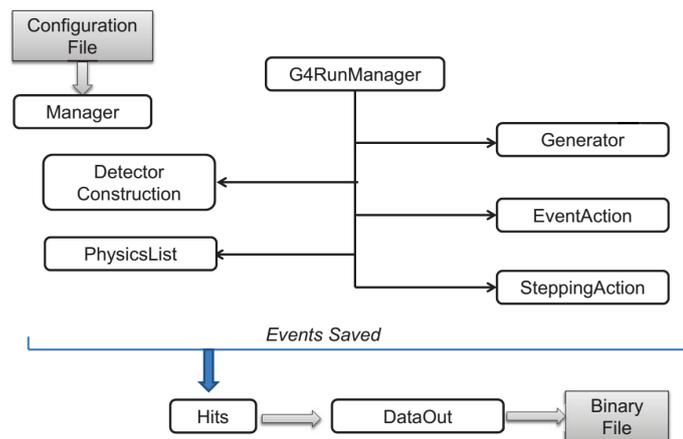


Figura 3.1: Imagen obtenida de [13]. Esquema del código basado en GEANT4 utilizado en la simulación. El Manager lee un archivo de configuración con información sobre la geometría y las direcciones de los archivos resultantes de la simulación. El programa está implementado para leer archivos de tipo Decay4 que se usarán como partículas iniciales. Después de la generación de las interacciones, los eventos se guardan como *hits* en archivos de datos binarios.

procesos para construir y arrancar la simulación. En ella indicaremos, por ejemplo, la forma de construir el detector o las partículas y los procesos físicos que queremos que sean simulados. En la clase *Detector Construction* se definen las funciones para los materiales, la geometría y los volúmenes. En la clase *Generator* se indican la posición, dirección, tipo y energía de las partículas primarias. En la clase *Physics List* se definen las partículas y se añaden los procesos físicos. La clase *Event Action* inicializa las variables y herramientas de cada evento simulado. Por último, en la clase *Stepping Action* se definen herramientas específicas para cada paso de la simulación.

Existe también un *archivo de configuración* donde se especifican las dimensiones de la geometría, los tipos de eventos y las direcciones donde se almacenarán los eventos de la simulación. La clase *Manager* lee la información guardada en el archivo de configuración. Los eventos simulados se guardan en archivos binarios definidos en una clase *DataOut*.

Descripción de la geometría del detector. La parte externa (gris oscura) es una vasija cilíndrica de acero ultrapuro. Este cilindro tiene 590 mm de altura, un diámetro interno de 396 mm y un grosor de 10 mm. En la parte superior e inferior se han simulado bridas del mismo acero, con una altura de 28.5 mm y un diámetro externo de 457 mm. En la Figura 3.2 se muestra un esquema del detector.

El interior de la vasija está lleno de gas, que es mezcla de Xe136 y trimetilamina (TMA). La proporción de trimetilamina se establece más adelante, en el análisis. Dentro encontramos la zona de deriva, delimitada por los anillos de cobre (naranjas) y un cilindro de teflón (marrón). La deriva está situada a 55 mm por encima del fondo de la vasija, y tiene una altura de 340 mm. Los anillos tienen un diámetro interior de 280 mm, un grosor de 10 mm y una altura también de 10 mm. Hay un total de 34 anillos. La región delimitada con un cilindro azul es el volumen activo.

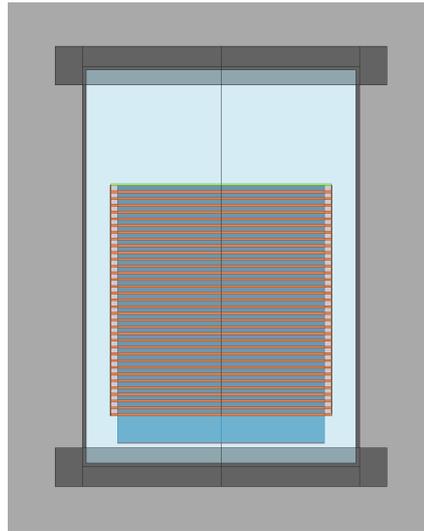


Figura 3.2: Sección longitudinal de la geometría simulada del detector. Ha sido obtenida con el programa de visualización HepRep[29].

En la parte superior de la zona de deriva se sitúa el cátodo (verde), también de cobre y con el mismo radio exterior que los anillos. Por debajo de la deriva, a 40 mm, se encuentra el plano de lectura (superficie roja). Este plano es de cobre y tiene un diámetro igual al diámetro exterior de los anillos. La pixelación se realiza más adelante, en la parte de análisis.

Descripción de la fuente radiactiva. Para la caracterización del detector utilizaremos una fuente radiactiva de Am241. En la Figura 3.3 se representa un esquema de las desintegraciones radiactivas de este isótopo. Vemos que el americio se desintegra α en un 100% de posibilidades a neptunio Np237. La gran parte de las veces (84.8%) el núcleo hijo se generará en el nivel $5/2^-$. De esta forma, simularemos nuestra fuente radiactiva de tal forma que se emita un fotón de 59.9 keV con una probabilidad del 36%; un fotón de 26.3 keV con una probabilidad del 26.3% (resultante de sumar 2.27% + 0.126%); y, por último, dos fotones simultáneos de 26.3 keV y 33.2 keV con una probabilidad del 0.126%.

Con esta fuente radiactiva esperamos detectar un espectro de energía con picos en 60, 33 y 26 keV. Además, tendremos contribuciones de los picos de escape del fotón de 60 keV a 26 y a 30 keV respectivamente. Por último, esperamos también observar los rayos X del Xenon, a 30 y 34 keV. En la Figura 3.4 se muestra un ejemplo del tipo de sucesos que han sido simulados.

3.3 Programa de análisis

El software que se utiliza en la parte de análisis se llama RESTSoft, y está basado en clases C++ e implementado con ROOT. En la Figura 3.5 se muestra un esquema del funcionamiento de este software. Se utilizan varios métodos:

- *ConversionPhys* es el método que lee el resultado de la simulación de GEANT4 y

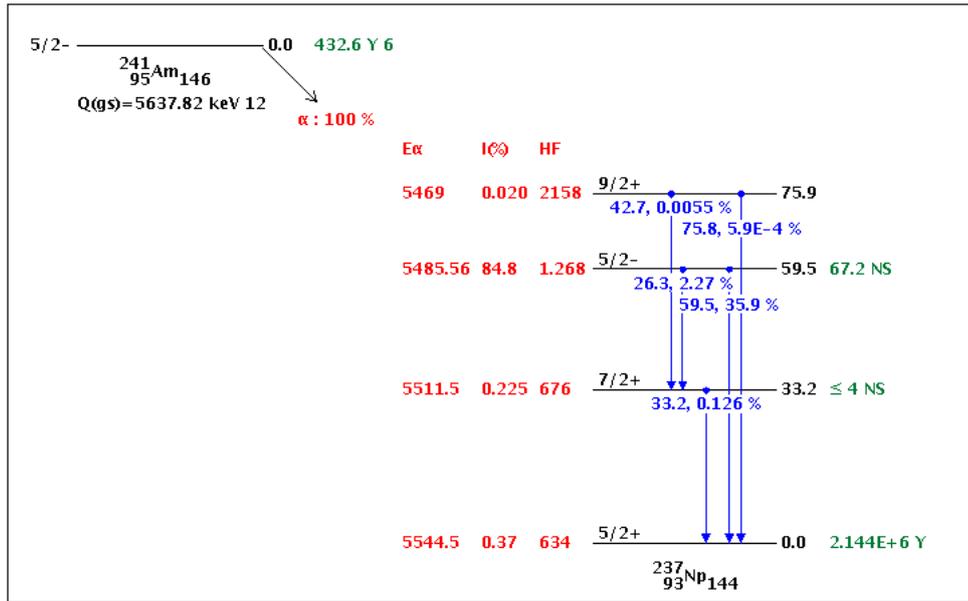


Figura 3.3: Diagrama de desintegración del isótopo Am241. Generado por la base de datos del National Nuclear Data Center[30] seleccionando energías por debajo de 100 keV.

convierte cada uno de los eventos a objetos llamados *TRestG4Event*. Los eventos contienen información sobre las partículas iniciales y una lista de las interacciones producidas por cada una. Se crea también un objeto llamado *TRestSetup* donde se guarda la información de la geometría simulada por *GEANT4*.

- *ConversionDaq* convierte los resultados de la simulación leídos por *ConversionPhys* en eventos pixelados. En este paso se simula la carga (*TRestCharge*), la difusión del gas (*TRestDrift*) y la recolección de la carga en un detector pixelado (*TRestPixel*). Cada uno de los eventos convertidos se guardan en un objeto llamado *TRestDaqBB*.
- *EventBrowser* permite visualizar la deposición pixelada de la carga de cada uno de los eventos sobre el plano detector, en 2D.
- *LowAnalysis* aplica los algoritmos necesarios para obtener parámetros observables a partir del objeto *TRestDaqBB*. Ejemplos de estos observables se muestran más adelante en esta sección. El resultado es un objeto *TRestAnaBB*.
- *PlotAnalysis* lee la información de este análisis y permite crear gráficas e histogramas con los observables definidos. Mediante diferentes ficheros de configuración podemos definir cortes superiores e inferiores para cada uno de los observables, indicar qué tipo de gráfico queremos obtener y establecer sus límites.

A cada deposición de energía, *ConversionDaq* le asigna una carga depositada

$$Q_{dep} = \frac{E_{dep}}{W_{gas}}, \quad (3.1)$$

que se difunde tras una distancia z según

$$\sigma_i = \sigma_i \times \sqrt{z(cm)} \quad (3.2)$$

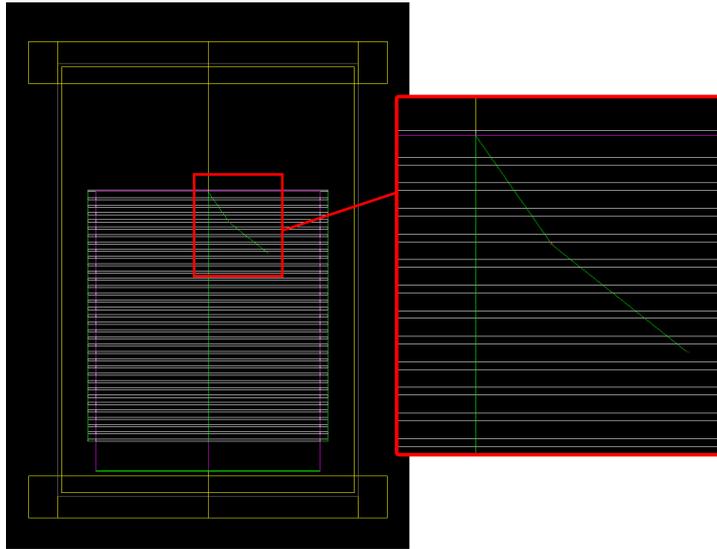


Figura 3.4: Ejemplo de un evento simulado. Gráfico generado con el visor HepRep[29] de GEANT4. Los anillos están representados en blanco y el volumen activo en rosa. La línea verde es la trayectoria del fotón y las manchas rojas representan la interacción del fotón con el medio y la consecuente producción de un electrón. En este ejemplo tendremos un fotón que ha interactuado dos veces.

Por último, se introduce la pixelización del plano de lectura. En nuestro caso, los píxeles serán de $8 \times 8 \times 2 \text{ mm}^3$. En el caso de los ejes X e Y, las medidas corresponden al pixelado de las micromegas utilizadas. El tamaño del píxel en el eje Z viene dado por la anchura de la ventana de la electrónica. En la Figura 3.6 puede verse una representación de la deposición total de carga para una simulación de 500000 eventos en dos planos diferentes. Casi todos los eventos se encuentran en torno al centro del detector y ocurren en su mayoría en la parte superior, ya que es ahí donde está colocada la fuente. Por otro lado, en la Figura 3.7 se representa la deposición de carga que dejaría un evento como el de la Figura 3.5. Al tener dos deposiciones de carga podemos pensar que el electrón era de 60 keV. Veremos esto más en detalle en la siguiente sección.

Una nueva característica que ha sido implementada es la capacidad de activar o desactivar cada una de las 4 micromegas que forman el plano de lectura. Actualmente, el dispositivo experimental cuenta con un plato circular de cobre sobre el que se colocan 4 micromegas con forma de cuarto de circunferencia. Cada una de ellas puede ponerse a un voltaje diferente, e incluso desconectarse o retirarse del plato si se encuentran fallos en su funcionamiento. Por este motivo resulta interesante poder hacer lo mismo en la simulación.

Esta característica nos resulta especialmente útil en este trabajo ya que los datos obtenidos recientemente en el laboratorio con NEXT-MM se han medido solamente con 3 micromegas.

3.4 Descripción de observables

Como hemos visto en la sección anterior, la clase *LowAnalysis* genera observables físicos de los eventos simulados. Estos observables se definen partiendo de la información que

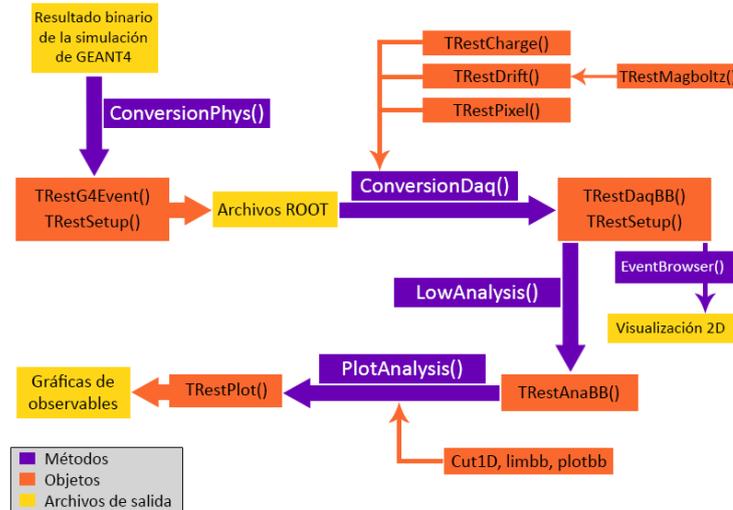


Figura 3.5: Esquema del software de análisis RESTSoft. Más información en el texto.

nos proporciona la simulación, como por ejemplo, el número de eventos, la posición en la que ocurre cada evento, el tipo de interacción que realiza cada uno o su energía. También información sobre el tipo de gas y las dimensiones del detector. Los observables se pueden visualizar mediante histogramas y gráficas, y son las características que podremos comparar con los datos del laboratorio.

A continuación describiré con más detalle algunos de los observables más útiles para comparar con los datos reales. Las gráficas han sido creadas con el software *PlotAnalysis* utilizando una simulación de 100000 eventos de la fuente de ^{241}Am . Si no se indica algo diferente, los valores de la difusión utilizados son los más próximos al Xe puro según Magboltz ($\sigma_T = 1000 \mu\text{cm}/\text{cm}^{1/2}$ y $\sigma_L = 340 \mu\text{cm}/\text{cm}^{1/2}$).

Energía. En la Figura 3.8(a) representamos un histograma con la energía de cada uno de los eventos (histograma morado), reproduciendo así el espectro de energía de la fuente de ^{241}Am descrita anteriormente. Se aprecian los picos de 30 keV y 60 keV, así como el pico de escape de 26 keV.

Sin embargo, este espectro no incluye el efecto de resolución finita del detector. Definimos la resolución en energía como la anchura del pico de un pulso de señal adquirido por el detector. La anchura a media altura (FWHM) está relacionada con la desviación estándar σ de la gaussiana mediante la expresión

$$FWHM = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma \approx 2.3548 \cdot \sigma \quad (3.3)$$

En nuestro caso, sabemos que la resolución del detector para el pico de 30 keV es aproximadamente del 10%. Para reproducir ese efecto en la simulación utilizaremos un sencillo macro de ROOT que lee el espectro y aplica una distribución gaussiana a los eventos. El resultado puede verse en la Figura 3.8(a), donde el histograma morado es el espectro de energía con la resolución del detector.

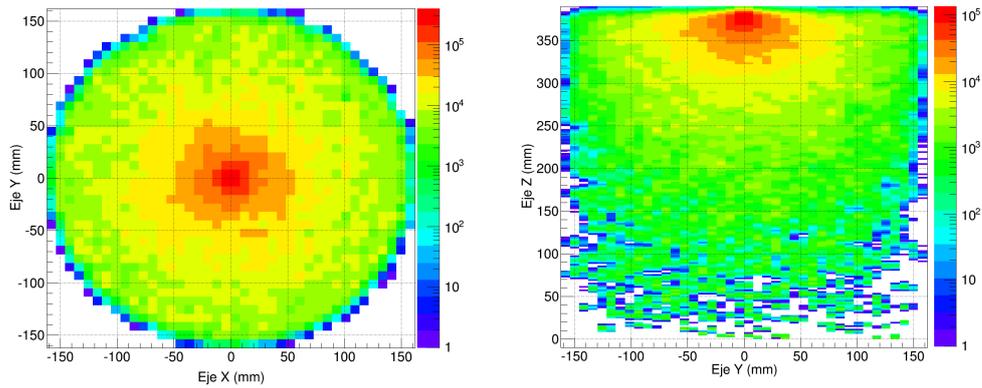


Figura 3.6: Representación de la deposición total de carga para una simulación de 500000 eventos en dos planos diferentes: (izquierda) plano XY y (derecha) plano YZ. La carga se muestra con la escala de colores, y viene dada en unidades de número de electrones. Ambas se han obtenido mediante el programa *EventFullBrowser*, descrito anteriormente.

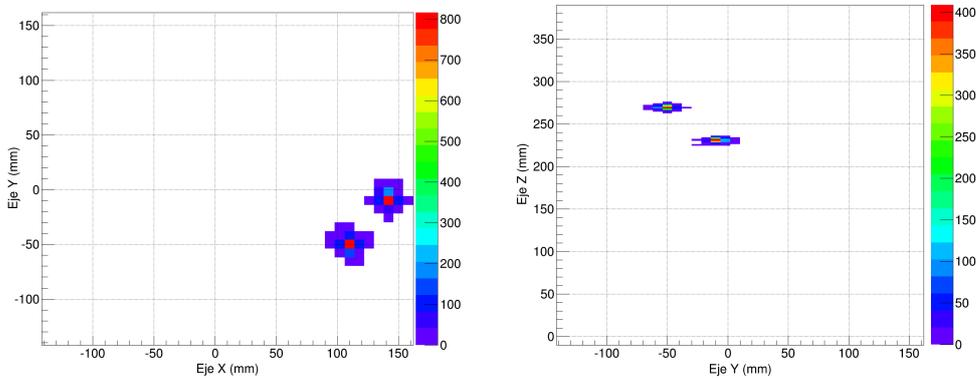


Figura 3.7: Representación de la deposición de carga de un evento en concreto en dos planos diferentes: (izquierda) plano XY y (derecha) plano YZ. La carga se muestra con la escala de colores, y viene dada en unidades de número de electrones. Ambas se han obtenido mediante el programa *EventFullBrowser*, descrito anteriormente.

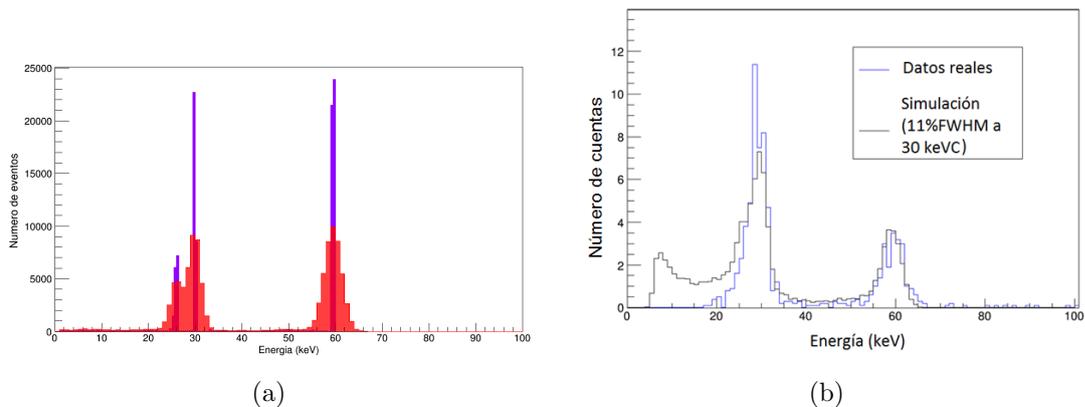


Figura 3.8: (a) Espectro de energía simulado sin resolución (morado) y con resolución (rojo) de la fuente de ^{241}Am . (b) Comparación de un espectro de energía medido con NEXT-MM y otro simulado con resolución en las mismas condiciones (3 micromegas activadas).

Podemos comparar el espectro simulado con resolución con los datos obtenidos en el laboratorio. En la Figura 3.8(b) se representa un espectro simulado con resolución y con 3 micromegas activadas (negro) en comparación con un espectro real medido en el sistema NEXT-MM [13] con tres micromegas activadas (azul). Podemos ver que ambos se asemejan mucho, diferenciándose únicamente en el principio del espectro, ya que en la simulación no hay fondo radiactivo.

Número de clusters. Este observable detecta el número de clusters, o agrupaciones de carga, que deposita cada evento en el plano de lectura (XY). En la Figura 3.9 podemos ver eventos con uno y dos clusters.

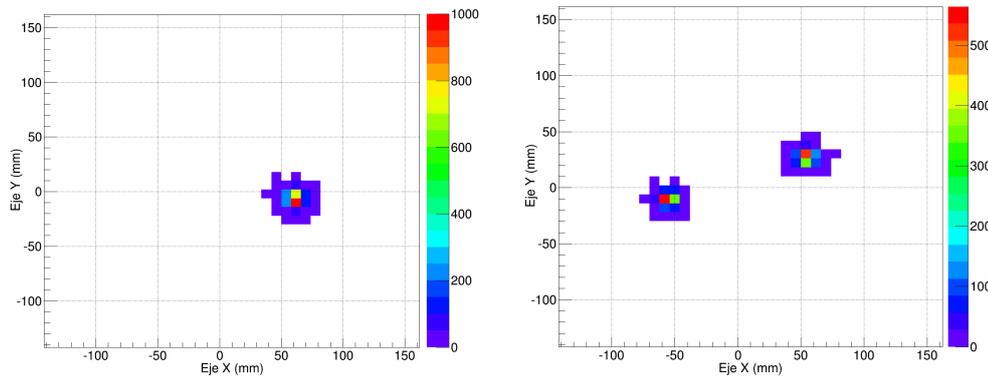
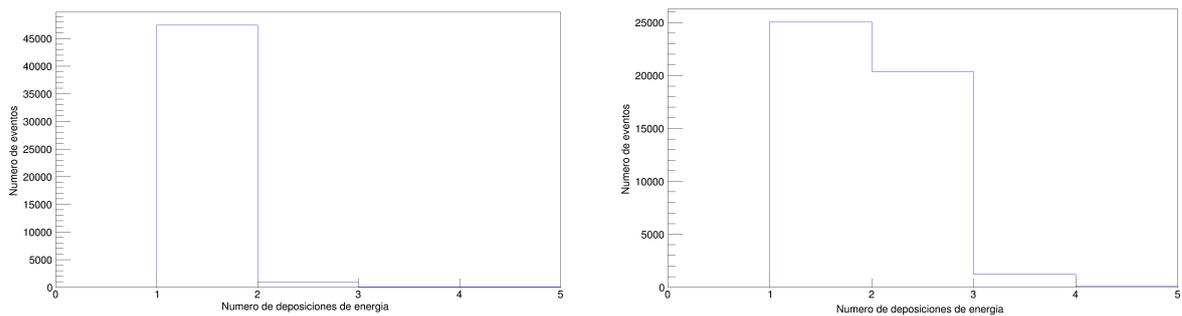


Figura 3.9: Representación de un evento con un solo cluster (izquierda) y con dos (derecha).

Mediante este observable podemos ver, según la Figura 3.10, que los eventos de 30 keV normalmente tienen un único cluster, mientras que los eventos de 60 keV pueden tener 2 o más. En ambos casos hemos tomado los eventos en un rango de energía de ± 10 keV en torno a 30 o 60 keV.



(a) Eventos con energía entre 20-40 keV

(b) Eventos con energía entre 50-70 keV

Figura 3.10: Representación del número de clusters dejadas por eventos comprendidos en diferentes rangos energéticos. Vemos que los eventos de ~ 30 keV tienen casi todos un solo cluster, mientras que en los eventos de ~ 60 keV aumenta la posibilidad de encontrar 2 o más.

Posición media, máxima y mínima de cada evento. Estos observables se obtienen de la información que nos da la simulación sobre la posición de cada evento. El programa

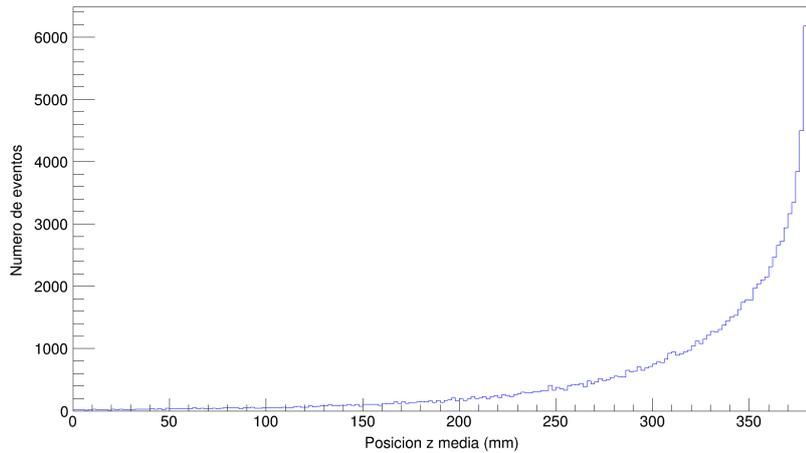
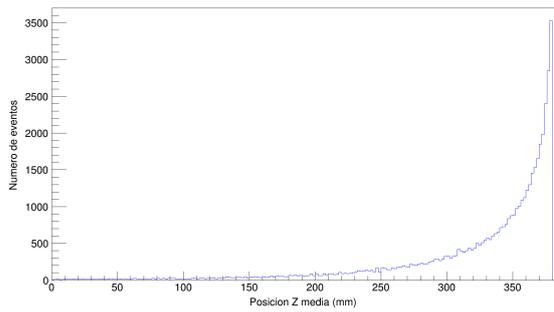


Figura 3.11: Posición Z media de 100000 eventos simulados de la fuente de ^{241}Am .

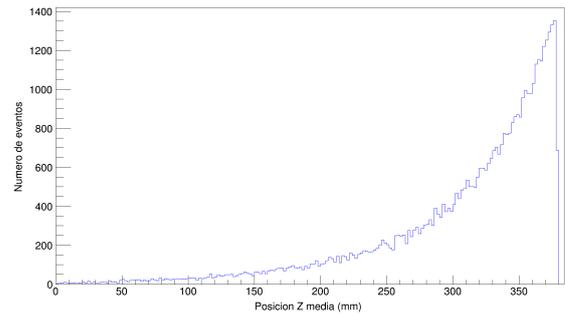
de análisis lee las posiciones de todos los puntos del evento para ver cual es el mayor y el menor en cada una de las direcciones. Además, durante este proceso el programa realiza también una media pesada con la carga de cada punto de dicho evento, por lo que encuentra la posición media.

Como ejemplo, mostramos en la Figura 3.11 la posición Z media de cada evento simulado. En este caso, $Z_{min} = 0$ se sitúa en el plano de la micromegas y $Z_{max} = 380\text{ cm}$ es la parte superior de la cámara del gas, dónde esta situada la fuente de americio. Como ya habíamos comentado anteriormente, la mayoría de las interacciones se producen en la parte superior de la cámara.

Podemos obtener información sobre esta representación si aplicamos cortes en energía y posteriormente en número de clusters. Así, en la Figura 3.12 vemos dos histogramas de la posición media Z para los eventos los picos de 30 y 60 keV respectivamente. Se puede apreciar que los electrones de 60 keV recorren distancias mas largas dentro del detector antes de depositar toda su energía. Si, a continuación, hacemos un corte diferenciando los eventos del pico de 60 keV con uno y dos clusters respectivamente (Figura 3.13), nos damos cuenta que los eventos que más penetran en la cámara son los que tienen dos clusters, mientras que los que tienen solo una siguen un perfil muy similar al que había para el pico de 30 keV.

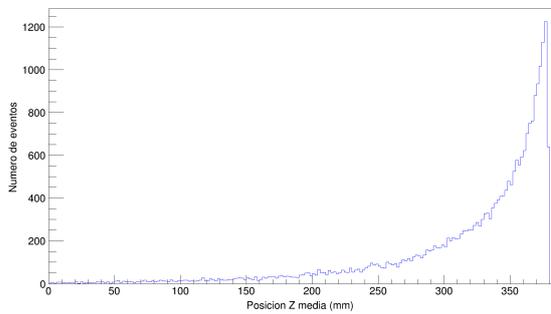


(a) Eventos con energía entre 20-40 keV

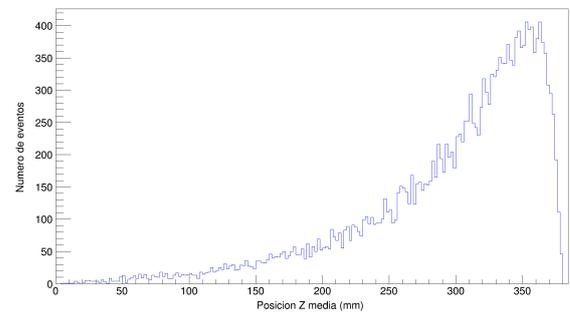


(b) Eventos con energía entre 50-70 keV

Figura 3.12: Posición Z media de los eventos de la simulación para los picos de 30 y 60 keV. Se aprecia que los electrones de 60 keV penetran más en la cámara que los de 30 keV.



(a) Eventos con energía entre 50-70 keV con un cluster



(b) Eventos con energía entre 50-70 keV con dos clusters

Figura 3.13: Posición Z media de los eventos del pico de 60 keV. Podemos observar que los eventos con un solo cluster siguen un perfil muy similar a los eventos del pico de 30 keV, mientras que los de dos clusters penetran mucho más en la cámara.

En la Figura 3.14 se muestra la distribución en z de los eventos del pico de 30 keV medidos con NEXT-MM. (a quién referencio aquí?) En el eje de abscisas se representa el tiempo en lugar de la posición z , pero es equivalente ya que la velocidad de deriva es constante. Vemos que la distribución crece exponencialmente en ambos casos. En los eventos simulados la distribución cae mucho más bruscamente, pero eso es debido a coincidencias fortuitas que en la simulación no existen.

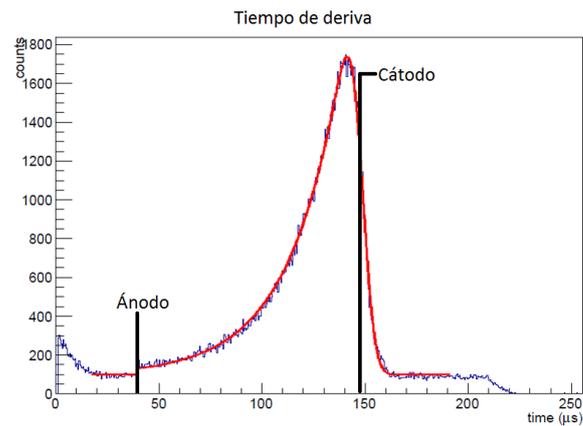


Figura 3.14: Distribución en z de los eventos del pico de 30 keV medidos con NEXT-MM.

Otra forma de ver este mismo efecto es representando una gráfica en dos dimensiones. En la Figura 3.15 tenemos la energía de cada evento frente a su posición Z media. El número de eventos se representa en la tercera dimensión con la escala de colores. En este caso, la escala es logarítmica. Se aprecia perfectamente cómo hay más eventos de 60 keV que llegan a una distancia más próxima al plano de lectura que de 30 keV. En esta gráfica, además, se ve el pico de escape de 26 keV, mucho menos penetrante, e incluso el pico de 34 keV.

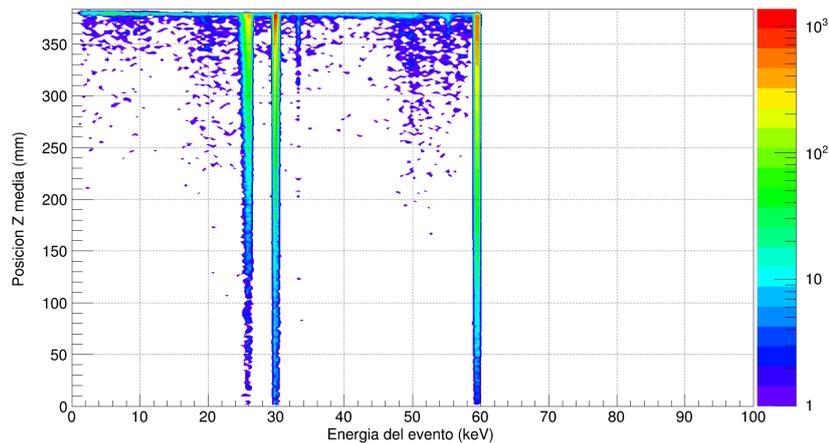
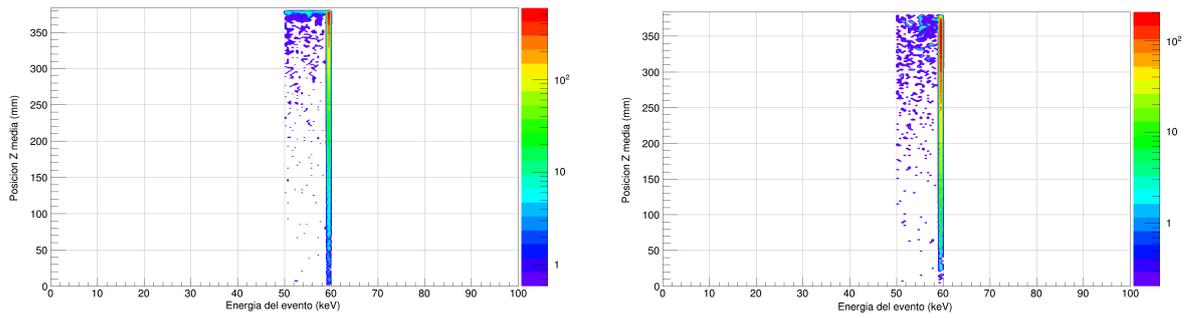


Figura 3.15: Representación de la energía de los eventos en función de su posición Z media.

Por último, podemos introducir cortes en el número de clusters. De esta forma, en la Figura 3.16, vemos que efectivamente los eventos de 60 keV con dos clusters son más penetrantes que los que solo tienen una.



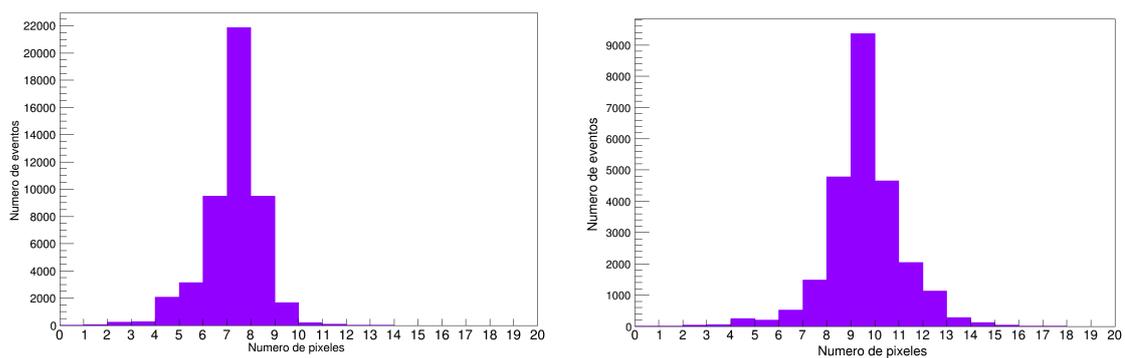
(a) Eventos con energía entre 50-70 keV con un cluster

(b) Eventos con energía entre 50-70 keV con dos clusters

Figura 3.16: Representación de la energía de los eventos del pico de 60 keV en función de su posición Z media. Vemos que los eventos con dos clusters recorren una mayor distancia dentro de la cámara.

Número de píxeles con carga. Este observable cuenta el número de píxeles en los que el evento deposita carga. Es una forma de medir el tamaño de la *huella* que el evento deja sobre el plano detector. Este observable solo cuenta los píxeles en 2D, si quisiéramos saber el número de píxeles tridimensionales que activa un evento tendríamos que usar otro observable diferente.

En la Figura 3.17 podemos comparar el número de píxeles con carga de los eventos del pico de 30 y 60 keV. En este caso, solo hemos cogido los eventos del pico de 60 keV con un cluster. Esto se debe a que el observable que calcula el número de píxeles de la huella de carga no diferencia entre uno o varios clusters, lo que falsearía los datos del histograma. Podemos ver que los eventos del pico de 30 keV activan un menor número de píxeles que los de 60 keV, de lo que se puede deducir que los eventos de 60 keV sufren una mayor difusión. Esto encaja con el hecho de que sean electrones más penetrantes y recorran una mayor distancia dentro de la cámara.



(a) Eventos del pico de 30 keV

(b) Eventos del pico de 60 keV con una solo cluster

Figura 3.17: Número de píxeles en los que se ha depositado carga (a) de los eventos del pico de 30 keV y (b) de los eventos con un solo cluster del pico de 60 keV.

Para comprobar el efecto de la difusión en el tamaño de la huella que deja un evento en el plano de lectura, se ha hecho una simulación con el mismo número de eventos pero con

un coeficiente de difusión transversal diferente. En la Figura 3.18 vemos la comparación del número de píxeles con carga que dejan los eventos del pico de 60 keV para la simulación con $D_T = 100 \text{ cm/cm}^{1/2}$ (verde) en comparación con la de $D_T = 1000 \text{ cm/cm}^{1/2}$ (morado). Vemos que, efectivamente, un menor coeficiente de difusión transversal nos da como resultado una huella menor.

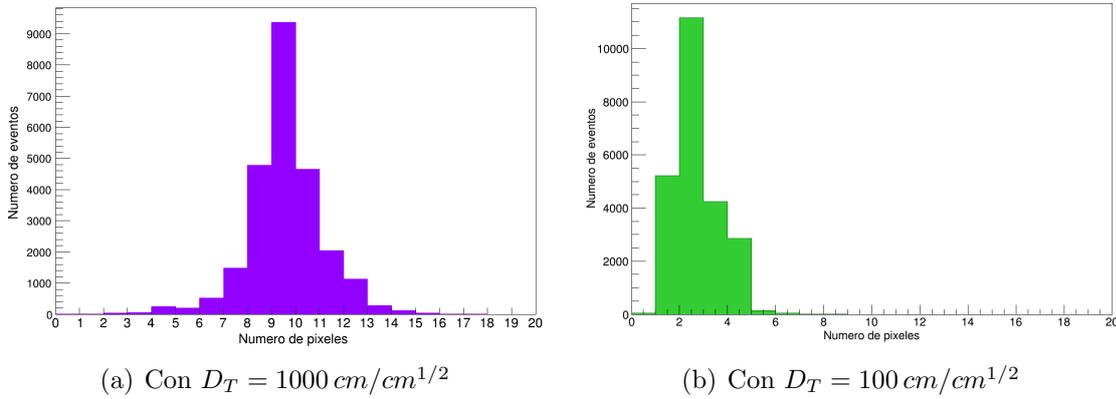


Figura 3.18: Número de píxeles en los que se ha depositado carga para los eventos del pico de 60 keV simulados con dos coeficientes de difusión transversal diferentes. Los eventos de la simulación con un menor coeficiente de difusión dejan una huella de carga menor.

Extensión en Z del evento. Este observable mide la distancia entre la posición Z máxima y la mínima de cada evento y, a diferencia del anterior, se expresa en unidades de distancia (cm) en lugar de número de píxeles. Nos da información sobre la difusión de los eventos en el eje z.

Para comprobar este efecto de la difusión, se ha hecho otra simulación con el mismo número de eventos y con un coeficiente de difusión longitudinal diferente. En la Figura 3.19 vemos la comparación de la extensión en z de los eventos del pico de 60 keV (con un cluster) para la simulación con $D_L = 575 \text{ cm/cm}^{1/2}$ (verde) en comparación con la de $D_L = 340 \text{ cm/cm}^{1/2}$ (morado). Podemos ver que un mayor coeficiente en la difusión longitudinal hace que los eventos sean más extensos en el eje z.

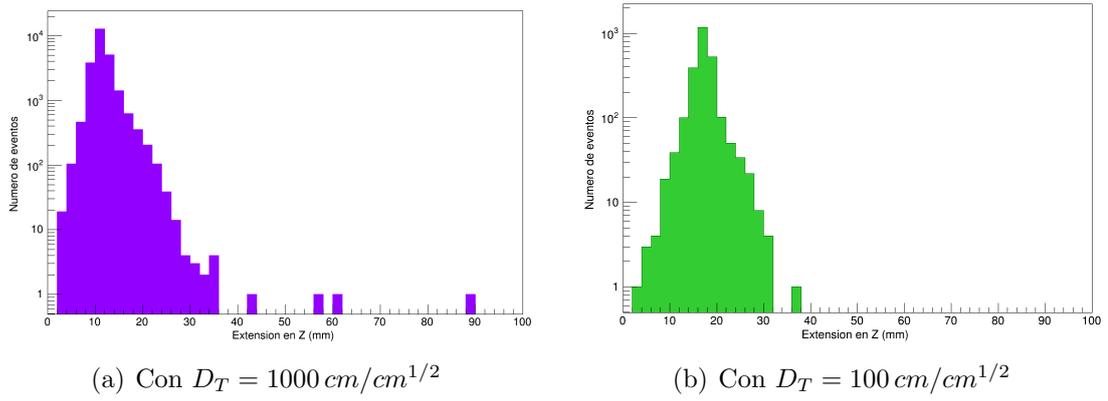


Figura 3.19: Extensión en z de los eventos del pico de 60 keV con un cluster simulados con dos coeficientes de difusión longitudinal diferentes. Los eventos de la simulación con un mayor coeficiente de difusión tienen una extensión en z mayor.

Capítulo 4

TREX-TF: caracterización de un detector Micromegas

4.1 Introducción y motivación

El montaje TREX-TF (TPC for Rare Event searches with Xenon) está diseñado de forma similar a NEXT-MM y se utiliza para probar y caracterizar los detectores micromegas. Una buena caracterización de los detectores es imprescindible, ya que necesitamos conocer muy bien las propiedades de todos ellos, así como averiguar el punto óptimo de funcionamiento de cada uno, para obtener el mejor rendimiento a la hora de tomar las medidas.

El objetivo de esta sección del proyecto será caracterizar una quinta micromegas, a la que nos referiremos como MM5. Esta micromegas tiene la misma forma y composición que las cuatro que están instaladas en NEXT-MM, por lo que podría ser utilizada para reemplazarlas en caso de que alguna de ellas fallara o demostrara un peor funcionamiento. La caracterización de la micromegas MM5 consistirá en obtener la curva de transparencia, que nos dará el voltaje óptimo de deriva para garantizar una buena transmisión electrónica en el gas, y la curva de ganancia, que nos indicará qué campo eléctrico de amplificación nos permitirá obtener un buen espectro de la fuente radiactiva.

4.2 Descripción experimental

TREX-TF consiste en una cámara de aluminio con base cuadrada y altura de 18 cm. Al igual que en NEXT-MM, dentro de la cámara hay varios anillos de cobre dispuestos paralelamente a las bases para configurar el campo eléctrico. En una de las bases cuadradas se sitúa un disco de cobre que actúa como cátodo y que a su vez sirve de soporte para la fuente radiactiva. La otra base hace de soporte para colocar el plato de cobre (ánodo), sobre el que irá la micromegas que queremos estudiar. Al aplicar voltaje al cátodo, al ánodo y a los anillos se crea una zona de deriva electrónica de 16 cm. Por otro lado, la micromegas tiene un radio de 15 cm y un gap de $50 \mu\text{m}$. Los agujeros de la mesh tienen un diámetro de $35 \mu\text{m}$ y una distancia entre ellos de $100 \mu\text{m}$. En la Figura 4.1 tenemos fotografías de (a) la micromegas MM5 sujeta sobre el plato de cobre; (b) la cadena electrónica que se utiliza para recoger las señales producidas en los píxeles; (c) el interior de la cámara del montaje así como la colocación de la base con la micromegas MM5; y (d) visión general del montaje con la cadena electrónica dentro de una caja metálica para reducir el ruido y la fuente de alta tensión que alimenta dicha electrónica.

En la caracterización de las micromegas de NEXT-MM se utilizó Ar-Isobutano

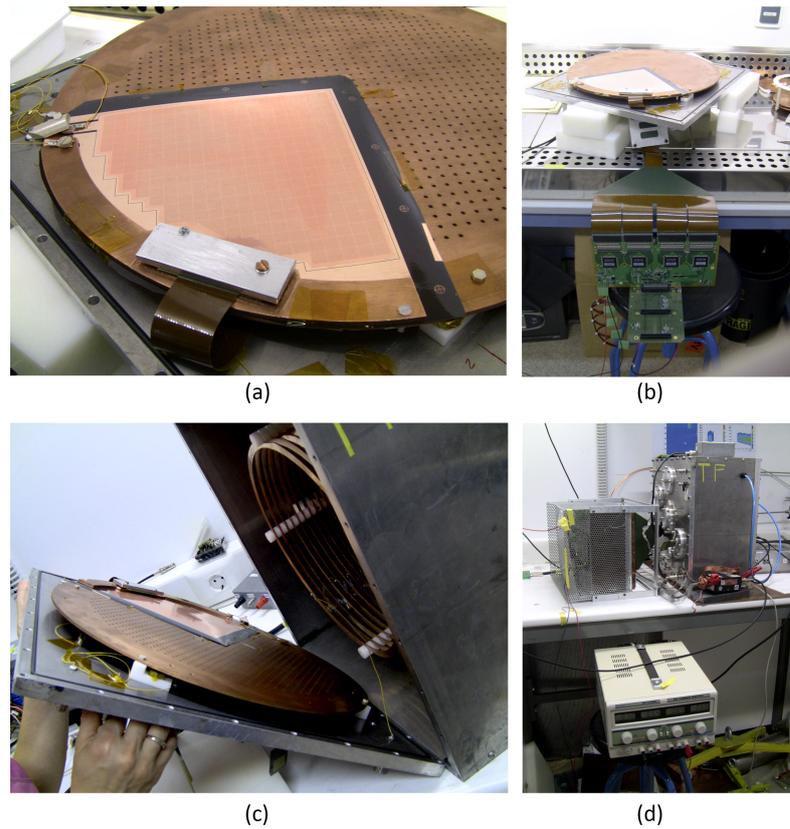


Figura 4.1: Fotografías del montaje TREX-TF. (a) Micromegas MM5; (b) Cadena electrónica para los píxeles; (c) Cámara de deriva durante el montaje; (d) Visión general.

($Ar - CH_4$) al 2%, por lo que usaremos este mismo gas en el estudio de la MM5. Además, se utilizará también una fuente de ^{109}Cd , cuyas principales emisiones se describen en la Tabla 4.1.

Un esquema del montaje puede verse en la Figura 4.2. Este sistema tiene dos formas de obtener información de la micromegas: directamente con la señal de la mesh o con la señal de los píxeles.

Para la mesh, la señal producida es la carga de cada evento, y pasa por un preamplificador y por un filtro RC low-pass para reducir el ruido electrónico. La señal preamplificada es una medida de la energía total del evento registrado en la mesh, por lo que la podemos utilizar como trigger para la adquisición a través de los píxeles y también podemos registrarla independientemente para analizarla. En este último caso, la señal pasa por un amplificador (Canberra 2004), y la salida amplificada se almacena mediante un analizador multi canal (Amptec MCA 8000A) para obtener el espectro de la mesh.

En el otro caso, la señal de cada píxel se lee independientemente utilizando una versión reducida de la electrónica del experimento T2K [31]. Cada uno de los píxeles tiene caminos conductores impresos por la parte de abajo de la micromegas hasta el borde exterior, formando una cuadrícula. Esta cuadrícula se conecta mediante un conector a una limanda, que conduce las señales de los píxeles individualmente hasta una tarjeta FEC (). La FEC está a su vez conectada a una tarjeta FEM (Front-End Mezzanine) que concentra las diferentes señales y las envía a una tarjeta DCC (Data Concentrator Card). Por último, la tarjeta está conectada al ordenador, dónde se almacenan los datos en un

| Particle | Energy (keV) | Intensity (%) |
|----------|--------------|---------------|
| X-Ray | 3.15 | 2.64 |
| X-Ray | 21.99 | 29.5 |
| X-Ray | 22.16 | 55.7 |
| X-Ray | 24.91 | 4.76 |
| X-Ray | 24.94 | 9.2 |
| X-Ray | 25.45 | 2.30 |
| γ | 88.04 | 3.61 |

Tabla 4.1: Resumen de las emisiones del ^{109}Cd . Se muestra la naturaleza de la emisión así como su energía y su intensidad.

formato específico. Como ya hemos dicho antes, el trigger que la tarjeta DCC necesita para iniciar la adquisición de un evento viene dado por la señal amplificada que viene directamente de la mesh. Esta señal pasa antes por un discriminador LLD (Low Level Discriminator) en el cual se le aplica un threshold de energía que tiene que superar para disparar el trigger.

La conexión de la cadena de lectura de los píxeles es imprescindible, ya que a través de ella se llevan los píxeles a tierra. Esto es importante ya que necesitamos que el campo de amplificación sea constante, por lo que los píxeles tendrán que estar todos al mismo potencial. Sin embargo, para la caracterización de la micromegas MM5 solamente utilizaremos la información de la mesh, tomada con la MCA (opción (a) en la Figura 4.2).

4.3 Caracterización de la MM5

Tanto el test de transparencia como el de ganancia requieren el mismo tratamiento de datos, ya que ambos consisten en estudiar el espectro de la fuente de cadmio en diferentes condiciones de voltaje. Para ello, utilizaremos un macro de C++¹ que ajusta el espectro obtenido con la MCA convolucionando varias gaussianas correspondientes a las principales emisiones del cadmio y estimando el fondo ajustándolo a una línea. Como resultado, el macro nos da la información del ajuste final al pico de 22.1 keV, entre la que se encuentra la resolución y la posición del pico. Un ejemplo de los espectros que obtenemos y el ajuste final puede verse en la Figura 4.3.

Empezamos con el test de transparencia. Este test nos indicará las condiciones de campo eléctrico óptimas para obtener la máxima transmisión de electrones a través de la mesh. Esta información la obtendremos mediante la curva de transmisión electrónica. El procedimiento consiste en ir modificando el voltaje de deriva manteniendo constante el voltaje de la mesh. En este test mantenemos el voltaje de la mesh (V_{mesh}) a 320 V, y vamos modificamos el voltaje de la deriva, V_{drift} , y tomando un espectro en cada caso. La curva de ganancia se muestra en la Figura 4.4, y en ella representamos la posición del pico normalizada a su mayor valor frente al cociente de los campos eléctricos de la mesh, E_{mesh} , y de la deriva, E_{drift} , calculados a partir de los voltajes y las resistencias del sistema.

¹Macro proporcionado por Diana Carolina Herrera, Universidad de Zaragoza.

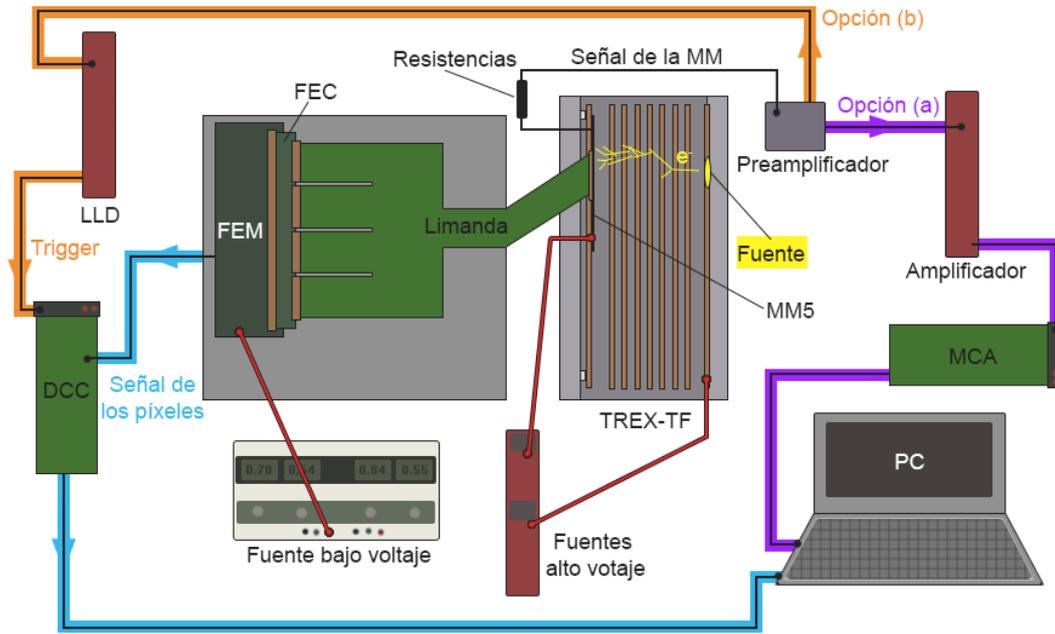


Figura 4.2: Esquema del montaje TREX-TF. Por un lado, la señal de la mesh puede ser usada directamente para medir la energía de cada evento (opción a). Por otro lado, podemos medir la energía directamente de los píxeles, utilizando la información de la mesh para hacer de trigger (opción b).

La transmisión electrónica máxima se encuentra en los datos situados en el *plateau*, ya que para voltajes de deriva muy altos se espera que la transmisión electrónica disminuya debido a que las líneas de campo acaban en la mesh en lugar de atravesar los agujeros. Basándonos en la curva de transparencia obtenida, tomaremos como condiciones de trabajo para el siguiente test que $E_{mesh}/E_{drift} = 0,00145$, que corresponde al penúltimo punto del *plateau*, antes de que la curva comience a decaer. Esta elección está justificada ya que queremos un punto en el que la transmisión electrónica sea óptima, y necesitamos también un voltaje de deriva lo suficientemente alto para obtener una buena estadística en las medidas.

El siguiente paso es estudiar la ganancia del sistema. Para ello, veremos cómo varía la posición del pico en función del voltaje aplicado a la mesh. Queremos trabajar en el punto óptimo elegido con el test anterior, por lo que procederemos modificando el voltaje de la mesh y de la deriva de forma que los campos eléctricos mantengan la misma proporción. En cada caso, mediremos el espectro de la fuente y obtendremos la posición del pico. La curva de ganancia obtenida puede verse en la Figura 4.5. En el eje X representamos el campo eléctrico de la mesh, y en el eje Y la ganancia absoluta, calculada a partir de la posición del pico. Si en el eje Y representásemos la variación de la posición del pico, obtendríamos la curva de ganancia relativa. Sin embargo la información que nos da la ganancia absoluta es mucho más interesante, y el procedimiento para calcularla implica tener en cuenta diferentes factores de la cadena electrónica.

Para empezar, el preamplificador introduce en la señal una ganancia de aplicación, F_{PA} , que puede ser interpretada como el factor de conversión entre la carga (número de electrones) a voltaje. A continuación, el amplificador también introduce otro factor

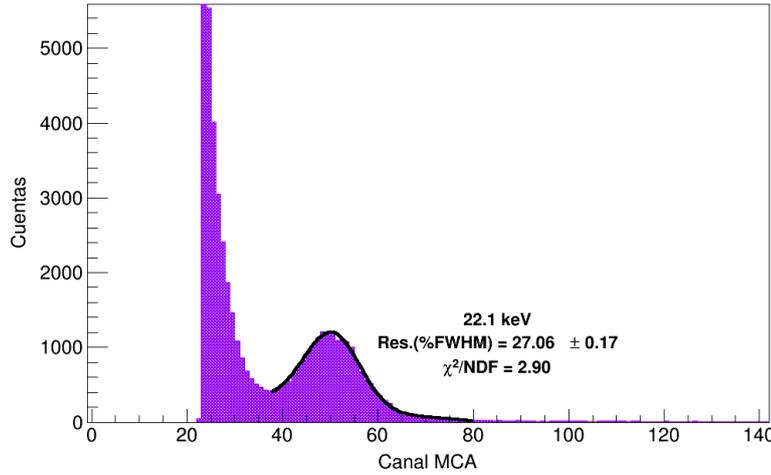


Figura 4.3: Ejemplo de un espectro de la fuente de ^{109}Cd obtenido mediante la MCA. La línea negra representa el ajuste del espectro mediante una convolución de gaussianas correspondientes a las principales emisiones de la fuente. El pico de la izquierda es ruido de la electrónica.

de amplificación, F_A . El producto de estos factores lo llamaremos *ganancia de la cadena electrónica* G_{chain} , y es un valor conocido ya que la cadena electrónica usada en las medidas había sido calibrada anteriormente ($G_{chain} = 3.82 \cdot 10^{-4} \text{ mV}/e^-$). El pico en la MCA viene dado en unidades de mV/canal , por lo que habrá que tener en cuenta el número total de canales que tiene el espectro (en nuestro caso, 1024 canales) y . Por último, el número de cargas creadas por la partícula incidente se calcula utilizando el factor W del Argón ($W_{Ar} \approx 26 \text{ eV}$). Por tanto, para el pico de 22.1 keV, el número de electrones producidos n_{e^-} será

$$n_{e^-} = \frac{22.1 \text{ keV}}{W_{Ar}} \approx 850 e^- \quad (4.1)$$

De esta forma, la ganancia, G , la calcularemos de la siguiente forma

$$G = \frac{1}{G_{chain}(\text{mV}/e^-)} MCA_{pico}(\text{canal}) \frac{5000(\text{mV})}{1024(\text{canales})} n_{e^-} \quad (4.2)$$

4.4 Resultados y conclusiones

Una vez obtenidas las curvas características de la micromegas MM5, podemos hacer una valoración de los resultados. La curva de transmisión electrónica presenta un *plateau* muy evidente, lo cual es una ventaja ya que no nos limita a la hora de elegir el punto de funcionamiento óptimo del sistema. Así mismo, la curva de ganancia absoluta demuestra que se pueden llegar a alcanzar valores muy altos de ganancia (incluso de 1000), lo que nos permitirá obtener señales claramente diferenciables del ruido.

A continuación, vamos a comparar nuestros datos con los resultados obtenidos para la caracterización de tres de las cuatro micromegas utilizadas en NEXT-MM [13] (Figuras 4.6 y 4.7). Si empezamos por la curva de transparencia, en nuestras medidas no hemos alcanzado voltajes tan bajos como para las otras micromegas, pero vemos que nuestro

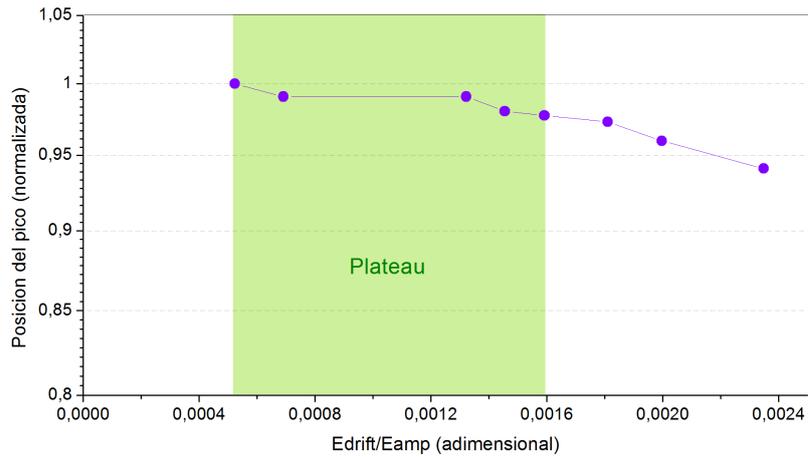


Figura 4.4: Curva de transparencia. No se representan barras de error ya que los errores son menores del $\sim 3\%$.

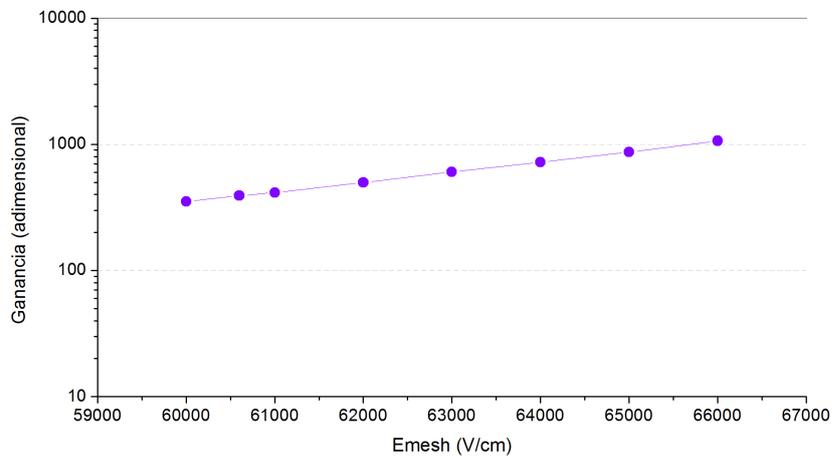


Figura 4.5: Curva de ganancia. No se representan barras de error ya que los errores son menores del $\sim 1\%$.

primer punto, correspondiente a un valor de $E_{mesh}/E_{drift} \approx 0.0005$ es más alto que el de las otras micromegas, estando todavía dentro del *plateau*. Para el resto de los puntos, el comportamiento de la MM5 es muy similar al de las otras tres micromegas. En cuanto a la ganancia, se puede observar que nuestra curva estaría en una posición intermedia entre la micromegas MM4, que es la que tiene mayor ganancia, y las otras dos.

Así pues, podemos concluir que la micromegas MM5 funciona correctamente y presenta una ganancia superior a dos de las cuatro micromegas instaladas en NEXT-MM, por lo que podría ser una buena candidata para reemplazar a alguna de ellas en futuras medidas.

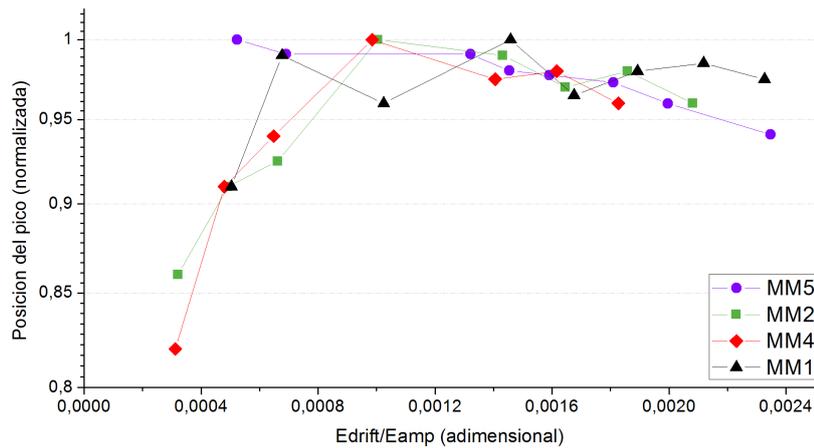


Figura 4.6: Comparación de la curva de transparencia de la MM5 con los realizados para tres de las micromegas de NEXT-MM[13].

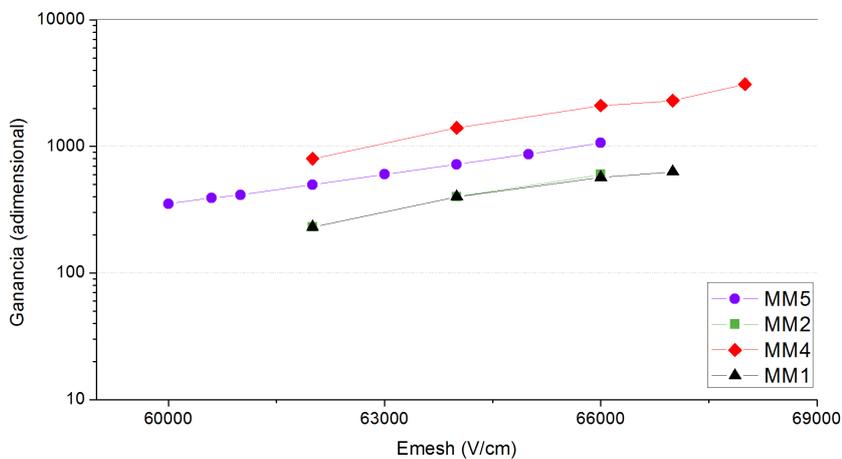


Figura 4.7: Comparación de la curva de ganancia de la MM5 con los realizados para tres de las micromegas de NEXT-MM[13].

Capítulo 5

Conclusiones

La desintegración doble beta sin neutrinos es una reacción de gran interés en el marco de la física actual, ya que su detección implicaría la existencia de una desintegración imposible para el Modelo Estándar. En esta línea de investigación se están diseñando actualmente varios experimentos, entre los que se encuentra NEXT, cuyo diseño consiste en una TPC de alta presión con 100 kg de Xenón enriquecido con ^{136}Xe , y cuyo objetivo es medir ambos modos de desintegración doble beta. Uno de sus prototipos, NEXT-MM, está siendo desarrollado en la Universidad de Zaragoza y cuenta con una forma de detección alternativa basada en detectores Micromegas. Las características de estos detectores, entre las que se encuentran su buena resolución tanto energética como espacial y su escalabilidad, hacen que sean muy útiles en experimentos de búsqueda de eventos poco probables.

El presente trabajo se centra en el estudio del prototipo NEXT-MM desde dos puntos de vista. En primer lugar, se ha revisado y modificado el software de simulación, reconocimiento de trazas y análisis de los datos de la simulación para adaptarlos a la geometría del detector; así como definido una fuente radiactiva específica para que sea lo más similar posible a la que se utiliza en el laboratorio. Se han incorporado y modificado observables para que puedan ser comparados directamente con las medidas y se ha visto también que mediante el uso de los observables podemos obtener información sobre muchos aspectos de los eventos que ocurren en el volumen activo del gas. Como ejemplos se ha analizado el espectro de energía, con y sin resolución del detector, y se ha visto que es muy similar a los espectros de energía medidos en el laboratorio. También hemos estudiado la distribución en el eje z , o lo que es lo mismo, la distribución temporal, y hemos podido compararla con los datos reales. Por último, hemos sido capaces de ver cómo se modifican algunas de las propiedades de los eventos bajo el efecto de la difusión.

En segundo lugar, en el transcurso de este trabajo se ha caracterizado experimentalmente un detector micromegas (MM5) idéntico a los que se utilizan en el prototipo NEXT-MM. Esta caracterización era de especial interés ya que la micromegas MM5 no se había utilizado todavía y podría presentar unas condiciones de funcionamiento mejores que algunas de las que están instaladas en el prototipo actualmente. Para caracterizar la micromegas se ha utilizado un sistema llamado TREX-TF con un diseño muy similar a NEXT-MM pero de dimensiones más reducidas, lo que hace más práctico para este tipo de caracterizaciones. La cámara se llenó de una mezcla controlada de Argón-Isobutano y se utilizó una fuente de cadmio. Los resultados obtenidos se resumen en las curvas de transparencia y ganancia. Las conclusiones de la caracterización son positivas, ya que la micromegas MM5 no está limitada por su transparencia y además presenta una ganancia mayor que dos de las tres micromegas de NEXT-MM.

Esta línea de trabajo va a continuar en los próximos meses tanto en la parte de

las simulaciones, para obtener la máxima información posible comparable con los datos experimentales, como en el laboratorio, dónde en primer lugar se incluirá la micromegas MM5 en el prototipo NEXT-MM y, posteriormente, se tomarán datos a diferentes presiones, ya con el plano de lectura completo (cuatro sectores) para NEXT-MM.

Bibliografía

- [1] J. D. Vergados, H. Ejiri and F. Simkovic, **Theory of neutrinoless double-beta decay**. 2012 Rep. Prog. Phys. 75 106301
- [2] K. H. Ackermann et al. (GERDA Collaboration) **The GERDA experiment for the search of $0\nu\beta\beta$ decay in ^{76}Ge** . 2013 Eur. Phys. J. C 73 2330.
- [3] R. Ardito et al. (CUORE Collaboration) **CUORE: a cryogenic underground observatory for rare events**. 2008 hep-ex/0501010.
- [4] R. Arnold et al. (SuperNEMO collaboration) **Probing new physics models of neutrinoless double beta decay with SuperNEMO**. 2010 Eur. Phys. J. C 70 927.
- [5] J. Hartnell et al. (SNO+ Collaboration) **Neutrinoless Double Beta Decay with SNO+**. 2012 J. Phys. Conf. Ser. 375 042015.
- [6] A. Terashima et al. **R& D for possible future improvements of KamLAND**. 2008 J. Phys. Conf. Ser. 120 052029.
- [7] F. Grañena et al. (NEXT Collaboration) **NEXT, a HPGXe TPC for neutrinoless double beta decay searches** 2009 Preprint: arXiv:0907.4054.
- [8] F. T. Avignone, S. Elliott and J. Engel, **Double Beta Decay, Majorana Neutrinos, and Neutrino Mass**. 2008 Rev. Modern. Phys. 80 481.
- [9] M. Redshaw et al. **Mass and Double-Beta-Decay Q Value of ^{136}Xe** . 2007 Phys. Rev. Lett. 98 053003.
- [10] G. Luzon, T. Dafni et al. **Pattern recognition of ^{163}Xe double beta decay events and background discrimination in a high pressure Xenon TPC**. Universidad de Zaragoza, 2013
- [11] V. Alvarez et al. **The NEXT-100 experiment for $\beta\beta 0\nu$ searches at LSC**. (NEXT Collaboration) 2012 Preprint: arXiv:1106.3630.
- [12] V. Alvarez et al. **NEXT-100 Technical Design Report (TDR). Executive Summary**. (NEXT Collaboration) 2012 JINST 7 T06001.
- [13] L. Seguí. **Pattern Recognition in a High Pressure Time Projection Chamber prototype with a Micromegas readout for the ^{136}Xe double beta decay**. Thesis, Universidad de Zaragoza, 2013.
- [14] S. N. Ahmed. **Physics and Engineering of Radiation Detection**. Academic Press, 2007.

- [15] W. Blum and L. Rolandi. **Particle Detection with Drift Chambers**. Springer-Verlag, 1993.
- [16] E. Aprile, A. E. Bolotnikov, A. I. Bolozdynya and T. Doke. **Noble Gas Detectors**. 2006 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- [17] Magboltz - transport of electrons in gas mixtures, 2012. <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz>
- [18] S. Ramo. **Currents induced by electron motion**. Proceedings of the IRE, 27(9):584–585, 1939.
- [19] S.A. Korff. **Electrons and Nuclear Counters**. Van Nostrand, 1946.
- [20] M. E. Rose and S. A. Korff. **An investigation of the properties of proportional counters**. I, Phys. Rev., 59:850, 1941.
- [21] D. R. Nygren and J. N. Marx. **The time projection chamber**. Physics Today, 31, 1978.
- [22] J. P. Robert Y. Giomataris, P. Rebourgeard and G. Charpak. **MICROMEGAS: A high granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments**. Nucl. Instrum. Meth. A, 376:29, 1996.
- [23] O. A. Pokratenko et al. **Event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei** (Phys. At. Nucl., 63:1282–1287, 2000)
- [24] J. K. Tuli. **The Evaluated Nuclear Structure Data File: a manual for preparation of data sets** (Technical Report BNL-NCS-51655-01/02-Rev, Brookhaven National Laboratory, 2001)
- [25] S. T. Perkins et al. **Tables and graphs of atomic subshell and relaxation data derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), z=1-100** (Technical Report UCRL-50400 Vol.30, Lawrence Livermore National Laboratory, 1997)
- [26] S. Agostinelli et al. **GEANT4 - A simulation toolkit** (Nucl. Instr. and Meth. A, 506:250–303, 2003)
- [27] J. Allison et al. **GEANT4 developments and applications** (IEEE Transactions on Nuclear Science, 53:270–278, 2006)
- [28] R. Brun et al. **ROOT** [en línea] 1995-2013 The ROOT Team. Consultado en 2013 <http://root.cern.ch/drupal>
- [29] **HepRApp Visualization for Geant4** [en línea] Actualizado el 10-09-2009. Consultado en 2013. <http://geant4.slac.stanford.edu/Presentations/vis/G4HepRAppTutorial/G4HepRAppTutorial.html>

- [30] **National Nuclear Data Center.** Brookhaven National Lab. [en línea] Consultado en 2013
<http://www.nndc.bnl.gov/>
- [31] P. Baron et al. AFTER, the front end ASIC of the T2K Time Projection Chambers. 2009. <http://cds.cern.ch/record/1236352/files/p596.pdf>.