



Universidad
Zaragoza



Experimentación con detectores gaseosos en una cámara de proyección temporal (TPC)

ESTUDIO DE UNA CÁMARA COMPTON

Autor

Juan José GARCÉS PÉREZ

Directora

Theopisti DAFNI

Trabajo de fin de grado

25 de septiembre de 2014

Índice

1. Introducción	5
2. Objetivos	5
3. Desarrollo	6
3.1. El detector	6
3.2. El software	8
3.3. El algoritmo	10
4. Resultados	13
5. Conclusiones	15
Anexo	17

Resumen

En este trabajo se propone el estudio de una cámara Compton con detectores de carga Micromegas como una innovadora alternativa para la detección de radioisótopos en medicina nuclear y se realizan una serie de simulaciones del experimento NEXT-MM para comprobar su validez. El estudio se llevará a cabo analizando la información que proporcionan los eventos que produzcan tres deposiciones. Para obtenerlos se implementa y utiliza un algoritmo de *tracking* para eventos de tres deposiciones, que permite obtener la trayectoria de un fotón a partir de la energía y posición de dichas deposiciones, basándose en la comparación de los ángulos de incidencia Compton con los obtenidos geométricamente en las diversas trayectorias, cuyo resultado es el ángulo de dispersión Compton que ha sufrido el fotón en la primera de las deposiciones, resultando por tanto en un cono de posibles puntos de emisión. Cada uno de los eventos genera un cono, de manera que podemos obtener la posición de la fuente conociendo el punto en el que se cortan todos los conos.

Se introduce también un método de proyección de los eventos al plano de emisión y se estudian y analizan los resultados de una serie de simulaciones, incluyendo la influencia de factores como son la presión y la adición de gases que reducen la influencia de la difusión de los electrones en la cámara. Por último, al tratarse de un primer contacto con este tipo de estudios y no haberse encontrado resultados especialmente buenos, se exponen diversos modos de mejorar la calidad de la detección, resolución y reducción de exposición del paciente.

1. Introducción

Desde que a finales de los años 1930 se comenzaron a suministrar isótopos radiactivos a seres humanos de cara a combatir una serie de afecciones, la medicina nuclear ha dado varios pasos de gigante. En la actualidad, el término medicina nuclear se aplica mayoritariamente al diagnóstico de enfermedades mediante el suministro de un radioisótopo al paciente, que, dependiendo de su carácter fisiológico, se distribuirá de una u otra manera por el cuerpo, localizándose en ocasiones en órganos específicos. Las emisiones de este radioisótopo nos permitirán generar una imagen de la distribución del mismo en el cuerpo del paciente, lo que puede llevar al diagnóstico de la dolencia del paciente, o bien a un estudio exhaustivo de la evolución de la misma.

Un paso clave en la generación de dicha imagen es la reconstrucción de trayectorias a partir de los datos que nos proporcionan los detectores. Para ello, es necesario que se deposite la energía en el volumen activo de un detector, para después analizar y procesar dichas deposiciones. Existen varias alternativas que permiten recrear la fuente de fotones y, en general, es necesaria una gran cantidad de fotones para poder determinar con precisión la situación de las fuentes.

A día de hoy, el diagnóstico mediante radioisótopos se sirve de las llamadas gammacámaras (figura 1a), que consisten en un cristal centelleador, cuyos eventos se amplifican mediante fotomultiplicadores. La detección de esta última señal es la que se envía a un ordenador mediante un detector pixelado, que gracias a la proporcionalidad amplificadora de los fotomultiplicadores nos permite recrear el evento mediante una imagen en 2D. Uno de los mayores problemas que presenta este tipo de detector es la necesidad de un colimador mecánico, en general de varios centímetros de plomo, que únicamente permite la detección final de 10^{-4} de los fotones emitidos [3]. Este colimador obliga a suministrar al paciente una elevada cantidad de radioisótopo para poder observar su comportamiento.

Una alternativa a este tipo de detectores se presenta en las cámaras Compton (figura 1b). En ellas, los fotones procedentes del cuerpo del paciente sufren un número de procesos de dispersión Compton antes de ser absorbido por efecto fotoeléctrico. Estas interacciones permiten determinar la dirección de procedencia de los fotones incidentes. Buena parte de los prototipos y experimentos que se están llevando a cabo utilizan un sistema de detección en dos pasos, los fotones incidentes llegan en primer lugar a un primer detector donde se produce el proceso Compton propiamente dicho, haciendo incidir el fotón emergente sobre un segundo detector que favorece las absorciones fotoeléctricas. Los buenos resultados de este tipo de detectores (tanto de estado sólido como líquido, basados en la detección luminosa o de carga [4-7]) han incrementado el número de prototipos en estos últimos años.

2. Objetivos

En este trabajo se propone una alternativa similar a las cámaras Compton descritas anteriormente, una cámara de proyección temporal o TPC en la que se producirán todos los procesos necesarios para la determinación de la dirección de procedencia

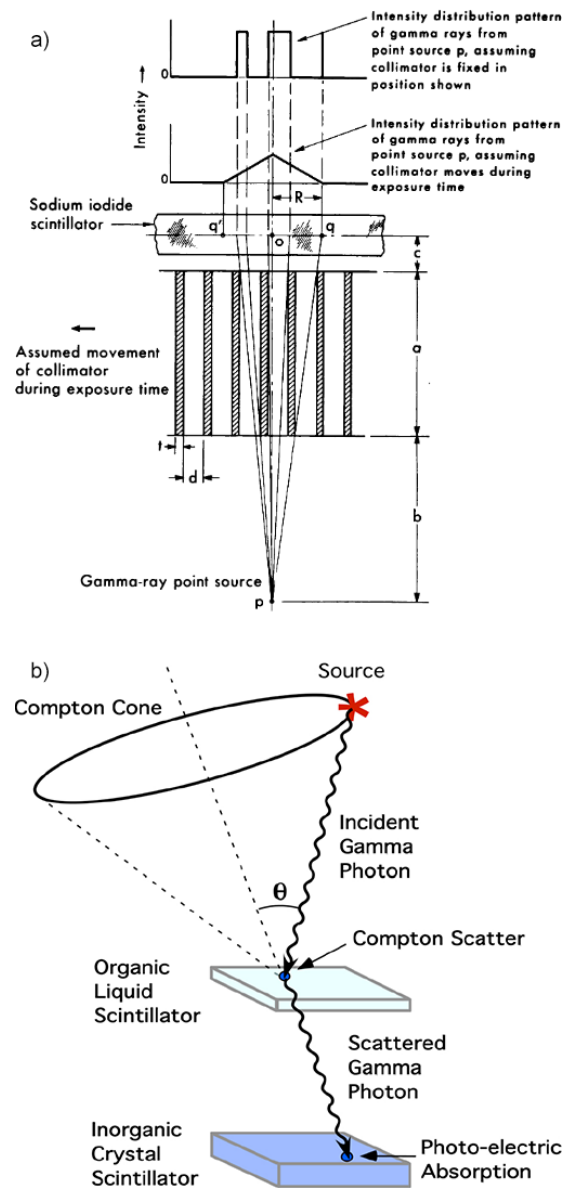


Figura 1: Esquema del funcionamiento de las cámaras. a) Gamma [1] y b) Compton [2].

sobre un mismo material. Concretamente, se simulará el prototipo NEXT-MM, de la Universidad de Zaragoza, y el material en el que se producirán las interacciones será xenón a 10 bar de presión. Esta TPC se encuentra equipada con cuatro detectores Micromegas, cuyas especificaciones indicaremos más adelante.

El funcionamiento de este detector es análogo al de las cámaras Compton, se basa en la posibilidad de que un fotón incidente emitido por la muestra de radioisótopo procedente del cuerpo del paciente interactúe por efecto Compton con alguno de los átomos de gas del interior del detector, perdiendo en esta interacción parte de su energía. El fotón resultante puede volver a interactuar Compton hasta desaparecer por efecto fotoeléctrico. Estas interacciones producen la ionización del átomo implicado, y los electrones emergentes son arrastrados por una diferencia de potencial en el interior de la cámara hacia el detector pixelado para su detección. Cada una de las interacciones generará un electrón que será detectado, y a partir de esta serie de señales, nuestro objetivo será recrear la trayectoria de la partícula para poder determinar la dirección de incidencia de la misma, y por lo tanto su procedencia desde dentro del cuerpo del paciente de cara a poder realizar un diagnóstico.

La motivación de observar el comportamiento de las TPC como detectores de cara a la utilización para diagnóstico en medicina nuclear es encontrar una alternativa a la tecnología actual que permita obtener una mejor calidad de imagen suministrando al paciente una dosis de radioisótopo inferior, minimizando su exposición a la actividad del isótopo trazador. Este es el objetivo último de esta línea de trabajo, y en esta memoria se elaboran los primeros pasos de cara a llevarlo a cabo. Se simularán una serie de medidas y se elaborará un algoritmo que permita recrear la trayectoria de los eventos en cada una de ellas, aplicándose a patrones de fuente puntuales. Este código podrá utilizarse más adelante para realizar pruebas con diversos materiales y condiciones, buscándose las características que optimicen el comportamiento del sistema de cara a la precisión y exactitud en la situación de las muestras y con diversas morfologías de la fuente emisora. Por otra parte, se llevarán a cabo una serie de pruebas en el laboratorio, recreando las condiciones simuladas, con el propósito de poder comparar los resultados experimentales con los obtenidos a partir de la simulación.

Otro objetivo básico de este trabajo es familiarizarse con el estudio bibliográfico, computacional y experimental. Se ha realizado un seguimiento durante varias semanas del buen funcionamiento del experimento NEXT-MM, y se ha adquirido experiencia con herramientas de tratamiento de datos utilizadas en el marco de la física de partículas.

3. Desarrollo

3.1. El detector

Las simulaciones que llevaremos a cabo se harán reproduciendo el prototipo NEXT-MM. Este dispositivo consiste en una cámara de proyección temporal (*Time Projection Chamber*, o, por sus siglas, TPC, figura 2a) con Xe a una presión de 10 bar en su interior unido a un plano detector Micromegas que registra los eventos que se producen en la cámara. Las TPC fueron propuestas en el año 1974 por D. Nygren [10], y consisten de forma general en una cámara en la que se aplica un campo eléctrico uniforme, para producir un fenómeno de deriva que arrastre a los electrones generados en las interacciones que ocurran en el interior de la misma hacia una zona con un campo eléctrico mucho más elevado donde los electrones incidentes son multiplicados por avalancha para aumentar la señal en el detector. Estos detectores permiten conocer la posición de las trazas generadas mediante el detector pixelado Micromegas en el plano de lectura, y a partir del tiempo de deriva de los electrones generados en las interacciones es posible detectar la diferencia de distancias al plano en la que el evento se ha producido. Esto

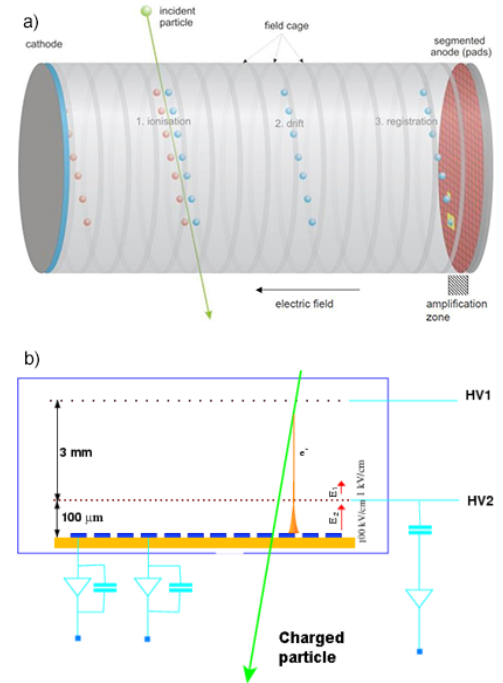


Figura 2: a) Funcionamiento de una TPC [8] y b) esquema de una Micromegas [9].

nos permite su utilización como cámara Compton, dado que para un fotón incidente, nos permite conocer las posiciones relativas en las que dicho fotón ha perdido energía, con lo que se podrá efectuar una hipótesis de la dirección de incidencia del fotón y por lo tanto de la procedencia del mismo.

Por otra parte, el detector Micromegas (figura 2b) es un dispositivo de placas planoparalelas ideado por Y. Giomataris en 1995 [11], consistente en dos etapas, siendo los límites las superficies superior e inferior compartidas con la TPC. La primera de las etapas es la que cubre la mayor parte del volumen de la TPC, y es la llamada zona de deriva, que está limitada por el cátodo, y por una *micromesh*, que es una superficie metálica microperforada ($\sim 30\text{-}40\mu\text{m}$ de diámetro, separados por distancias de $\sim 100\mu\text{m}$). En esta zona se aplica una diferencia de potencial constante de unos cientos de V/cm. Los eventos registrables se producen en esta zona, y los electrones que se generan circulan por acción del campo eléctrico hacia la mesh atravesando sus agujeros. La otra zona del detector es la llamada zona de amplificación, limitada por la mesh y el ánodo, en la que se producen fenómenos de avalancha que permiten la detección del evento, causados por diferencias de potencial superiores a 10^4V/cm . Esta zona tiene una anchura de entre 50 y $100\mu\text{m}$. Este tipo de detector es más barato que los equipos que se utilizan actualmente y permite alcanzar grandes valores de la ganancia, lo cual es beneficioso de cara a las aplicaciones que se pretenden encontrar a las cámaras Compton. Sin embargo, las dimensiones y precisiones necesarias para su correcto funcionamiento requiere de centros de producción específicos con tecnología suficientemente avanzada.

El detector NEXT-MM que vamos a simular está originalmente concebido como prueba para el experimento NEXT-100 para la búsqueda de la detección de la desintegración doble beta sin neutrinos del ^{136}Xe , mediante la recogida datos de carga con planos detectores Micromegas, y sus especificaciones geométricas son las siguientes [12] (figura 3)

- Una vasija cilíndrica de acero ultrapuro de 590mm de altura, 396mm de diámetro interno y 5mm de grosor, con sendas pestañas de sujeción del mismo material, situadas en la parte superior e inferior del cilindro de 57mm de altura y 466mm de diámetro externo.
- El espacio interno de la vasija, relleno de Xe.
- La deriva, compuesta de 34 anillos de cobre, a 55mm de la parte inferior de la vasija. Cada anillo tiene una altura de 3mm, y están separados 9.96mm entre sí y su radio externo es de 162mm, con un grosor de 10mm.
- El volumen de medida, que mide 380mm de altura y 304mm de diámetro, en la que está introducido el gas a una presión determinada.
- El detector Micromegas, cuyo cátodo, de cobre, que se encuentra en la zona superior del volumen de medida y tiene un diámetro igual al de éste; el plano de lectura se encuentra en la parte inferior del mismo, y tiene una altura de 1.2mm.

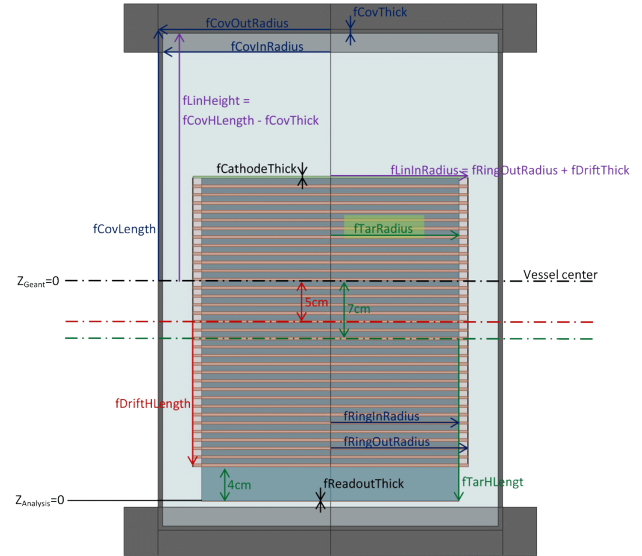


Figura 3: Geometría de NEXT-MM.

El Xe presenta unas propiedades que lo hacen especialmente adecuado para su utilización en TPCs. Este material es gaseoso a temperatura ambiente, permite la adición de otros gases que en pequeños porcentajes (en nuestro caso trimetilamina o TMA) que modifican las características del propio Xe para este propósito, mejorando la transferencia de energía y reduciendo la presencia de fotones indeseados que pudieran afectar a la validez y precisión de las medidas. Se encuentra que, en mezclas de Xe-TMA, es posible reducir en un factor

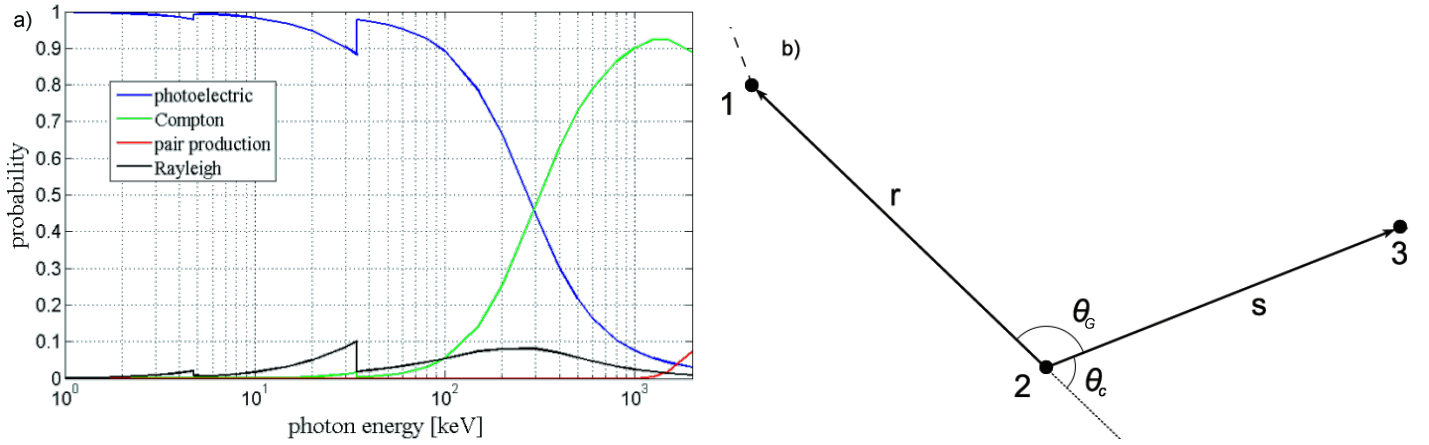


Figura 4: a) Probabilidades de los diversos procesos de interacción fotón-materia para el Xe para distintos valores de la energía (con permiso de D. González-Díaz). b) Recreación de un evento válido con secuencia 1, 2, 3. En los puntos 1 y 2 se producen efectos Compton mientras que en el punto 3 el fotón es absorbido por efecto fotoeléctrico.

10 la difusión transversal en la cámara [13], lo que reduce la incertidumbre en la detección de los electrones por las placas Micromegas pixeladas. Además, su elevada sección eficaz Compton para las energías con las que estamos trabajando (del orden de cientos de keV, figura 4a) y su elevada masa molecular aumentan la capacidad de detener energías relativamente elevadas en un volumen pequeño mediante eventos con varias dispersiones Compton y lo convierten en un candidato válido para nuestro detector. En ese sentido, cabe también plantearse el efecto que tiene sobre las medidas el hecho de aumentar la presión de Xe en el interior de la cámara, para aumentar la probabilidad de interacción y por lo tanto obtener un mayor número de eventos válidos. Se realizarán simulaciones a 10 bar, que es la presión que soporta el Xe del experimento NEXT-MM, y además a presiones más elevadas, de 15 y 20 bar, con la idea de conocer la influencia de la presión en la cantidad de eventos válidos obtenidos, y por lo tanto en la reducción de la dosis necesaria para obtener datos fiables. Adicionalmente, se realizarán medidas con Xe-TMA al 2%, cuya calidad como componente activo para una TPC está siendo estudiada en NEXT-MM.

Por otro lado, debemos encontrar fuentes adecuadas para el propósito que estamos llevando a cabo. Debemos buscar fuentes que emitan en el entorno de 300-500 keV para que la probabilidad de efectos Compton sucesivos sea apreciable al mismo tiempo que no se incida sobre el paciente con fotones muy energéticos, y que tengan vidas medias cortas para que el paciente se encuentre durante poco tiempo bajo la influencia del radioisótopo. Es lógico buscar entre los isótopos más utilizados ya en medicina nuclear, como puede ser el ^{131}I , que se dirige principalmente a estudios de enfermedades tiroideas por la afinidad que presenta el yodo a esta glándula, que emite fotones de 364.5 keV en el 81.7% de los casos, y que tiene una vida media de 8.02 días. Otro radioisótopo bastante popular para su uso en cámaras Compton es el ^{113m}In , que emite fotones de 391.7 keV, y que además presenta la ventaja de que tiene una vida media todavía más corta, de 1.66 días. Se utilizarán también fotones de 511 keV procedentes de desintegraciones β^+ . Otros emisores típicos como pueda ser el ^{99m}Tc emiten fotones de energías inferiores a 200 keV que dificultan mucho la aparición de eventos válidos para la detección, puesto que al requerirse como mínimo tres deposiciones de energía diferentes, estos fotones, deben interaccionar Compton en dos ocasiones, lo cual se ve dificultado ya que el fotón de menor energía salido tras el primer proceso tiene una energía todavía más propensa a dar lugar a un efecto fotoeléctrico, dando lugar a eventos de únicamente dos deposiciones que no proporcionan información suficiente para los algoritmos que hemos utilizado.

3.2. El software

Para realizar las simulaciones se utilizará el programa Geant4 [14], que simula el paso de partículas a través de la materia a base de métodos de Montecarlo. Este software genera el detector según los parámetros y materiales definidos previamente, y por otro lado las partículas y procesos susceptibles de ocurrir en nuestra

simulación. Los eventos producidos se registran en un archivo de salida que es procesado por el programa de análisis RESTSoft [15], implementado en ROOT [16], que es un marco de trabajo de procesamiento de datos, creado fundamentalmente para su uso en el campo de la física de altas energías.

RESTSoft nos permite introducir en nuestra simulación los datos de pixelizado y energía de las deposiciones. Este programa se ejecuta en varios pasos, el primero de ellos, *ConversionPhys*, recupera los eventos en la simulación de Geant4, así como la geometría del detector y los convierte a un formato accesible por ROOT. A continuación, el método *ConversionDaq* genera los eventos según los detectarían las placas Micromegas del detector. A ese resultado se le aplica el análisis propiamente dicho, que nos permite obtener la estadística de los eventos lanzados. También es posible observar uno a uno los eventos y las deposiciones de energía detectadas en cada punto de la placa.

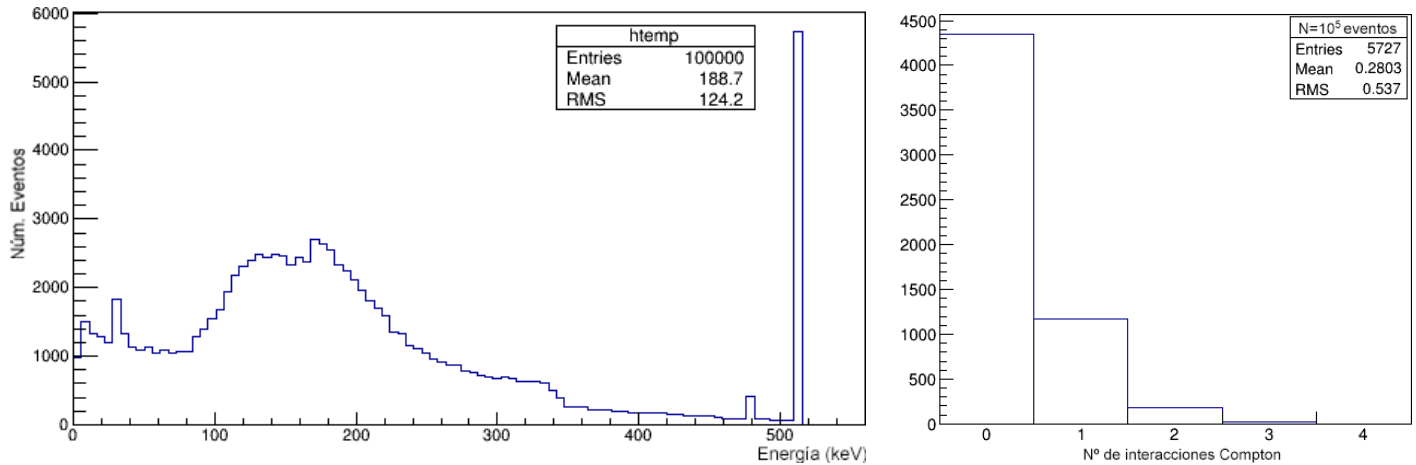


Figura 5: a) Espectro de desintegraciones de una simulación de 10^5 eventos con una fuente emisora de fotones de 511 keV. b) Número de interacciones Compton para eventos que han depositado toda su energía en la cámara.

Los resultados que hemos obtenido de la simulación y análisis no están listos aún para darnos la información que buscamos. Sólo unos pocos de los eventos contendrán la información suficiente para obtener la dirección de incidencia del fotón. A pesar de que todos los eventos con dos o más interacciones Compton podrían resultar válidos, nos centraremos en aquellos eventos que presentan tres deposiciones de energía (figura 4b), porque su número es significativamente superior (figura 5) y su tratamiento es más simple. Para poder efectuar el tratamiento geométrico que nos permita determinar la trayectoria necesitamos en primer lugar conocer el orden en el que se han producido las tres deposiciones de energía. Los planos detectores Micromegas no permiten determinar la secuencia de deposiciones, pero partiendo de las posiciones relativas y energías depositadas en la placa podemos determinar el orden de estos a partir de la geometría y de la cinemática del sistema. Estos algoritmos son los llamados algoritmos de tracking.

Como resultado de las simulaciones, que de forma general se han realizado de 10^5 eventos, se ha obtenido un rango de eventos potencialmente aceptables (aquellos que depositan toda la energía en la cámara y sufren dos interacciones Compton) que fluctúa entre los 10^2 y los 10^3 según la simulación, teniendo en cuenta la incertidumbre en la energía de las detecciones en NEXT-MM, que consideramos de 1 keV para el rango de energías estudiadas. En ese sentido, y comparando con los datos de [3] que hemos mencionado anteriormente, podemos aseverar que la cantidad de fotones que proporcionan eventos válidos es al menos un orden de magnitud mejor que los 10^{-4} que se consigue con las gammacámaras. Además, podríamos considerar también como aceptables aquellos eventos en los que se deposita toda la energía y se produce una interacción Compton, aunque con la desventaja de que habría que analizar ambas secuencias en buena parte de los casos, introduciendo datos espurios que habría que eliminar o separar a posteriori.

3.3. El algoritmo

En un proceso Compton, un fotón de energía $\hbar\omega_n$, cede una energía E_n a un electrón, quedándose con una energía $\hbar\omega_{n+1} = \hbar\omega_n - E_n$. La relación cinemática que se cumple para cualquier proceso de dispersión Compton es

$$\frac{\hbar\omega_{n+1}}{\hbar\omega_n} = \frac{1}{1 + \frac{\hbar\omega_n}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_n)} \quad (1)$$

Llamaremos al ángulo calculado con esta expresión θ_C . Partamos de un evento en el que se han producido tres deposiciones de energía, E_1 , E_2 y E_3 , en los puntos (x_i, y_i, z_i) , con $i = 1, 2, 3$ respectivamente. En un evento de estas características, existen seis posibles secuencias en las que los sucesos han podido ocurrir. El algoritmo de tracking que vamos a aplicar a cada evento determinará cuál es la secuencia original que ha efectuado el fotón en el interior del detector. Para ello, debemos calcular los ángulos del triángulo que forman las posiciones relativas de las deposiciones a partir de la relación del producto escalar

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{s} = |\mathbf{r}| |\mathbf{s}| \cos \theta_G \quad (2)$$

y comprobar cuál las combinaciones de ángulos y energías se ajusta a la relación 1, resolviendo por tanto el proceso que da lugar a la deposición E_2 , lo que de manera efectiva nos da el orden de los tres procesos.

Una vez determinada la trayectoria que sigue el fotón entre las deposiciones, nos quedará determinar su dirección de incidencia. De los datos que tenemos, únicamente nos es necesaria la energía depositada en el primer proceso y la dirección del fotón emergente, para, de nuevo utilizando 1, calcular el ángulo que forma esta dirección con la de incidencia del fotón. Con esta operación no es posible determinar unívocamente dicha dirección de incidencia, puesto que solamente tenemos un ángulo a partir de un único evento, por lo que necesitaremos la detección de más eventos de estas condiciones.

La determinación de un ángulo respecto de la dirección del fotón emergente en el primer proceso reduce los posibles puntos de emisión del fotón a un cono con vértice en el punto donde se ha producido la primera deposición de energía. Si únicamente tenemos una fuente puntual, todos los conos obtenidos del procedimiento anterior cortarían en el mismo punto, y será sencillo determinar la posición de la fuente de fotones. El objetivo de este trabajo será reproducir ese comportamiento. A partir de aquí, se podría determinar si es posible reconstruir otra fuente, con una geometría más compleja, y la eficiencia de ese proceso.

El código que hemos implementado calcula, para todos los posibles órdenes de deposición de energía tanto el ángulo de dispersión geométrico como el ángulo de dispersión Compton, y los compara entre sí. Estos dos ángulos serán suplementarios únicamente en la secuencia adecuada, $\theta_C + \theta_G = \pi$, mientras que para los órdenes erróneos encontraremos que el ángulo geométrico cambiará, y por lo tanto no se obtendrá un ángulo total próximo a π . Algunos de los eventos podrán tener alguna deposición de energía enmascarada, bien por interacción Rayleigh, que nos resulta indetectable, o bien porque dicha deposición se ha producido fuera de la TPC. Estos eventos no van a ser útiles para nuestro estudio, y deberán ser descartados. Por lo tanto, si queremos obtener la información necesaria, es preciso que los fotones depositen toda su energía en el interior de la cámara, o de otro modo podríamos introducir eventos que tras el análisis pareciesen válidos pero realmente no lo sean. Esto reduce los eventos susceptibles de ser válidos a aquellos que interaccionan Compton en dos ocasiones, y terminan siendo absorbidos por efecto fotoeléctrico como el representado en la figura 4b.

En cualquier caso, este algoritmo presenta una serie de problemas. En primer lugar el hecho de tener un detector pixelado nos introduce error en la medida geométrica de los ángulos. Especialmente en el caso de píxeles próximos, las discrepancias entre los ángulos medidos entre píxeles puede ser de prácticamente 90° en las peores condiciones (dos píxeles adyacentes). Tampoco tenemos en cuenta la incertidumbre angular debida a la resolución de la energía, de modo que se hace necesario introducir un parámetro que nos permita ser más precisos a la hora de determinar las secuencias. Siguiendo el trabajo de [17] se implementa a continuación un

algoritmo que calcula el coeficiente ϕ que definimos como

$$\phi = \frac{(\cos \theta_G + \cos \theta_C)^2}{\sigma_G^2 + \sigma_C^2} \quad (3)$$

donde σ_G y σ_C tienen la expresión

$$\sigma_G^2 = \sin^2 \theta_G (d\theta_G)^2 \quad \sigma_C^2 = \sin^2 \theta_C (d\theta_C)^2 \quad (4)$$

siendo los respectivos $d\theta$ las incertidumbres angulares geométrica y cinemática debidas a los registros de la simulación. Se aceptan las secuencias con valores de ϕ entre 0.5 y 1.5. Por propagación de errores en la ecuación 1, obtenemos que la incertidumbre angular cinemática viene expresada por

$$d\theta_C = \frac{m_e c^2 \sqrt{(E_0 - E_1)^4 (dE_1)^2 + (E_0^2 - (E_0 - E_1)^2)^2 \sum_{m>1} (dE_m)^2}}{E_0^2 (E_0 - E_1)^2 \sin \theta_C} \quad (5)$$

siendo E_0 la energía inicial del fotón emitido. Las tres incertidumbres en energía, dE_1 , dE_2 y dE_3 son todas de 1 keV, que es la resolución en energía que obtenemos en nuestras simulaciones.

Se ha introducido también un cálculo del error cinemático alternativo a partir de los datos de la energía y dicho umbral de detección, con la siguiente expresión

$$d\theta_C = \left\langle \sqrt{\sum (\theta'_C - \theta_C)^2} \right\rangle \quad (6)$$

donde θ'_C es el ángulo calculado para las combinaciones de energía, tanto inicial como final, con ± 1 keV de diferencia respecto a la que se tiene mediante el detector.

En cuanto a la incertidumbre angular geométrica, hemos considerado que el tamaño del píxel y el módulo de los vectores son los factores que más influyen en las discrepancias angulares. Como hemos comentado, en píxeles próximos la incertidumbre en el ángulo es muy grande, mientras que para píxeles alejados, esta se va reduciendo rápidamente. En primera aproximación hemos tomado

$$d\theta_G = \arctg \frac{W}{\sqrt{|\mathbf{r}|^2 + |\mathbf{s}|^2}} \quad (7)$$

donde W es el tamaño del píxel, que en nuestras simulaciones es de 1 mm (con dimensiones de 1x1 mm). Esto es debido a que, como los vectores \mathbf{r} y \mathbf{s} unen el centro de dos píxeles, la incertidumbre normal a los vectores será del orden del tamaño del píxel.

Como hemos comentado, cada uno de los eventos permitirá reducir los puntos de procedencia del fotón a un cono, que vendrá definido por el vértice y el semiángulo que llamaremos θ . Nos serviremos del conocimiento de la posición original de emisión en nuestras simulaciones para reducir dicho cono a una cónica resultado de la intersección del cono resultado con el plano de proyección. Para calcular la elipse, el código obtiene un vector unitario normal al plano que forman los tres puntos de deposición de energía, \mathbf{n} y aplica una rotación de un ángulo θ respecto de dicho eje, siguiendo la ecuación 8 que expresa una rotación respecto de un eje arbitrario, donde llamaremos \mathbf{I} e \mathbf{I}' a los vectores resultado de rotar un ángulo θ y $-\theta$ respectivamente al vector $\mathbf{T} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, que será el eje de nuestro cono (figura 6).

$$R(\theta, \mathbf{n}) = \begin{pmatrix} \cos \theta + n_x^2(1 - \cos \theta) & n_x n_y(1 - \cos \theta) - n_z \sin \theta & n_x n_z(1 - \cos \theta) + n_y \sin \theta \\ n_x n_y(1 - \cos \theta) + n_z \sin \theta & \cos \theta + n_y^2(1 - \cos \theta) & n_y n_z(1 - \cos \theta) - n_x \sin \theta \\ n_x n_z(1 - \cos \theta) - n_y \sin \theta & n_y n_z(1 - \cos \theta) + n_x \sin \theta & \cos \theta + n_z^2(1 - \cos \theta) \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\mathbf{I} = R(\theta, \mathbf{n})\mathbf{T} \quad \mathbf{I}' = R(-\theta, \mathbf{n})\mathbf{T} \quad (9)$$

Definimos el vector $\mathbf{r}_c = (\mathbf{I} - \mathbf{I}')/2$, que nos dará el radio de una circunferencia, resultado de cortar el cono con un plano normal al eje del mismo, es decir al vector \mathbf{T} . Practicando una serie de rotaciones a \mathbf{r}_c respecto del eje, siendo $\hat{\mathbf{T}}$ el vector normalizado en la dirección de \mathbf{T} :

$$\mathbf{r}_P = R(\alpha, \hat{\mathbf{T}})\mathbf{r}_c \quad \alpha = 0 \dots 2\pi \quad (10)$$

podremos encontrar los puntos P de la circunferencia. De este modo, estos puntos vendrán descritos por la expresión 11.

$$\mathbf{P} = \mathbf{r}_1 + \mathbf{R}_P = \mathbf{r}_1 + \mathbf{I}' + \mathbf{r}_c + \mathbf{r}_P \quad (11)$$

Para obtener la intersección del cono con el plano de proyección, tomando en este caso un plano de $y = y_{src} = \text{cte}$, deberemos reescalar:

$$y_{src} = y_1 + kR_{Py} \longrightarrow x_{src} = x_1 + kR_{Px}, \quad z_{src} = z_1 + kR_{Pz} \quad (12)$$

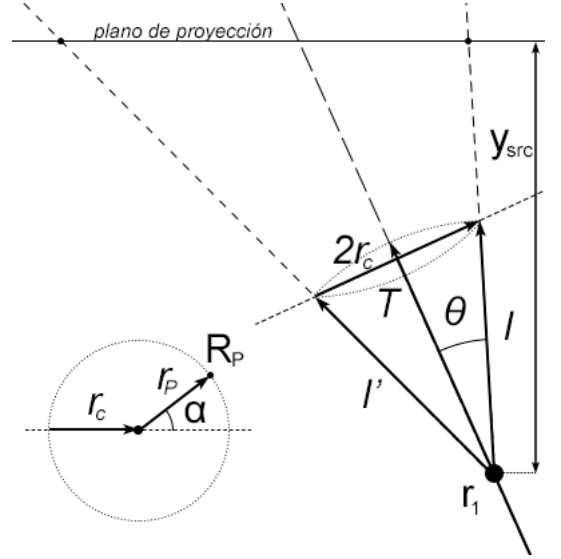


Figura 6: Esquema de las expresiones 9 a 12.

Equivalentemente, se podría proyectar a planos de x o z constante. Las elipses obtenidas así se cortarían en el punto de emisión.

Para obtener los resultados, especialmente cuando tenemos gran cantidad de ellos, lo más cómodo es obtener las ecuaciones de las cónicas resultado de cortar el cono con el plano, y representar los puntos de dichas cónicas en un espacio discretizado en píxeles (de 8×8 mm). De este modo se puede obtener un mapa de densidad de puntos en dos dimensiones para un número grande de eventos. Las cónicas que se representan tienen la siguiente expresión [18]

$$f(u, v) = au^2 + bv^2 + 2fuv + 2lu + 2mv + d \quad (13)$$

donde los parámetros a, b, f, l, m y d son fácilmente calculados a partir de un punto y el vector normal del plano, el vértice, el eje y el radio del cono a distancia unidad, que podemos obtener como $\delta = (I' - I)/2 \cos \theta$. Este será el método que utilizemos para la presentación de resultados. Veámoslo con un ejemplo.

Se emite un fotón de 511 keV, y se detectan las tres deposiciones de energía de la tabla 14:

	Energía depositada(keV)	$x_i(\text{mm})$	$y_i(\text{mm})$	$z_i(\text{mm})$
E_1	228.4	31.3	7.2	327.7
E_2	254.2	86.4	-44.7	279.0
E_3	28.2	88.5	-59.5	309.5

(14)

Las diferencias de ángulos vienen dadas por la expresión 3, y toman los valores de la tabla 15

Secuencia	ϕ	Secuencia	ϕ	Secuencia	ϕ
123	NaN	231	$5.8 \cdot 10^{-1}$	312	$1.1 \cdot 10^7$
132	$3.9 \cdot 10^0$	213	NaN	321	$1.0 \cdot 10^5$

(15)

Las secuencias E_1, E_2, E_3 y E_2, E_1, E_3 no son permitidas pues el valor de $|\cos \theta_C| > 1$ en estos casos. Vemos pues que la secuencia E_2, E_3, E_1 es la que presenta un menor valor de ϕ dentro del intervalo definido, y es la que tomaremos como correcta. Una vez ordenadas las deposiciones, aplicamos el algoritmo que nos permite obtener la proyección del evento en un plano con $x = 200\text{mm}$ e $y = 0\text{mm}$. En la figura 7 tenemos una representación de tres eventos que proporcionan la triangulación esperada, tanto en el plano XZ como en el YZ.

Debemos tener en cuenta que en el cálculo del semiángulo del cono, θ , es complicado introducir una incertidumbre. El cálculo de la incertidumbre angular cinemática es equivalente al que hemos efectuado anteriormente. La dificultad es debida principalmente a que desconocemos la posición de la fuente, lo que nos induce

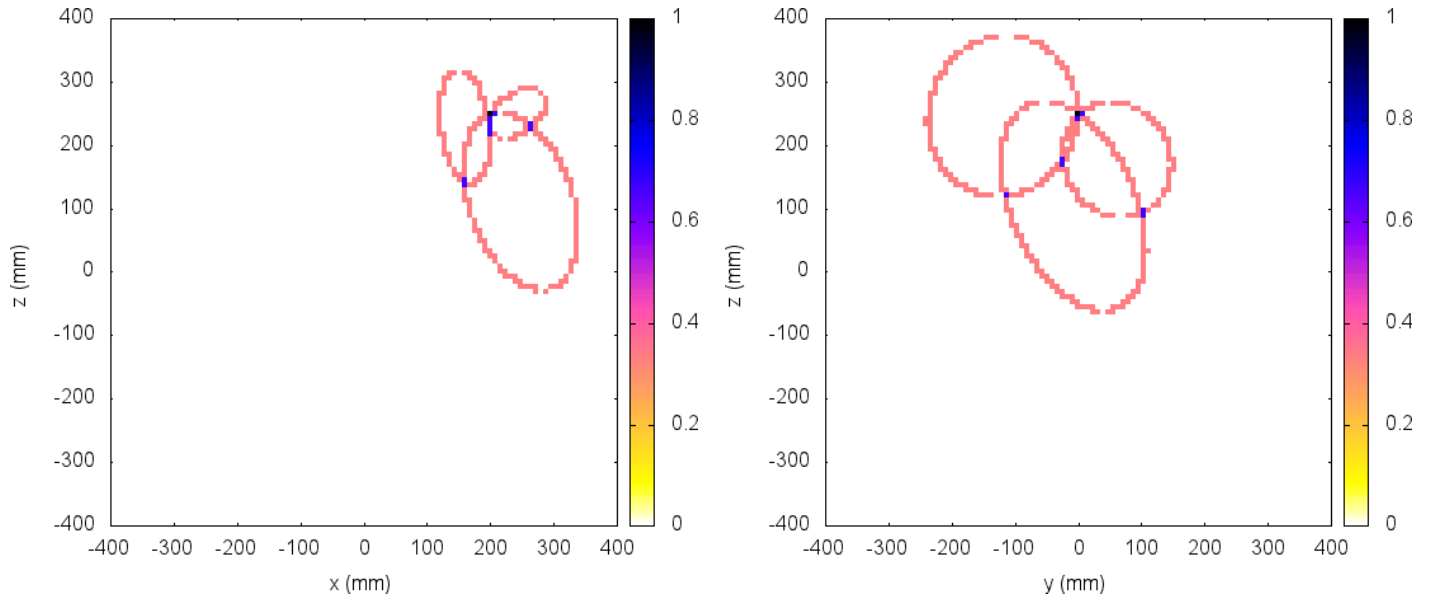


Figura 7: Corte de tres eventos procedentes de una fuente puntual en (200, 0, 250).

a no poder calcular adecuadamente la incertidumbre correspondiente. Dado que la incertidumbre angular geométrica puede variar más de dos órdenes de magnitud dependiendo de la posición relativa entre la fuente y el punto donde se produce la primera deposición, es complicado realizar una aproximación que abarque adecuadamente todas las distancias posibles. Esto podría estudiarse en continuaciones de este trabajo. En nuestro caso únicamente hemos trabajado con la distancia a la fuente conocida para localizar los planos de proyección de la fuente.

4. Resultados

En estas páginas, así como en el anexo, se presentan algunas de las reconstrucciones que se han llevado a cabo a lo largo del trabajo para las que se ha utilizado el software abierto Gnuplot [19]. En primer lugar se listan unas tablas con la estadística de las simulaciones, y a continuación una serie de representaciones en 2D, de planos XZ e YZ mediante los cuales se pretende recuperar las posiciones de la fuente mediante los algoritmos y programas presentados para fuentes puntuales de 511 keV, procedentes de una desintegración β^+ , 391.7 keV y 364.5 keV, característicos del ^{113m}In y del ^{131}I respectivamente, en una TPC llena de Xe puro y con TMA al 2% con presiones de 10, 15 y 20 bar. Los umbrales de aceptación en energías son de 1 keV respecto de la energía del pico.

En las tablas 1 y 2 se puede observar como, ante simulaciones de la misma cantidad de eventos, un aumento de la presión en el interior de la cámara incrementa el número de eventos válidos y, en general, la eficiencia del detector. Por otra parte, cabe destacar que, para las distintas energías el número de eventos que cumplen las características de validez varía, siendo más propenso a producir eventos válidos el fotón de 364.5 keV procedente del ^{131}I . Esto es debido principalmente a que para el mismo valor de la presión, los fotones de menor energía son más propensos a depositarla completamente en la cámara. Como muestra, de nuevo en una simulación de 10^5 eventos, con la fuente de 511 keV se cuentan 5727 fotones que depositan toda su energía en la cámara, mientras que para 391.7 keV es de 9603 y para la fuente de 364.5 keV, esta cantidad aumenta hasta los 10971. La proporción de estos eventos que incluyen dos interacciones Compton es del 12.0%, 9.7% y 9.8% respectivamente, es decir, del mismo orden, de modo que la cantidad de eventos que terminan en un efecto fotoeléctrico está relacionada significativamente la eficiencia de nuestro detector. A 5 bar, la eficiencia de la cámara es muy baja, de modo que no realizaremos más simulaciones con esta presión.

P (bar)	Dep. total	%	Posibles	%	Aceptados	%	Tasa acep.
5	3428	3,4	326	9,5	37	11,3	$3,7 \cdot 10^{-4}$
10	5727	5,7	690	12,0	78	11,3	$7,8 \cdot 10^{-4}$
15	7694	7,7	962	12,5	114	11,9	$1,1 \cdot 10^{-3}$
20	9433	9,4	1254	13,3	134	10,7	$1,3 \cdot 10^{-3}$

Tabla 1: Estadística de una simulación de 10^5 eventos en Xe puro con una fuente de 511 keV. "Dep. total" indica el número de eventos que han depositado toda su energía en la cámara, "Posibles" engloba aquellos que además tienen dos interacciones Compton. "Aceptados" indica los eventos aceptados por el programa. Los porcentajes se refieren a la columna anterior, en la última viene indicada la proporción de los eventos iniciales que son aceptados por el programa.

Energía (keV)		511.0			391.7			364.5		
	Presión	Acep.	Pos.	% ac.	Acep.	Pos.	% ac.	Acep.	Pos.	% ac.
Xe puro	10 bar	78	690	11.3	128	932	17.0	113	1073	12.1
	15 bar	114	962	11.3	170	1280	14.1	171	1499	14.8
	20 bar	134	1254	11.9	181	1587	16.1	195	1731	17.0
Xe-TMA 2%	10 bar	78	674	10.7	113	893	8.6	112	997	11.2
	15 bar	123	946	13.0	171	1300	13.8	243	1707	14.2
	20 bar	155	1208	12.8	195	1543	13.4	218	1690	12.9

Tabla 2: Distribución de eventos válidos en simulaciones de 10^5 eventos. Se listan el número de aceptados respecto de los posibles, y se calcula el porcentaje de aceptación para cada simulación.

Igualmente, en la tabla 2 se encuentra el resultado de las simulaciones para las distintas energías con Xe-TMA al 2%. Se comprueba que, a valores iguales de presión y energía emitida, no se manifiesta ninguna diferencia apreciable. Esto se debe a que en estas simulaciones se ha eliminado el efecto de la dispersión, y por lo tanto, la TMA no resulta necesaria. Sin embargo, observamos que el hecho de que no haya discrepancias manifiesta que la adición de este gas no afecta a la captación de eventos válidos, por lo tanto será adecuado para reducir la dispersión sin desvirtuar los resultados ni reducir significativamente los resultados válidos. Se añaden en el anexo, figuras 10 a 27, donde no se observan diferencias significativas en la resolución en simulaciones con y sin TMA. De forma circunstancial, se ha realizado una serie de simulaciones con la difusión de los electrones activada en el interior de la cámara (anexo, figuras 28 y 29). A pesar de lo que cabría esperar [13], nuestras simulaciones no han dado resultados suficientemente buenos como para poder determinar la influencia del TMA en este ámbito.

Vemos en cualquier caso que la resolución es claramente insuficiente para poder determinar la posición exacta de la fuente a partir de estas imágenes. Encontramos que las manchas son del orden del tamaño del detector, lo que claramente no permite distinguir la fuente. Además, la cantidad máxima que se cruza en un píxel de 8x8 mm es de en torno al 10% de las trayectorias. Sin embargo, sí vemos como las cónicas se cruzan en una zona que engloba al punto de emisión de los fotones, lo cual favorece que los algoritmos sean correctos, si bien denotan la necesidad de una precisión mayor en los cálculos (tanto de la energía como de las posiciones) así como asegurar que las secuencias son realmente correctas. En esa línea, se pueden encontrar cónicas que no se acercan a la mancha de alta densidad. Estas cónicas son aquellas que se han calculado a partir de un orden erróneo de eventos. Esa posibilidad debe contemplarse, porque la efectividad del algoritmo no es total, sino que tiene una precisión de alrededor del 60% [17]. Otra posible fuente de error es el *Doppler broadening* [20] que introduce una incertidumbre, que es especialmente elevada para deposiciones de baja energía (por debajo de 100 keV). Esto es un problema porque buena parte de los eventos incluyen al menos una deposición de esas energías y, para el Xe, puede introducir discrepancias del orden de 3 grados [20], aunque no parece la causa fundamental de la mala resolución.

Los resultados también difieren según la energía de la fuente utilizada. En la figura 8b, podemos ver que la definición de la mancha en torno a la posición de la fuente mejora para fotones de 391.7 keV procedentes del ^{113m}In . En general, los resultados obtenidos con la fuente de 391.7 keV son de mejor calidad que los demás.

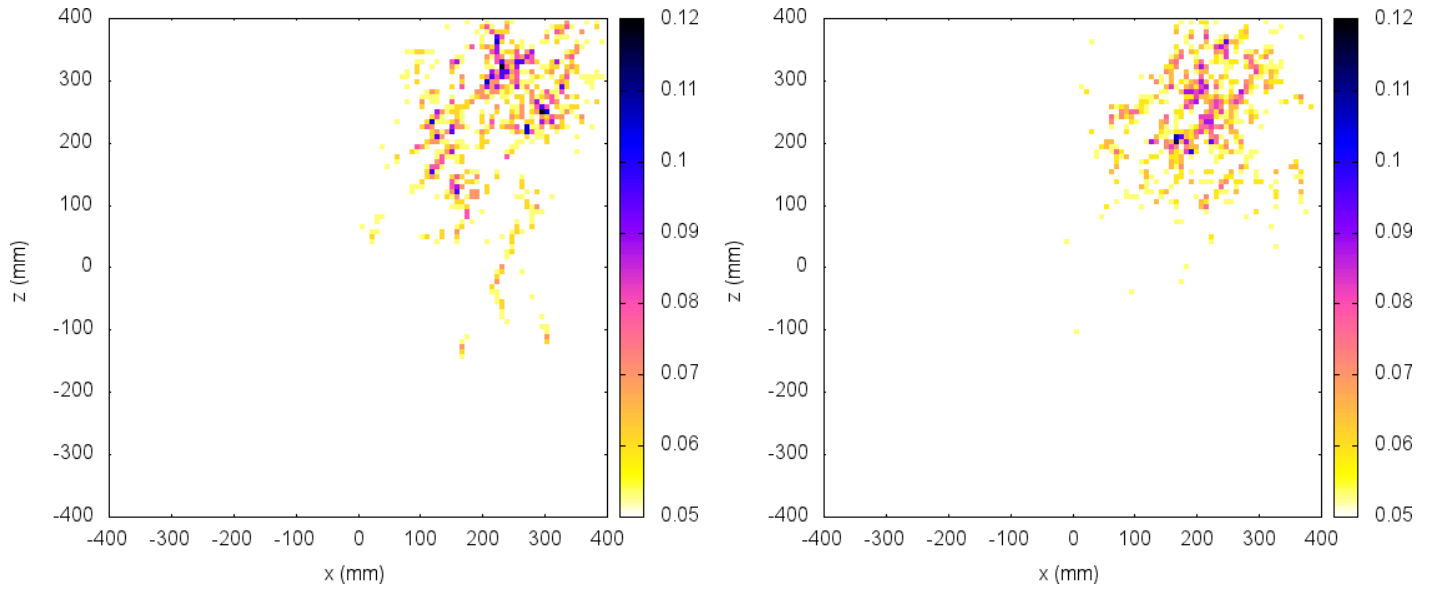


Figura 8: Reconstrucción en el plano XZ de una fuente puntual de fotones de 511 keV (izq) y 391.7 keV (dch), situada en $(200, 0, 250)$ simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 15 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

Por otro lado, en la figura 9 se observa cómo conforme va aumentando la presión, la mancha de densidad de cónicas se va perfilando. Esto es consecuencia directa del mayor número de eventos que se procesan para valores mayores de la presión, y permite, a pesar de la mala resolución, definir de manera más adecuada la posición de la fuente. En cualquier caso, esto no es para nada aceptable, puesto que en ningún caso nos permite garantizar la posición y forma de la fuente, pero sí que demuestra que la presión tiene influencia directa en el resultado de la proyección.

5. Conclusiones

Este trabajo se ha llevado a cabo en el ámbito de iniciación del estudio de una clase de detector, las TPC con detección de carga, como cámaras Compton con objetivo último de aplicarlas a la medicina nuclear. Es un estudio de elevado interés que se está llevando a cabo actualmente en otros grupos de investigación, y este trabajo podría considerarse una de las primeras piedras de un estudio más profundo y exhaustivo. Si bien los resultados no son muy halagüeños, nos permiten tantear la clase de requerimientos que un sistema como este podría requerir de cara a una puesta en práctica más detallada.

A lo largo de este trabajo hemos estado utilizando un detector muy poco optimizado para el propósito que habíamos planteado. NEXT-MM se construyó con otro experimento en mente y por lo tanto no presenta unas características óptimas para la detección de eventos dirigida al radiodiagnóstico, lo que ha afectado en gran medida a los resultados. En primer lugar, debemos tener en cuenta que la geometría cilíndrica del sistema en ningún caso es el más adecuado de cara a la detección de fuentes localizadas en pequeños volúmenes. En este sentido, son más favorables las geometrías esféricas y toroidales, que permiten englobar la fuente con volumen activo de detección lo que permite maximizar la cantidad de fotones que se detectan en cada momento y por lo tanto disminuir la dosis a administrar al paciente. Sin embargo, estas geometrías son difíciles de construir, cabe introducir la posibilidad de utilizar dos detectores planoparalelos que mejoren la tasa de aceptación de eventos. Debemos tener en cuenta que las fuentes que hemos reconstruido en este trabajo emiten en todas las direcciones, de modo que, situando la fuente muy próxima a las paredes del detector cilíndrico perdemos más del 50% de los fotones emitidos, que no llegan a entrar en la cámara, mientras que en el caso de una cámara que

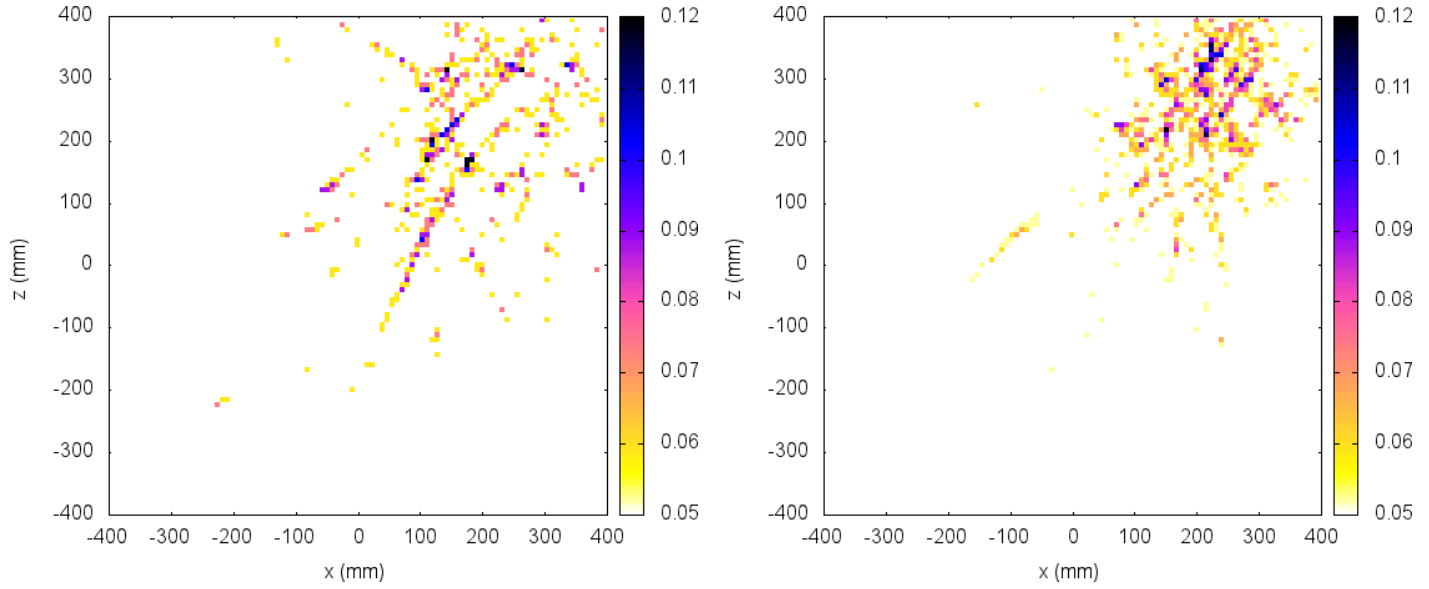


Figura 9: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 511 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de izq) 10 bar y dch) 20 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

englobara al paciente, solamente un pequeño porcentaje de los fotones trazaría una trayectoria que no pasase por el detector.

Por otra parte, también debemos hacer mención a los materiales con los que está construida la cámara. NEXT-MM presenta un recubrimiento de 0.5 cm de acero. Dicha cubierta introduce una fuente de error, dado que un fotón que interactúe Compton en ella se desvía de su trayectoria original y si deposita una energía de alrededor de 10 keV ve variada su trayectoria del orden de 0.2 rad, y podría ser aceptado por el algoritmo, induciendo a error (no es el caso, puesto que como ya hemos comentado el umbral en energías es de 1 keV respecto del pico). Por lo tanto, el acero debería ser sustituido por otro material que fuese capaz de soportar las presiones relativamente altas a las que se encuentra el Xe del interior de la TPC, con un grosor menor, y que presentara una baja absorción de fotones, para minimizar el número de fotones que se pierden por interactuar con el recubrimiento del detector. Aumentar la presión del gas en el interior de la cámara también incrementa la probabilidad de que los fotones depositen su energía en el interior del detector, de modo que es un método para aumentar la estadística, pero debemos tener en cuenta que el Xe no es un gas especialmente barato, así que sería necesario alcanzar un compromiso y encontrar el punto óptimo de presión que aumente suficientemente la estadística de eventos sin encarecer demasiado el detector. Por otro lado, un valor más elevado en la presión aumenta la probabilidad de que las deposiciones se produzcan muy próximas entre sí, lo que introduce un aumento significativo del error debido a la pixelización del detector, que si ya por sí solo mejoraría la precisión de las medidas al dar las posiciones con mejor resolución, sino que además permitiría incrementar la presión de la cámara obteniendo mayor estadística.

Hemos visto en los resultados que, a pesar de que la mayoría de las cónicas debidas a eventos válidos se acumula en el entorno de la posición de la fuente, la resolución es mala y la fuente no se reconstruye correctamente. Esto es debido a que buena parte de los eventos se producen a cortas distancias, y el pixelizado de los detectores introduce un error debido a la geometría que se minimiza para mayores valores de la longitud de las trayectorias. Cabe esperar que aplicando un pixelizado mejor, las reconstrucciones sean más precisas, y por lo tanto la resolución de la fuente se vea mejorada. Igualmente se espera que mejorando la resolución en energía de la cámara se reduzca el error de las trayectorias. De cara al futuro, una opción interesante resulta el estudio más profundo de la parte de la simulación encargada de la pixelización que nos permita mejorar significativamente la resolución de los eventos, creando un software específicamente dirigido para la aplicación de las TPC como cámaras Compton.

Anexo

En este anexo se adjuntan todas las reconstrucciones que se han incluido en la memoria, así como otras que se han llevado a cabo a lo largo del trabajo. Se especifican las condiciones de cada simulación en la respectiva leyenda.

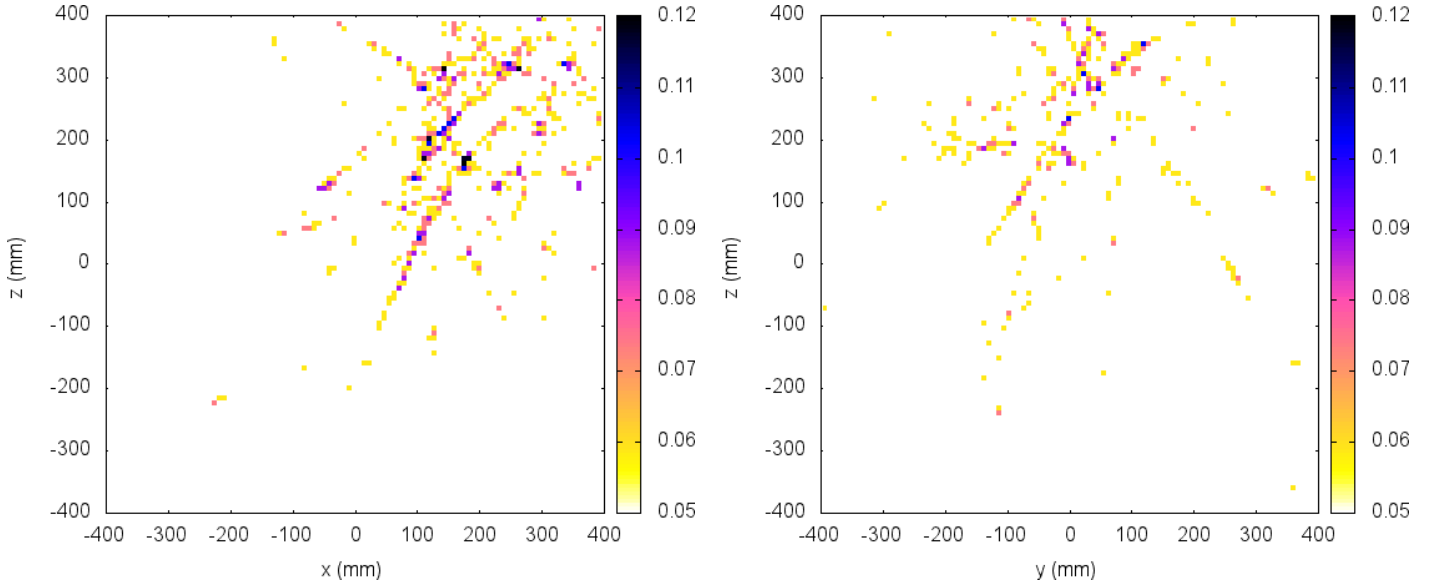


Figura 10: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 511 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 10 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

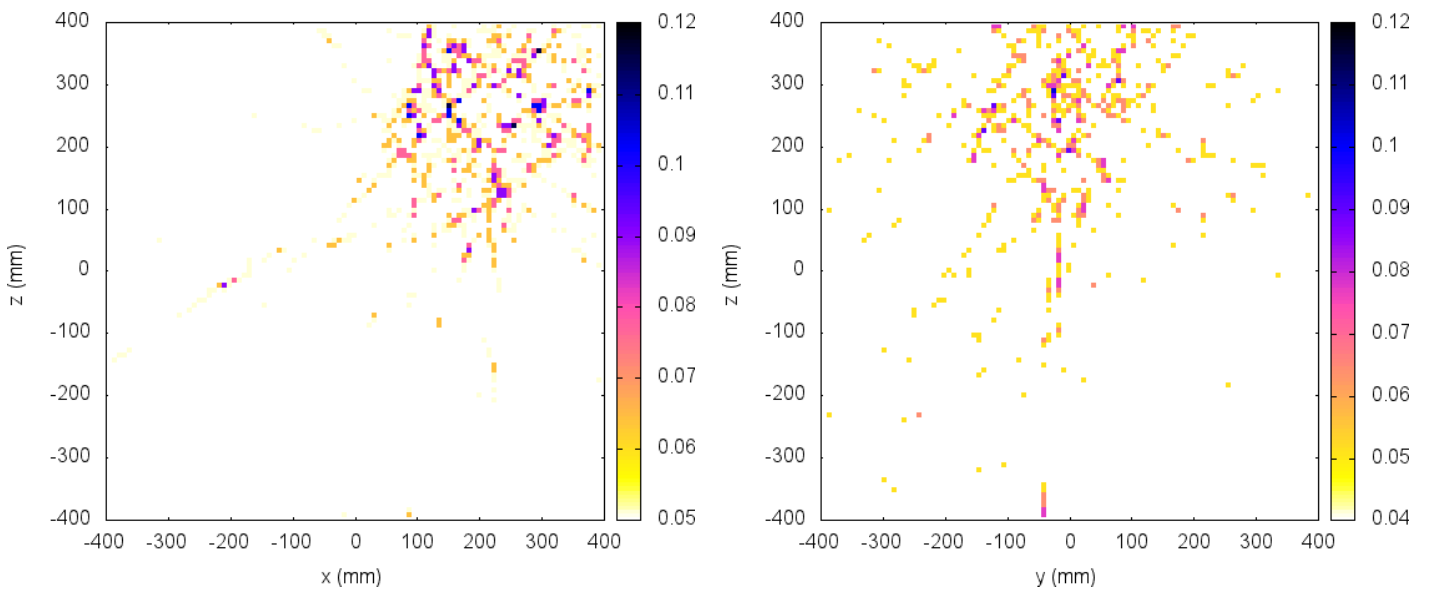


Figura 11: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 511 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 10 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

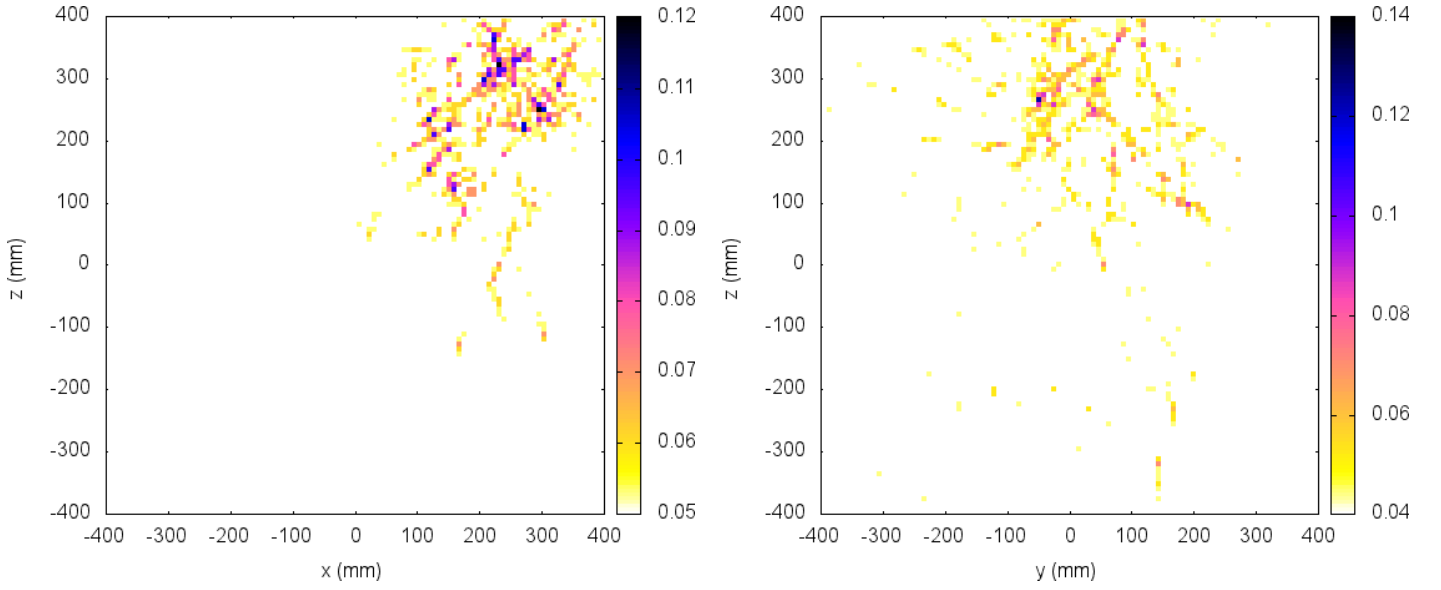


Figura 12: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 511 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 15 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

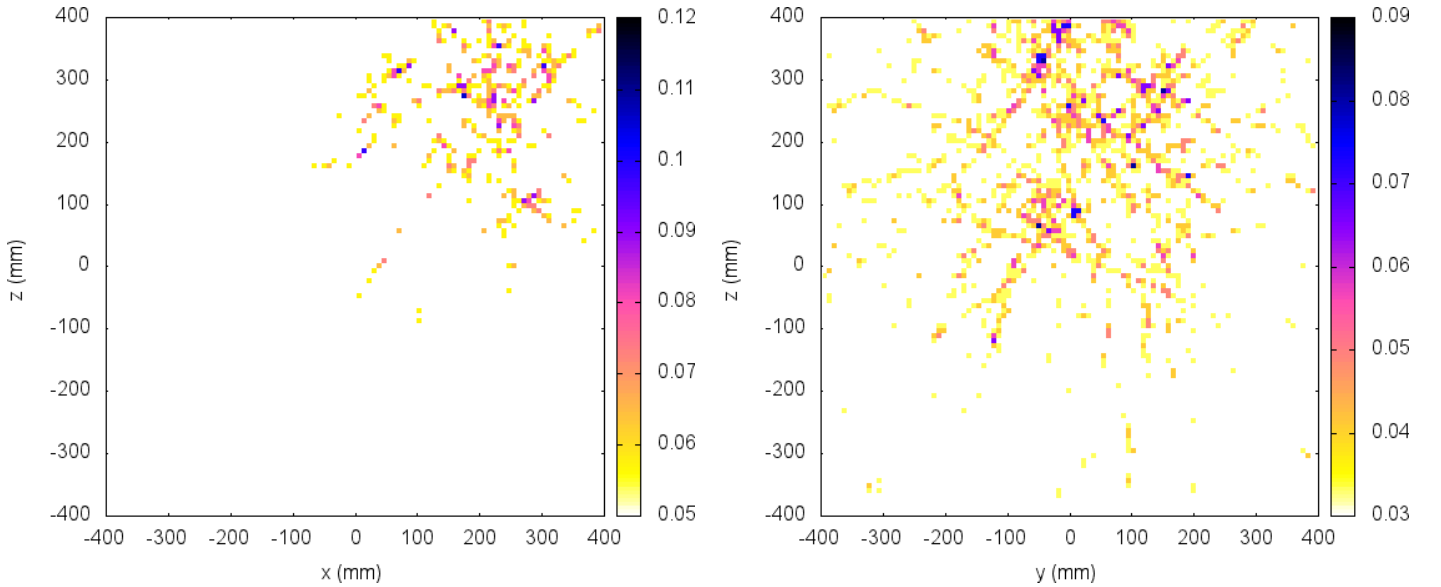


Figura 13: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 511 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 15 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

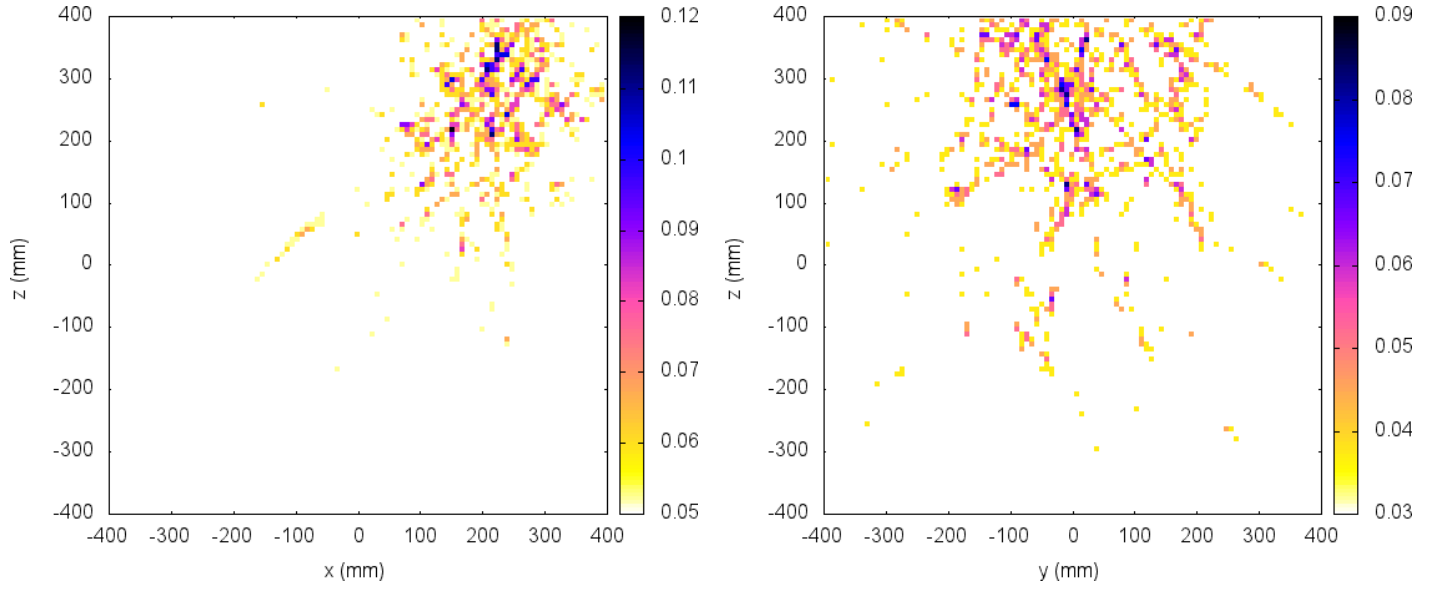


Figura 14: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 511 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 20 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

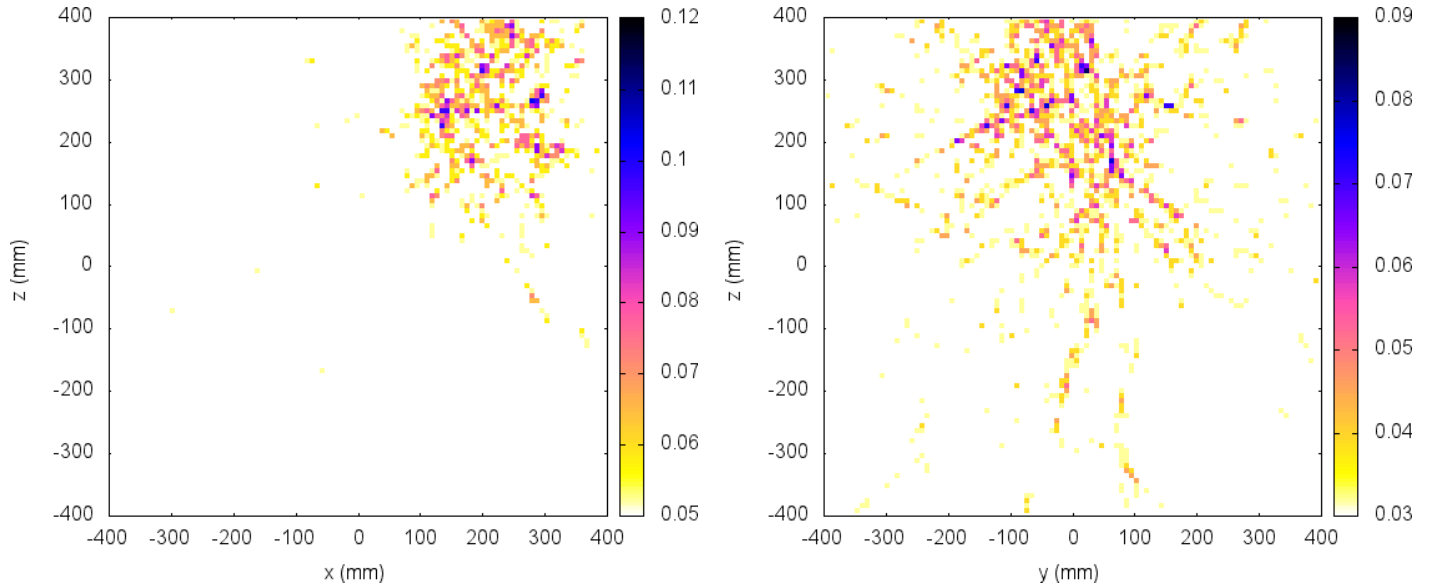


Figura 15: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 511 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 20 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

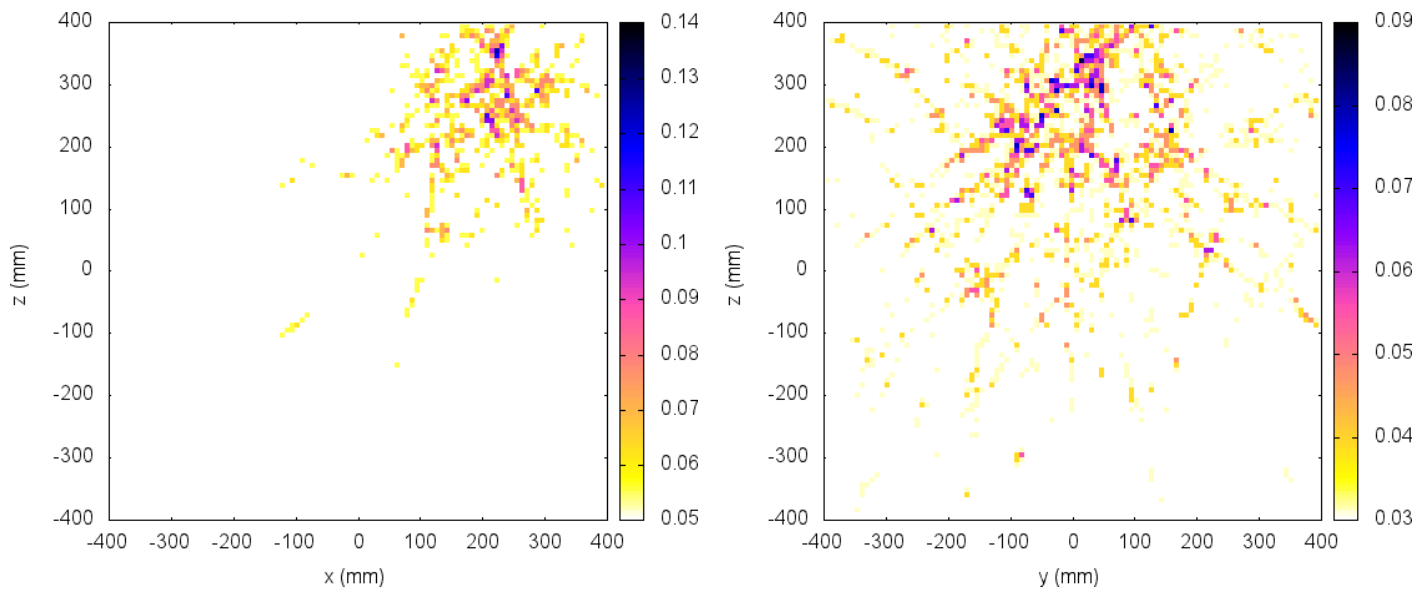


Figura 16: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 391.7 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 10 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

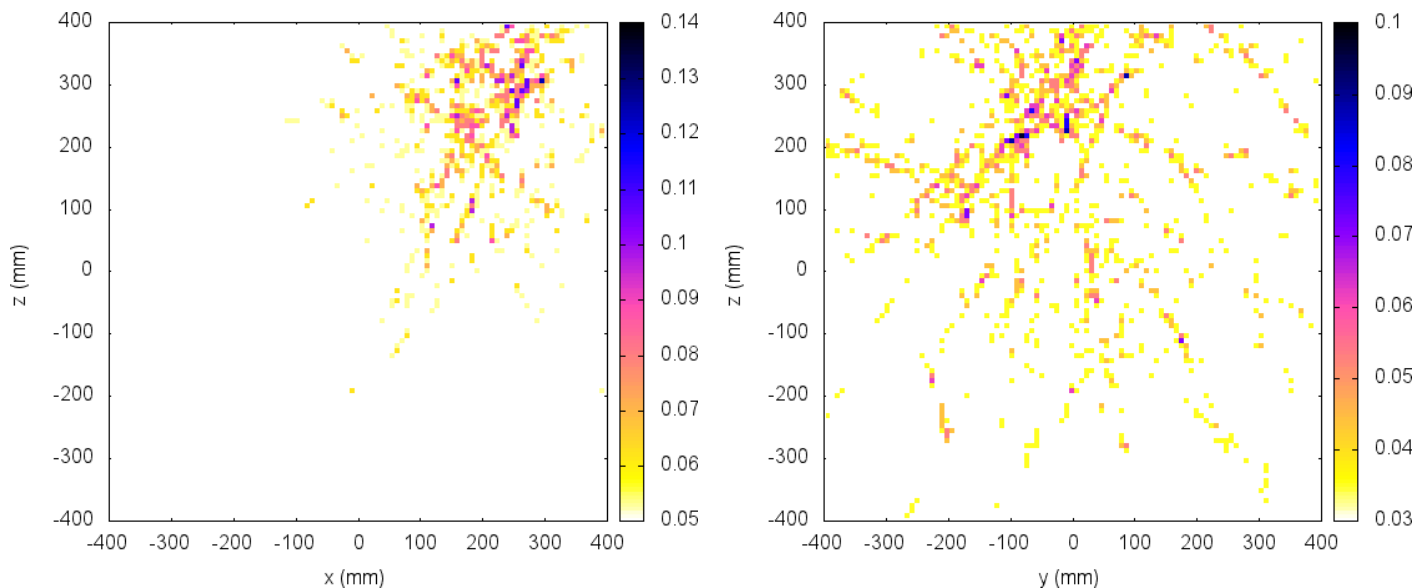


Figura 17: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 391.7 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 10 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

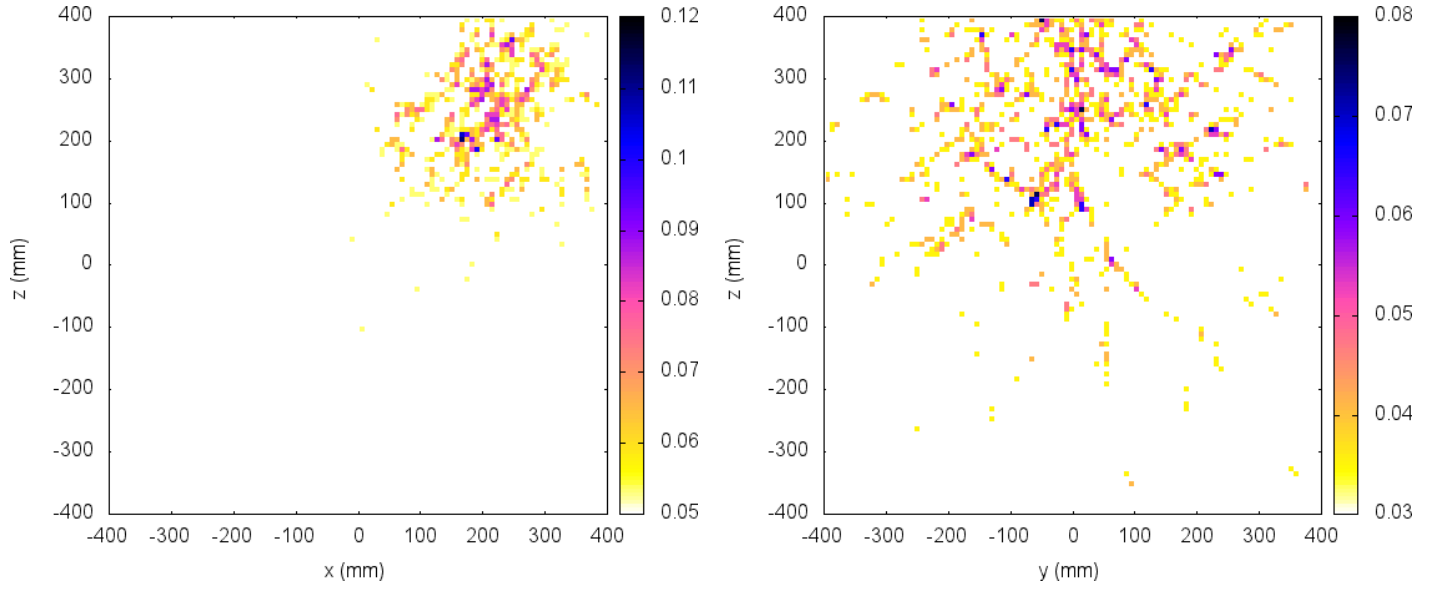


Figura 18: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 391.7 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 15 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

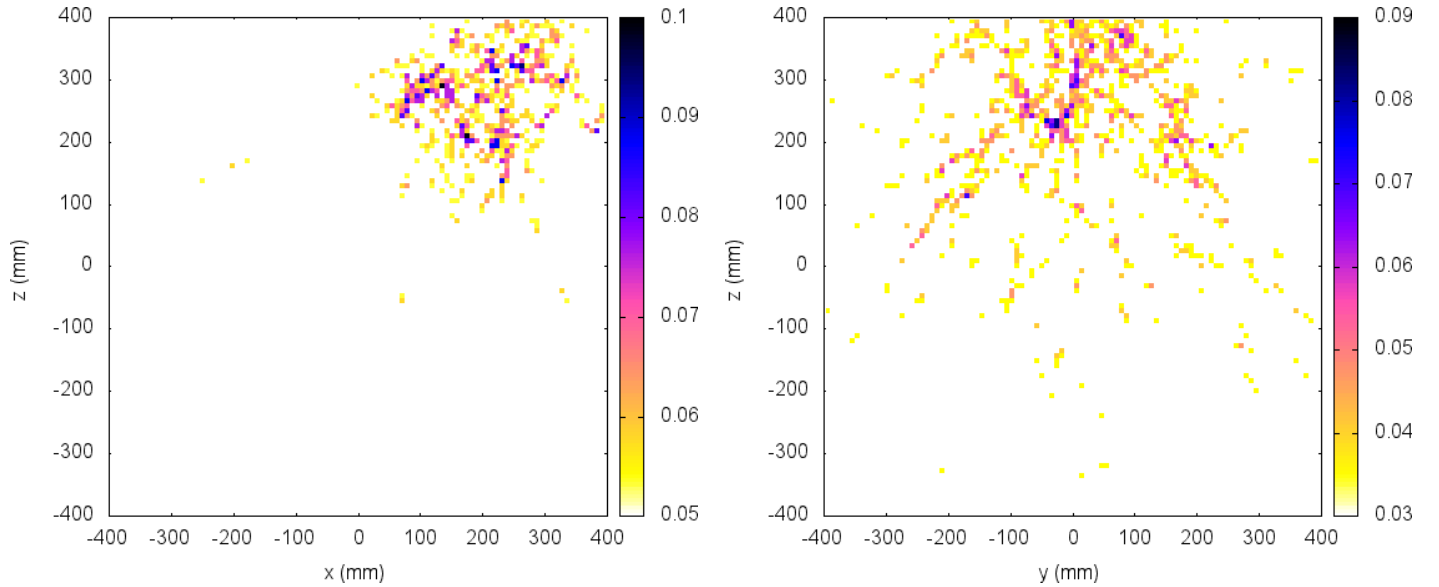


Figura 19: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 391.7 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 15 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

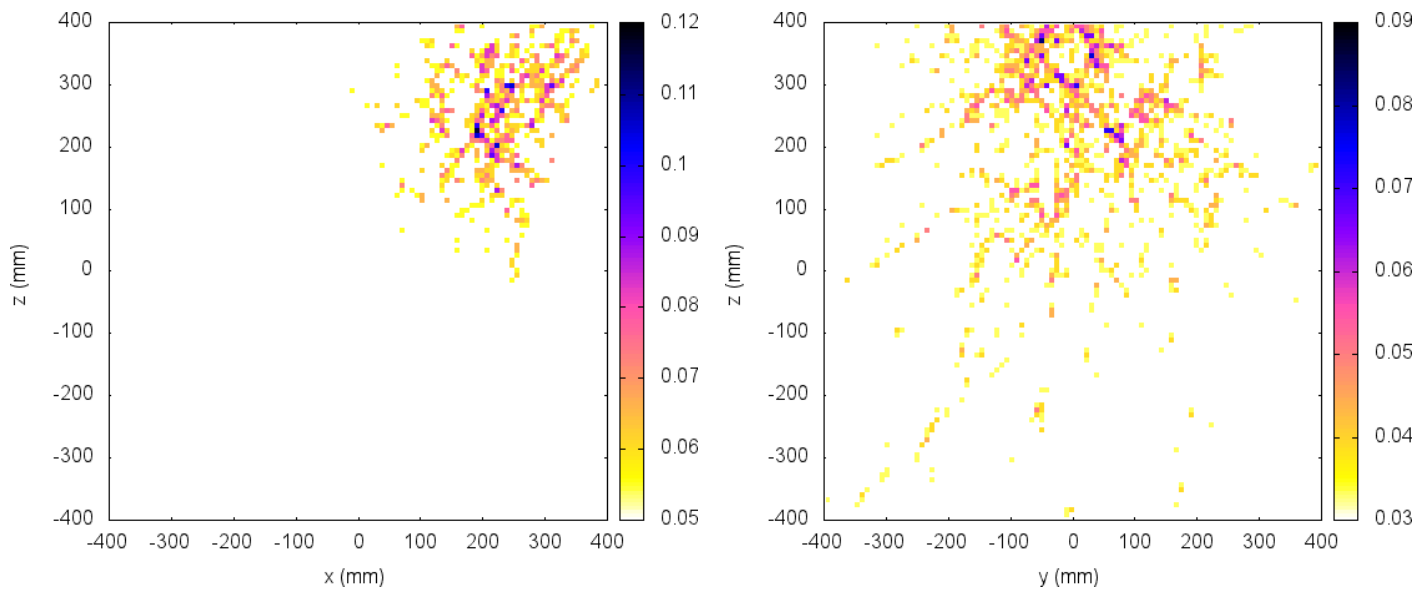


Figura 20: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 391.7 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 15 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

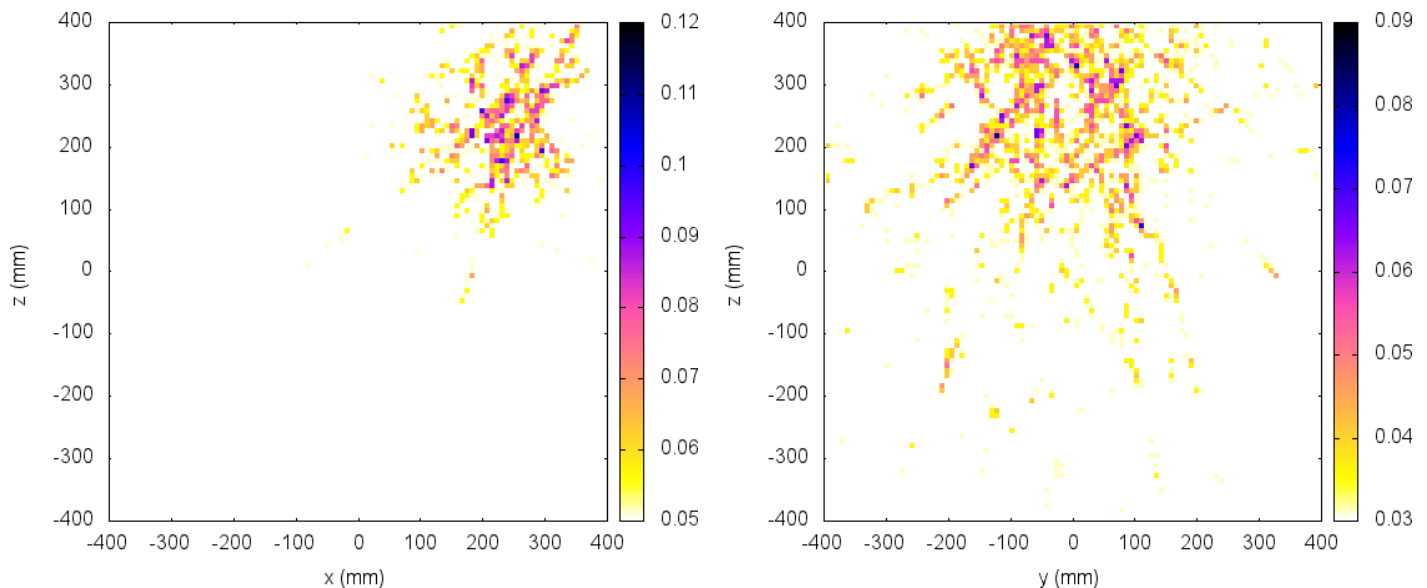


Figura 21: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 391.7 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 20 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

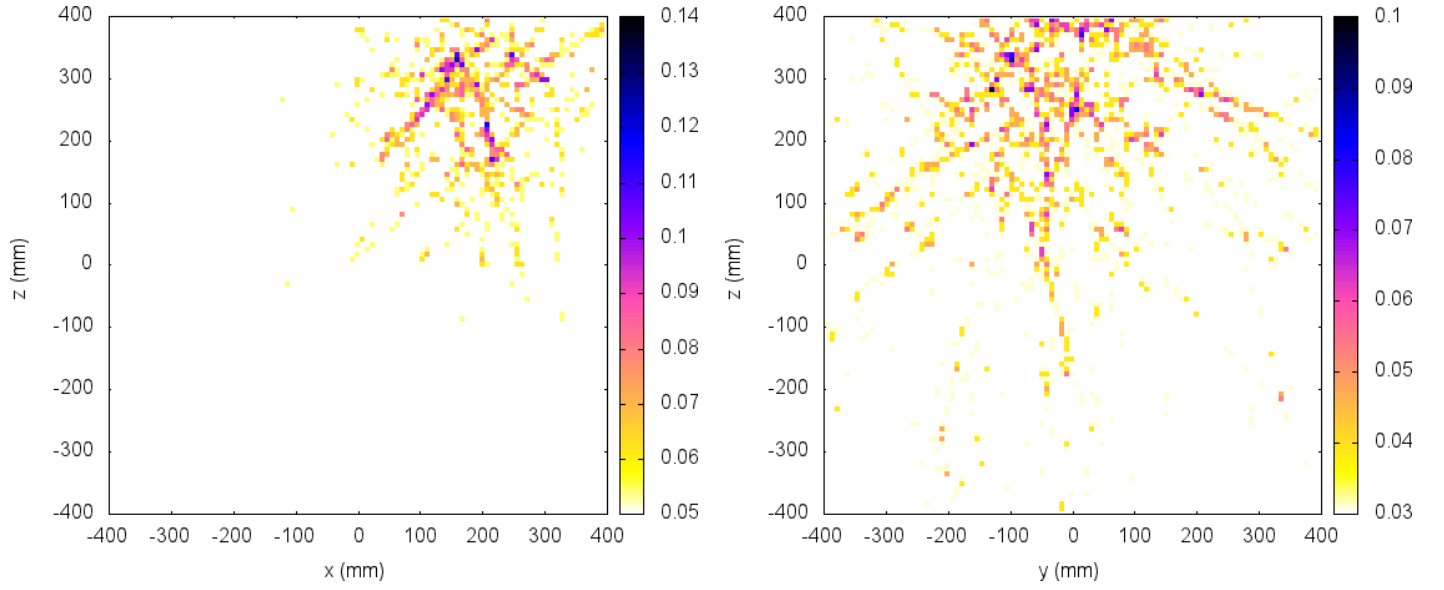


Figura 22: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 364.5 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 10 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

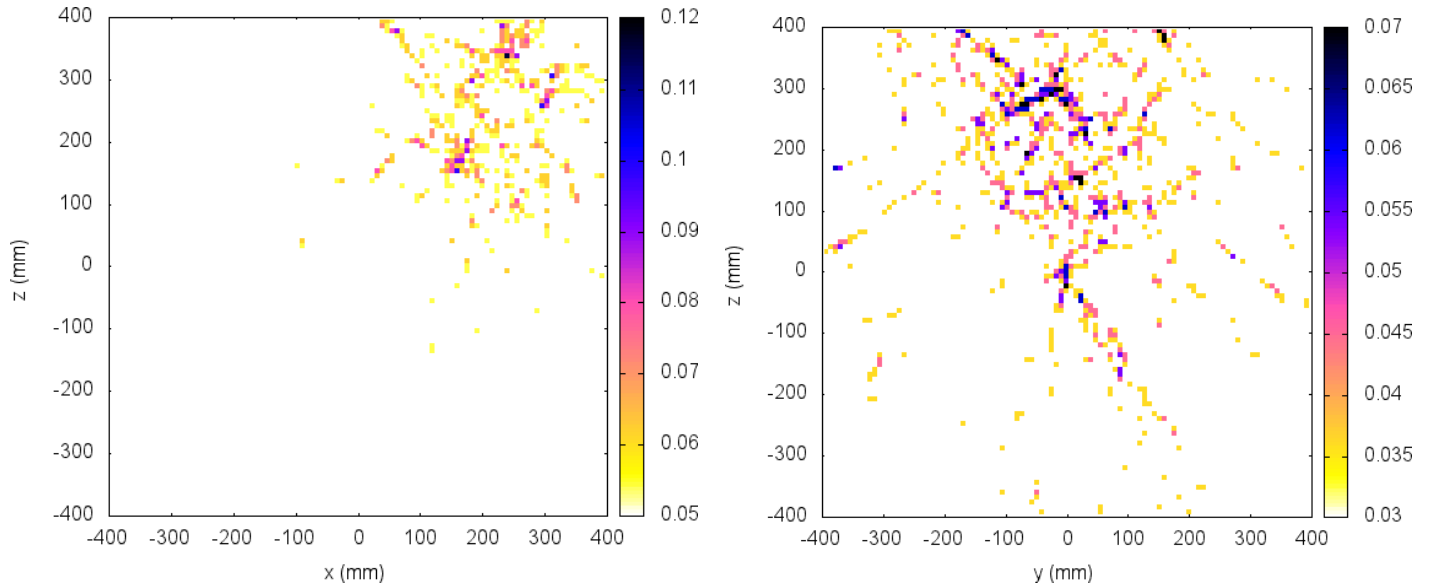


Figura 23: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 364.5 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 10 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

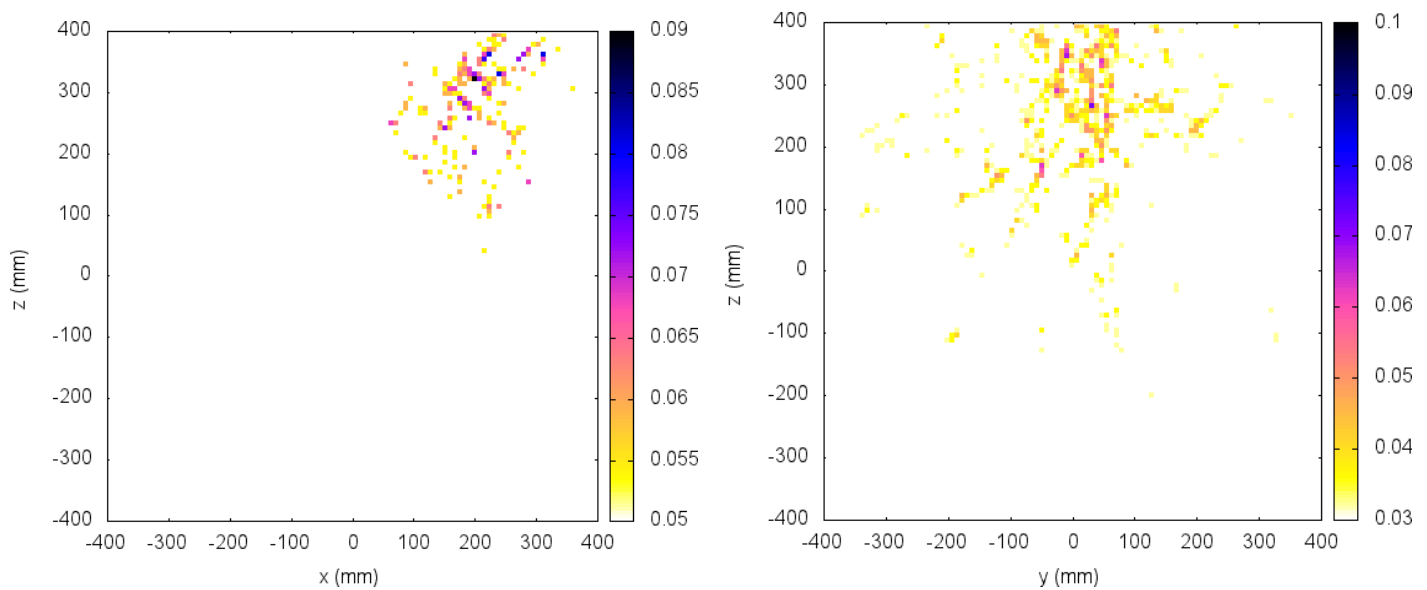


Figura 24: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 364.5 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 15 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

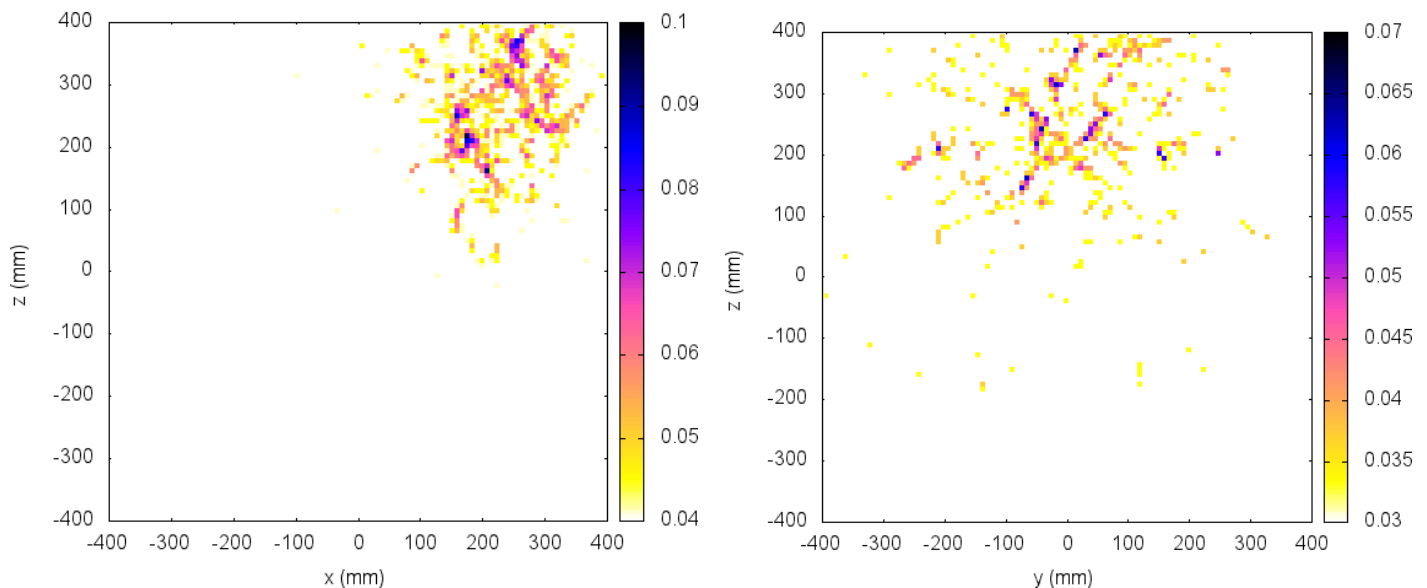


Figura 25: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 364.5 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 15 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

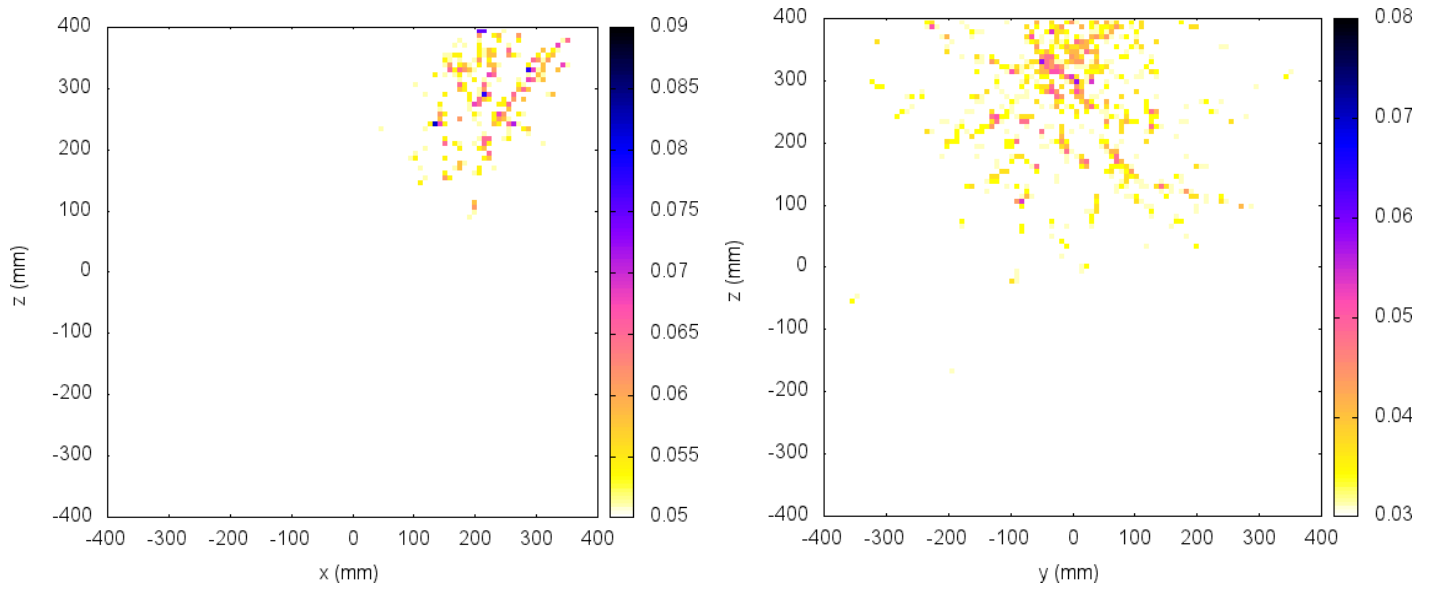


Figura 26: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 364.5 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 20 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

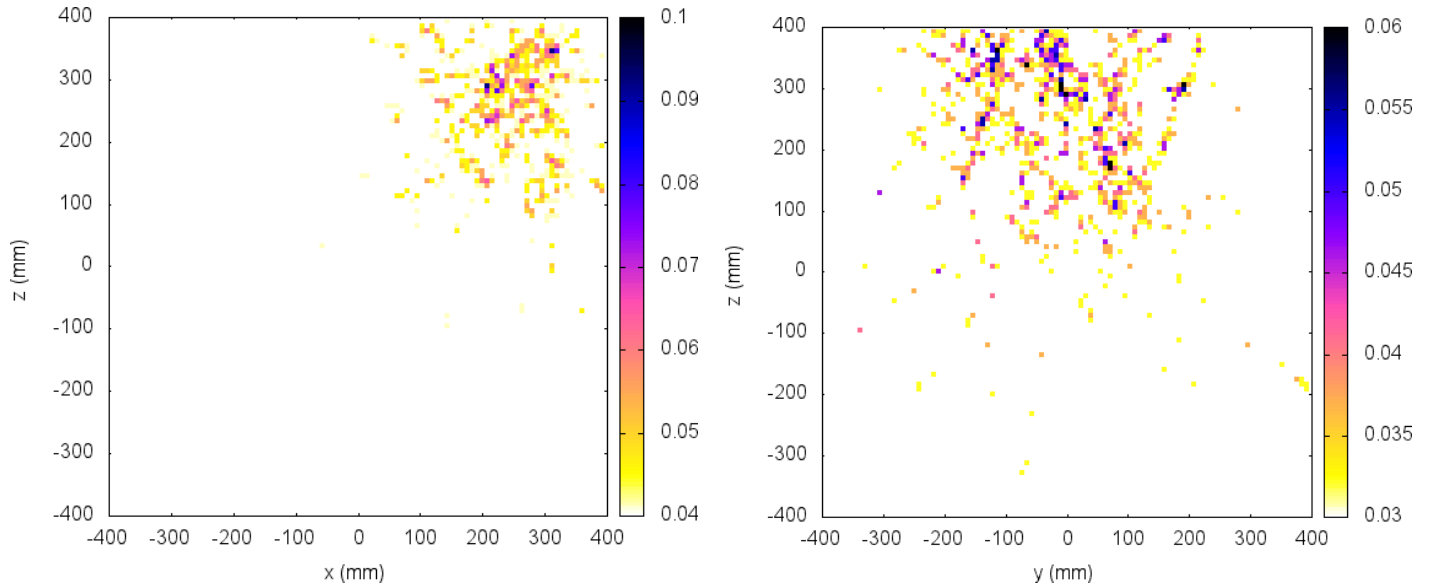


Figura 27: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 364.5 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 20 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara.

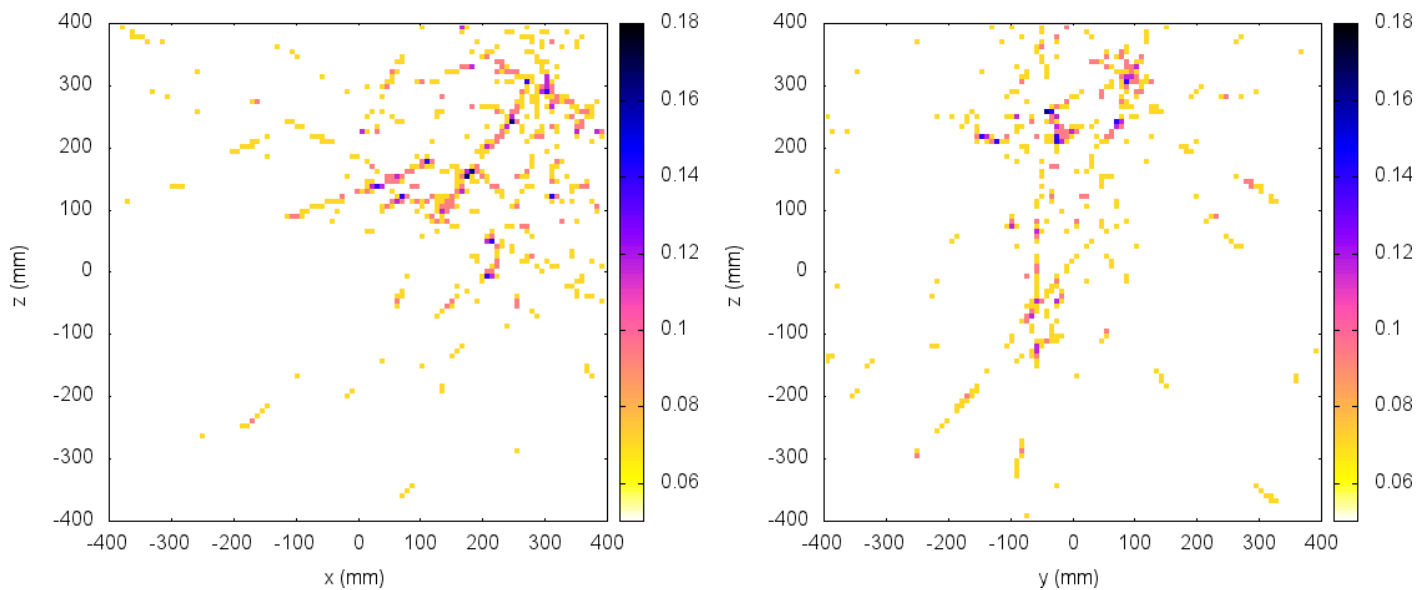


Figura 28: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 511 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con Xe puro a una presión de 10 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara. En esta representación se introducen los efectos de una difusión estándar, de $352 \mu\text{m/s}$ en dirección longitudinal y de $182 \mu\text{m/s}$ en dirección transversal.

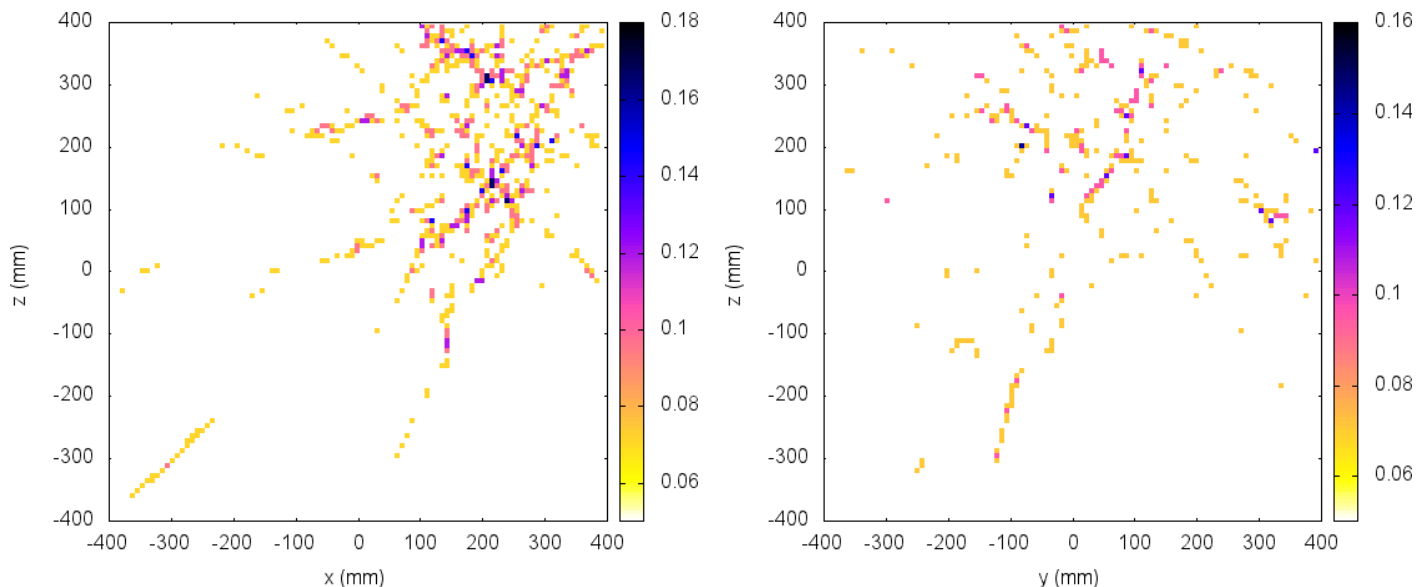


Figura 29: Reconstrucción de una fuente puntual de fotones de 511 keV situada en (200, 0, 250) simulando el experimento NEXT-MM con una mezcla de Xe con 2% de TMA a una presión de 10 bar. El origen de coordenadas se encuentra en el centro de la base inferior de la cámara. En esta representación se introducen los efectos de una difusión estándar, de $352 \mu\text{m/s}$ en dirección longitudinal y de $182 \mu\text{m/s}$ en dirección transversal.

Bibliografía

- [1] H. O. Anger, “Scintillation camera with multichannel collimators,” *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 5, no. 7, pp. 515–531, 1964.
- [2] P. Bloser and J. Ryan, “New materials advance gamma-ray telescopes,” <http://spie.org/x19645.xml>.
- [3] C. Azevedo, F. Pereira, T. Lopes, P. Correia, A. Silva, L. Carramate, D. Covita, and J. Veloso, “A Gaseous Compton Camera using a 2D-sensitive gaseous photomultiplier for Nuclear Medical Imaging,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 732, no. 0, pp. 551 – 555, 2013. Vienna Conference on Instrumentation 2013.
- [4] Y. Yang, Y. Gono, S. Motomura, S. Enomoto, and Y. Yano, “A compton camera for multitracer imaging,” *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 3, pp. 656–661, 2001.
- [5] G. L. Llácer, *Silicon detectors for medical imaging: development of a first Compton probe prototype for improved prostate imaging*. Universitat de València, Facultat de Ciències Físiques, 2005.
- [6] A. Studen, *Compton camera with position-sensitive silicon detectors*. University of Ljubljana, Faculty of Mathematics and Physics, 2005.
- [7] J. Donnard, W.-T. Chen, J.-P. Cussonneau, S. Duval, J. Lamblin, O. Lemaire, A. F. M. Hadi, P. Le Ray, E. Morteau, T. Oger, *et al.*, “Compton imaging with liquid xenon and 44sc: recent progress toward 3 gamma imaging,” *Nuclear Medicine Review*, vol. 15, no. C, pp. 64–67, 2012.
- [8] The ACTAR Collaboration, “ACTAR: An Active Target detector for the study of extremely exotic nuclei,” <https://perswww.kuleuven.be/~u0004046/actar.pdf>.
- [9] F. J. Iguaz, *Development of a time projection chamber prototype with Micromegas technology for the search of the double beta decay of ^{136}Xe* . PhD thesis, University of Zaragoza, 2010, Preprint: <http://zaguan.unizar.es/record/5731>, 2010.
- [10] D. R. Nygren, “The time projection chamber: A new 4π detector for charged particles,” *eConf*, vol. 740805, no. PEP-0144, p. 58, 1976.
- [11] Y. Giomataris, P. Rebougeard, J. P. Robert, and G. Charpak, “MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 376, no. 1, pp. 29–35, 1996.
- [12] E. Ruiz Chóliz, “Caracterización del prototipo NEXT-MM del experimento NEXT para la búsqueda de la desintegración doble beta sin neutrinos del isótopo Xe^{136} ,” 2013.
- [13] V. Álvarez, F. Borges, S. Carcel, J. Castel, S. Cebrián, A. Cervera, C. Conde, T. Dafni, T. Dias, J. Díaz, *et al.*, “Characterization of a medium size Xe/TMA TPC instrumented with microbulk Micromegas, using low-energy γ -rays,” *Journal of Instrumentation*, vol. 9, no. 04, p. C04015, 2014.
- [14] S. Agostinelli, J. Allison, K. a. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003.
- [15] GIFNA, “RETSOFT wiki page at UNIZAR,” http://gifna.unizar.es/rest/index.php/Main_Page.

- [16] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT—an object oriented data analysis framework,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 389, no. 1, pp. 81–86, 1997.
- [17] C. E. Lehner, D. Xu, Z. He, and F. Zhang, “ 4π Compton imaging with single 3D position-sensitive CdZnTe detector,” in *Optical Science and Technology, the SPIE 49th Annual Meeting*, pp. 144–155, International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [18] T. Reithmann, “Topologically correct intersection curves of tori and natural quadrics,” in *ACS algorithms for complex shapes with certified numerics and topology*, 2009.
- [19] T. Williams, C. Kelley, and many others, “Gnuplot 4.4: an interactive plotting program.” <http://gnuplot.sourceforge.net/>, March 2010.
- [20] A. Zoglauer and G. Kanbach, “Doppler broadening as a lower limit to the angular resolution of next-generation Compton telescopes,” in *Astronomical Telescopes and Instrumentation*, pp. 1302–1309, International Society for Optics and Photonics, 2003.
- [21] S. Chu, L. Ekström, and R. Firestone, “The Lund/LBNL nuclear data search,” *Database version*, vol. 2, 1999.
- [22] A. Delbart, R. D. Oliveira, J. Derré, Y. Giomataris, F. Jeanneau, Y. Papadopoulos, and P. Rebougeard, “New developments of Micromegas detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 461, no. 1, pp. 84–87, 2001.
- [23] S. J. Do Carmo, F. I. Borges, F. L. Vinagre, and C. A. Conde, “Experimental Study of the ω -Values and Fano Factors of Gaseous Xenon and Ar-Xe mixtures for X-Rays,” *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 55, no. 5, pp. 2637–2642, 2008.
- [24] S. Tashenov and J. Gerl, “TANGO - New tracking ALGOrithm for gamma-rays,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 622, no. 3, pp. 592–601, 2010.