

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Máster en Física Nuclear



CSIC
CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS



TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

Título: Estudio de capturas radiográficas de fantasmas gruesos empleando el prototipo de escáner de protones del IEM-CSIC

Título en inglés: Study of radiographic captures of thick phantoms using the prototype proton scanner of the IEM-CSIC.

Supervisor/es:

José Antonio Briz Monago
María José García Borge

Carlos Ballesteros Bejarano

Máster Interuniversitario en Física Nuclear

Curso académico 20[20-21]

Convocatoria Septiembre

Abstract

In this work, Monte Carlo simulations of the experiment of proton imaging with a prototype of pCT scanner developed by the IEM-CSIC group at the CCB facility in Krakow (Poland). The aim of this study is to determine whether such simulations generate sufficiently accurate results to guide the experimental process, both in the design of the experiments and in the data analysis.

To this aim different software tools, such as Geant4 and ROOT, have been used to obtain images of different phantoms. The phantoms contained different aluminium patterns to study the properties of the images obtained to characterize the prototype. The results of this work from Monte Carlo simulations are compared to those obtained in the experiment performed in Krakow.

First, the theoretical framework used for the experiments is explained, followed by a detailed description of the prototype and the experiments that are part of its development. Subsequently, the simulation and data analysis process are described. The results obtained from the simulated data are presented and compared with the experimental results.

It has been found that the results of the simulations presented in this work are very similar to those obtained in the experiment. Therefore, the use of Monte Carlo simulations can be justified to support the experimental process, either to make predictions that help in the design of future experiments or as a reference for the analysis and discussion of the experimental results.

Resumen

En este trabajo se han realizado simulaciones por el método de Monte Carlo del experimento realizado para probar un prototipo de escáner de imagen médica por protones desarrollado por el IEM-CSIC hecho en el instituto CCB de Cracovia (Polonia). El objetivo de este estudio es determinar si dichas simulaciones generan resultados suficientemente precisos como para servir de guía en el proceso experimental, tanto en el diseño de experimentos como en el análisis de datos.

Para ello, se han usado diferentes herramientas informáticas, tales como Geant4 y ROOT, para obtener imágenes de diferentes fantomas. Los fantomas contenían diferentes patrones de aluminio para estudiar las propiedades de las imágenes obtenidas y caracterizar así el prototipo. Los resultados de este trabajo realizado con simulaciones Monte Carlo son comparados con los obtenidos en el experimento realizado en Cracovia.

Primero, se presenta el marco teórico usado para los experimentos, seguido de una descripción detallada del prototipo y los experimentos que forman parte de su desarrollo. Posteriormente se explica el proceso de simulación y de análisis de datos por el cual se obtienen resultados a partir de los datos simulados. Finalmente, se compararán los resultados simulados con los experimentales.

Se ha comprobado que los resultados de las simulaciones expuestos en este trabajo son muy similares a los obtenidos en los experimentos equivalentes. Por tanto, se puede justificar el uso de simulaciones por el método de Monte Carlo como apoyo del proceso experimental, bien sea para hacer predicciones que ayuden en el diseño de los experimentos o como referencia para el análisis y la discusión de los resultados experimentales.

Índice

1. Introducción	4
2. Marco teórico y herramientas computacionales	4
2.1. Interacción radiación-materia: dispersión y poder de frenado	4
2.1.1. Fotones	4
2.1.2. Partículas cargadas pesadas.	5
2.2. Radioterapia con rayos x frente a protonterapia	7
2.3. Protonterapia e imagen médica.	8
2.4. Herramientas computacionales.	9
2.4.1. Simulaciones de Monte Carlo	9
2.4.2. Geant4.	10
2.4.3. ROOT.	11
2.4.4. ImageJ.	11
3. Prototipo de escáner de protones del IEM-CSIC: descripción y desarrollo.	11
3.1. Descripción del prototipo: Construcción y detectores.	12
3.1.1. Detectores DSSD.	12
3.1.2. CEPA4	13
3.2. Experimento CMAM.	14
3.3. Experimento Cracovia.	16
3.3.1. Características de las instalaciones.	17
3.3.2. Propuesta experimental	17
3.3.3. Montaje experimental.	18
3.3.4. Medidas realizadas	20
3.3.5. Resultados preliminares.	21
4. Simulaciones de Monte Carlo.	21
4.1. Simulación preliminar.	21
4.1.1. Geometría.	21
4.1.2. Simulación y resultados.	22
4.1.3. Análisis y conclusiones.	23
4.2. Simulaciones previas al experimento del CCB.	24
4.2.1. Geometría.	24
4.2.2. Parámetros de las simulaciones.	27
4.3. Optimización de las simulaciones.	27
4.3.1. Primera aproximación al experimento.	27
4.3.2. Estudio de espectros de píxeles individuales	29
4.3.3. Cambio de modelo físico.	32
4.3.4. Estudio de los cambios en la geometría de la simulación.	34
4.4. Simulaciones finales	36
4.4.1. Configuración de las simulaciones	36
4.4.2. Simulaciones	37
5. Análisis de datos y resultados	38
5.1. Construcción de las imágenes.	38
5.2. Toma de datos para calibraciones experimentales	41
5.2.1. Datos finales.	41

5.3.	Resultados de las simulaciones finales	42
5.4.	Toma de medidas sobre las imágenes simuladas.	44
5.4.1.	Método de medida de las imágenes simuladas.	44
5.4.2.	Medidas en las imágenes	46
5.4.3.	Análisis de las dimensiones para el patrón aspa.	46
5.4.4.	Análisis de las dimensiones para el patrón Derenzo en la primera configuración.	48
5.4.5.	Análisis de las dimensiones para el patrón Derenzo en la segunda configuración con un haz de 100 MeV.	49
5.4.6.	Análisis de las dimensiones para el patrón Derenzo en la segunda configuración con un haz de 110 MeV.	50
6.	Discusión	51
6.1.	Discusión de las medidas sobre las imágenes simuladas	51
6.2.	Comparación con los resultados experimentales.	53
7.	Conclusiones.	58
A.	Imágenes de las simulaciones previas al experimento del CCB	60
A.1.	Imágenes del fantoma uniforme.	60
A.2.	Imágenes del patrón aspa.	60
A.3.	Imágenes del patrón Derenzo.	60

1. Introducción

En las últimas décadas se han desarrollado técnicas de tratamiento de radioterapia con protones. Estas técnicas, conocidas como protonterapia, hacen posible concentrar altas dosis de radiación ionizante en zonas muy concretas del paciente, lo que puede mejorar el tratamiento y reducir los efectos secundarios adversos.

Sin embargo, una de las limitaciones que impiden el uso a gran escala de la protonterapia es la imprecisión en las medidas del alcance de los protones en el tejido del paciente. El método actual se basa en imágenes tomadas con CT con rayos X que proporcionan mapas de unidades Hounsfield (HU). Estas deben ser convertidas a poder de frenado relativo (RSP) de los protones.

Este método ocasiona incertidumbres demasiado altas para su uso clínico. Una de las posibles soluciones a este problema, llamado “problema de rangos” (*range problem*[1]), consiste en el uso de imágenes de tomografía computerizada por protones (pCT) como alternativa. No obstante, para que esto sea posible se han de desarrollar dispositivos de medida capaces de hacer pCT.

El objetivo de este trabajo es el estudio del prototipo de escáner pCT desarrollado por el IEM-CSIC utilizando simulaciones por el método de Monte Carlo. Para ello se harán simulaciones que representen uno de los experimentos en su desarrollo con el mayor grado de precisión posible y se desarrollarán métodos por los cuales obtener imágenes a partir de los datos simulados para luego compararse con las obtenidas con los datos experimentales y discutir sus diferencias. De entre las medidas hechas en el experimento del CCB este trabajo se centrará en las medidas radiográficas hechas a diferentes fantomas. Los resultados presentados en este trabajo se usarán a lo largo del desarrollo del experimento.

2. Marco teórico y herramientas computacionales

2.1. Interacción radiación-materia: dispersión y poder de frenado

Se define radiación como la propagación de energía mediante ondas electromagnéticas o partículas en movimiento. En el caso de que ésta tenga la energía suficiente como para ionizar el medio que atraviesan se denominará radiación ionizante.

Conocer la naturaleza de los diferentes tipos de interacción de la radiación con la materia es lo que ha permitido el desarrollo de las diferentes técnicas de tratamiento e imagen médica que se exponen en este trabajo. Este trabajo se centrará en radioterapia con fotones y protonterapia con protones, por lo que será importante conocer como estas partículas interactúan con la materia.

2.1.1. Fotones

En el caso de los fotones la interacción radiación-materia ocurre principalmente a través de tres procesos [2]:

- Efecto fotoeléctrico: Cuando toda la energía del fotón incidente es absorbida por un electrón ligado, que queda libre con una energía cinética igual a la energía del fotón menos la energía de ligadura del electrón. Estos electrones libres producirán un tipo de radiación ionizante conocida como Rayos δ .
- Efecto Compton: En este caso el fotón incide sobre un electrón débilmente ligado, transmitiéndole parte de su energía. Tras la dispersión el fotón se dispersará en una nueva dirección con otra longitud de onda, fruto de la reducción en su energía, y el electrón quedará libre con una energía cinética igual a la perdida por el fotón.

- Producción de pares: Si la energía del fotón incidente es mayor que 1022 keV el fotón puede producir un par electrón positrón de manera espontánea en presencia de materia. El electrón depositará su energía en el medio mientras que el positrón se aniquilará con un electrón del medio, produciendo un par de fotones de 511 keV en direcciones opuestas que escaparán del material o interactuarán con dicho material de las dos formas descritas anteriormente.

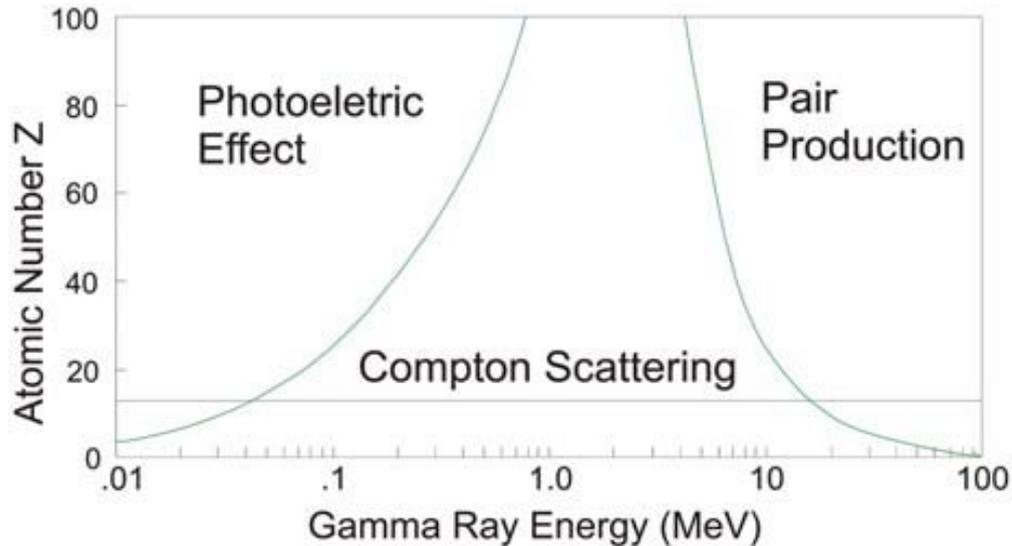


Figura 1: Representación de la probabilidad de cada tipo de interacción de los fotones con la materia en función de su energía y del número atómico del material. Imagen tomada de Ref. [3]

Dependiendo de la energía de los fotones incidentes y el tipo de material que atraviesen los fotones uno de estos procesos dominará sobre el resto, tal y como se ve en la figura 1. Por ejemplo, se puede ver en dicha figura que para un número atómico $Z=20$ el efecto fotoeléctrico dominará para energías menores a 0.1 MeV aproximadamente. A energías más altas dominará el efecto Compton hasta que, para energías de $\sim 11 \text{ MeV}$, empiece a dominar la producción de pares.

Estas interacciones son de naturaleza probabilística, por lo que a nivel macroscópico se manifiestan como un proceso de atenuación. Se define atenuación a la reducción en el número de fotones en un haz al atravesar un material. Este proceso está definido por la ley de atenuación mostrada en la ecuación 1.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

Donde $I(x)$ es el número de fotones salientes tras atravesar x longitud en el material, I_0 el número de fotones entrantes, μ es el coeficiente de atenuación lineal del material y x la longitud atravesada en el material.

2.1.2. Partículas cargadas pesadas.

Se conocen como partículas cargadas pesadas a aquellas partículas con carga eléctrica más pesadas que el electrón: piones, protones, etc. Este tipo de partículas interactúan con la materia principalmente mediante interacciones coulombianas con los electrones atómicos. Otro tipo de interacciones en las que la partícula incidente atraviese la barrera coulombiana del núcleo e interactúe con este, como en el caso de la dispersión de Rutherford, son posibles pero mucho más raras, por lo que no son relevantes a la hora de estudiar la interacción de las partículas pesadas cargadas con la materia [2].

Para el estudio de la interacción de este tipo de partículas con la materia se usa el poder de frenado lineal (S), que se define como la pérdida de energía por diferencial de longitud atravesada dentro del material, tal y como se ve en la ecuación 2

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (2)$$

donde E es la energía depositada por la partícula en el material y x la longitud de material atravesado. El poder de frenado para partículas cargadas pesadas se puede dividir en componentes para cada uno de los procesos por los cuales estas partículas pierden energía. Esto se puede ver representado en la ecuación 3

$$-\frac{dE}{dx} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{el} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nuc} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (3)$$

donde $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{el}$ representa la contribución por interacciones electrónicas y $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{nuc}$ la contribución por reacciones nucleares. La contribución $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$ representa procesos radiativos, tales como el efecto Bremsstrahlung o la radiación sincrotrón, por los cuales el propio movimiento de la partícula cargada hace que esta pierda energía en forma de radiación electromagnética.

Como ya se ha comentado anteriormente, el tipo de interacción dominante en el caso de partículas cargadas pesadas es el electrónico, por lo que se pueden desprestigiar las componentes nuclear y radiativa a la hora de estudiar el poder de frenado de este tipo de partículas.

Los procesos de interacción electrónica se pueden dividir en dos grupos:

- Colisiones elásticas: en las que la energía se conserva produciendo un cambio de trayectoria de la partícula.
- Colisiones inelásticas: donde la partícula incidente deposita parte de su energía en el blanco, produciendo algún cambio en la estructura del mismo, tales como las ionizaciones.

Teniendo en cuenta estos dos tipos de interacciones electrónicas se puede construir una expresión para el poder de frenado de partículas cargadas pesadas. Esta expresión se trata de la ecuación de Bethe-Bloch [2], siendo esta:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z q^2}{A \beta^2} \left[\text{Ln} \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 E_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - \frac{2C}{Z} \right] \quad (4)$$

donde r_e es el radio clásico del electrón y m_e su masa, N_A es el número de Avogadro, ρ la densidad del material, x la distancia atravesada, Z el número atómico del material, A el peso atómico, I el potencial de excitación del medio, q la carga de la partícula y E su energía, E_{max} la energía máxima depositada por colisión, δ una corrección por efectos de densidad, C la corrección de capa y $\beta^2 = (v/c)^2$, siendo v la velocidad de la partícula y c la velocidad de la luz.

Con la expresión 4 se podrá representar gráficamente el poder de frenado de las partículas cargadas en función de la distancia recorrida en el material. A la curva resultante se le llamará Curva de Bragg, representada en la figura 2. En esta figura se ve que las partículas cargadas depositan la mayor parte de su energía cinética al final de su trayectoria, formando un pico pronunciado denominado pico de Bragg.

Esto se debe a que la sección eficaz de interacción para partículas cargadas pesadas es inversamente proporcional a su energía cinética. Por tanto habrá una mayor probabilidad de que las partículas cargadas pierdan energía al final de su trayectoria, ya que en este momento ya habrán interactuado con electrones del medio reduciendo así su energía cinética.

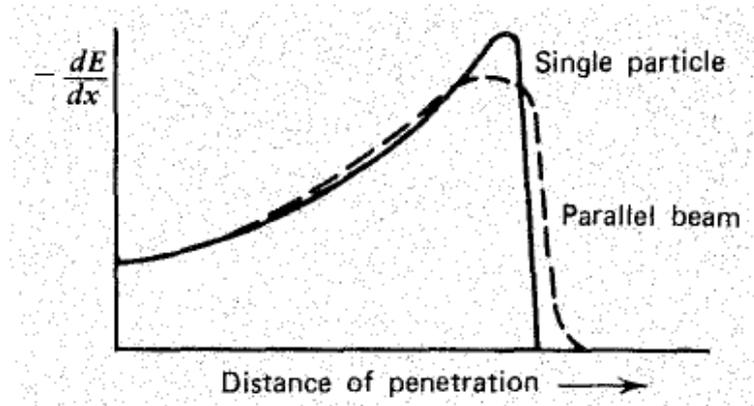


Figura 2: Poder de frenado para partículas cargadas, también conocido como curva de Bragg.[2]

2.2. Radioterapia con rayos x frente a protonterapia

Las leyes de la interacción radiación-materia para diferentes tipos de partícula han sido usadas extensamente en el campo de la medicina a la hora de desarrollar técnicas de exploración, imagen médica así como diversos tratamientos. Por ejemplo, es posible utilizar la deposición de energía de la radiación ionizante en el campo de la oncología para tratar diferentes tipos de cáncer.

Esto se hace irradiando la zona afectada con radiación ionizante, comúnmente rayos X o electrones. La radiación afectará a los átomos de las células del tejido irradiado, destruyendo las estructuras que permiten a la célula seguir viva y duplicándose. Este tipo de tratamiento usa este fenómeno de destrucción celular sobre células cancerosas para reducir el tamaño del tumor hasta que este es eliminado o lo suficientemente pequeño como para ser extraído en una intervención quirúrgica. Sin embargo, esta destrucción celular también afectará al tejido sano, lo cual tiene consecuencias negativas para el paciente.

En medicina se define dosis a la cantidad de radiación ionizante absorbida por el tejido del paciente. La unidad de la dosis es el Gray (Gy). Debido a los posibles daños al tejido sano será de vital importancia controlar el nivel de dosis así como su localización en el cuerpo del paciente a la hora de realizar tratamientos con radiación ionizante. Para esto se debe ser muy cuidadoso a la hora de escoger el tipo de radiación usada, ya que como se puede ver en la figura 3 el poder de frenado y el rango varía drásticamente en función del tipo de partícula que atraviese el medio.

En los tratamientos más comunes en radioterapia, aquellos hechos con fotones, la mayor parte de la dosis quedará depositada en el tejido superficial del paciente debido a como estos interactúan con la materia (ver Fig. 4). Esto hace que el tratamiento de tumores con radioterapia, especialmente tumores menos superficiales, sea bastante dañino, al dar una alta dosis de radiación al tejido sano del paciente. En la figura 4 se puede ver un ejemplo de la diferencia entre la deposición de dosis entre fotones y protones para una energía de 15 MeV . En la figura se ve claramente como los fotones depositan una alta dosis antes y después del tumor, mientras que los protones hacen una deposición más controlada.

Por este motivo se han desarrollado técnicas que usan las propiedades de la interacción de partículas cargadas pesadas para reducir al mínimo posible la dosis depositada en el tejido sano. Estas técnicas se llaman protonterapia, si las partículas usadas son protones, o hadronterapia, si las partículas son iones. Este trabajo se centrará específicamente en la protonterapia.

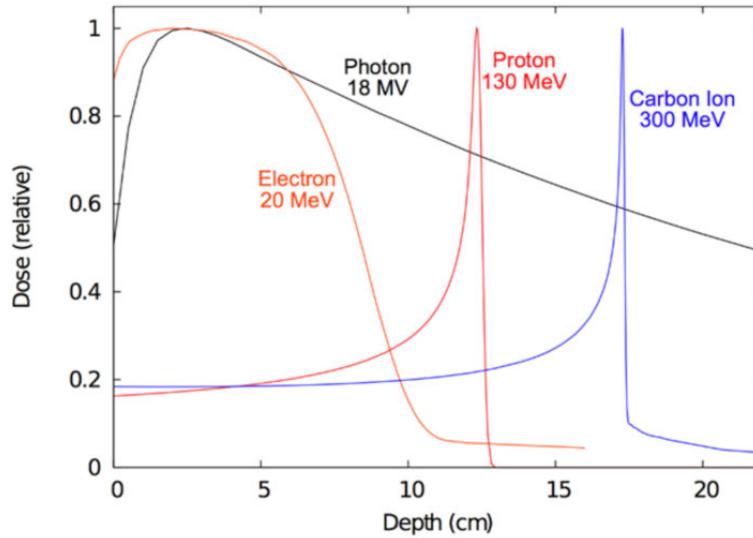


Figura 3: Dosis relativa de radiación depositada en función de la profundidad en agua para varios tipos de haces de uso clínico. Imagen tomada de Ref. [4]

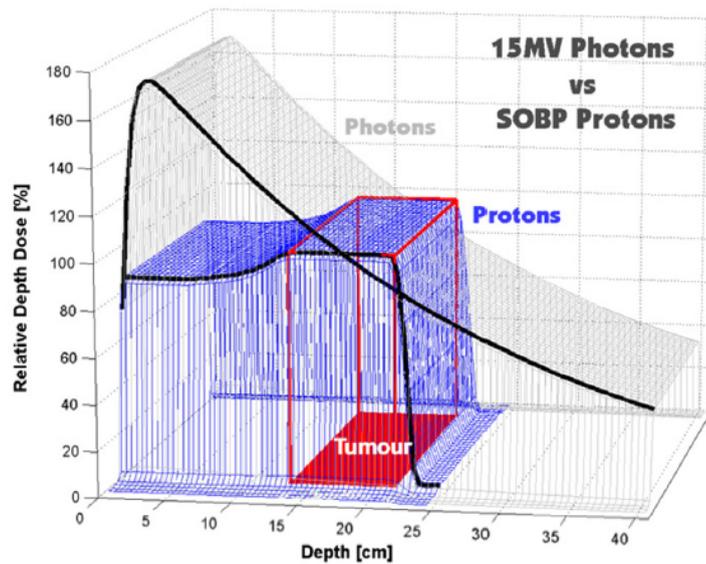


Figura 4: Comparación de la profundidad de la dosis depositada entre fotones y protones para un haz incidente de 15 MeV. Imagen tomada de Ref. [5].

2.3. Protonterapia e imagen médica.

La protonterapia, propuesta por primera vez en 1946 por Robert Wilson [6], es la práctica por la cual se usan protones para tratar tumores de forma análoga a la radioterapia. La diferencia principal entre estas dos técnicas se encuentra en las diferencia en deposición de energía entre radiación electromagnética y la producida por partículas cargadas pesadas a lo largo de su recorrido por los tejidos del paciente.

Como ya se ha visto en el apartado 2.1, los protones depositan la mayor parte de su energía al final de su trayectoria. Usando esta propiedad será posible focalizar la dosis de radiación que se le

administra al paciente a la zonas con presencia de células cancerosas reduciéndose al mismo tiempo la radiación en tejido sano. Esto se ha ilustrado en la figura 4, donde se puede ver claramente que la dosis en el tejido sano se reduce considerablemente en comparación con los fotones, especialmente en las regiones previas al tumor donde los fotones depositan la mayor parte de su energía.

Sin embargo, por la misma propiedad que permite localizar la zona radiada, es de vital importancia poder determinar con precisión la profundidad, expresada como los rangos del haz de protones incidente, para evitar dar una alta dosis de radiación innecesaria al tejido sano. En la figura 4 se puede ver como, para que el tratamiento sea exitoso, el pico de Bragg tiene que estar localizado dentro del tumor. Imprecisiones en las medidas de los rangos del haz incidente pueden provocar que el pico de Bragg se localice fuera del tumor dañando así tejido sano.

Actualmente los tratamientos de protonterapia determinan los rangos necesarios mediante imágenes obtenidas por tomografía computerizada de rayos-X (xCT) [7][5]. Esto se hace convirtiendo la absorción (el coeficiente de atenuación lineal) de los rayos x en estas imágenes, medidas en unidades de Hounsfield (HU) al “poder de frenado relativo” (RSP) de los protones, que representa el poder de frenado de los protones en un material dado en relación con su poder de frenado en agua. Este cambio de HU a RSP se hace actualmente por dos métodos experimentales: el método estequiométrico y la calibración polibinaria [1].

Sin embargo, debido a las diferencias entre fotones y protones, ya discutidas en 2.1, la relación entre HU y RSP calculada por este método no es del todo precisa. Este proceso genera errores en las medidas de los rangos de los protones incidentes del orden del 5 % para zonas como el abdomen [8] y del 11 % en zonas como la cabeza [9]. Estas incertidumbres son inaceptables en el ámbito del tratamiento médico, especialmente cuando el daño al paciente puede ser tan pernicioso como en caso de la protonterapia. Es por este motivo que se ha propuesto desarrollar un método de toma de imagen médica con protones, ya que esto podría reducir la incertidumbre en los rangos de los protones hasta un 1 % [5].

2.4. Herramientas computacionales.

Las simulaciones por el método de Monte Carlo, en las que se centra este trabajo, se usarán para diversos fines en el desarrollo del prototipo: optimizar el dispositivo experimental, desarrollar una metodología de análisis de datos, comparar resultados con los resultados del experimento, etc. En resumen, las simulaciones por el método de Monte Carlo servirán como guía a lo largo del proceso experimental.

Para hacer estas simulaciones se han empleado diferentes herramientas y programas informáticos que permitan replicar el comportamiento de los protones según interaccionan con el dispositivo y los fantasmas que se estudian. En este apartado se describen dichas herramientas y se hará una breve introducción al método de Monte Carlo.

2.4.1. Simulaciones de Monte Carlo

El método de Monte Carlo es un método de simulación estadística de procesos físicos a partir del muestreo de variables aleatorias que los caracterizan. Esto se hace generando un flujo de variables desde números pseudo-aleatorios con distribución uniforme en el intervalo (0,1) [10]. Esta secuencia de números pseudo-aleatorios son generados por algoritmos que usan un número inicial o semilla como base de la secuencia, por lo que dos simulaciones con la misma semilla darán la misma secuencia de números.

El método de Monte Carlo será útil a la hora de hacer simulaciones de interacción radiación-materia, ya que los procesos físicos involucrados son probabilísticos y por tanto, se podrán reproducir mediante un modelo estocástico. Es por esto que el método de Monte Carlo es frecuentemente utilizado en física nuclear y física médica.

2.4.2. Geant4.

Geant4 es un programa gratuito en C++ desarrollado por el CERN que permite hacer simulaciones sobre el paso de radiación a través de diferentes materiales por el método de Monte Carlo [11].

A nivel de software Geant4 estructura las simulaciones en tres partes diferentes: *run*, *event* y *step*. Un *run* abarca la totalidad de la simulación, con todos los cálculos de todas las partículas primarias simuladas. Cada *run* se dividirá en diferentes *events*, o sucesos, que comprende la historia de una partícula primaria y todas las secundarias creadas por las interacciones que esta sufre. Finalmente, en los *steps*, o pasos, que engloba un proceso físico de la partícula, en el que se pueden crear partículas secundarias fruto de la interacción, al propagarse esta por el medio.



Figura 5: Esquema de la estructura de las simulaciones de Geant4. Imagen tomada de la Ref. [12]

Para definir las características de cada simulación se utilizarán 6 clases en C++, tres de las cuales serán obligatorias denominadas *mandatory clases*. Estas son:

- *DetectorConstruction*: Donde se define la forma y composición de cada uno de los componentes de la geometría y su ubicación en el espacio dentro de la simulación. Cada uno de estos componentes se define en 3 niveles: sólido, donde se define la forma, lógico, donde se define el material, y físico, donde se define la posición y orientación.
- *PhysicsList*: Donde se definen los procesos físicos que se simulan. Para ello se usarán diferentes paquetes que simulan los diferentes procesos físicos (interacciones electromagnéticas, reacciones nucleares, etc.). Para que la simulación se ajuste a la realidad habrá que elegir cuidadosamente el paquete o paquetes que simulen los procesos físicos relevantes para la simulación.
- *PrimaryGeneratorAction*: Donde se definen las características de la fuente de partículas primarias: su posición, tipo de partícula, dirección de propagación, energía, etc.

A parte de las *mandatory clases* tendremos otras tres que permiten modificar los procesos en las diferentes partes de la simulación. Estas son:

- *RunAction*: Donde se define como se estructura la información de salida de la simulación.
- *EventAction*: Donde se dicta la información que se quiere guardar al final de cada evento, como, por ejemplo, la energía depositada en los detectores.
- *SteppingAction*: Aquí se define la información que se quiere recoger en cada uno de los *steps* de la simulación.

En el caso de nuestras simulaciones, en las que tratamos con la energía depositada por protones, el programa usará una variación de la ecuación de Bethe-Bloch que se muestra a continuación:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi r_e^2 m c^2 n_{el} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{up}}{I^2} - \beta^2 \left(1 + \frac{T_{up}}{T_{max}} \right) - \delta - \frac{2C_e}{Z} + S + F \right) \right] \quad (5)$$

donde r_e es el radio del electrón $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m c^2)$, n_{el} la densidad de electrones en el material atravesado, z la carga del hadrón en unidades de carga del electrón, $\beta^2 = 1 - (1/\gamma^2)$, $\gamma = E/mc^2$, δ la función de efecto de densidad, Z el número atómico del material, T_{max} la energía máxima depositada por colisión, T_{cut} la energía de corte por encima de la cual la interacción produce electrones secundarios, $T_{up} = \min(T_{cut}, T_{max})$, C_e la función de corrección de capa, I el potencial medio de ionización del material, S el término de espín, F las correcciones de mayor orden. Se puede ver el desarrollo que lleva a la ecuación 5 desde la ecuación de Bethe-Bloch en detalle en la Ref. [12].

2.4.3. ROOT.

ROOT es una herramienta gratuita de análisis de datos desarrollada por el CERN e implementada en C++ diseñada para tener una alta eficiencia de computación. Los datos analizados con ROOT se agruparán en una estructura jerárquica compuesta por: *Trees*, *Branches* y *Leaves*., lo cual ayudará a la hora del análisis de datos. Una de las mayores ventajas de ROOT como herramienta de análisis es su compatibilidad con Geant4, dado que se podrán obtener los datos de salida de las simulaciones en formato de ROOT.

En el caso de las simulaciones realizadas en este trabajo se guardará los datos de cada simulación individual en diferentes *Trees*. Dentro de estos se guardarán en diferentes *Branches* cada una de las variables medidas: energía depositada en los detectores, ángulo de dispersión, etc. Posteriormente, se construirán diferentes gráficas e histogramas usando las propias funciones de análisis de datos y representación gráfica de los mismos en ROOT.

2.4.4. ImageJ.

ImageJ es un programa gratuito de procesamiento de imágenes implementado en Java inspirado por NIH Image de Macintosh. Este programa, entre otras cosas, es capaz de hacer medidas de longitud, área, ángulos y valores de píxeles, lo cual será de gran utilidad a la hora de analizar las imágenes producidas con los datos simulados [13].

En este trabajo se usará para hacer medidas de las dimensiones de diferentes partes de los patrones analizados. Estas medidas se compararán con las medidas de las dimensiones reales y con las medidas sobre las imágenes obtenidas en el experimento. De este modo se podrá estudiar las diferencias de los resultados experimentales y los obtenidos por simulaciones de Monte Carlo.

3. Prototipo de escáner de protones del IEM-CSIC: descripción y desarrollo.

Este apartado está dedicado a describir en detalle el prototipo de escáner de protones del IEM-CSIC, cuyo estudio es la motivación de este trabajo. Para ello, se da una descripción de la construcción del dispositivo así como una descripción detallada de la composición y funcionamiento de cada uno de los detectores que lo forman.

También se indica los experimentos, pasados y futuros, que forman parte del desarrollo del prototipo. Estos son el experimento realizado en el CMAM y el realizado en el CCB (Centrum Cyklotronowe Bronowice) de Cracovia (Polonia). Cabe destacar que este último experimento se

ha realizado de forma simultanea a este trabajo, y que los resultados de las simulaciones que se presentan en el texto se han usado como referencia y apoyo en el proceso experimental.

3.1. Descripción del prototipo: Construcción y detectores.

La construcción más común para un escáner de protones capaz de hacer imágenes consistirá en dos detectores de posición con los cuales se determinará la posición de entrada y de salida de los protones incidentes, con lo que se podrá inferir su trayectoria. Entre estos dos detectores se colocará una pieza de dimensiones y composición conocida que será radiografiada para calibrar o determinar ciertas características del prototipo. Esta pieza se llama fantoma y sus dimensiones y composición varían en función de las calibraciones o pruebas deseadas.

Además, el escáner tendrá un detector de energía residual, capaz de detener los protones para determinar la energía perdida a lo largo de su trayectoria [5][7]. Un esquema básico de este tipo de escáneres se puede ver en la figura 6.

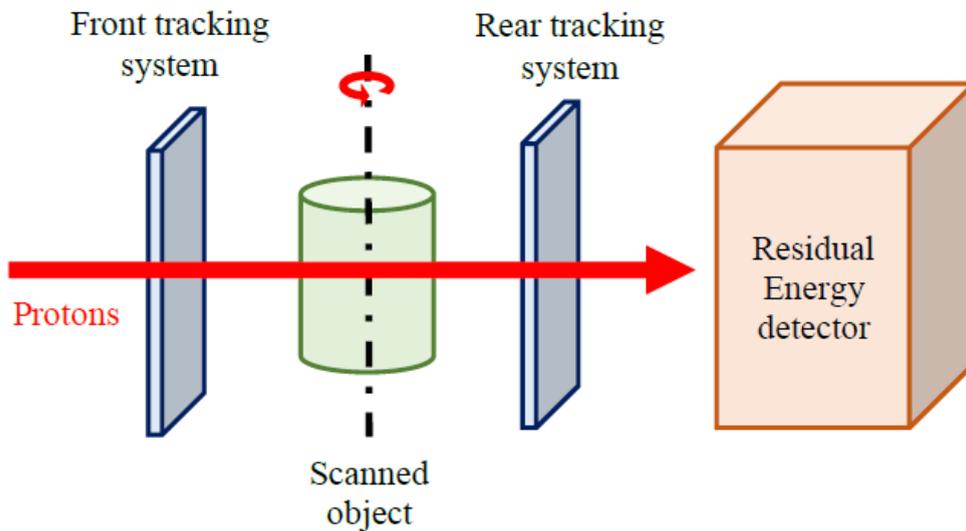


Figura 6: Esquema de un escáner de imagen médica con protones. Figura tomada de Ref. [7]

Para el prototipo de escáner que se estudia en este trabajo se han usado detectores DSSD como detectores de posición y el detector CEPA4, un detector de centelleo, como detector de energía residual.

3.1.1. Detectores DSSD.

Como ya se ha comentado anteriormente, el prototipo usará detectores de semiconductor de Silicio multisegmentados, o DSSD por sus siglas en inglés (*Double-sided Silicon Strip Detectors*), como detectores de posición de los protones incidentes. Este tipo de detectores usan una oblea de silicio con partes dopadas tipo p y n y contactos metálicos de aluminio a ambos lados organizados en modo vertical (parte delantera) y horizontal (parte trasera) que recogen la carga generada en todo el cristal de silicio.

Las capas de silicio estarán polarizadas de tal modo que una capa sea positiva (p+) y otra negativa (n+). El flujo de electrones y huecos producido en la región entre ambas capas creará una zona libre de portadores de carga o zona de agotamiento. La energía depositada por las partículas incidentes creará pares electrón-hueco en la zona de agotamiento, lo cual producirá una corriente

en el semiconductor. Esta corriente eléctrica, que será proporcional a la energía depositada, será amplificada y tratada con diferentes módulos electrónicos para procesar la señal del detector [14].

Los detectores que se han usado en el prototipo, que tienen una superficie activa de $50 \times 50 \text{ mm}^2$, están compuestos por dos capas de 16 láminas de silicio de $50 \times 3 \text{ mm}^2$. La capa superior, la capa p+, tendrá un espesor de 100 nm y la inferior, la n+, 400 nm . Sobre las capas de silicio se sitúan unos contactos de aluminio de $30 \mu\text{m}$ de espesor y $1500 \mu\text{m}$ de separación que recorren toda la longitud de la capa, ocupando el 2% de la superficie activa del detector [15]. Las dos capas estarán superpuestas de tal modo que los contactos de aluminio de ambas sean perpendiculares, creando píxeles de $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Las capas están separadas por una capa de silicio de espesor variable, correspondiente con la zona de agotamiento. Se puede ver un esquema detallado de la composición del detector en la figura 7.

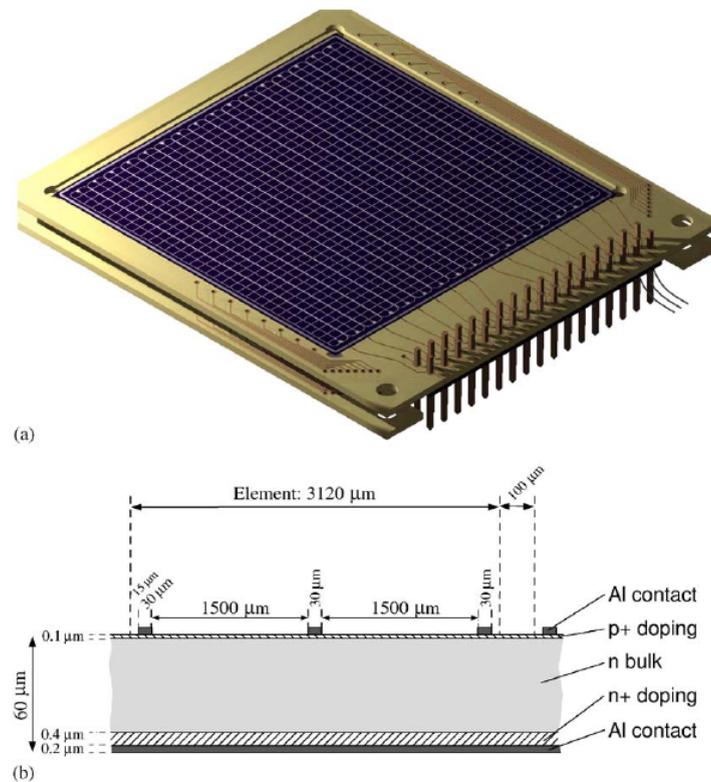


Figura 7: Esquema de un detector DSSD. a) Muestra el detector en su totalidad, mientras que b) muestra el perfil del detector junto con las dimensiones de cada una de sus partes. Figura tomada de Ref. [15]

3.1.2. CEPA4

Para el prototipo de escáner se ha usado el detector CEPA4 (*CALIFA Endcap Phoswich Array*) como detector de energía residual. Este se trata de un detector de centelleo, el que la energía depositada por las partículas incidentes es convertida en luz por un cristal que a su vez es convertida en una señal eléctrica amplificada por un tubo fotomultiplicador. La peculiaridad de CEPA4 es que está formado por una serie de unidades phoswich como cristales de centelleo.

Las unidades phoswich son detectores de centelleo formados por dos capas de diferentes cristales con una sola salida de datos. Este tipo de centelleadores es especialmente útil a la hora de detectar protones, ya que permitirá determinar la energía de los protones incidentes a partir de la energía

perdida en las dos capas del centelleador lo que hace que no sea necesario parar por completo los protones para determinar su energía inicial. Esto reduce considerablemente la longitud de la capa de centelleador necesaria para hacer medidas y evita hacer medidas sobre el pico de Bragg, donde se puede perder energía por producción de partículas (piones o neutrones) [16].

La configuración phoswich requiere además que los cristales elegidos para el centelleador sean ópticamente compatible, es decir, que el material de la segunda capa de la unidad phoswich sea transparente a la luz producida en la primera capa. Para las unidades phoswich usadas en CEPA4 se ha elegido una primera capa de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ y una segunda capa de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, tal y como se describe en Ref. [16].

CEPA4 estará compuesto por cuatro unidades phoswich de los materiales previamente descritos. Estas unidades tendrán una forma rectangular con una sección eficaz cuadrada de 27 mm de lado y una longitud total de 100 mm , de los cuales 40 mm son de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ y 60 mm de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$. Estas cuatro unidades están ópticamente aisladas las unas de las otras por una capa de teflón de $\approx 1\text{ mm}$ de espesor y se encuentran dentro de un recubrimiento de aluminio con un espesor de 0.5 mm . Cada una de las unidades phoswich irá conectada a un tubo fotomultiplicador [17]. En la figura 8 se puede ver un esquema del detector CEPA4 con montaje experimental usado en la referencia [15].

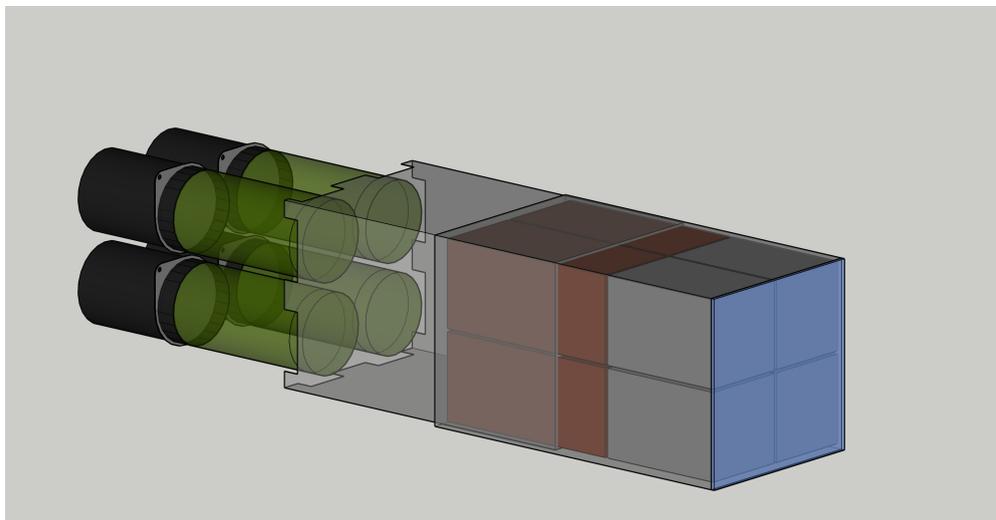


Figura 8: Esquema del detector CEPA4. En verde se representan los tubos fotomultiplicadores, en rojo y gris los cristales de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ y $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ respectivamente, de las unidades phoswich, en azul se muestra una placa de nailon 66 usada para mantener el vacío en la parte derecha del dispositivo dejando el centelleador al aire.

3.2. Experimento CMAM.

El prototipo estudiado en este trabajo fue sometido a una serie de experimentos de prueba de concepto en el Centro de MicroAnálisis de Materiales, o CMAM, en Madrid. Las instalaciones del CMAM cuentan con un acelerador de tipo tándem con una tensión máxima de $5 - \text{MV}$ capaz de acelerar protones hasta los 10 MeV .

Para este experimento se seleccionaron DSSD de 60 y $500\ \mu\text{m}$ de espesor como detectores de posición por la baja energía del haz. El segundo de estos detectores, el de $500\ \mu\text{m}$, se usó también como detector de energía residual. En la figura 9b se pueden ver estos detectores en detalle junto con su colocación respecto a la muestra analizada.

En la figura 9a se puede ver el prototipo dentro de la cámara de vacío [7].

En la otra parte de la figura, 9a, se puede observar la colocación del prototipo dentro de la cámara experimental, que consiste en una cámara de vacío de aproximadamente $1 \times 10^{-6} \text{ mbar}$. Dentro de esta cámara se colocó el prototipo a 24° del eje de propagación del haz para reducir la intensidad del mismo hasta valores inferiores a 10 kHz e iluminar completamente los detectores [7].

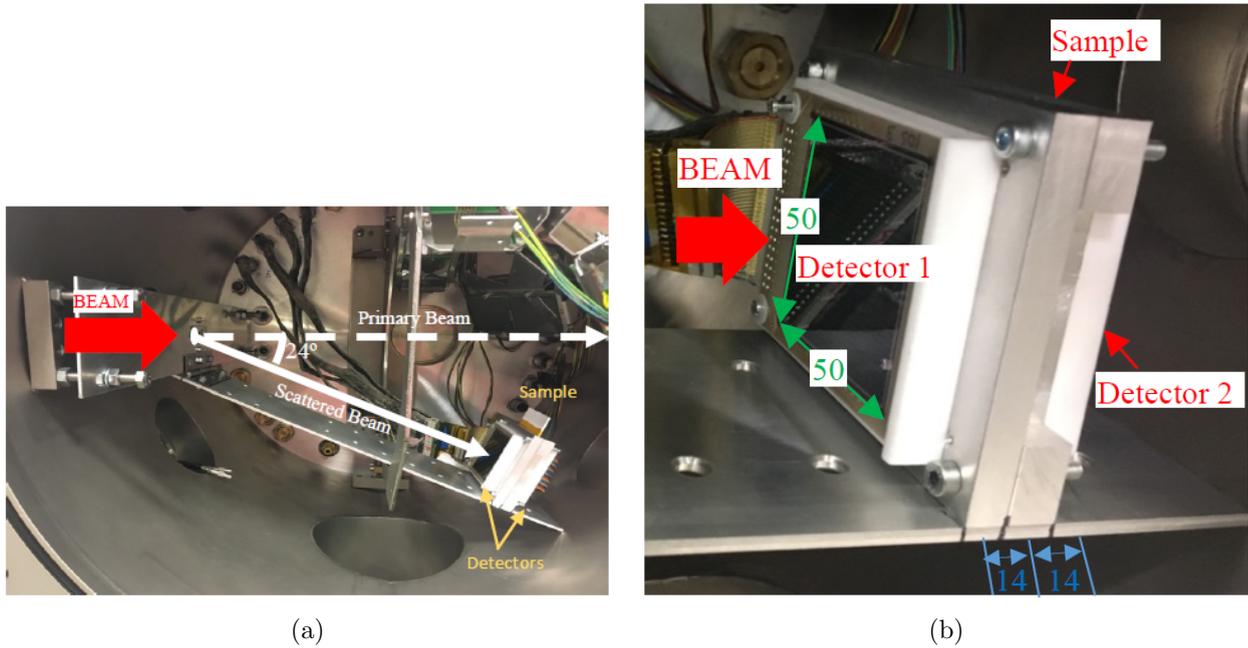


Figura 9: Fotografías del experimento hecho en el CMAM. (a) muestra la posición del prototipo dentro de la cámara experimental, (b) muestra los DSSD junto con las muestras analizadas. Figura tomada de Ref. [7]

En el experimento se analizaron diferentes muestras, que se muestran en la figura 10, las cuales se construyeron a partir de láminas de $500 \mu\text{m}$ de PVC (Policloruro de Vinilo). La primera muestra tendrá un patrón en forma de aspa de aluminio de $200 \mu\text{m}$ de espesor de aluminio superpuesto sobre la lámina de PVC. La segunda mostrará cuatro regiones circulares de 10 mm de diámetro con diferente composición, las cuales son:

1. Una capa de $200 \mu\text{m}$ de aluminio.
2. Una completamente vacía.
3. Una capa de $200 \mu\text{m}$ de aluminio sobre la capa de PVC.
4. Una capa de 1 mm de aluminio.

La última muestra analizada presentará tres filas de agujeros, emulando un patrón Derenzo, con un diámetro y separación de 4, 6 y 8 mm como se indica en la figura 10.

Con este montaje se hicieron una serie de medidas con el prototipo para cada una de las muestras presentadas. Los datos obtenidos en este experimento, tras un proceso de análisis de datos que será muy similar al usado en este trabajo y por tanto se explicará en futuros apartados, se pudieron construir las imágenes mostradas en la figura 11. En Ref. [7] se puede encontrar una explicación más detallada sobre el proceso experimental y en el análisis de datos concreto del experimento.

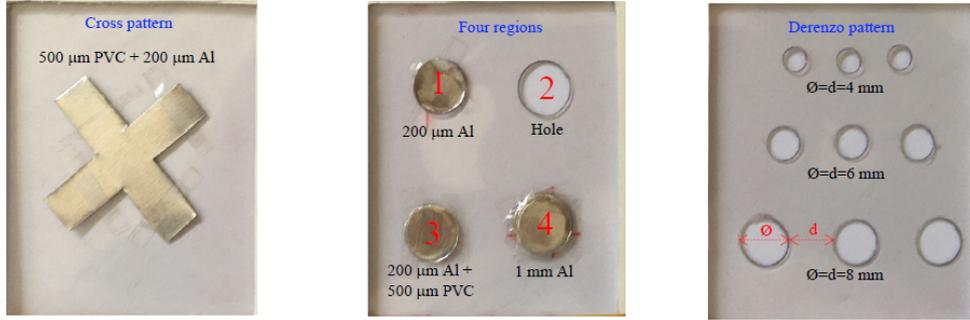


Figura 10: Muestras analizadas en el experimento realizado en el CMAM. En la izquierda se ve la muestra con el patrón cruz, en el centro la muestra con las cuatro regiones y en la derecha e patrón Derenzo. Imagen tomada de la Ref. [7].

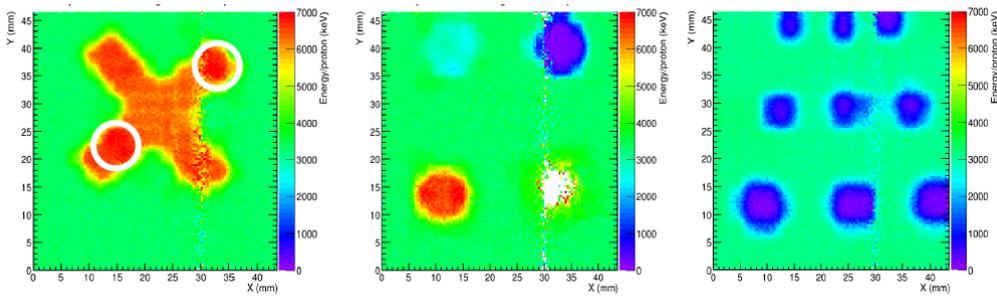


Figura 11: Imágenes generadas con los datos obtenidos por el prototipo en el experimento del CMAM para cada una de las muestras representadas en la figura 10. Imagen tomada de la Ref. [7].

Al comparar las imágenes mostradas en la figura 11 con las fotografías de las muestras analizadas en el experimento (Fig. 10) se puede ver claramente la forma y dimensiones de las muestras en las imágenes generadas con el prototipo. no obstante, la forma de las muestras queda un poco difuminada entre diferentes zonas de la imagen. Por ejemplo, en la imagen del patrón cruz (izquierda) se puede ver claramente una zona de transición (amarilla), o “sombra”, entre la zona de aluminio (roja) y la del PVC (verde). La presencia de esta sombra dificultará definir la forma de las muestras medidas.

Si se compara el patrón cruz (izquierda) con la región 3 de la muestra de cuatro regiones (centro) se puede observar que la energía medida por el prototipo será consistente al medir zonas del mismo material y espesor. También se puede observar que la resolución espacial del prototipo permite ver claramente todos los agujeros de la muestra tipo Derenzo (derecha), incluso con la sombra previamente descrita.

Estos resultados fueron lo suficientemente prometedores como para motivar futuros experimentos para continuar el desarrollo del prototipo. El siguiente paso de este desarrollo se hará con un haz de protones a mayor energía, para aproximarse más a los valores necesarios para imagen médica ($\approx 100 - 200 \text{ MeV}$).

3.3. Experimento Cracovia.

Como ya se ha comentado anteriormente, este trabajo se centrará en el estudio por simulaciones de Monte Carlo de un experimento que pruebe el prototipo de escáner de imagen médica por protones. Este experimento, que en este trabajo se ha llamado experimento CCB por las instalaciones en donde tiene lugar, será la continuación del experimento hecho en el CMAM previamente descrito.

El experimento en el CCB se dividirá en dos partes: una centrada en medidas de tomografía y otra en radiografía. Este trabajo se centrará en la parte de radiografía.

Este trabajo se ha hecho de forma simultanea a la propuesta y realización del experimento, por lo que tendrá una sección de simulaciones previas al mismo, donde se harán simulaciones a modo de preparación para el experimento, y otra de simulaciones posteriores, donde las simulaciones servirán como ayuda para el análisis de datos. Debido a esto, para este trabajo se dividirá el apartado pertinente a la descripción del experimento en dos partes. En este primer apartado se describirán las instalaciones y la propuesta del experimento que guiarán las simulaciones previas. En apartados posteriores se describirá los cambios realizados en el montaje del dispositivo, así como cada una de las medidas hechas con el prototipo.

3.3.1. Características de las instalaciones.

El experimento se realizará en el Centro de Ciclotrón Bronowice (Centrum Cyklotronowe Bronowice), o CCB, que es parte del Instituto de Física Nuclear de la Academia Polaca de Ciencias en Cracovia. De entre los aceleradores disponibles en las instalaciones se usará el ciclotrón Proteus C-235.

Este modelo Proteus C-235 es un ciclotrón isócrono, que fue desarrollado específicamente para aplicaciones médicas, es capaz de acelerar protones hasta una energía de 230 MeV , lo que les da un rango de 30 cm en agua. Esto hace que el haz sea capaz de alcanzar tumores independientemente de su localización en el cuerpo de paciente. La energía del haz puede ser rebajada hasta un mínimo de 70 MeV lo que, para el caso del experimento estudiado en este trabajo, permitirá hacer medidas a diferentes energías [18].

El haz generado por este modelo de ciclotrón es de tipo gaussiano. Es decir, las energías del haz producido por el ciclotrón estarán dadas por una distribución de gauss con centro en la energía seleccionada para el haz y una desviación estándar (σ) del 1.5 % de la energía máxima.

3.3.2. Propuesta experimental

La configuración experimental propuesta se puede ver en el esquema representado en la figura 12. En este esquema se representa la colocación de la cámara experimental en relación con el haz. A la salida del ciclotrón se colocará un blanco de dispersión de titanio de $\sim 50\ \mu\text{m}$ de espesor a la salida del haz para reducir su intensidad.

En la figura 12 se representa además el montaje del prototipo que se encuentra en la cámara experimental. Se puede apreciar dos detectores DSSD, un fantoma de PMMA y el detector CEPA4. El experimento se puede dividir en dos tipos de medidas: tomografías y radiografías. En función del tipo de medida se usarán una serie de fantomas diferentes.

En la figura 13 se muestran estos diferentes fantomas al ser medidos con el prototipo. En esta figura se pueden ver los fantomas cilíndricos (Fig. 13b) usados en las tomografías y los cúbicos (Fig. 13a) que se usan para las radiografías. Además, tal y como se ve en la figura 13a, los fantomas cúbicos se colocarán diferentes patrones de aluminio, que corresponderían con el volumen rojo representado en la figura.

Los patrones de aluminio que se usarán en el experimento serán un patrón de tipo Derenzo con agujeros horizontales de diferentes diámetros para estudiar la resolución espacial de prototipo y un patrón más simple en forma de cruz.

El haz de protones se hará incidir sobre el blanco de dispersión de titanio para reducir la intensidad del haz. Los detectores usados en el prototipo tienen una tasa de conteo máximo de entre $1 - 10\text{ kHz}$. Para reducir aún más la intensidad del haz se colocará el prototipo en un ángulo de $\sim 20^\circ$, lo cual permitirá hacer medidas con el prototipo de forma segura. Se tiene previsto hacer medidas con el prototipo para energías del haz incidente de entre $100 - 230\text{ MeV}$.

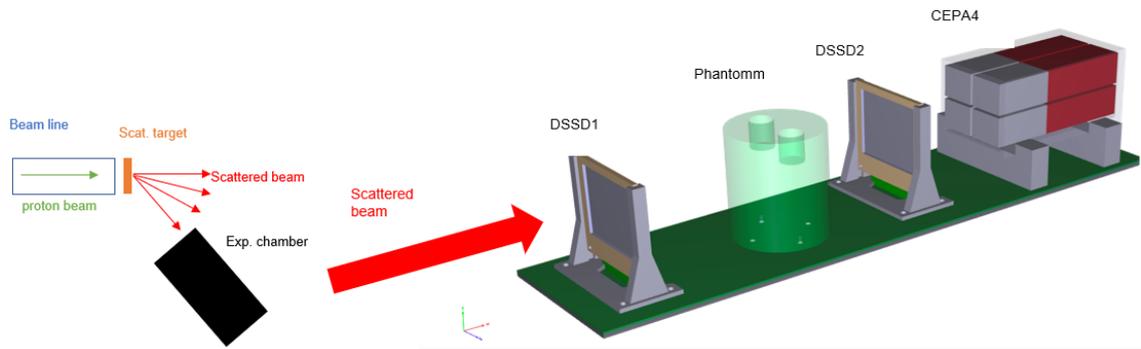


Figura 12: Esquema del montaje experimental propuesto para el experimento en el CCB de Cracovia. A la izquierda se puede ver un esquema representando la posición de la cámara experimental y el blanco de dispersión en función del haz incidente. a la derecha se ve el montaje del prototipo situado dentro de la cámara experimental.

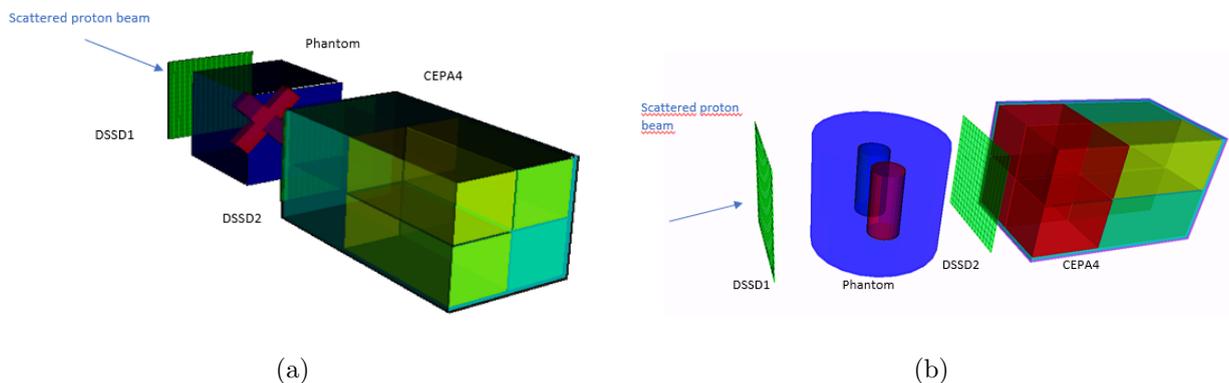


Figura 13: Ejemplos de fantomas usados en el experimento para diferentes tipos medidas. Se puede apreciar el tipo de fantomas usados para radiografías (a) y el uso para tomografías (b). Los volúmenes de diferentes colores (rojo y azul oscuro) representan zonas de diferentes materiales en el interior del fantoma.

3.3.3. Montaje experimental.

Para el experimento se usó una cámara rectangular de aluminio de 2.4 mm de espesor en cuyo interior se montó el prototipo, tal y como se muestra en la figura 14. En dicha figura también se puede ver que la cámara, a la que se ha llamado cámara experimental, está forrada con una capa de celulosa de 0.4 mm de espesor de color negro para aislar el prototipo de radiaciones externas que pudieran interferir con las medidas. La cámara experimental tendrá una apertura rectangular en la parte frontal por donde el haz incidente ilumina al detector.

En la figura 15 se puede ver una vista general del experimento. Como se ve en esta figura se colocó una placa de titanio de $25\ \mu\text{m}$ de espesor a la salida del ciclotrón para dispersar los protones del haz incidente. Hecho esto, se colocó la cámara experimental a 12.5° de desviación respecto a la dirección de propagación del haz.

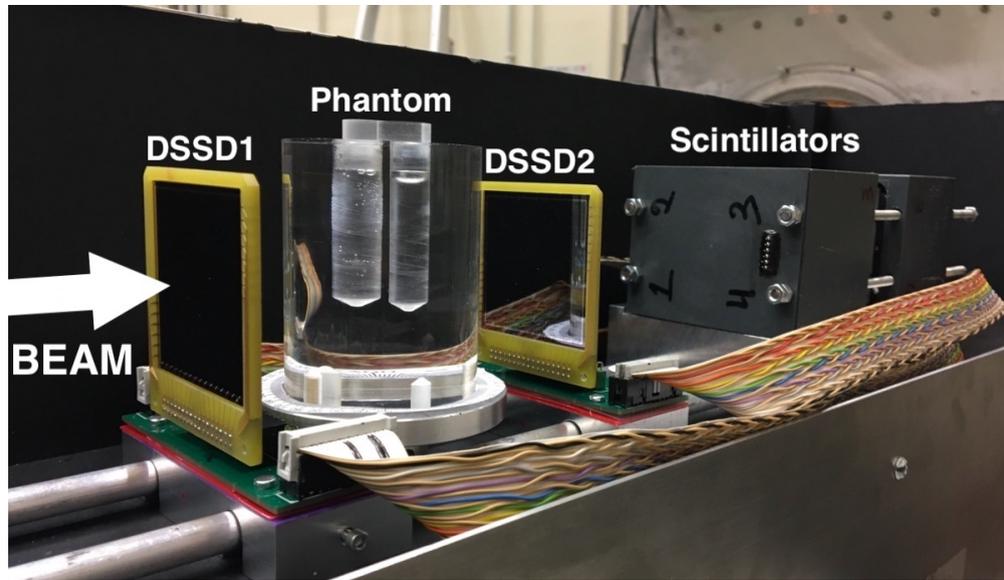


Figura 14: Fotografía del prototipo montado en el interior de la cámara experimental. Se ha representado la dirección del haz con una flecha blanca. En el origen de esta flecha se encuentra la apertura frontal de la cámara experimental por donde penetra el haz incidente.

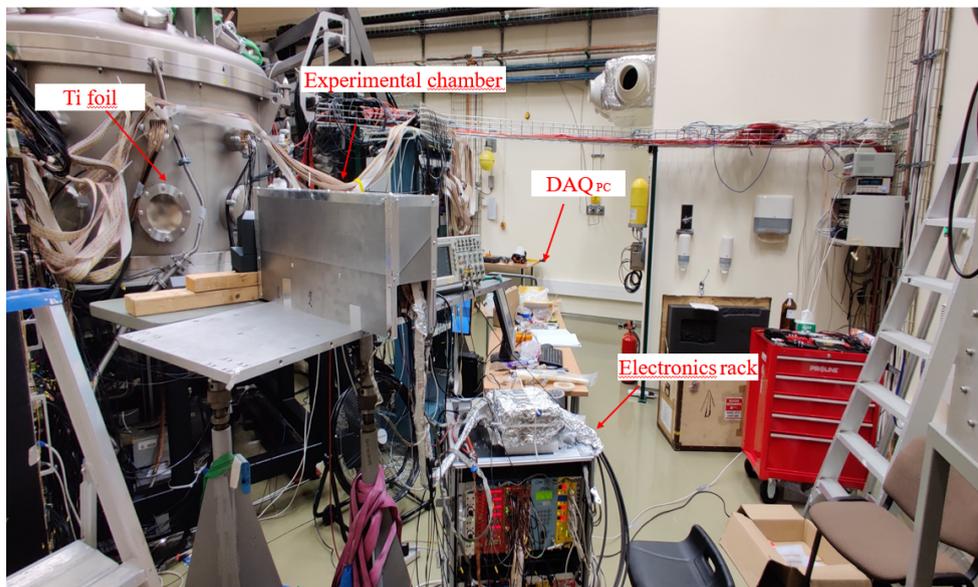


Figura 15: Fotografía del montaje experimental en la sala del acelerador en el CCB. Se ha señalado cada uno de los componentes visibles del experimento, incluyendo la electrónica.

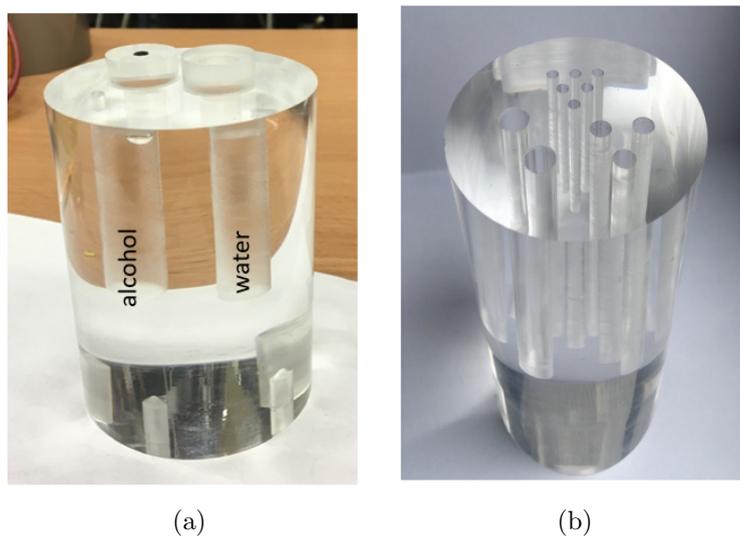


Figura 16: Fotografías de los fantasmas cilíndricos usados para las medidas de tomografía. Se puede ver un fantoma con dos cilindros de diferente material (a) y un fantoma tipo Derenzo con múltiples agujeros usado para determinar la resolución espacial del prototipo (b).

3.3.4. Medidas realizadas

Con esta configuración se hicieron una serie de medidas para diferentes fantasmas. Estas medidas se pueden dividir en dos modos: tomografía y radiografía. En el caso de la tomografía se usaron los fantasmas cilíndricos mostrados en la figura 16, que eran rotados en intervalos de 18.9° o 8° en función de la medida. En el caso de la radiografía se estudiaron fantasmas rectangulares de PMMA con los patrones representados en la figura 17. Este trabajo se centrará en las medidas de radiografía.

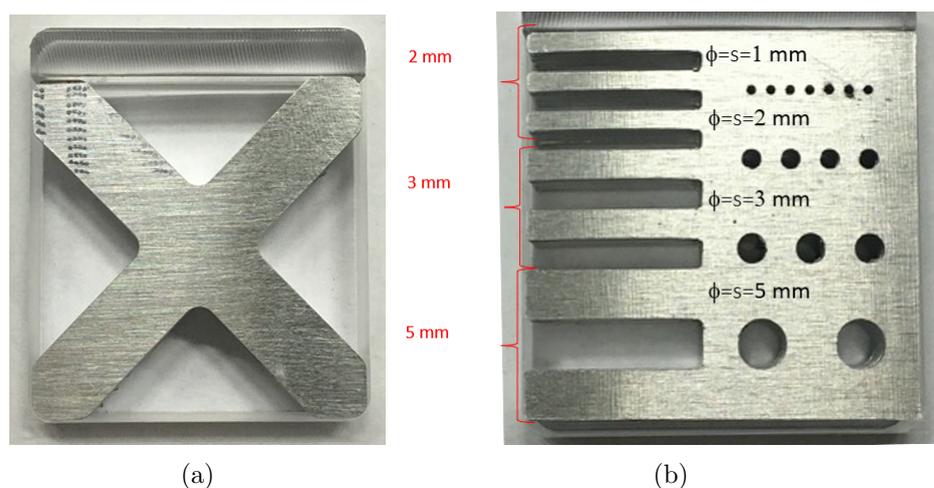


Figura 17: Fotografías de los patrones de aluminio que son introducidos en los fantasmas cúbicos al hacer las medidas de radiografía con el prototipo. Se ve un patrón simple en forma de cruz (a) y un patrón tipo Derenzo con diferentes filas de agujeros circulares y rectangulares (b)

Para el patrón en forma de cruz se hicieron dos medidas para un haz de 100 MeV , una de una hora y otra de media hora. Para el patrón Derenzo se hicieron tres medidas diferentes: con una

energía de 100 MeV se midió durante una hora y, tras rotar el patrón 180° en el eje vertical, se midió durante media hora. Finalmente, se midió el patrón Derenzo durante un cuarto de hora en la misma posición que para la medida de media hora para un haz de 110 MeV de energía.

3.3.5. Resultados preliminares.

Como ya se ha comentado anteriormente este trabajo se hizo de forma paralela al experimento, por lo que se hicieron simulaciones previas con el montaje y proceso experimental previsto. En este apartado se comenta brevemente las diferencias entre las simulaciones y los resultados experimentales.

Una de las diferencias más claras entre las simulaciones previas al experimento realizadas en el apartado 4.1 y el caso experimental es el límite inferior de medida del prototipo. En el experimento no se consiguió obtener lecturas para energías del haz de 90 MeV , lo cual si era posible en las simulaciones. Esto se debe a que el montaje experimental, ya sea el fantoma, los detectores o algún otro factor, hacen que el haz de protones deposite más energía de la inicialmente esperada. Esto produce que los protones del haz sean frenados completamente antes de crear señales en todos los detectores, lo que imposibilita obtener datos suficientes como para construir imágenes.

Por este motivo se han hecho diversos estudios, descritos en el apartado 4.3, de diferentes factores de la simulación para determinar más factores que pudieran influir en esta diferencia de resultados entre simulaciones y experimento.

4. Simulaciones de Monte Carlo.

Las simulaciones de Monte Carlo serán la herramienta principal por la que se obtienen resultados en este trabajo. En los siguientes apartados se describe en detalle las diferentes simulaciones realizadas a lo largo del trabajo.

4.1. Simulación preliminar.

Esta primera simulación se centrará en el estudio de la energía depositada en unos detectores DSSD descritos en 3.1.1, separados por un fantoma cilíndrico de Polimetilmetacrilato, o PMMA. El objetivo de esta simulación es obtener resultados que nos permitan conocer los valores de energía depositada en los detectores DSSD del experimento. Esto permitirá determinar el nivel máximo de ruido electrónico que se puede cortar sin interferir en las señales electrónicas producidas por los protones incidentes. Conocer la energía depositada en los detectores ayudará también a determinar un rango de energía óptimo para cada uno de los detectores del experimento.

4.1.1. Geometría.

Se puede dividir la geometría de la simulación en dos partes, una activa en la que la información registrada se guarda, siendo esta los datos de salida, y otra pasiva, que no es de interés para la simulación por lo que no se guardan la información registrada. Dichas partes serán los detectores de silicio, la parte activa, y el fantoma cilíndrico, la parte pasiva.

Los detectores se han simplificado para esta simulación y se consideran como placas cuadradas de silicio de $5 \times 5\text{ cm}^2$ de área frontal con un espesor de 1 mm . Estos detectores se colocarán de tal modo que sus centros estén a una distancia de 50 mm a ambos lados del origen de coordenadas en la dirección de propagación del haz. El fantoma consistirá en un cilindro sólido de PMMA de 6 cm de altura y 3 cm de radio cuyo centro ocupará el origen de coordenadas. De esta forma, cada detector DSSD estará colocado a unos 2 cm de distancia a ambos lados del fantoma (antes y después del fantoma según la dirección de propagación de los protones del haz).

Sobre esta construcción haremos incidir un haz de protones a energías variables con una apertura de 10° , como se ve en la figura 18 (derecha). La fuente del haz estará a 100 mm del origen de coordenadas. Por lo que estará situado a unos 5 cm de distancia del detector DSSD1.

En la figura 18 se puede ver la geometría del experimento con más detalle. En esta figura se pueden ver los detectores DSSD1 y DSSD2, que se corresponden con las láminas roja y azul respectivamente, a ambos lados del fantoma de PMMA, representado por el cilindro gris. El haz incidente de protones se puede ver representado por una serie de líneas azules.

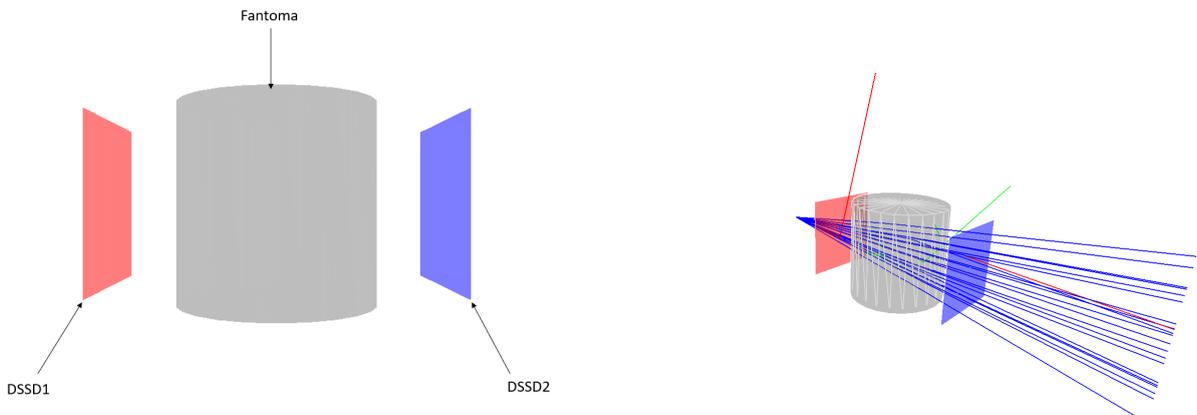


Figura 18: Imagen de la geometría de la simulación. Se pueden ver los detectores de silicio en rojo (DSSD1) y azul (DSSD2) junto con el cilindro de PMMA en gris (izquierda) y su posición con respecto al punto de lanzamiento del haz de protones representado por líneas azules (derecha).

4.1.2. Simulación y resultados.

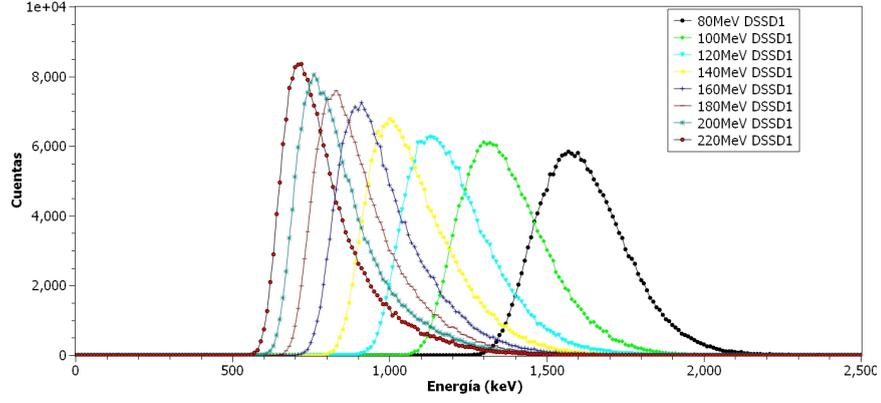
Introduciendo esta geometría en Geant4, se usará dicho programa para obtener la deposición de energía en cada uno de los detectores para un haz de protones a diferentes energías. Dadas las características del haz con el que se realizarán los futuros experimentos sobre estos detectores haremos nuestras simulaciones con energías de entre 80 MeV y 220 MeV en saltos de 20 MeV .

Se simularán un total de 200000 sucesos para cada simulación, es decir, se lanzan 200000 protones por simulación, cuya energía depositada será medida por los detectores a estudiar. Se ha guardado el dato de la energía depositada por cada suceso en canales de un histograma de energías, de tal modo que el número de cuentas de cada canal será el número de sucesos que han depositado una energía dentro del rango de energías correspondiente al canal. Los histogramas de la simulación constarán de 1000 canales con máximo de energía de 10 MeV , por lo que cada canal tendrá una anchura de 10 keV .

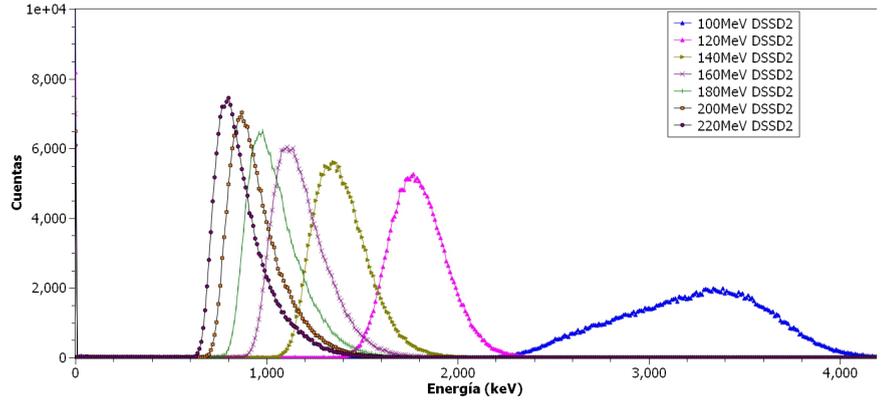
Al representar todos los datos simulados juntos se ha obtenido el gráfico representado en la figura 19.

Cabe destacar que, para un haz incidente de 80 MeV de energía, el contaje medido en el detector DSSD2 ha sido despreciable. Esto se debe a que la energía del haz no es suficientemente alta como para que la mayor parte de los protones atravesen el fantoma, haciendo que el segundo detector no reciba ningún protón, al haber sido todos parados por el fantoma.

Para determinar las posiciones de los picos de energía se ha hecho un ajuste gaussiano de los espectros de energía obtenidos en las simulaciones. Los ajustes gaussianos de los picos de los espectros de energía, representados en Fig. 19, darán los valores de la energía depositada en los detectores. Estos valores se han representado en la tabla 1.



(a)



(b)

Figura 19: Espectros de energía depositada en el detector DSSD1 (a) y DSSD2 (b) para diferentes energías del haz.

E haz (MeV)	E pico DSSD1(keV)	E pico DSSD2(keV)
80	1599.7	0
100	1346.6	3251.8
120	1169.6	1782.9
140	1038.8	1372.6
160	938.1	1150.9
180	860.5	1008.8
200	797.7	903.8
220	744.8	825.7

Tabla 1: Energía depositada en DSSD1 y DSSD2 en función de la energía del haz de protones incidente

4.1.3. Análisis y conclusiones.

Los datos representados en la tabla 1 se corresponden con los valores de energía depositada esperados para cada detector DSSD. Se puede ver que, para el DSSD1, el rango de energía esperado va desde unos $745\ keV$ para un haz de $220\ MeV$ hasta unos $1600\ keV$ para una haz de $80\ MeV$. Para el DSSD2 el valor máximo será de $3252\ keV$ para un haz de $100\ MeV$ y como mínimo de $826\ keV$ para un haz de $220\ MeV$ de energía.

De los datos representados en la tabla 1 se puede seleccionar el rango de energías en el que hacer las medidas experimentales. Para esto será óptimo que la energía depositada en DSSD1 sea superior a 1 MeV , ya que esto separa la señal lo suficiente del ruido a bajas energías como para que este no interfiera con los datos registrados. Con este criterio se puede ver que el rango de energías óptimo para el haz de protones incidente sera de entre 100 MeV a 140 MeV . No obstante, hay que tener en cuenta que en estas estimaciones sólo hemos tenido en cuenta un fantoma uniforme cilíndrico de 60 mm de diámetro sin patrón alguno en su interior.

También se puede determinar que el límite inferior de energía del haz para un experimento empleando este fantoma uniforme es de $\sim 80\text{ MeV}$, por lo que para obtener imágenes por transmisión de protones se deben emplear energías superiores a este valor. Por último, estas simulaciones confirman que el espesor de los detectores de silicio, 1 mm , será adecuado para hacer medidas, ya que los rangos de energías esperadas entran dentro de los valores satisfactorios.

Además, se puede apreciar en la tabla 1 que los picos de energía se darán a mayores energías en el DSSD2 que en el DSSD1. Esto es consecuencia de las características del poder de frenado de los protones, ya comentado en 2.1, el cual dicta que el protón depositará más energía en el medio a medida que atraviesa el material. Esto también explica por qué los picos se juntan a medida que aumenta la energía del haz, ya que, a mayor energía, los protones tendrán que atravesar más material para “acercarse” al pico de Bragg, donde depositan la mayor parte de su energía. Este resultado es de gran utilidad ya que permite concluir que se deben emplear diferentes rangos dinámicos para ambos detectores de silicio.

4.2. Simulaciones previas al experimento del CCB.

Este apartado se centra en describir en detalle las simulaciones del experimento con el prototipo de escáner de protones realizado en el acelerador del CCB de Cracovia. En estas simulaciones se buscará aproximarse todo lo posible a las condiciones del experimento, por lo que la geometría, montaje y obtención de datos se ha hecho de acuerdo con las condiciones del experimento descritas en 3.3.2. En este apartado también se incluye una descripción detallada del proceso de análisis de datos por el cual se generan las imágenes a partir de las medidas experimentales.

Para ilustrar todo este proceso se ha hecho una simulación de prueba. Dado que parte de este trabajo se ha realizado antes de que el experimento del CCB tuviera lugar, estos ejemplos se han usado como referencia a la hora de hacer el experimento en el acelerador de partículas de Cracovia, así como para desarrollar el método de análisis de datos por el cual se obtienen las imágenes de los fantomas estudiados.

4.2.1. Geometría.

Para esta tanda de simulaciones se ha definido un haz de protones con una distribución espacial que sigue un perfil gaussiano 2D en el plano XY perpendicular a la dirección de propagación con una anchura a media altura (conocido por sus siglas en inglés: FWHM) de 0.5 cm en ambas direcciones.

Se ha definido la fuente del haz en el origen de coordenadas. Tanto la energía como el número de partículas del haz son variables en función de las condiciones de la simulación que se esté realizando. Las partículas del haz, al igual que el resto de la geometría de la simulación, se encontrarán en un volumen global de aire. Dentro de volumen definiremos el resto de partes de la geometría de la simulación. Estas serán:

1. El blanco de dispersión.
2. Dos detectores DSSD, que se han llamado DSSD1 y DSSD2.
3. El fantoma a estudiar, bien sea uniforme o con algún patrón.

4. El detector CEPA4.

El blanco de dispersión consiste en una placa cuadrada de titanio de 50 mm de lado y con $25\mu\text{m}$ de espesor.

Los detectores DSSD, de los cuales habrá dos, estarán formados por una serie de cubos de silicio que representará cada uno de los píxeles del detector. Estos cubos tendrán una cara cuadrada de 3 mm de lado y 1 mm de espesor, que es el mismo que tendrán los detectores DSSD que serán usados en el experimento. Los cubos se dispondrán en 16 filas de 16 cubos cada una, de tal modo que las dimensiones finales del detector son las de un paralelepípedo cuadrado de 48 mm de lado y 1 mm de espesor.

El fantoma, en su forma más básica, consistirá en un cubo de PMMA de $8.02 \times 7.62 \times 5.0\text{ cm}^3$, dimensiones que se han sacado del fantoma que se usará en los experimentos.

El fantoma también podrá contener diferentes patrones de aluminio en su interior para poder ser estudiados. En estos casos se ha definido un marco en el interior del fantoma de 4.02 cm de lado y 1 cm . Este marco estará alineado con los detectores de tal modo que los patrones a estudiar estén centrados con estos.

Los patrones que se analizarán en esta serie de simulaciones serán definidos para representar los que se estudiarán en el experimento. Estos patrones serán los siguientes:

1. Una cruz de aluminio con las dimensiones mostradas en la figura 20a y un espesor de 1 cm . Se llamará a esta construcción del fantoma patrón cruz o patrón aspa.
2. Un patrón del tipo Derenzo con las dimensiones señaladas en la figura 20b. El espesor de este patrón será variable de simulación a simulación. Esto se debe a que, en el caso experimental, el patrón está compuesto por 5 placas de aluminio de 2 mm de espesor. Para que, en el caso de que se decida hacer medidas con un número de placas inferior a 5, se tengan imágenes de referencia se ha decidido hacer 5 simulaciones para diferentes espesores posibles del patrón (correspondientes los posibles números de capas de 2 mm). Se llamará a estas construcciones del fantoma patrón Derenzo, especificando el número de capas en cada caso.

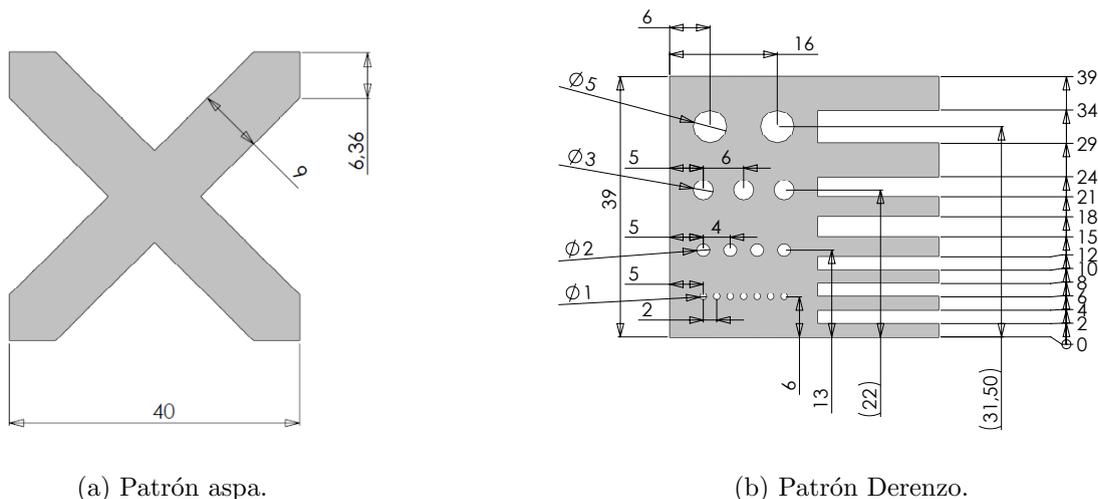


Figura 20: Dimensiones de los patrones de aluminio en mm . El espesor del patrón aspa es de 10 mm , mientras que el patrón Derenzo está formado por 5 capas iguales de 2 mm de espesor.

Finalmente, se ha definido el detector CEPA4, descrito en la introducción de este trabajo, de una forma simplificada del mismo modo que para los DSSD. Para esta simulación se ha aproximado

el CEPA4 a 8 bloques rectangulares, dos por cada unidad phoswich. Cuatro de estos bloques, compuestos de LaBr_3 , tendrán unas dimensiones de $27 \times 27 \times 40 \text{ mm}^3$, mientras que los cuatro restantes, de LaCl_3 , tendrán unas dimensiones de $27 \times 27 \times 60 \text{ mm}^3$. Estos bloques se han colocado juntos para formar la unidad phoswich, tal y como se puede ver en Fig. 21b, siendo el cristal de LaBr_3 el primero según la dirección de entrada del protón, seguido por el de LaCl_3 .

Los cuatro bloques que forman las unidades phoswich se encuentran en el interior de un recubrimiento que presentará una apertura en la parte frontal para permitir la entrada a partículas incidentes a la cara frontal del detector. Dicho recubrimiento estará formado por una capa exterior de aluminio de 1 mm de espesor y una interior de teflón de 2 mm de espesor.

En la figura 21a se puede ver la posición de los detectores y el fantoma respecto a la dirección del haz incidente sobre el blanco de dispersión. En esta figura se puede ver que se ha desplazado el dispositivo de medida 20° respecto a la dirección de incidencia del haz de protones que llega al blanco de dispersión para recrear las condiciones descritas en el apartado 3.3.2.

A una distancia de 100 cm con respecto al blanco de dispersión, colocado en el origen de coordenadas, se ha colocado el dispositivo de medida. Este se puede ver en la figura 21b, donde se muestran los detectores DSSD en verde a ambos lados del fantoma, representado en azul, con el patrón cruz en su interior, representado por el volumen rojo. Se puede ver además el detector CEPA4 con cada una de sus partes (LaBr_3 en rojo y LaCl_3 en azul). Se han colocado los DSSD a 6 cm del centro del fantoma. La cara frontal del CEPA4 se ha colocado a 11.5 cm de distancia respecto al DSSD2.

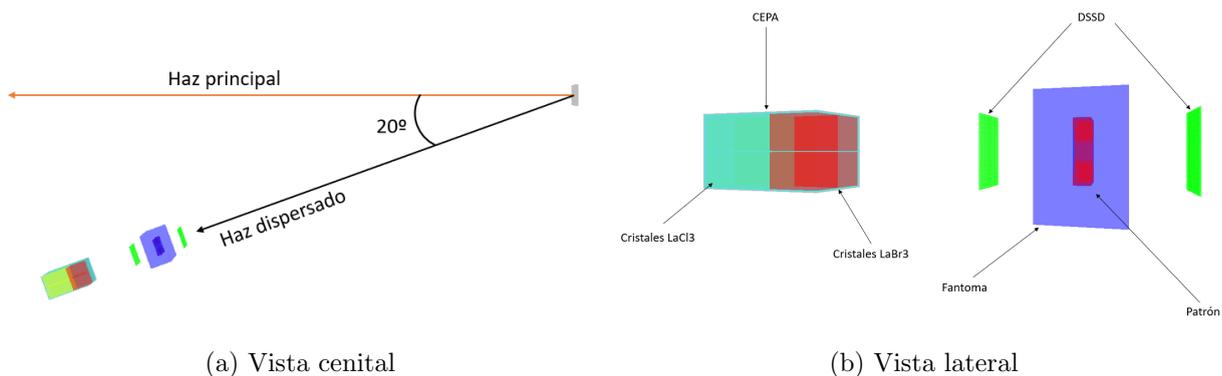


Figura 21: Esquema de la geometría de la simulación para el patrón cruz desde diferentes ángulos

Cabe destacar que, a diferencia que en el caso del experimento, no se simulará directamente la dispersión del haz incidente con el blanco. Esto se hace para reducir el tiempo y los recursos utilizados por cada simulación. Si simulara la dispersión del haz de protones incidente con el blanco de dispersión la mayoría de las partículas simuladas continuarían propagándose en la misma dirección al atravesar el blanco debido a la relativamente baja sección eficaz de Rutherford. Por tanto, para que el conteo de sucesos detectados fuera suficiente, habría que simular un número de sucesos órdenes de magnitud superiores a los necesarios para que la estadística que llegue al detector permita obtener resultados satisfactorios.

Por esto se ha definido el origen del haz de protones simulado dentro del blanco de dispersión apuntando directamente al centro del DSSD1 como se muestra en la figura 22, donde se muestra el dispositivo junto con el haz de protones incidente, representado por líneas azules. Para simular la dispersión con el blanco de titanio se hace que los protones cambien su energía en función del ángulo de salida siguiendo la distribución de Rutherford, tanto para la probabilidad de dispersión en función del ángulo como para la energía del protón dispersado dada por el usuario.

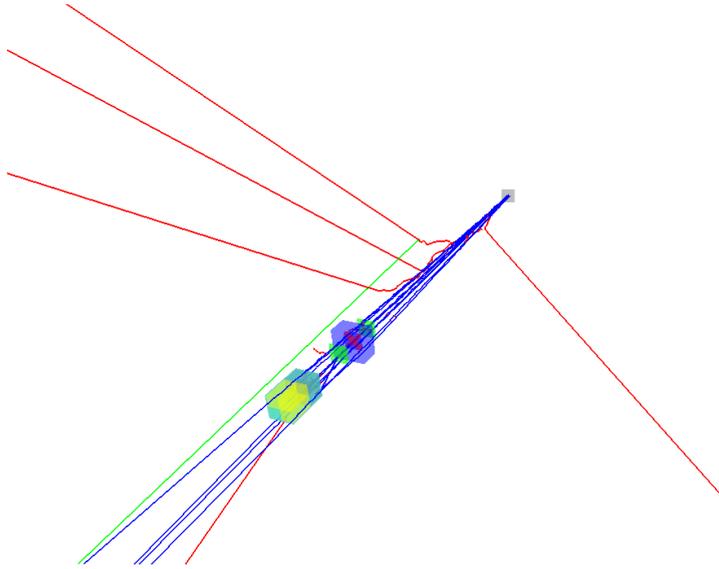


Figura 22: Imagen de la simulación con el haz de protones incidentes representado por líneas azules. Las líneas de colores diferentes (rojo y verde) representan las partículas secundarias generadas por las interacciones con el medio.

Otra ventaja de esta forma de definir el haz incidente es que permite controlar con mayor precisión el número de partículas que llegan a los detectores.

4.2.2. Parámetros de las simulaciones.

Una vez desarrollado el método de construcción de imágenes se ha procedido a hacer una serie de simulaciones de las cuales se obtendrán los datos necesarios para dicha construcción. Para esta serie de simulaciones se ha usado la geometría descrita en 4.2.1 con un haz incidente de 100 MeV de energía. Para asegurarse que la estadística de los datos obtenidos sea suficiente como para generar imágenes se han simulado 10 millones de sucesos por simulación.

Con estos parámetros se han hecho simulaciones de medidas al fantoma uniforme, al patrón aspa y al patrón Derenzo con cada uno de los espesores disponibles. Los datos resultantes han sido procesados usando el método descrito en el apartado 5.1 para construir imágenes que puedan servir de referencia en los futuros experimentos. El resultado de este proceso se puede ver en los siguientes apartados, que describen cada una de las medidas.

4.3. Optimización de las simulaciones.

En este apartado se han hecho una serie de estudios de diversas partes de las simulaciones presentadas en el apartado anterior. La motivación detrás de estos estudios serán discrepancias entre los resultados obtenidos por las simulaciones descritas en el apartado 4.2 (ver apéndice A) y los resultados preliminares del experimentos en el CCB.

4.3.1. Primera aproximación al experimento.

En este apartado se ha hecho una simulación posterior al experimento del CCB en Cracovia. Por tanto, los detalles de la geometría empleada en el experimento son conocidos y se han modificado de forma correspondiente. El objetivo de esta simulación es comprobar si las condiciones que se plantean en el apartado 4.2 pueden reproducir los resultados experimentales o requiere alguna

modificación. Además, esta simulación también servirá para determinar peculiaridades de los datos obtenidos por el dispositivo que se hayan de tener en cuenta a la hora de calibrar o de construir las imágenes.

Se ha empezado por hacer una simulación usando la misma configuración descrita en el apartado 4.2 de este trabajo, si bien se ha modificado el ángulo del dispositivo respecto al blanco de dispersión, reduciéndolo de 20° a 12.5° , para que la geometría se corresponda con el montaje experimental. Se puede ver un esquema de esta simulación en la figura 23.

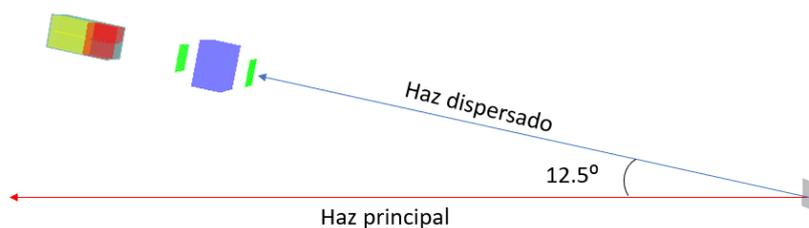


Figura 23: Esquema de la geometría de la simulación descrita en el apartado 4.3.1. Se pueden ver los detectores DSSD (verde) y el CEPA4 (rojo y amarillo) midiendo un fantoma de PMMA uniforme (azul). También se puede ver los haces que inciden sobre el detector.

Tras estas modificaciones, se han hecho una serie de simulaciones a diferentes energías para el fantoma uniforme. Estas energías del haz serán de 90, 95, 100, 110 y 120 MeV , que se corresponden con las energías de las medidas experimentales. Tras obtener los datos de cada uno de estos casos se han usado las herramientas de análisis de datos de ROOT para hacer un ajuste gaussiano de los picos de energía en cada detector. De estos ajustes se obtendrán los valores de la energía depositada en cada detector. Con los datos obtenidos por estos ajustes se ha construido la tabla 2, donde se muestra la posición del centroide de los picos de energía para cada uno de los detectores. Cabe destacar que se han omitido los centelleadores de $LaCl_3$ del CEPA4, ya que estos no medían un conteo suficiente como para ser relevantes. Esto es debido a que los protones incidentes se paran por completo en los cristales de $LaBr_3$ delanteros.

Energía del haz	DSSD1	DSSD2	LaBr3 1	LaBr3 2	LaBr3 3	LaBr3 4
90	1448	6740	10686	10682	10682	10686
95	1400	3556	20033	20086	20098	20039
100	1332	2737	33804	33845	33846	33808
110	1222	2051	53523	53548	53546	53528
120	1138	1714	69570	69598	69592	69566

Tabla 2: Valores de energía depositada (en keV) de cada detector para diferentes energías del haz incidente (en MeV).

Se puede ver que los datos obtenidos en esta serie de simulaciones no representarán correctamente el caso real. En concreto, se puede ver que el umbral inferior de energía que se puede medir es superior en el caso real, ya que que en el experimento no se pudieron hacer medidas a 90 MeV , al no detectarse protones en los detectores de CEPA4. Por tanto, se tendrán que introducir modificaciones que corrijan esto para que los datos sean válidos.

Se ha observado además una deformación en los picos de energía de los espectros de los DSSD, representada en la figura 24, que podría comprometer los datos de la energía depositada en los detectores, ya que esta deformación podría afectar a la evaluación de los centroides de los picos del espectro de energía. Para determinar si esta deformación influye de forme significativa en las simulaciones se ha hecho un estudio de los espectros de energía depositada en los DSSDs píxel a píxel, que se explica en detalle en el siguiente apartado.

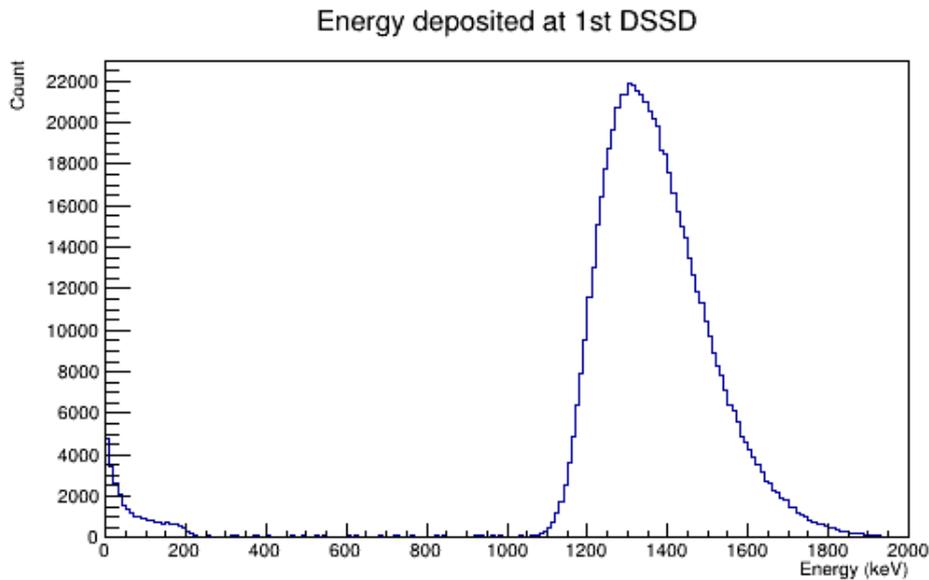


Figura 24: Espectro de energía depositada en el DSSD1 con un haz de 100 MeV .

4.3.2. Estudio de espectros de píxeles individuales

Como ya se ha comprobado anteriormente las curvas de los espectros de energía tienen una ligera deformación. Para entender mejor este fenómeno, así como los espectros recogidos por los DSSD en general, se ha hecho un estudio de los espectros de energía en cada uno de los píxeles de estos detectores. Cabe destacar que la deformación se ha observado casi exclusivamente en los espectros recogidos por el detector DSSD1. Sin embargo se ha hecho un estudio de ambos detectores para comprobar si el espectro medido por el detector DSSD2 también dependía del píxel.

Este estudio se ha hecho empleando los datos generados por las simulaciones hechas en el apartado 4.3.1 modificando el programa de análisis de datos. En los casos anteriores, al procesar los datos de los DSSD generados en la simulación, el programa de análisis suma la información recogida en cada uno de los píxeles que forman el detector, descritos en el apartado 4.1.1. Para el análisis de este apartado se ha hecho que el programa construya 256 histogramas diferentes, uno por cada uno de los píxeles del detector, donde se guardará el espectro detectado por el píxel correspondiente. Tras ejecutar el programa de análisis modificado a los datos de generados en 4.3.1, se han obtenido dos series, una por detector, de 256 histogramas correspondientes con los espectros de energía de cada píxel.

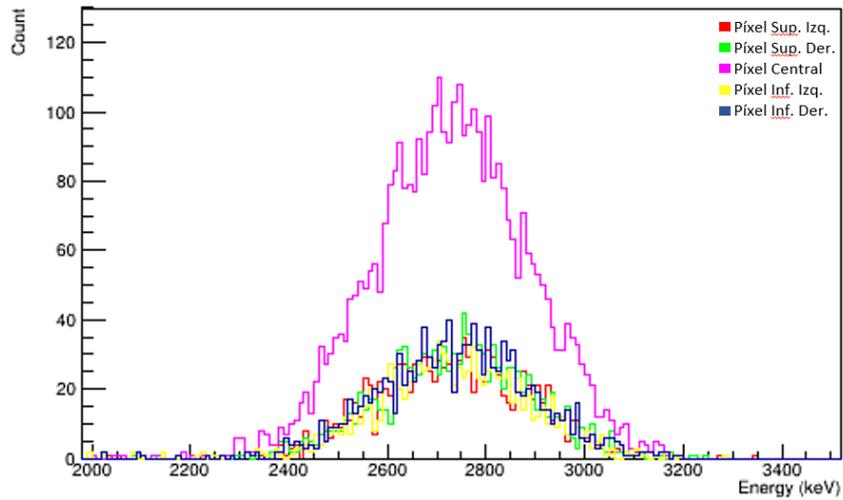


Figura 25: Espectros de energía detectados en 5 píxeles del detector DSSD2 para una simulación de 1 millón de sucesos y un haz de 100 MeV de energía.

El análisis por píxeles se hará a las energías descritas en el apartado 4.3.1 para ambos detectores. Para simplificar el análisis se han elegido 5 píxeles, que representan los casos extremos del detector, cuyos espectros se estudiarán. Se puede ver un ejemplo de esto en la figura 25, que representa los 5 espectros de energía correspondientes a los píxeles escogidos en el DSSD2 para un haz de 100 MeV de energía.

Cuatro de estos píxeles se encontrarán en las esquinas del detector y uno en el centro para poder así comprobar si la forma del espectro varía con la posición del píxel. Estos espectros se analizaran por medio de ajustes a curvas gaussianas de forma análoga a la descrita en 4.3.1. Los valores de la posición de cada pico de energía obtenidos han sido representados en la tabla 3.

Energía del haz (MeV)	Pixel Sup Der	Pixel Sup Izq	Pixel Central	Pixel Inf Der	Pixel Inf Izq
90 (DSSD1)	1470	1466	1478	1481	1488
90 (DSSD2)	6995	6837	6786	6917	6820
95 (DSSD1)	1415	1413	1423	1415	1403
95 (DSSD2)	3546	3543	3539	3551	3561
100 (DSSD1)	1358	1349	1365	1354	1358
100 (DSSD2)	2729	2738	2730	2736	2738
110 (DSSD1)	1265	1260	1246	1264	1258
110 (DSSD2)	2049	2050	2049	2046	2060
120 (DSSD1)	1191	1175	1185	1180	1172
120 (DSSD2)	1711	1718	1721	1715	1713

Tabla 3: Posición de los picos de energía (en keV) para los píxeles de los DSSD a diferentes energías del haz. En paréntesis el DSSD al que corresponde la fila a cada energía.

Como puede verse en tabla 3 la posición del centroide de los picos de energía no cambia significativamente de píxel a píxel. Las máximas variaciones en los espectros observadas en la tabla 3

son del orden de decenas de keV , lo cual, teniendo en cuenta que la anchura del pico (resolución) es del orden de varios cientos de keV , entra dentro de los rangos aceptables. Esto indica que no son representativas, por lo que las pequeñas variaciones observadas de píxel a píxel no influirán en los espectros de energía simulados.

Por tanto, no será necesario hacer correcciones a los espectros de energía de los DSSD. Sin embargo, si que se observa una mayor variación, del orden de $100\ keV$, en los píxeles del DSSD2 a $90\ MeV$.

Este cambio se debe a la alta fluctuación de los datos en el espectro, que se muestra en la figura 26, lo cual aumenta la incertidumbre a la hora de determinar la posición del centroide.

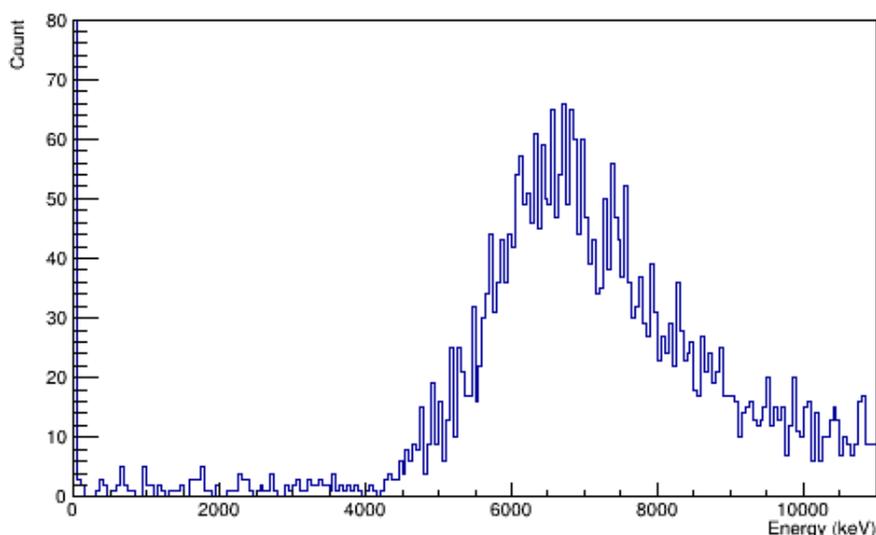


Figura 26: Espectro de energía de un píxel central del DSSD2 a $90\ MeV$.

Además de estudiarse las posiciones de los centroides también se ha hecho un estudio de la forma de los picos. Con este estudio se ha buscado comprobar si la deformación de los picos presente en los espectros globales de los DSSDs, como el mostrado en la figura 24, también se da en los espectros de cada píxel. Para este análisis de la forma se ha escogido el píxel central, representado en la figura 27, al tener este mejor estadística. En este espectro se puede apreciar que la deformación del pico de energía se mantiene también en cada píxel, si bien de forma reducida. Al analizar la forma de los espectros correspondientes detector DSSD2 representados en la figura 25, no se ha observado ninguna deformación, lo cual también se corresponde con las lecturas totales del detector.

Esto era de esperar ya que el espectro de energía del detector será la suma de los espectros individuales de cada píxel. Dado que, como ya se ha demostrado, la posición de los picos no cambia significativamente de píxel a píxel, las deformaciones que se observan en el pico de energía serán fruto de las deformaciones en cada uno de los picos de energía de cada píxel.

Una hipótesis sobre la causa de las deformaciones en los espectros medidos por el detector DSSD1 que se propone en este trabajo es que la deformación es causada por diferencias en las trayectorias de los protones incidentes dentro del detector. Si la trayectoria de un protón a lo largo de uno de los píxeles del detector, bien por su ángulo de incidencia o por desviaciones en la trayectoria dentro del píxel, éste depositará más energía en el detector, lo que explica la deformación a energías más altas. Que esta deformación no se vea en el detector DSSD2 se debe a que los protones que inciden sobre este han sido dispersados por el fantoma de PMMA. Esto causa mayor variabilidad en la dirección de incidencia de los protones y, por tanto, causará una distribución más uniforme en el

detector.

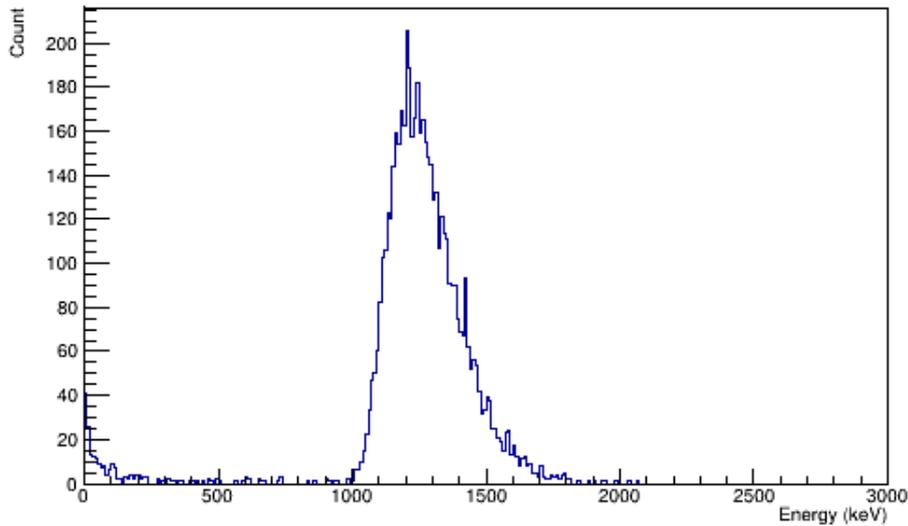


Figura 27: Espectro de energía depositada en el píxel central del DSSD1 con un haz de 100 MeV .

Vistos estos resultados, se ha concluido que los valores de la energía depositada para los DSSD en su totalidad obtenidos por las simulaciones son válidos ya que, como se ha visto a lo largo de este apartado, la posición de los centroides de los picos de energía no variará de forma significativa, tal y como se ve ha comprobado en la figura 25 y la tabla 3, y la reducción de la deformación en los picos no justifica la pérdida de estadística que ocurriría al usar los espectros de píxeles individuales.

4.3.3. Cambio de modelo físico.

Las simulaciones realizadas con Geant4 usan diferentes paquetes que representan modelos físicos para determinar qué proceso físico ocurre en cada paso, con qué probabilidad, qué consecuencias tiene sobre la partícula que se propaga y la generación de partículas secundarias. Es, por tanto, importante escoger el modelo físico que se aproxime más a la situación real para que los resultados de la simulación sean lo más realistas posibles a la hora de hacer predicciones sobre el experimento. En el caso de que haya alguna discrepancia entre los resultados experimentales y las simulaciones, tal y como ocurre en este caso, uno de los posibles factores que puede causar dichas discrepancias es el modelo físico que se esté usando.

En el caso de las simulaciones realizadas en el apartado 4.3.1 se han usado paquetes para reproducir los modelos de interacción electromagnética así como la desintegración de partículas. Sin embargo, se ha omitido el uso de paquetes que simulen modelos de física hadrónica dado que las energías en las que se está trabajando son demasiado bajas como para que sea necesario aplicar dichos modelos. Sin embargo, debido a las diferencias previamente descritas, se hará una simulación de prueba a 90 MeV con diferentes paquetes de física hadrónica para comprobar como la elección de modelo afecta a la simulación.

Para estas pruebas se han usado dos listas diferentes, la primera de las cuales es la lista QGSP_BERT, que es usada para simular partículas a altas energías. Esta lista implementa el modelo quark gluón para simular interacciones inelásticas a altas energías y la cascada de Bertini [19] para las interacciones de menos de 10 GeV . Con esto se conseguirá hacer simulaciones de los procesos hadrónicos a altas energías. La segunda lista, llamada QGSP_BIC, usa el modelo quark

gluón con un cascada binaria, lo cual es mejor para energías inferiores a 1GeV . Dadas las energías del experimento la lista de física más relevante para este trabajo será el QGSP_BIC. Más información sobre estos modelos se puede encontrar en el artículo de Apostolakis et al. [20].

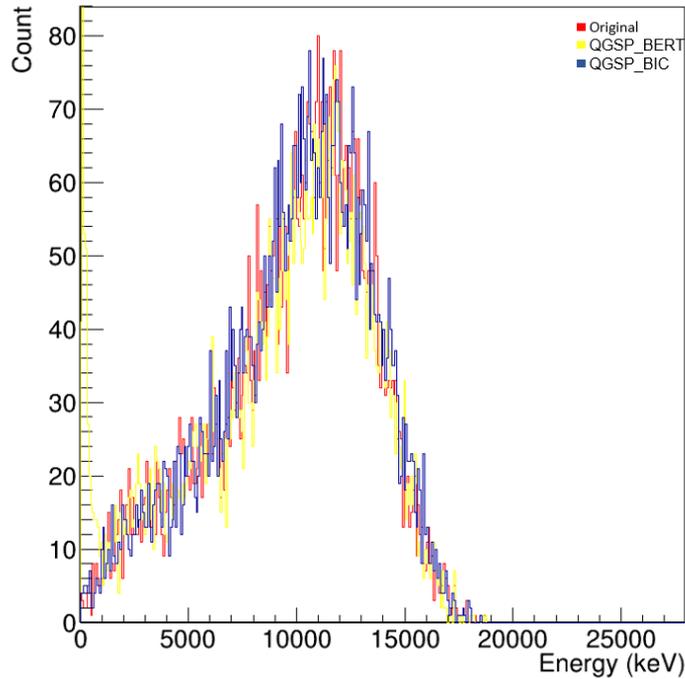


Figura 28: Espectros de una cristal del CEPA4 para 3 modelos físicos diferentes: modelo original (rojo), modelo QGSP_BERT (amarillo) y modelo QGSP_BIC (azul).

Tal y como se puede apreciar en la figura 28 no habrá ningún cambio significativo en los espectros usando los diferentes modelos físicos, por lo que las diferencias en el rango de energías detectables observadas en los datos experimentales no dependen de esto. Sin embargo, no hay que olvidar que si se quiere ser completamente riguroso, y los recursos consumidos por la simulación lo permiten, se deberá usar uno de estos modelos.

Dentro del código definido en la lista QGSP_BIC se podrá además elegir entre dos opciones con ligeras variaciones de modelo físico, a las que se han llamado hadro1 y hadro2. Ambas variantes usan el modelo quark gluón con un cascada binaria, como se indica anteriormente, con ligeras variaciones. En concreto, la variante hadro1 usa el modelo QGSP_BIC_HP, que será como QGSP_BIC pero incluye modelos más precisos de descripción de neutrones a energías menores de 20 MeV .

Además del estudio del efecto de los diferentes modelos físicos sobre los espectros de energía también se ha estudiado el cambio en tiempo de simulación de cada suceso con cada una de las variantes de la lista QGSP_BIC. Para ello se lanzaron dos simulaciones con los nuevos modelos físicos, hadro1 y hadro2, de 100000 sucesos a una energía de 100 MeV . Una vez hecho esto, se ha medido el tiempo que dura cada una de las simulaciones con precisión de segundos y dichos tiempos han sido divididos a su vez por el número de sucesos. Tras realizar estos cálculos se ha obtenido que el tiempo computacional por suceso será $1.99 \cdot 10^{-3}\text{ s}$ y $1.59 \cdot 10^{-3}\text{ s}$ para los modelos hadro1 y hadro2 respectivamente.

En este último estudio sobre el tiempo computacional por suceso se ha visto un incremento del tiempo de un $\sim 25\%$ al usar la lista hadro1 respecto a hadro2. Esto se debe a la mayor precisión ofrecida en el tratamiento de neutrones de baja energía ($E < 20\text{ MeV}$) que es la diferencia entre ambas listas de física. No obstante, en las simulaciones posteriores a este apartado (ver apartados

5.4 y 6.2) se ha usado el modelo hadro1, al tratar de una forma más precisa los neutrones de baja energía que a las energías de nuestro experimento pueden llegar a ser relevantes.

4.3.4. Estudio de los cambios en la geometría de la simulación.

Otro de los posibles factores que pueden explicar las diferencias entre resultados experimentales y simulados serán diferencias en la geometría de la simulación. Tales diferencias pueden ser fruto de complicaciones a la hora de realizar el experimento, lo cual lleva a modificaciones del montaje experimental, o a la presencia de elementos en el experimento que se pensaron despreciables a la hora de hacer las simulaciones.

En este apartado se estudia si los cambios en la geometría de la simulación, descritos en el apartado 4.4, reproducen la realidad con suficiente precisión. En concreto se busca determinar si los cambios en la geometría hacen que no se pueda medir a energías de 90 MeV con el prototipo, como en el caso experimental.

El primer cambio en la geometría de la simulación será una lámina de papel de 0.4 mm de espesor que forma parte del recubrimiento interior de la cámara experimental, cuyo fin es reducir la reflexión de la luz en el interior de la cámara experimental. El segundo se trata de una pieza de plástico, más concretamente nailon 66 de 1.75 mm de espesor, correspondiente con una tapa frontal del CEPA4 que forma parte de la estructura diseñada para mantener unidas las diferentes partes del detector. Parte de esta pieza se encuentra inmediatamente antes del CEPA4 respecto a la dirección del haz, por lo que puede afectar a las medidas.

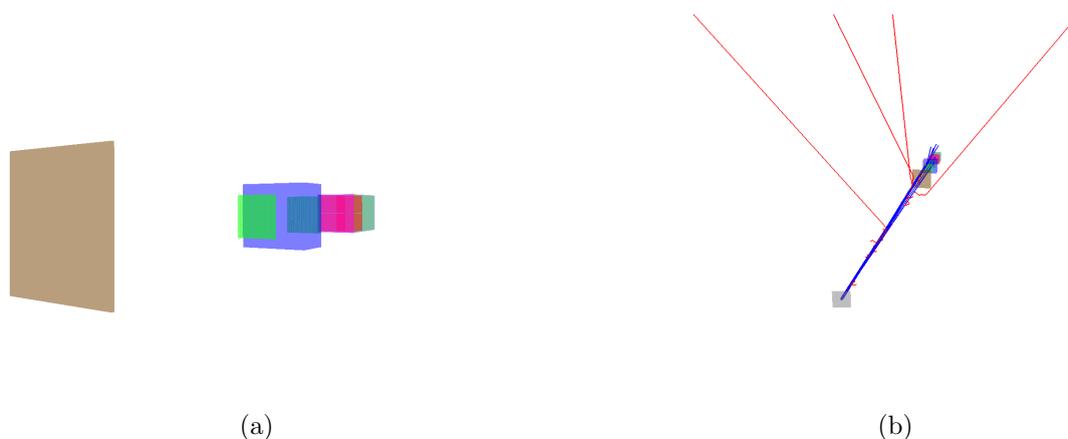


Figura 29: Imágenes de la simulación con los cambios en la geometría. En (a) se puede apreciar la capa de celulosa (marrón) y la capa de nailon-66 (rosa). En (b) se puede ver la nueva geometría respecto al haz de protones, representado por líneas azules.

Con estas modificaciones se han hecho una serie de simulaciones para las mismas energías que los casos anteriores. De esta última serie es de interés, antes de realizar ningún tipo de análisis, comprobar si los cambios en la geometría han anulado el espectro de energía en el CEPA4 para una energía del haz de 90 MeV , tal y como ocurren en el caso experimental. Con este fin, se ha representado en la figura 30 el espectro de energía depositada en el cristal de LaBr_3 del CEPA4 de una simulación de 1 millón de sucesos para haz incidente de 90 MeV de energía.

Se puede apreciar claramente que el espectro mostrado en la figura 30 explica los resultados experimentales dado que, aun habiendo detectado partículas, su energía y número de cuentas son tan bajos para un millón de sucesos simulados que explica por qué no se ve un espectro en el CEPA4 experimentalmente. Este espectro apenas será observable y distinguible del ruido electrónico y fondo ambiental.

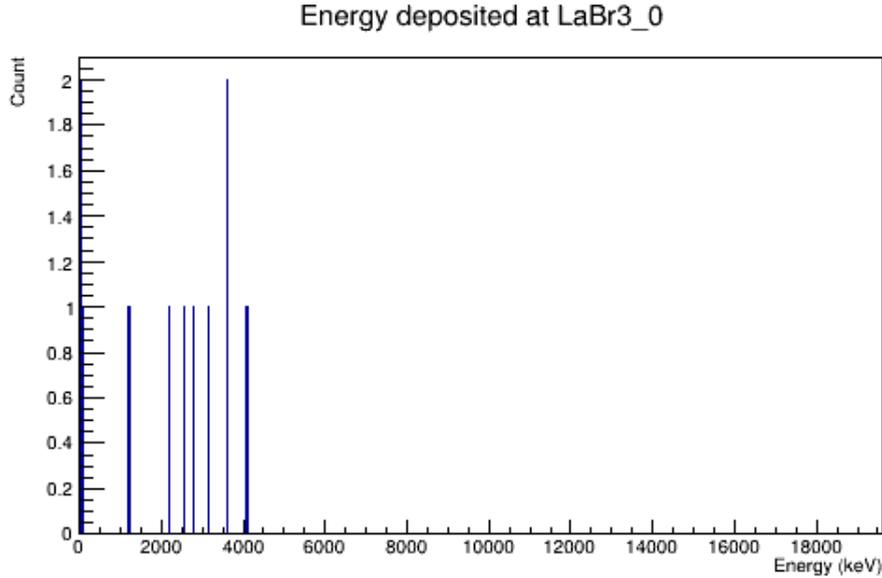


Figura 30: Espectro de energía depositada sobre uno de los cristales de LaBr3 del CEPA4 a 90 MeV para la nueva geometría en una simulación de un millón de sucesos.

El último cambio que se hará en las simulaciones será ajustar las características del haz incidente para que este se corresponda más adecuadamente con el usado en los experimentos. Estas modificaciones empiezan cambiando las dimensiones del haz incidente.

Hasta el momento se consideraba el haz con un perfil gaussiano bidimensional con un FWHM en ambas direcciones de 0.5 cm , lo cual se ha cambiado a un FWHM de 0.7 cm , ya que son las dimensiones reales del haz experimental. Además de estos cambios en la apertura, se introducen una serie de modificaciones al código de Geant4 que cambiarán el método por el cual se determina la energía de la partícula según sale del blanco de dispersión.

En el caso real, el haz de protones incidente tendrá una variación natural de energía que, según los datos proporcionados por los operadores de dicho acelerador, se corresponde a una curva gaussiana con una desviación estándar de $\sigma = 0.015E$, siendo E la energía del haz. La energía de los protones se modificará ligeramente una segunda vez al dispersarse en el blanco de dispersión antes de ser detectada. Sin embargo, en las simulaciones descritas en el apartado 4.2.1 no se ha tenido en cuenta la anchura de energías del haz de protones proporcionado por el ciclotrón previa a la dispersión, por lo que habrá que modificar la simulación para que represente la realidad.

Esto se ha hecho haciendo que la partícula simulada tome un valor aleatorio sobre una distribución gaussiana cuya desviación estándar es un 1.5% de la energía dada por la dispersión de Rutherford. Cabe destacar que este es el proceso inverso que en el caso real.

La dispersión de Rutherford se aproxima usando tablas de energías dispersadas en función del ángulo de dispersión. Estas tablas solo son válidas para energías incidentes concretas. Por tanto se ha decidido implementar el rango de energías inicial del haz tras la dispersión.

Tras hacer estos cambios se ha realizado una comprobación de los valores finales de cada una de las partículas. Los datos obtenidos se pueden ver representados en la figura 31. Para comprobar la validez de los resultados se hace un ajuste gaussiano de la curva representada en dicha figura, obteniendo así que, para los datos generados por Geant4, $\sigma = 1.46 \pm 0.01 \%$ de la energía del haz, lo cual entra dentro de los valores esperados.

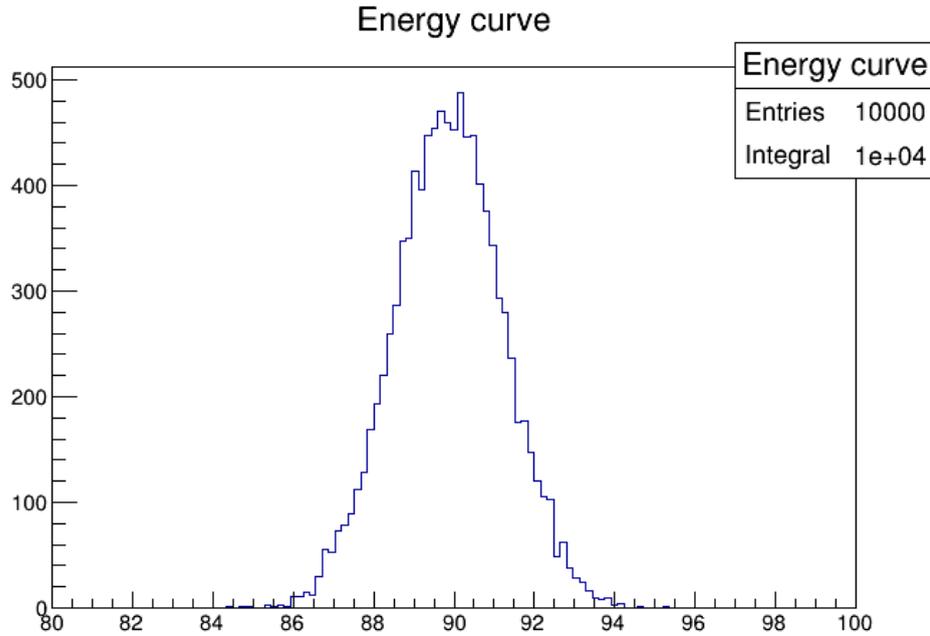


Figura 31: Espectro de las partículas (en MeV) antes de incidir sobre el dispositivo para un haz a $90 MeV$.

4.4. Simulaciones finales

Tras los estudios realizados en el apartado anterior se han construido una simulación que representa de forma precisa las condiciones del experimento del CCB descrito en el apartado 3.3. Con los datos de estas simulaciones se han realizado las calibraciones de los datos experimentales (ver apartado 5.2) y se han generado las imágenes que serán comparadas con las generadas mediante los datos experimentales (ver apartado 6.2).

4.4.1. Configuración de las simulaciones

Para las simulaciones finales, así como para las hechas para calibrar los datos experimentales, es necesario reproducir la geometría del experimento de la forma más precisa posible. Para ello, se han hecho una serie de modificaciones en la geometría respecto a la descrita en el apartado 4.2. Estas son:

- Se ha modificado el ángulo del dispositivo respecto al haz principal, reduciéndolo de 20° a 12.5° tal y como se muestra en el esquema de la figura 32a.
- Se ha añadido una placa de plástico, más concretamente nailon 66, de $1.75 mm$ de espesor y las dimensiones del CEPA4 justo en frente del mismo. Esta pieza representa una tapa frontal del CEPA4 que forma parte de la estructura diseñada para mantener unidas las diferentes partes del mismo.
- Se ha añadido una lámina de celulosa de $0.4 mm$ de espesor y $0.625g/cm^3$ de densidad a $47.5 cm$ de distancia respecto a la capa de nailon 66 (en frente de DSSD1). Esta lámina representa el recubrimiento interior de la cámara experimental, que también cubre la apertura de dicha cámara, cuyo fin es reducir la reflexión de la luz en el interior de la cámara experi-

mental. La cara frontal de esta lámina se ha definido de tal modo que la totalidad del haz la atraviese.

- Se ha cambiado la anchura de la distribución espacial del haz de protones incidente, correspondiente con un perfil gaussiano, de una FWHM de 0.5 cm a una FWHM de 0.7 cm .
- Se ha modificado el método de selección de energía al generar las partículas del haz de protones. Esta modificación hace que las partículas tomen como energía inicial, antes de la dispersión de Rutherford, una seleccionada aleatoriamente de una distribución gaussiana con una desviación estándar del 1.5% de la energía seleccionada por el haz. Esta energía se modificará siguiendo la distribución de Rutherford. Para una explicación más detallada ver el apartado 4.3.4.
- Para poder describir con la mejor precisión posible los procesos de física hadrónica en la simulación se ha añadido al *physicslist* la lista de física QGSP_BIC_HP, al estar esta específicamente diseñada para simulaciones de procesos hadrónicos de alta precisión. En el apartado 4.3.3 se puede ver explicación detallada de estas listas.

En la figura 32 se puede ver representada la geometría de la simulación tras haberse implementados todos estos cambios.

Además de estas modificaciones hechas en los detectores, se han modificado las dimensiones de los fantomas de PMMA, así como los patrones de aluminio, al haberse medido con precisión las dimensiones de los patrones y fantomas fabricados para el experimento. Las modificaciones son las siguientes :

- Se ha redefinido el fantoma de PMMA como un cubo con una cara frontal de $80.5 \times 75.9\text{ mm}^2$ y un espesor de 48.5 mm .
- Las dimensiones marco del interior del fantoma donde se ubican los patrones de aluminio aspa y Derenzo se han cambiado a $40.65 \times 40.45\text{ mm}^2$ con un espesor de 1 mm .
- Se han modificado las dimensiones de la placa de aluminio sobre la que se construye el patrón Derenzo teniendo ahora una cara frontal de $40.05 \times 38.9\text{ mm}^2$ y un espesor de 9.7 mm .
- El espesor del patrón aspa se ha cambiado a 10.2 mm .

4.4.2. Simulaciones

Como ya se ha comentado anteriormente, las simulaciones con la configuración descrita previamente se usarán para diferentes objetivos, en función de los cuales las características de la simulación (energía del haz, fantoma medido, etc.) cambiarán.

Se han hecho una serie de simulaciones con el fantoma uniforme a energías variables del haz incidente de las cuales se obtienen los valores de la energía depositada en cada uno de los detectores del prototipo. Estos datos se usan posteriormente para calibrar los datos experimentales en el desarrollo del trabajo Fin de Máster de Amanda Nerio [21], tal y como se explica en el apartado 5.2.

También se han hecho una serie de simulaciones reproduciendo cada una de las medidas radiográficas hechas para los patrones de aluminio en el experimento. Con los datos de estas simulaciones se construyen imágenes de los patrones medidos por el método descrito en 5.1, que luego serán analizadas y comparadas con las experimentales obtenidas en el trabajo mencionado de A. Nerio [21].

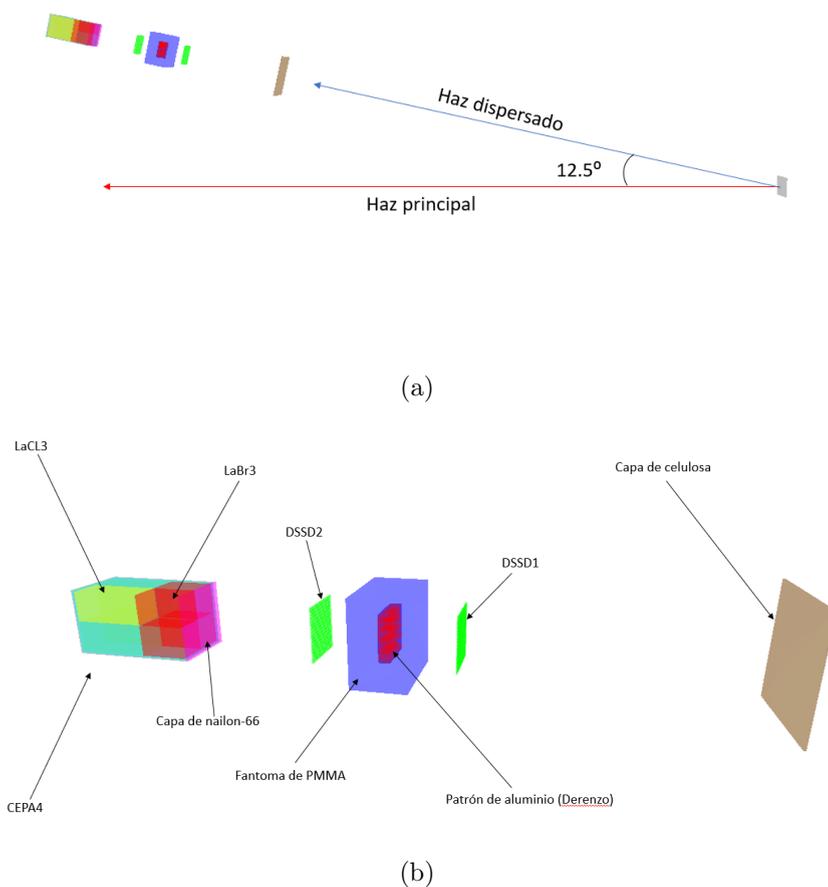


Figura 32: Esquemas de la geometría para las simulaciones finales del prototipo. Se puede ver un esquema de la dirección y sentido del haz de protones incidente respecto del prototipo (a) junto con un esquema detallando cada una de las partes que componen la geometría del mismo (b).

5. Análisis de datos y resultados

5.1. Construcción de las imágenes.

La simulación, con cualquiera de las geometrías propuestas, dará como resultado una serie de datos preliminares, tales como la energía depositada en un detector, la posición de un impacto, etc. Dado que el fin de estas simulaciones es obtener imágenes de los fantomas que puedan ser comparadas con las obtenidas en el experimento, se tendrá que desarrollar un método de análisis para obtener las imágenes deseadas a partir de los datos obtenidos en las simulaciones.

Desarrollar este método también ayudará a la hora de procesar los datos obtenidos experimentalmente, ya que estos serán similares a los simulados. Por tanto, la generación de imágenes para los datos simulados se podrá usar de primera aproximación a la hora de crear imágenes a partir de datos experimentales.

Para representar los datos medidos, tanto por las simulaciones como por el experimento, se definen una serie de histogramas en dos dimensiones. Estos histogramas estarán divididos en 256 secciones cuadradas o píxeles, correspondientes con los píxeles de los DSSD. Los ejes Z de estos his-

togramas representarán diferentes valores en función de lo que se quiera medir (energía depositada, impactos, etc.) A estos histogramas se les ha llamado mapas. Un ejemplo de estos mapas se puede ver en las figuras 33 y 34, que muestran los mapas de energía acumulada e impactos detectados en los DSSDs respectivamente.

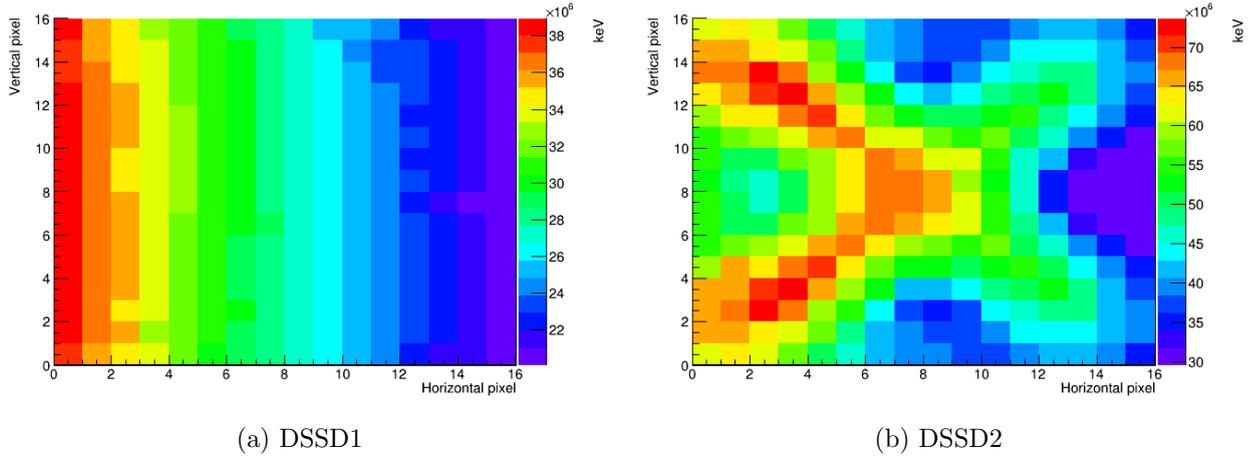


Figura 33: Energía total acumulada en cada píxel en los detectores DSSD para una simulación de un millón de protones de 100 MeV de energía lanzados sobre el patrón aspa.

Cabe destacar que en las figuras 33 y 34 se puede ver que tanto la distribución de energía como la de impactos no es uniforme. Esto es fruto de la dispersión de Rutherford simulada en el blanco de dispersión, la cual hace que haya un mayor contaje de partículas en la parte izquierda de los mapas. Para solucionar este problema se normaliza la energía depositada por el número de impactos detectado en un píxel. De este modo se tendrá un mapa de la energía media por partícula detectada por píxel. En la figura 35 se representa este mapa para cada uno de los DSSDs.

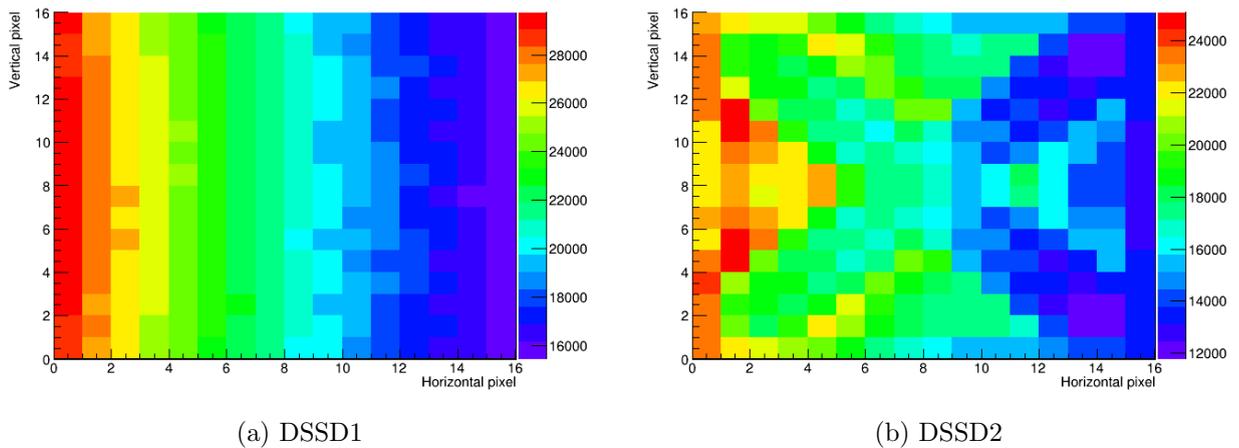


Figura 34: Número de partículas detectadas por píxel en los DSSD para una simulación de un millón de protones con una energía de 100 MeV sobre patrón aspa.

Los mapas presentados anteriormente solo representan datos para cada uno de los DSSDs. Para construir imágenes que representen las medidas hechas con el prototipo habrá que construir un mapa que de información de la energía media por partícula detectada por píxel en el plano de la imagen.

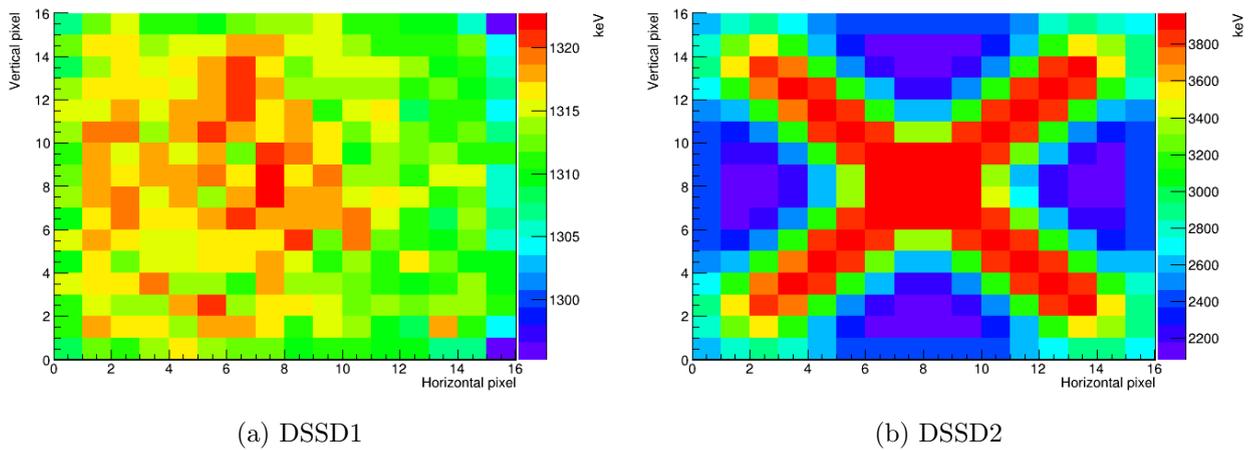


Figura 35: Energía media por partícula detectada por píxel en los DSSD para una simulación del patrón aspa.

Para ello, se ha empezado por hacer un sesgo de los sucesos simulados. Se dirá que un suceso es válido para ser estudiado si la multiplicidad en ambos DSSD es igual a 1, es decir, si solo se detecta energía depositada en un único píxel de cada detector DSSD por suceso. Además, se dirá que para que el suceso sea válido la energía depositada en el CEPA4 ha de ser mayor que cero. De este modo al procesar los datos simulados solo se tendrán en cuenta sucesos en los que un solo protón incidente impacte en ambos DSSD y en el CEPA4.

De estos sucesos se conoce su punto punto de entrada (su píxel en DSSD1) y de salida (su píxel en DSSD2), por lo que se puede estimar la posición del suceso en el plano de la imagen, dado que la separación entre ambos DSSDs es conocida. La figura 36 muestra como se hace esta estimación a partir de la posición de entrada y de salida del protón.

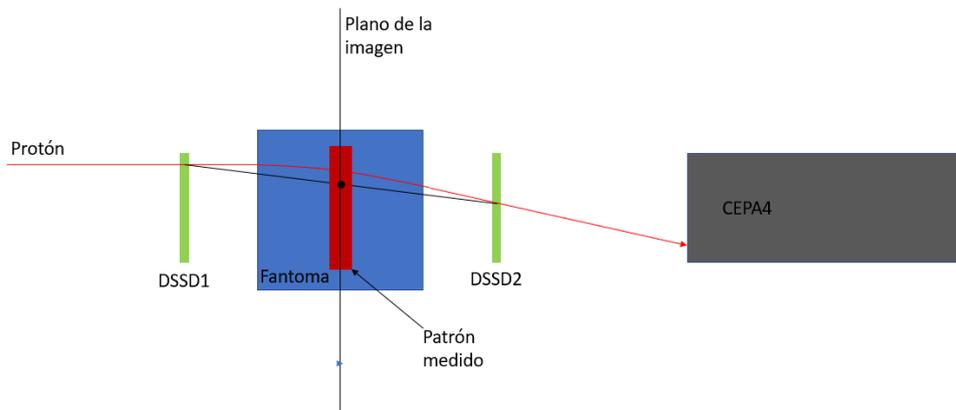


Figura 36: Esquema del proceso por el cual se selecciona la posición de un suceso simulado dentro del plano de la imagen.

Se considera una trayectoria lineal entre el píxel del DSSD1 y el del DSSD2, por lo se obtiene el punto de impacto en el plano imagen como el promedio de las coordenadas X,Y de impacto en ambos detectores. Esto es así debido a la simetría del experimento, en donde ambos detectores

están a la misma distancia del plano central del fantoma, el plano imagen.

Sobre este punto se proyecta la información de la energía depositada en cada uno de los detectores (DSSD1, DSSD2 y CEPA4). El resultado final es un mapa de de la energía media por partícula detectada por píxel en el plano de la imagen. Sin embargo, la granularidad de la imagen (16×16 píxeles) será demasiado baja como para ser útil a la hora de estudiar el fantoma, por lo que se debe desarrollar un método para aumentar la granularidad.

Al guardar la información de la simulación en los detectores DSSD, toda la estadística se asigna al centro del píxel, lo cual, claramente, no se corresponde con la realidad. Para ser más realistas se asume una distribución uniforme de las partículas detectadas por toda la superficie del píxel. Por ello, se asigna para cada partícula una posición aleatoria dentro del píxel.

De esta forma los datos representados se asemejarán más a la realidad y se podrán hacer divisiones más divisiones de las 16×16 secciones que nos dan los píxeles de los detectores. El programa de construcción de las imágenes usado en este trabajo hará estas subdivisiones hasta obtener imágenes con granularidad de 256×256 píxeles. Un ejemplo de imágenes construidas mediante este proceso para las simulaciones descritas en el apartado 4.2 se puede ver en el apéndice A.

5.2. Toma de datos para calibraciones experimentales

Los datos obtenidos en los experimentos descritos en el apartado 3.2 se obtienen en unidades llamadas canales de ADC que necesitan ser calibrados para conocer la energía depositada por los protones en cada detector. Normalmente, estas calibraciones se hacen usando una fuente radioactiva con un espectro conocido. Sin embargo, dadas las altas energías del haz incidente y al tipo de partículas que lo forman, protones, no habrá una fuente adecuada para realizar la calibración.

Es por este motivo que se ha decidido obtener los valores de la energía depositada en los detectores, necesarios para calibrar el dispositivo, por medio de simulaciones de Monte Carlo. Para esto se harán una serie de simulaciones para diferentes energías del haz de protones incidente, de las que se recogerá la energía depositada en cada detector (DSSDs y CEPA4).

No obstante, este método de calibración exige que la simulación sea lo más realista posible para obtener una calibración suficientemente buena. En este apartado se comprobará que se cumplen estas condiciones y se obtendrán los datos necesarios para realizar las calibraciones. Es por esto que antes de extraer los datos se ha hecho un estudio exhaustivo de la validez de las simulaciones, comparando los resultados con los del experimento.

Uno de los problemas que se intentará resolver con esta serie de estudios es la diferencia de resultados en el límite inferior de energía que se puede medir con el prototipo. Esa discrepancia, que ya se comentó en el apartado 3.3.5 es una prueba de que las simulaciones no son una buena representación de la realidad. Por tanto, para poder calibrar con datos simulados habrá que replantear las diferentes partes de la simulación (geometría, modelo físico, etc.) hasta reproducir estos resultados. En concreto, se busca obtener simulaciones con un límite inferior de energía detectable de 90 MeV .

5.2.1. Datos finales.

Una vez modificado el programa de tal modo que las simulaciones se ajusten lo mejor posible al caso experimental se pasará a hacer las simulaciones finales con las que calibrar los datos experimentales. Estas simulaciones incorporan los cambios en la geometría que se han discutido en apartados anteriores, tanto en los componentes del dispositivo discutidos en el apartado 4.3.4 como los cambios en el haz vistos en el apartado 4.3.4. Además, aunque se ha determinado en el apartado 4.3.3 que la variación en los espectros en función de los modelos físicos es despreciable, se usará, no

obstante, la lista hadro1 para incluir los procesos hadrónicos en la simulación con el mayor detalle posible.

Los resultados obtenidos, que serán usados para las calibraciones de los datos experimentales, se pueden ver en la tabla 4. Para ver una descripción detallada del proceso de calibración de los datos experimentales ver la referencia [21], donde se realizan el proceso de calibración de los detectores con estos datos.

Energía del haz (MeV)	DSSD1	DSSD2	LaBr3 1	LaBr3 2	LaBr3 3	LaBr3 4
90	1469.21	5351.98	7713.77	7963.51	8018.99	7773.73
95	1410.94	3512.27	15682.20	15902.40	15876.70	15618.40
100	1339.84	2746.87	30325.30	30578.30	30532.30	30294.50
110	1234.85	2054.67	51074.20	51211.80	51223.60	51111.50
120	1143.34	1716.26	67580.80	67661.30	67648.30	67574.50

Tabla 4: Valores de energía depositada (en keV) en cada detector para diferentes energías del haz incidente (en MeV) con la nueva geometría y modelos físicos.

5.3. Resultados de las simulaciones finales

Con la geometría descrita en el apartado 4.4 se han hecho una serie de simulaciones que reproducen las medidas hechas en el experimento del CCB descritas en el apartado 3.3.4. Estas simulaciones, en las que se simularán 10 millones de partículas incidentes, se harán para diferentes energías del haz incidente en función del patrón (ver Fig.37).

Se ha hecho una simulación con un haz de $100 MeV$ para los patrones aspa y Derenzo, mostrados en la figura 37. De este último se harán dos simulaciones para dos orientaciones diferentes, correspondientes con las mostradas en las figuras 37b y 37c. Finalmente, se ha simulado el patrón Derenzo con la orientación mostrada en 37c con un haz incidente de $110 MeV$.

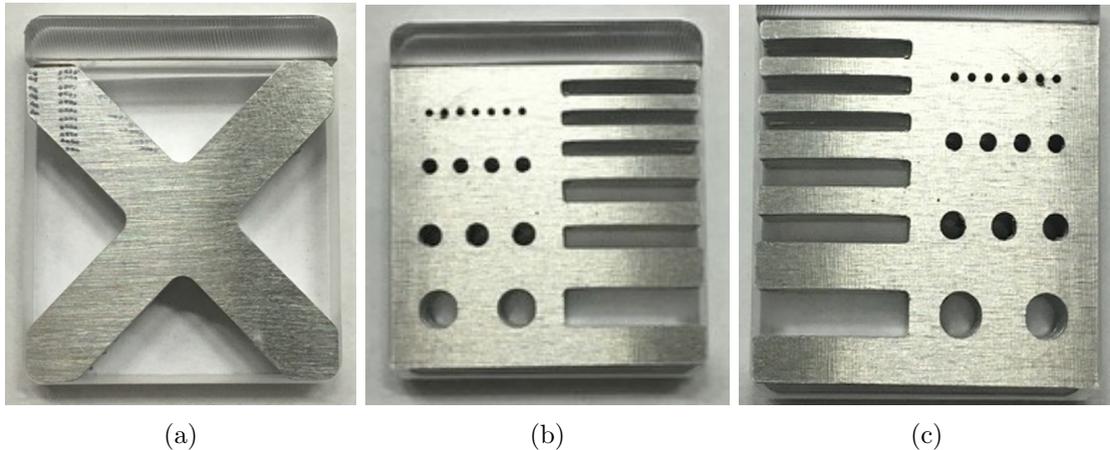


Figura 37: Fotografías de los patrones de aluminio estudiados en el experimento del instituto CCB de Cracovia (Polonia). De izquierda a derecha se ve el patrón aspa (a) el patrón Derenzo (b) y el mismo patrón Derenzo para otra orientación en la que se han hecho medidas (c).

La figura 38 representa las imágenes de los patrones construidas con los datos simulados. En estas imágenes se puede ver que las energías varían de forma consistente con el material. Para las medidas de $100 MeV$ ((a), (b) y (c)) el aluminio presenta unas energías de $\sim 15 MeV$ (zona azul). Las zonas de aire (rojas) presentan una energía variable de entre 40 y $50 MeV$ dependiendo de la

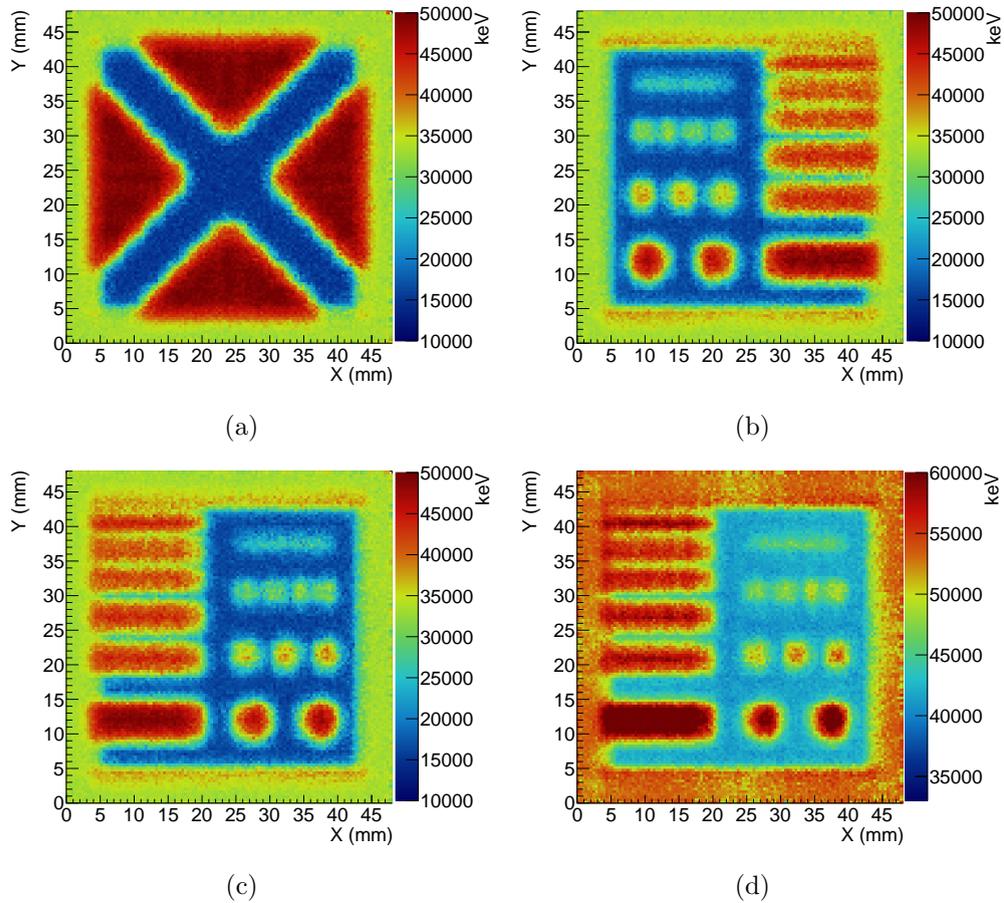


Figura 38: Imágenes generadas con los datos de la simulaciones de 10 millones de sucesos del experimento del CCB descritas en 4.4. Se puede ver una imagen de una simulación del patrón aspa para un haz incidente de 100 MeV (a), una imagen de una simulación del patrón Derenzo para un haz incidente de 100 MeV (c) e imágenes para otra configuración del patrón Derenzo para un haz de 100 MeV (c) y 110 MeV de energía.

zona de medida. Finalmente, se puede ver que la zona de PMMA (verde) en las tres imágenes tiene energías de $\sim 32\text{ MeV}$.

En el caso de la imagen para la medida de 110 MeV se puede ver que todas las energías para las diferentes zonas han aumentado considerablemente al aumentar la energía del haz incidente. Este aumento será del orden de $\sim 35\text{ MeV}$.

Además de esto se ve que en las cuatro imágenes del dispositivo de medida hay un gradiente de energía entre las diferentes zonas del fantoma. Es decir, no se aprecia un borde marcado para las zonas de diferente composición (PMMA, aluminio y aire) si no que hay una zona de transición entre los niveles de energías correspondientes a esas zonas.

Este efecto está causado por partículas que atraviesan parcialmente diferentes zonas del fantoma. Dicho de otro modo, estos protones no atraviesan totalmente el espesor de cada una de las zonas (aluminio, aire, etc.), debido a que su trayectoria las hace “salir” por los bordes. Por tanto estas partículas no depositan la misma de energía que las que atraviesan una zona del fantoma en su totalidad, lo que crea este gradiente de energías entre las diferentes zonas de la imagen. A esto se le ha llamado efecto sombra y será un factor a tener en cuenta a la hora de tomar medidas de las propias imágenes, cosa que se ha hecho en el apartado 5.4.

5.4. Toma de medidas sobre las imágenes simuladas.

Este apartado se centra en analizar las imágenes de las simulaciones finales presentadas en el apartado 4.4. Para ello se ha hecho una serie de medidas de las dimensiones de los patrones representados en las imágenes simuladas que puedan ser comparadas con las medidas de dichos patrones definidas en la simulación.

Con este análisis se busca determinar la precisión de las imágenes simuladas, así como perfeccionar el método de toma de medidas en las imágenes de cara al futuro análisis de los datos experimentales.

5.4.1. Método de medida de las imágenes simuladas.

En este apartado se presenta un estudio de las longitudes de diferentes partes de los patrones que se observan en las imágenes generadas con los datos de las simulaciones del apartado 4.4. Las medidas se compararán con los valores de los patrones.

Para hacer esto es necesario desarrollar un método que permita obtener las dimensiones de dichos objetos a partir de los datos medidos por el dispositivo. Más concretamente, habrá que desarrollar un método para obtener valores numéricos de las dimensiones de los objetos analizados por el dispositivo a partir de las imágenes generadas.

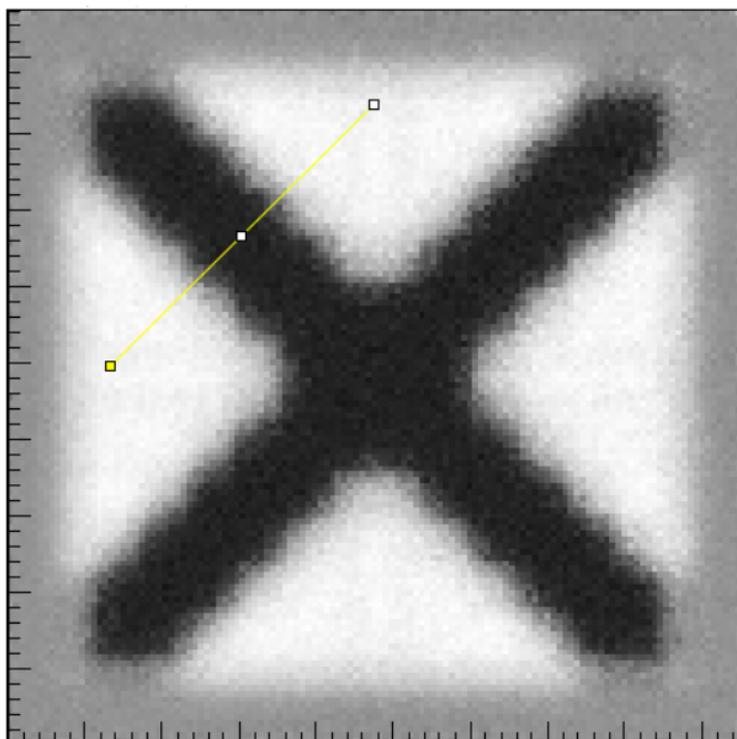


Figura 39: Medida de la anchura de uno de los brazos del patrón aspa mediante ImageJ. La línea amarilla indica el corte sobre el que se hace la proyección.

Las imágenes generadas por el método descrito en el apartado 5.1 representan el valor de la energía media por partícula detectada (energía residual de los protones tras atravesar el objeto) por píxel de la imagen. De esto es fácil deducir que las zonas de menor energía media serán aquellas que ocupe el objeto medido, ya que las partículas depositarán mayor energía al atravesar medios más densos.

Por tanto, la proyección de los valores del eje Z de las imágenes, que corresponden con la energía media por partícula por píxel, a lo largo de una línea nos dará una gráfica unidimensional de energía en función de la posición cuyos valores mínimos corresponderán con las zonas ocupadas por el objeto medido. Analizando estas gráficas será posible hacer medidas de longitudes de diversas partes de la imágenes representadas.

Para determinar las medidas de las imágenes presentadas anteriormente se ha usado el programa de procesamiento de imágenes ImageJ. Este programa permite sacar proyecciones del eje Z sobre diferentes cortes de una imagen en escala de grises, por lo que será más adecuado hacer medidas que se adapten a la geometría concreta de cada una de las imágenes que ROOT, que solo puede hacer estas proyecciones en las direcciones de los ejes X e Y. Un ejemplo de como se ha usado este programa para analizar una de las imágenes puede verse en la figura 39.

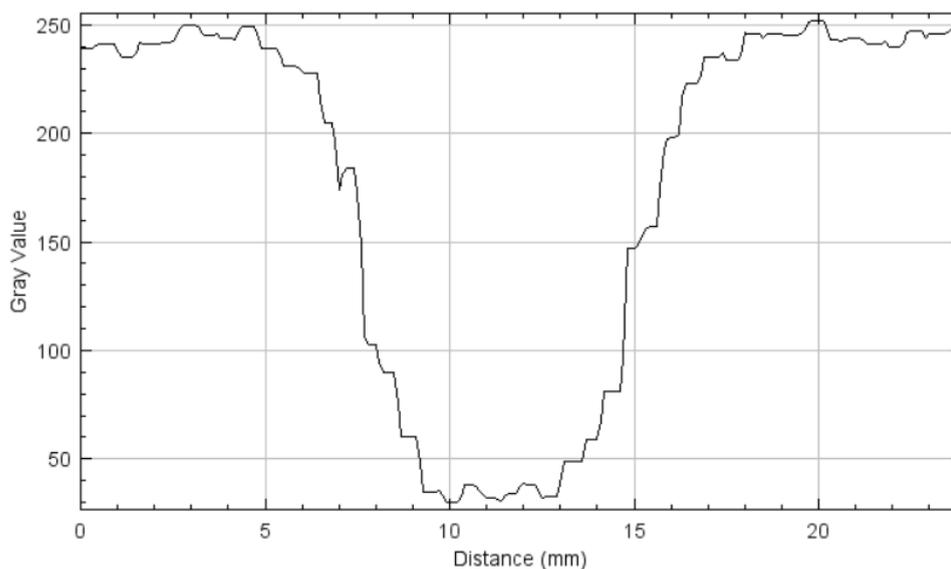


Figura 40: Proyección unidimensional de la fila de píxeles correspondientes a la medida de la anchura de un brazo del patrón aspa mostrada en la figura 39.

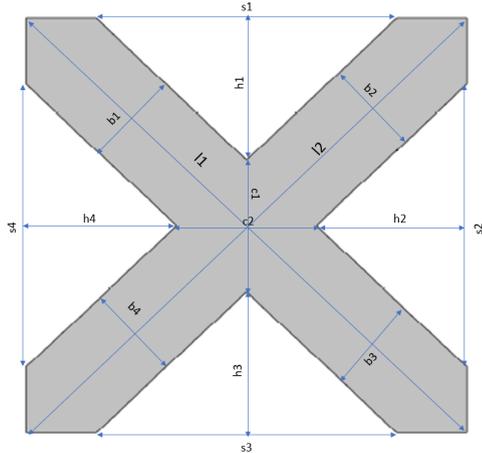
Tal y como se ve en la figura 40 los datos de las proyecciones de los histogramas estudiados se pueden representar en un gráfico, por lo que se podrán analizar por medio de ajustes lineales. Estos ajustes lineales se usarán para hacer aproximaciones sobre las dimensiones de los patrones radiografiados. Para este caso se ha elegido hacer un ajuste por curvas supergaussianas, dado que estas se aproximan más a la forma de los gráficos, lo que hará que los datos de los ajustes sean más precisos.

Una vez hechos estos ajustes se podrán hacer aproximaciones sobre las dimensiones de las zonas medidas a partir de la anchura de los picos obtenidos. De estos ajustes se ha obtenido los valores del FWHM junto con los de la anchura a un décimo de la altura del pico (FWTM). De este modo se tendrá dos medidas, una superior y otra inferior, con las que aproximar las dimensiones reales de los objetos analizados.

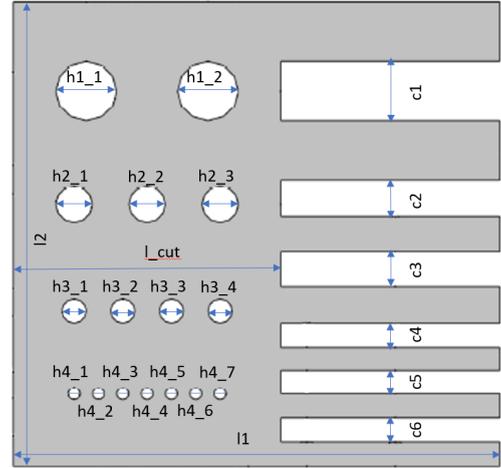
Las toma de medidas sobre las imágenes se ha hecho en función de la forma de cada uno de los patrones, y será explicada en detalle a continuación. Para los ajustes se ha usado un programa creado específicamente para este fin, el cual ajusta los datos a curvas gaussianas o supergaussianas, en función de los parámetros que introduzca el usuario. Las curvas supergaussianas vienen dadas por la siguiente expresión [22]:

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\left(\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right)^P\right) \quad (6)$$

donde A es la altura del pico gaussiano, x_0 la posición del centroide del pico, σ es la desviación estándar y P el orden de la función supergaussiana.



(a) Patrón cruz.



(b) Patrón Derenzo.

Figura 41: Esquema de los nombres dados a cada una de las dimensiones medidas en los patrones aspa y Derenzo.

5.4.2. Medidas en las imágenes

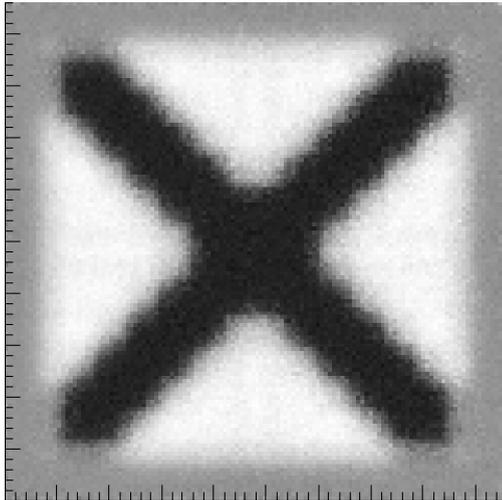
Las imágenes sobre las que se harán las medidas serán las correspondientes a la simulación final (apartado 4.4). Como se ha descrito en el apartado anterior, las imágenes serán analizadas con el software ImageJ [13], por lo que habrá que ser cuidadoso a la hora de generar y exportar los histogramas de ROOT que constituyen las imágenes.

Para las medidas se han generado unas imágenes equivalentes a las de las simulaciones finales en escala de grises, lo cual facilita las medidas con ImageJ. Para que las medidas de la longitud sobre estas imágenes sean correctas se han exportado a archivos de imagen con una resolución de 480×480 píxeles para que se corresponda con las medidas de los detectores DSSD ($48 \times 48 \text{ mm}^2$), teniendo una correlación de 10 píxeles por milímetro. Hecho esto, se obtienen las imágenes que se muestran en las figuras 42 y 43.

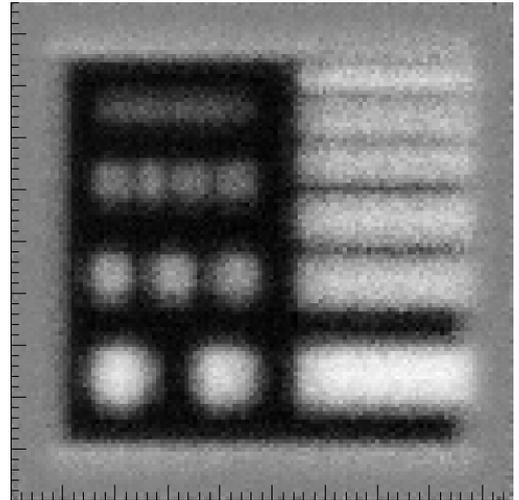
5.4.3. Análisis de las dimensiones para el patrón aspa.

Para el caso del patrón aspa (Fig. 42a), que se corresponde con una simulación con un haz de 100 MeV en la que se detectaron unos 1.7 millones de protones en triple coincidencia, se han medido las siguientes partes de la geometría:

1. La anchura de cada uno de los brazos.
2. La longitud de ambos brazos.
3. Las dimensiones de los espacios triangulares.
4. Las dimensiones del centro del aspa.

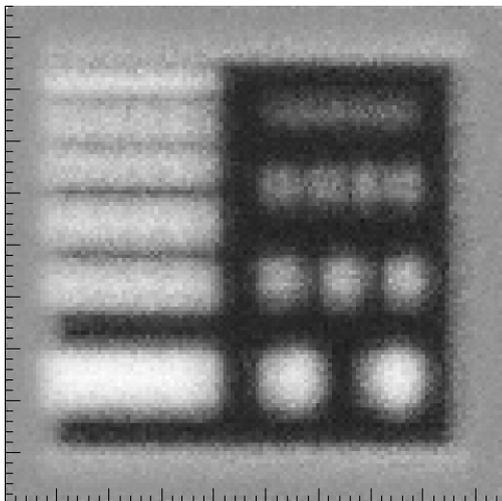


(a) Patrón cruz

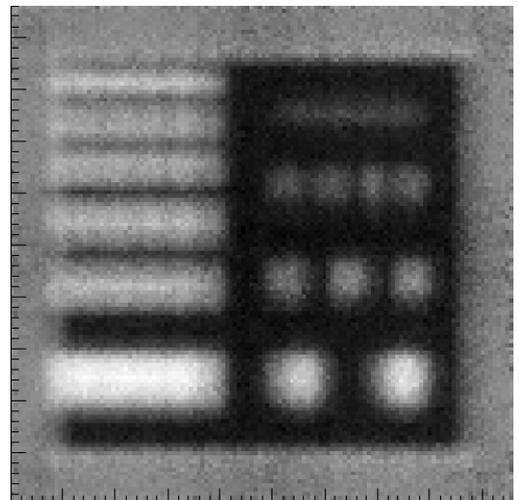


(b) Patrón Derenzo

Figura 42: Imágenes para los patrones aspa y Derenzo de cinco capas en escala de grises y granularidad de 128×128 píxeles.



(a) Patrón Derenzo con un haz de 100 MeV .



(b) Patrón Derenzo con un haz de 110 MeV .

Figura 43: Imágenes para patrones Derenzo para diferentes energías del haz incidente.

Estas medidas, junto con los nombres que se les han asignado, se pueden ver en la figura 41a.

A continuación, se han hecho los correspondientes ajustes a cada una de las series de datos obtenidos. Los resultados de dichos ajustes se han representado en la tabla 5 junto con las medidas reales del patrón.

Al comparar las medidas hechas sobre las imágenes simuladas con las dimensiones del patrón en la tabla 5 se puede ver que, en general, las medidas serán altamente precisas con variaciones inferiores al 5%. Se pueden apreciar variaciones mayores, de entre el 6 y 8% en las medidas del espacio central entre el aspa y el marco del fantoma (medidas). El único caso en el que se aprecia una variación considerable, del orden de entre 15 y 25%, es la medida de la anchura de los brazos del aspa.

	FWHM	error	FWTM	error	orden del ajuste	Dimensiones reales	Variación (en %)
b1	7.67	0.04	10.35	0.06	4	9	14.83
b2	7.08	0.05	9.56	0.06	4	9	21.28
b3	6.83	0.06	9.22	0.07	4	9	24.08
b4	7.38	0.04	9.96	0.06	4	9	17.99
l1	55.00	0.01	62.02	0.11	10	55.7	1.25
l2	55.19	0.11	62.23	0.12	10	55.7	0.92
s1	25.31	0.05	28.54	0.06	10	26.66	5.07
s2	24.50	0.05	27.63	0.06	10	26.66	8.09
s3	25.13	0.05	28.33	0.06	10	26.66	5.76
s4	25.04	0.04	28.23	0.05	10	26.66	6.09
h1	14.02	0.07	16.29	0.08	8	13.86	1.16
h2	14.07	0.09	16.35	0.11	8	13.96	0.78
h3	14.08	0.06	16.36	0.07	8	13.86	1.56
h4	13.91	0.06	16.17	0.07	8	13.96	0.33
c1	12.91	0.05	14.10	0.06	8	12.73	1.41
c2	12.67	0.04	14.72	0.05	8	12.73	0.48

Tabla 5: Medidas de la imagen del patrón aspa junto con las medidas reales (en mm) y su variación respecto al FWHM (en %).

5.4.4. Análisis de las dimensiones para el patrón Derenzo en la primera configuración.

Para la imagen del patrón Derenzo mostrada en la figura 42b, que se corresponde con la simulación con un haz de $100 MeV$ en la que se detectaron unos 1.5 millones de protones en triple coincidencia, se han medido las siguientes partes:

1. La separación entre los dientes del “peine” en el lateral de la placa.
2. Los diámetros de los agujeros circulares.
3. La longitud de los lados de la placa de aluminio que forma el patrón.
4. La longitud de la placa en las secciones con cortes rectangulares.

Estas medidas, junto con los nombres que se les ha asignado a cada una, se han representado sobre una imagen del patrón en la figura 41b.

Con estas medidas se han realizado los ajustes correspondientes siguiendo el método descrito al inicio de este apartado. Los valores obtenidos junto con las medidas reales pueden verse en la tabla 6.

Cabe destacar que en este caso no se han sacado medidas de la fila de agujeros circulares de $1mm$ de diámetro. Esto se debe a que los datos no permitían hacer ajustes con una precisión satisfactoria. Tal y como se puede ver en la figura 44 los datos no presentan picos diferenciados entre sí que permitan hacer ajuste por curvas gaussianas.

Las medidas presentadas en la tabla 6 tienen una variación respecto de las dimensiones del patrón Derenzo mucho mayores que en las medidas para el patrón aspa (Ver Tabla 5). En este caso se ha visto que hay medidas cuya variación es mayor al 80% respecto de las dimensiones medidas del patrón (c4). Se puede observar también que, en general, las medidas de longitudes más pequeñas variará más que la de las más grandes.

	FWHM	error	FWTM	error	orden del ajuste	Dimensiones reales	Variación (en %)
c1	5.70	0.01	10.38	0.18	2	5	13.94
c2	4.67	0.12	8.5	0.2	2	3	55.66
c3	3.83	0.17	7.0	0.3	2	3	27.81
c4	3.7	0.2	6.7	0.4	2	2	83.95
c5	2.71	0.17	4.9	0.3	2	2	35.26
c6	1.55	0.07	2.83	0.12	2	2	22.31
l1	40.27	0.07	43.88	0.07	14	40.05	0.55
l2	38.62	0.12	42.08	0.13	14	38.9	0.71
lcut	21.83	0.06	23.78	0.07	14	23	5.09
h1.1	5.71	0.11	7.71	0.15	4	5	14.24
h1.2	5.86	0.06	7.91	0.08	4	5	17.23
h2.1	3.51	0.09	4.74	0.13	4	3	16.94
h2.2	4.00	0.12	5.40	0.16	4	3	33.3
h2.3	3.54	0.14	4.78	0.19	4	3	17.93
h3.1	3.0	0.2	5.4	0.4	2	2	47.93
h3.2	2.36	0.18	4.3	0.3	2	2	18.21
h3.3	3.2	0.3	5.8	0.5	2	2	59.58
h3.4	2.41	0.17	4.4	0.3	2	2	20.52

Tabla 6: Medidas del patrón Derenzo para la imagen mostrada en la figura 42b junto con las medidas reales (en *mm*) y su variación respecto al FWHM (en %).

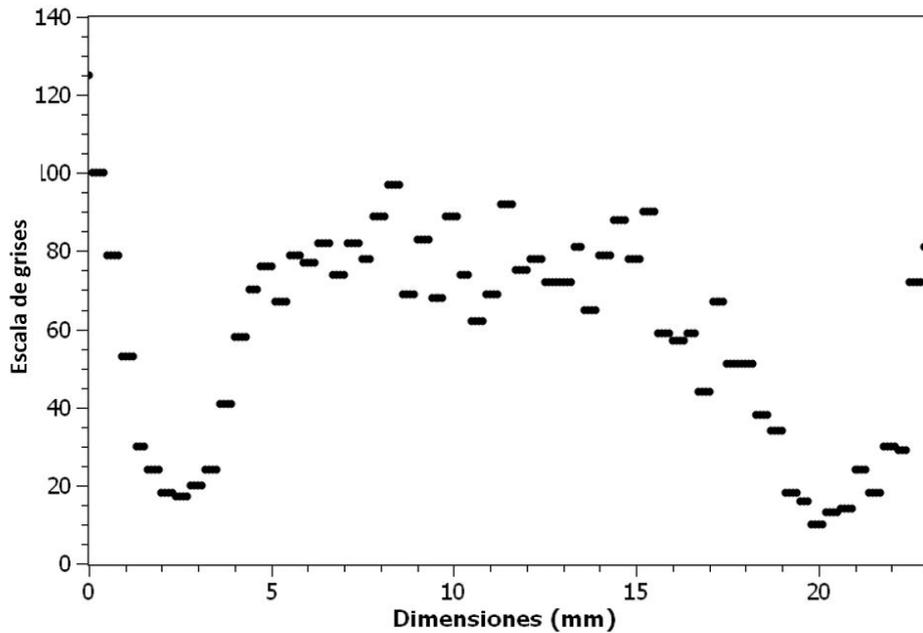


Figura 44: Proyección unidimensional de la fila de píxeles correspondientes la medida de la anchura de la fila de agujeros de 1 *mm* del patrón Derenzo.

5.4.5. Análisis de las dimensiones para el patrón Derenzo en la segunda configuración con un haz de 100 MeV.

Para este caso se han hecho las mismas medidas que en el apartado anterior sobre la imagen presentada en la figura 43a, que se corresponde con la simulación del patrón Derenzo con un haz de

100 MeV en la que se detectaron unos 1.6 millones de protones en triple coincidencia. Los resultados del análisis de esta imagen se pueden ver representados, junto con las medidas reales, en la tabla 7.

En este caso, al igual que en la otra posición del patrón Derenzo, no se han hecho medidas de la fila de agujeros de 1 mm al no poderse determinar tampoco picos diferenciados correspondientes con los espacios cilíndricos.

	FWHM	error	FWTM	error	orden del ajuste	Dimensiones reales	Variación (en %)
c1	6.10	0.05	8.23	0.07	4	5	21.95
c2	4.14	0.15	7.6	0.3	2	3	38.09
c3	4.22	0.01	7.69	0.18	2	3	40.62
c4	2.4	0.2	4.34	0.4	2	2	19.35
c5	3.9	0.3	7.0	0.5	2	2	92.56
c6	2.36	0.07	4.30	0.12	2	2	17.98
l1	39.65	0.06	43.20	0.06	14	40.05	0.99
l2	37.6	0.2	41.0	0.3	14	38.9	3.31
lcut	22.74	0.09	24.78	0.01	14	23	1.12
h1.1	5.83	0.07	7.87	0.09	4	5	16.64
h1.2	5.35	0.08	7.22	0.11	4	5	6.93
h2.1	3.59	0.12	4.85	0.16	4	3	19.77
h2.2	3.36	0.01	4.53	0.13	4	3	11.87
h2.3	3.84	0.11	5.19	0.15	4	3	28.13
h3.1	2.55	0.17	4.7	0.3	2	2	27.64
h3.2	2.6	0.3	4.7	0.6	2	2	30.01
h3.3	1.86	0.11	3.38	0.19	2	2	7.2
h3.4	3.2	0.3	5.9	0.5	2	2	61.47

Tabla 7: Medidas del patrón Derenzo para la imagen mostrada en la figura 43a junto con las medidas reales (en mm) y su variación respecto al FWHM (en %).

Las medidas de la tabla 7 parecen, en un primer análisis, muy similares a las presentadas en la tabla 6. En ambos casos se observa aproximadamente el mismo grado de incertidumbre en la medida. Es más, se puede ver que los casos que generan la mayor variación entre medida y dimensiones serán de partes equivalentes. Estas son la medida c4 en la tabla 6 (83.5%) y la medida c5 en la tabla 7 (92.56%), ambas medidas de una de las secciones rectangulares de 2 mm .

5.4.6. Análisis de las dimensiones para el patrón Derenzo en la segunda configuración con un haz de 110 MeV.

A continuación se ha analizado la imagen representada en la figura 43b, que se corresponde con la simulación del patrón Derenzo con un haz de 110 MeV en la que se detectaron unos 2.3 millones de protones en triple coincidencia. Al igual que en los anteriores casos de imágenes del patrón Derenzo se han hecho las medidas descritas en el apartado 5.4.4. Con los datos de dichas medidas se ha hecho el análisis por curvas gaussianas y se han representado los resultados en la tabla 8.

En este caso si se han hecho medidas sobre los agujeros de 1 mm de diámetro. No obstante, cabe destacar que la calidad de las medidas será mayor para los agujeros centrales, ya que, tal y como se puede ver en la figura 45, los picos correspondientes a los agujeros estarán mejor definidos. Un análisis preliminar de este fenómeno nos permite determinar qué incrementos en la energía del haz incidente puede mejorar las medidas de objetos más pequeños.

	FWHM	error	FWTM	error	orden del ajuste	Dimensiones reales	Variación (en %)
c1	5.57	0.06	7.52	0.08	4	5	11.4
c2	3.45	0.11	6.3	0.2	2	3	15.07
c3	3.64	0.09	6.63	0.17	2	3	21.31
c4	2.30	0.16	4.2	0.3	2	2	14.8
c5	2.14	0.19	3.9	0.3	2	2	6.96
c6	1.59	0.06	2.89	0.11	2	2	20.72
l1	40.92	0.07	44.59	0.08	14	40.05	2.18
l2	38.7	0.1	42.22	0.11	14	38.9	0.39
lcut	24.4	0.3	26.5	0.3	14	23	5.93
h1.1	4.75	0.09	6.42	0.12	4	5	4.95
h1.2	4.46	0.09	6.03	0.12	4	5	10.73
h2.1	3.3	0.1	4.45	0.14	4	3	9.88
h2.2	3.07	0.09	4.14	0.11	4	3	2.25
h2.3	2.61	0.09	3.53	0.13	4	3	12.89
h3.1	2.29	0.13	4.2	0.2	2	2	14.57
h3.2	3.46	0.19	6.3	0.4	2	2	73.12
h3.3	2.33	0.17	4.3	0.3	2	2	16.74
h3.4	3.13	0.19	5.7	0.3	2	2	56.52
h4.1	1.31	0.17	2.4	0.3	2	1	30.7
h4.2	1.31	0.16	2.4	0.3	2	1	31.08
h4.3	1.3	0.2	2.4	0.5	2	1	32.63
h4.4	1.4	0.2	2.6	0.4	2	1	43.95
h4.5	1.45	0.18	2.6	0.3	2	1	45.38
h4.6	1.6	0.3	2.9	0.6	2	1	56.61
h4.7	1.3	0.2	2.4	0.4	2	1	31.89

Tabla 8: Medidas del patrón Derenzo para la imagen mostrada en la figura 43b junto con las medidas reales (en mm) y su variación respecto al FWHM (en %).

Se puede ver en los resultados de la tabla 8 que el grado de variación entre longitudes medidas y dimensiones del patrón ha disminuido ligeramente. Para esta simulación la variación máxima es del 73.12%, siendo la segunda de 56.61%. Esto apoya la hipótesis presentada anteriormente sobre las mejoras en la resolución espacial.

6. Discusión

6.1. Discusión de las medidas sobre las imágenes simuladas

Las medidas de las imágenes presentadas en el apartado 5.4 pueden dar información sobre las características de estas imágenes que permitan determinar su calidad a la hora de reproducir la realidad. Por tanto, será útil hacer un estudio comparativo de los datos presentados en las tablas 5, 6, 7 y 8.

Comparando los datos presentados en dichas tablas se puede apreciar que, en general, las medidas más precisas serán aquellas hechas para longitudes más grandes. Esto se puede apreciar en la tabla 5, que muestra las medidas del patrón aspa, donde el mayor grado de diferencia entre las medidas y la longitud correspondiente será para las medidas de la anchura de los brazos del aspa (b1, b2, b3 y b4).

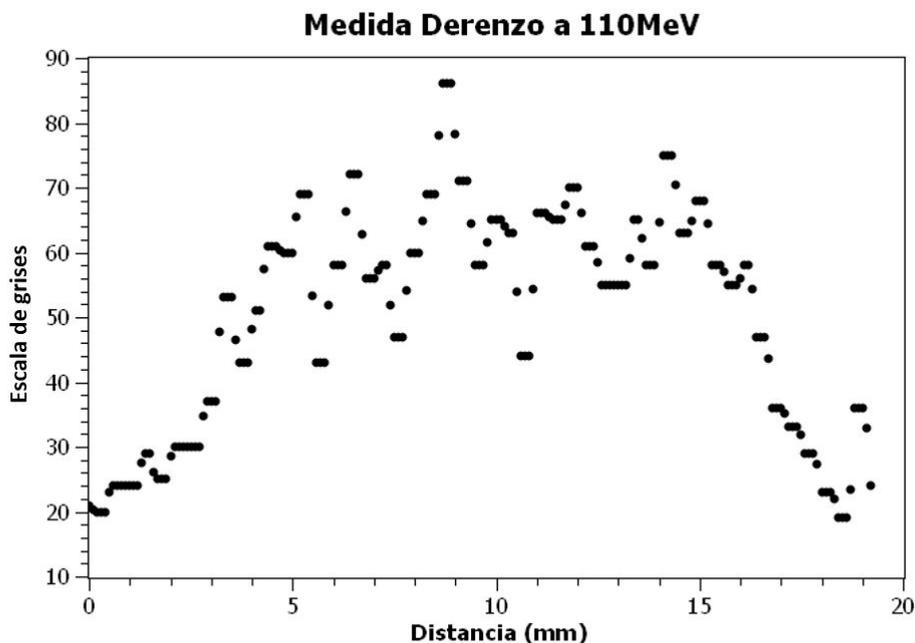


Figura 45: Proyección unidimensional de la fila de píxeles correspondientes la medida de la anchura de la fila de agujeros de 1 mm del patrón Derenzo con un haz de 110 MeV .

Sin embargo, en esta misma tabla se aprecia también una mayor variación en las medidas de la anchura de las zonas de aire triangulares (s) que en las de su altura (h), a pesar de que estas últimas son de menor longitud. Esto puede sugerir una inversión de la tendencia previamente descrita la hacer medidas sobre la zona de aire, por lo que las medidas de menor longitud serán más precisas. Otra posibilidad es que el efecto sobre de las imágenes dificulte las medidas al oscurecer los bordes del fantoma.

Estudiando ahora las medidas para el patrón Derenzo para un haz de 100 MeV , representadas en las tablas 6 y 7, se ve que la orientación del patrón no influye de manera significativa. De esto se puede deducir que la resolución espacial del prototipo de escáner es uniforme a lo largo de u superficie activa.

En estas tablas también se puede apreciar el mismo efecto por el que las medidas de las longitudes más grandes variarán menos respecto de las dimensiones medidas. No obstante, cabe destacar que la precisión de las medidas de ciertas partes del patrón, tales como los agujeros circulares o las secciones rectangulares del “peine” lateral, varía considerablemente para medidas de la misma longitud.

Se puede explicar fácilmente este fenómeno al percatarse de que la separación entre cada una de estas partes es bastante pequeñas si se compara con las medidas hechas en el patrón aspa. Al haber tan poca separación el efecto sombra de las diferentes partes (agujeros o secciones rectangulares) se solapará, dificultando el proceso de medida. De hecho, es este fenómeno el que impide hacer medidas de la fila de agujeros de 1 mm de grosor, ya que el solapamiento del efecto sombra hace imposible determinar los picos de energía para el análisis gaussiano (ver Fig.44). Esto nos indica que la resolución espacial no es suficiente como para resolver las estructuras de 1 mm . Del mismo modo, se puede ver que cuanto mayor separación haya entre medidas más exactas serán estas.

Finalmente, en la tabla 8, que muestra las medidas para el patrón Derenzo con un haz incidente de 110 MeV de energía, se pueden apreciar medidas similares que para los otros dos casos del patrón

Derenzo. Sin embargo, se puede apreciar una ligera reducción de la variación entre las medidas sobre las imágenes y sus dimensiones correspondientes. Esto sugiere un aumento de la resolución espacial al aumentar la energía del haz.

Que para este caso se pudieran hacer medidas de la fila de agujeros circulares de 1 mm de diámetro parece apoyar esta hipótesis. No obstante, para comprobar si esta hipótesis es cierta o no se debería hacer un estudio de las medidas para el mismo patrón en función de la energía para más energías del haz incidente.

6.2. Comparación con los resultados experimentales.

En este apartado se producirán imágenes con datos generados por simulaciones del experimento que se ha realizado en las instalaciones del Centrum Cyklotronowe Bronowice, IFJ PAN (CCB) en Cracovia (Polonia) a principios de Junio de 2021. Los resultantes de esta serie de simulaciones de Monte Carlo se comparan con los resultados obtenidos a través de las medidas experimentales que se presentan en el trabajo de la Ref. [21]. Tras esta comparación se discuten las diferencias y similitudes encontrados entre ambos resultados.

Tras las simulaciones se han generado una serie de imágenes siguiendo el método descrito en el apartado 5.1. Con el fin de comparar con las imágenes obtenidas experimentalmente, se han producido nuevas imágenes con una estadística similar a las obtenidas experimentalmente con el fin de hacer una comparación entre imágenes equivalentes.

Teniendo en cuenta esta información se han usado los datos simulados para generar imágenes con una estadística equivalente a las experimentales de menor exposición. Esto se ha hecho modificando el número de sucesos analizados por el programa de construcción de imágenes en función del caso que se intente reproducir. Se ha reducido el número de sucesos a 5 millones para la medida de media hora y, tras un análisis del número de sucesos detectados en la medida del patrón Derenzo a 110 MeV [21], a 4 millones para cuarto de hora a 110 MeV. Con esta modificación se reduce la estadística medida en la imagen de modo similar a reducir el tiempo de exposición en el caso experimental.

Las imágenes generadas por las simulaciones descritas anteriormente han sido comparadas con sus correspondientes imágenes experimentales. Para conocer mejor el proceso concreto de generación de imágenes experimentales ver la referencia [21], donde se explica este proceso en detalle.

En la figura 46 se muestran las diferentes imágenes generadas con los datos, reales y simuladas, del patrón aspa junto con una fotografía del mismo. Se puede observar a primera vista que ambos tipos de imágenes, simuladas y experimentales, son muy similares. Sin embargo, se pueden observar diferencias sutiles entre ellas. Las imágenes experimentales, correspondientes con (a) y (c) en la figura, tienen una fluctuación estadística muy superior que las simuladas, que se representan en (b) y (d). Esto se ve claramente en la zona de aluminio (color azul), que en las imágenes simuladas presenta un color más uniforme que en las experimentales.

Sin embargo, se puede ver que las fluctuaciones estadísticas de la imagen disminuyen al aumentar el tiempo de medida de media hora (Fig 46a) a una hora (Fig. 46c), lo cual se reproduce en las imágenes simuladas al aumentar la estadística, es decir, el número de sucesos analizados. Además de esto se ve que en las cuatro imágenes del dispositivo de medida hay un efecto sombra (ver apartado 5.3) equivalente al observado en las imágenes simuladas.

Se puede apreciar también en la figura 46 que las imágenes simuladas presentan energías más bajas para el patrón de aluminio, siendo estas del orden de ~ 15 MeV. Esto hace que la forma del patrón sea más clara, dado que permite delimitar más el efecto sombra a la hora de hacer medidas sobre las imágenes.

En conclusión, las imágenes del patrón aspa, tanto experimentales como simuladas, muestran las complicaciones fruto del proceso experimental, siendo estas la menor estadística detectada y la

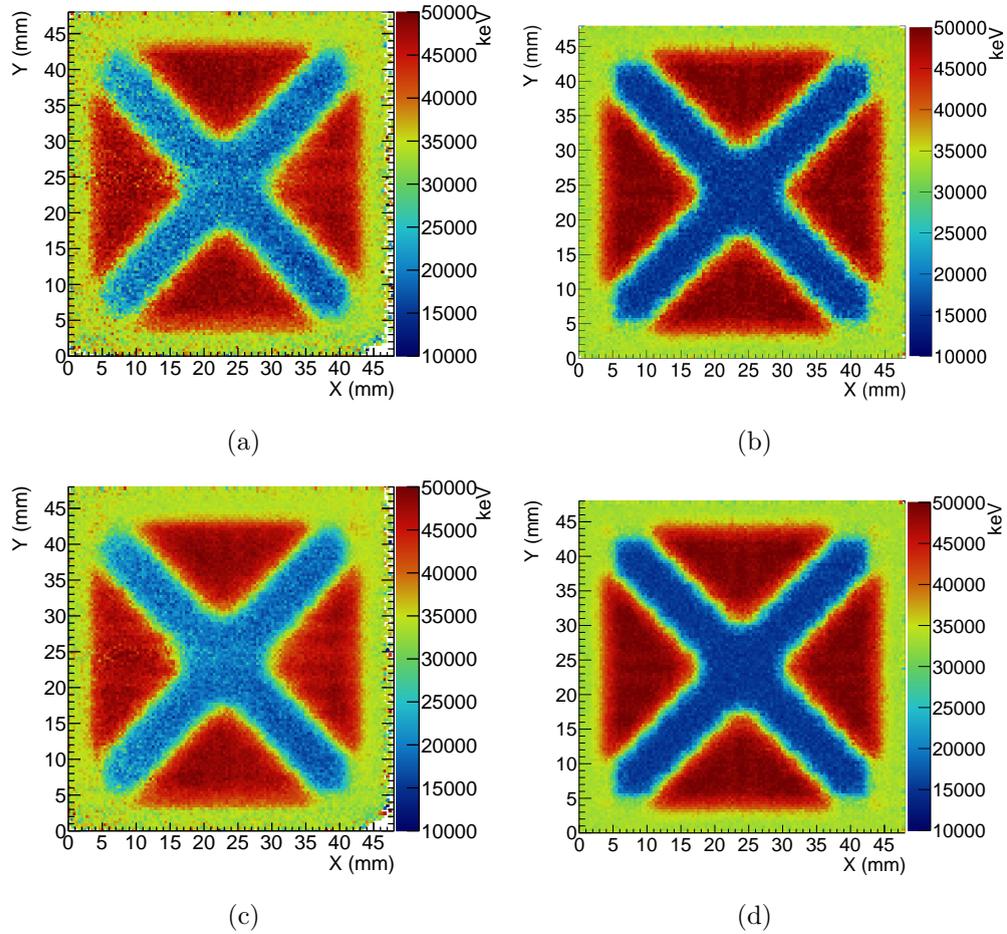


Figura 46: Comparación entre diferentes imágenes bidimensionales del patrón aspa. Se pueden ver imágenes generadas con los datos tomados en el experimento realizado en el CCB para un haz incidente de 100 MeV de energía (columna izquierda) junto con las generadas mediante los datos simulados (columna derecha). Se puede ver una imagen correspondiente con media hora (a) y de una hora (c) de exposición al haz. Finalmente, se muestra una imagen generada con 1.7 millones de sucesos detectados para una simulación de 10 millones de partículas a una energía de 100 MeV (d) y otra generada reduciendo a la mitad el número de sucesos en la construcción de la imagen (b).

dependencia de la integridad de los detectores empleados. Sin embargo, se puede ver al comparar 46a y 46c que estos problemas se pueden corregir, o al menos mitigar, al aumentar el tiempo de medida. Esta hipótesis se ve apoyada al comparar la calidad de las imágenes 46d y 46b. En estas imágenes se puede apreciar que un mayor número de sucesos analizados produce imágenes con un nivel menor de fluctuaciones estadísticas, lo cual hace que éstas sean más uniformes, especialmente en la región de aluminio del patrón. Sin embargo, que el aumento del tiempo de medida mejore lo suficiente las imágenes tomadas como para estar justificado se deberá estudiar en el futuro.

En la figura 47 se ven dos imágenes generadas por el dispositivo, una experimental (a) y otra simulada (b), junto con la fotografía del patrón Derenzo medido en el experimento. Lo primero que se debe comentar es la presencia de una zona de mayor energía (colores rojizos) en la imagen 47b por encima del patrón de aluminio que no se ve en 47a. Esto se trata de una zona de aire que se ha generado debido a como se definió la geometría de la simulación, lo cual deja una región de

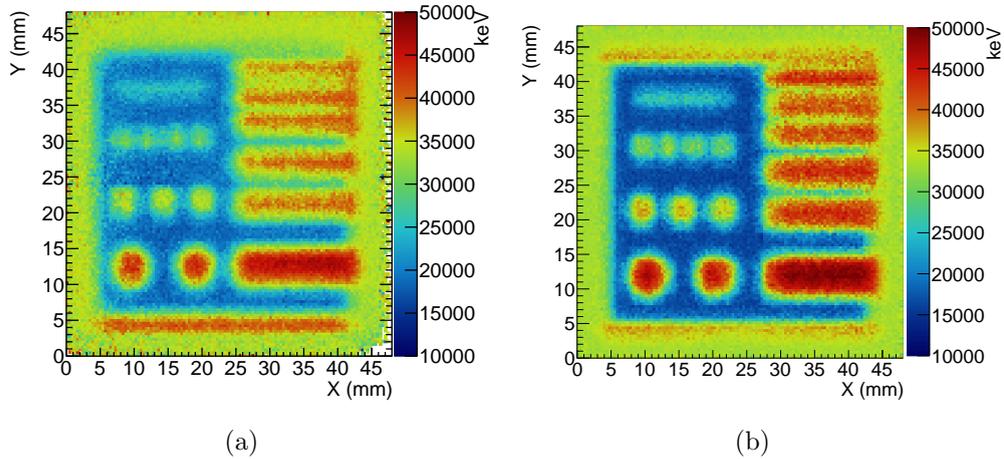


Figura 47: Comparación de diferentes imágenes bidimensionales del patrón Derenzo. Se muestra una imagen generada con los datos obtenidos en el experimento del CCB para un haz de 100 MeV con una hora de exposición (a) junto a otra generada con 1.5 millones de sucesos detectados para una simulación de 10 millones de partículas a 100 MeV (b).

aire de 0.775 mm de espesor que no existe en el caso real (ver Fig. 37b).

Tal y como se puede ver en la figura 37b, el patrón Derenzo se fijó al marco rectangular usando una pieza de PMMA en la parte superior. Este montaje deja una pequeña zona de aire en la parte inferior del marco del fantoma, que se corresponde con la zona rojiza que se aprecia a entre 4 y 5 mm de altura (eje vertical Y) en Fig.47a. En la simulación se definieron las mismas dimensiones para el marco del fantoma de PMMA como para el patrón. No obstante, se colocó el patrón Derenzo en el centro del marco del fantoma, por lo que la zona de aire previamente descrita se divide en dos zonas, una superior a 44 mm en el eje Y y otra inferior a 4 mm .

A parte de esto, se observan que las figuras son bastante similares, con pequeñas diferencias parecidas a las observadas en la figura 46. En este caso también hay más fluctuaciones estadísticas (menos uniformidad) en la imagen experimental y también se observan diferentes energías en la zona del patrón de aluminio (zona azulada) y en la de aire (zona rojiza), donde se pueden ver niveles de energía depositada más altos en la imagen simulada que en la experimental.

En ambas imágenes, simulada y experimental, se pueden ver con nitidez las tres primeras filas de agujeros circulares, empezando desde abajo, hasta el punto de que se pueden diferenciar entre sí a simple vista. También en ambas imágenes (Fig. 47a y Fig. 47b) la última fila, correspondiente con agujeros de 1 mm , no se llega a resolver los agujeros de 1 mm separados 1 mm al no poder apreciarse claramente los agujeros y solaparse entre sí.

En el caso de las ranuras rectangulares de la zona derecha se puede ver que también ambas imágenes presentan una situación muy similar, donde se pueden ver todas las varillas metálicas, si bien las más finas (2 mm) se pueden ver con mayor dificultad que las 3 ranuras de 2 mm que se pueden apreciar como 3 bandas rojizas. De esto se puede deducir que la resolución espacial obtenida en los experimentos es equivalente a la obtenida en las simulaciones. No obstante, para alcanzar una la misma calidad en las medidas de las dimensiones del patrón con la imagen experimental se debe tener en cuenta que esta tiene un mayor efecto sombra, lo que se podrá reducir aumentando el tiempo de exposición al haz como se ha explicado anteriormente.

En la figura 48 se representa el mismo caso que en Fig. 47 con una rotación del patrón de aluminio (Derenzo) de 180° respecto al eje Y. Los casos en ambas figuras serán idénticos, ya que se pueden ver las mismas similitudes y diferencias entre imagen experimental y simulada (menor

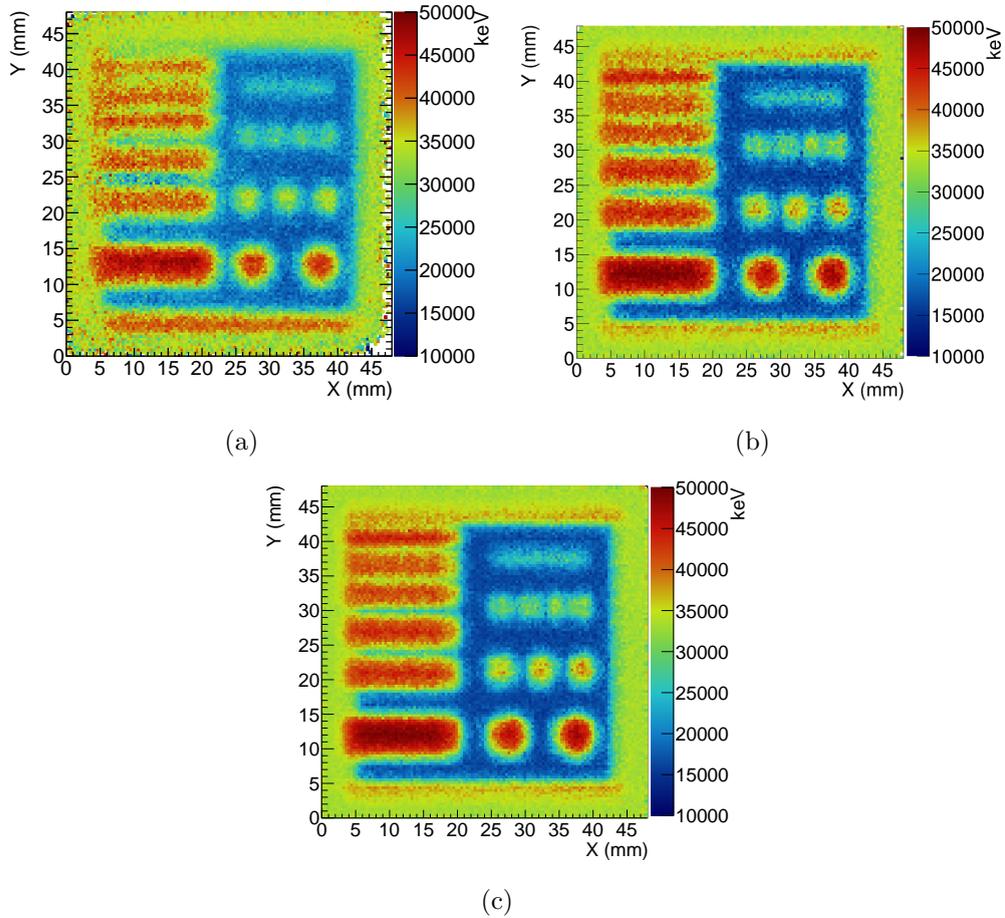


Figura 48: Comparación entre diferentes imágenes del patrón Derenzo. Se muestra una imagen generada con los datos tomados en el experimento del CCB para un haz de 100 MeV con media hora de exposición (a) junto con imágenes simuladas. Una generada con 1.6 millones de sucesos detectados para una simulación de 10 millones de partículas a 100 MeV (c) y otra generada reduciendo a la mitad el número de sucesos en la construcción de la imagen (b).

estadística, efecto sombra, etc.).

Podría pensarse que como el número de protones incidente varía en función de la zona del prototipo, debido a la dispersión de Rutherford, las imágenes generadas tuvieran diferente resolución espacial en diferentes zonas. Sin embargo, se puede ver al comparar Fig.47 y Fig. 48 que este no es el caso y que, puesto que la imagen se obtiene tras una normalización de la energía depositada por protón incidente en cada píxel, no se observan variaciones relevantes debido a este efecto.

De esto se puede deducir que la resolución espacial del prototipo de escáner será la misma a lo largo de toda la superficie activa del prototipo, tanto en las simulaciones como en el experimento.

Finalmente, en la figura 49 se puede ver la misma comparación hecha en Fig. 48, pero en este caso para una simulación con un haz incidente de 110 MeV de energía en vez de 100 MeV . En este caso se pueden ver mayores oscilaciones estadísticas que en el resto de imágenes experimentales, fruto de que su tiempo de medida, 15 minutos, es muy inferior lo cual resulta en menos estadística (600.000 protones en coincidencia triple). Este efecto se puede apreciar en 49b si bien en menor medida que para el caso experimental. De todos modos, se puede ver en Fig 49a una ligera reducción de la fluctuación estadística en comparación con las imágenes de la figura 48, lo cual se ve a su vez en la la imagen simulada (Fig. 49c).

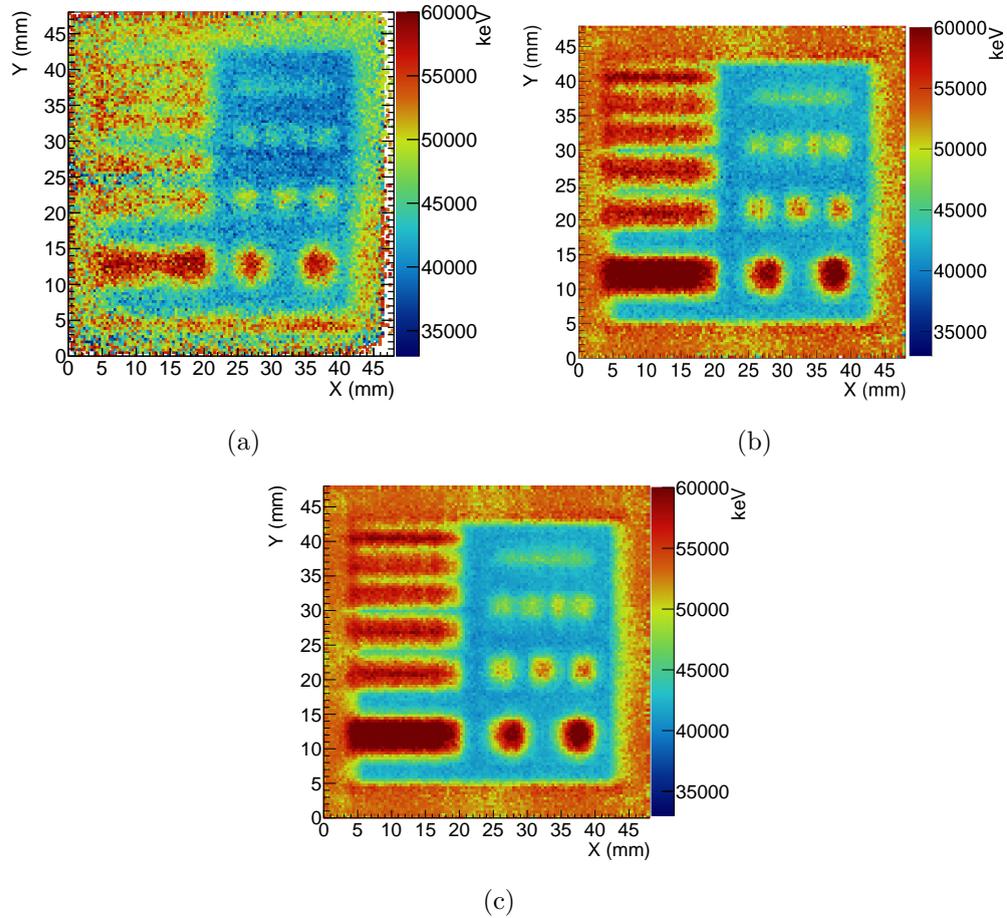


Figura 49: Comparación entre diferentes imágenes del patrón Derenzo. Se muestra una imagen generada con los datos tomados en el experimento del CCB para un haz de 110 MeV con 15 minutos de exposición (a) y una imagen generada con 2.3 millones de sucesos detectados para una simulación de 10 millones de partículas con una energía de 110 MeV (c). Se muestra también una imagen construida con los datos de la simulación reduciendo el número de sucesos analizados a 4 millones (b).

Apoyándose en los resultados de la simulación, que ya se han visto que reproducen las medidas experimentales con suficiente precisión, se puede proponer que aumentos en la energía del haz de protones mejorarán la resolución espacial de las imágenes generadas. Esta hipótesis se ve apoyada en las medidas de las dimensiones de esta imagen hechas en el apartado 5.4, en las que se podía medir el diámetro de la fila de agujeros circulares de 1 mm , al contrario que en el resto. No obstante, es necesario hacer medidas con un tiempo de exposición mayor en este rango de energías para poder confirmar esta hipótesis.

7. Conclusiones.

En este trabajo se han hecho una serie de simulaciones por el método de Monte Carlo con el objetivo de reproducir los resultados de un experimento realizado con el prototipo de escáner para protones desarrollado por el IEM-CSIC. Con este estudio se busca determinar si las simulaciones de Monte Carlo generan resultados lo suficientemente precisos como para servir de guía en el proceso experimental, tanto en el diseño de los experimentos como en el análisis de datos.

Las medidas se realizaron en Junio de 2021 en el Centrum Cyklotronowe Bronowice de Cracovia (Polonia), donde se utilizó un haz de protones con energías de $90 - 120 \text{ MeV}$ dispersadas por una lámina de titanio. El prototipo de escáner se colocó a 12.5° respecto de la dirección de propagación del haz para reducir la intensidad del haz incidente sobre el prototipo mediante dispersión elástica de Rutherford a la vez que se iluminaba todo el dispositivo.

En este experimento se usó un prototipo para hacer medidas de diferentes fantasmas de PMMA, en el interior de los cuales se colocaron diferentes patrones de aluminio. Con los datos obtenidos en el experimento se construyeron imágenes que representan los fantasmas correspondientes.

Antes de que el experimento tuviera lugar se han realizado una serie de simulaciones preliminares con el objetivo de realizar predicciones sobre diferentes condiciones del experimento, tales como la energía del haz incidente, para los que las medidas con el prototipo fueran óptimas.

A continuación se hicieron simulaciones de la configuración propuesta para el experimento antes de su realización. Los resultados obtenidos se usaron como referencia para el diseño y toma de datos del experimento. Después del experimento, y tras un análisis exhaustivo de diferentes partes de la simulación, se modificaron estas simulaciones para reproducir de la forma más precisa posible las condiciones experimentales y, por tanto, los resultados experimentales obtenidos.

Con esta configuración final para las simulaciones se han tomado datos de la energía depositada en los diferentes detectores que forman el dispositivo para una medida con un fantoma de PMMA uniforme. Estos datos se usaron para calibrar los datos experimentales en el análisis realizado por A. Nerio en su trabajo fin de máster.

Posteriormente se simularon las condiciones de medida del experimento, reproduciendo el fantoma medido así como la energía del haz incidente. Los resultados obtenidos en estas simulaciones se han usado para construir imágenes equivalentes a las obtenidas con los datos experimentales. Usando el programa de análisis gráfico ImageJ se han tomado medidas de las longitudes de las diferentes partes de los patrones de aluminio representadas en cada una de estas imágenes.

Se ha observado que las medidas hechas sobre longitudes mayores tendrán la menor variación respecto a las dimensiones reales medidas, siendo esta variación menor del 10%. Si se ve una mayor variación para las medidas de longitudes más cortas, superando el 20% de variación entre dimensión real y FWHM. Esta variación se dispara para las medidas de zonas cercanas entre sí (filas de agujeros del patrón Derenzo), para las que la variación pueden superar el 90%.

Finalmente, se han comparado las imágenes experimentales con las simuladas, comentando sus diferencias y similitudes. También se ha hecho una comparación de las diferentes medidas hechas sobre las imágenes simuladas para diferentes imágenes (diferentes patrones).

El estudio de las imágenes simuladas para el patrón Derenzo en ambas orientaciones permite determinar que el prototipo tendrá una resolución espacial uniforme a lo largo de su superficie activa, dado que no se han visto diferencias significativas en la resolución al rotar el patrón 180° . Esta afirmación se puede ver corroborada con las medidas de las dimensiones de ambas imágenes, que no muestran diferencias más allá de pequeñas variaciones estadísticas.

Por último, se ha visto que al aumentar la energía del haz incidente de 100 a 110 MeV parecen sugerir un aumento en la resolución espacial para imágenes con una estadística equivalente (10 millones de sucesos simulados). Experimentalmente la medida a 110 MeV tenía menor estadística y esta conclusión no se observó.. Esto se ha visto tanto en la comparación entre las diferentes medidas

hechas sobre las imágenes, donde se veía que la variación en porcentaje entre las dimensiones reales y las medidas se reducía al aumentar la energía del haz, como de forma visual en la comparación entre imágenes simuladas y experimentales. Además, para la fila de agujeros de 1 mm de diámetro que en el caso de 110 MeV se han podido resolver mientras que con 100 MeV fue imposible. Sin embargo, no se han presentado suficientes pruebas en este trabajo como para justificar esta afirmación, por lo que se necesitarán futuros estudios para confirmarla.

No obstante, se han observado diferencias entre las imágenes experimentales y las simuladas. Para empezar, se ha observado que las imágenes simuladas muestran energías diferentes para zonas con las mismas características (espesor, materiales, etc.) del orden de $\sim 5 \text{ MeV}$ para las imágenes con un haz incidentes de 100 MeV . En este trabajo no se ha podido determinar la causa de esta variación en las energías detectadas, pero se propone que estas pueden deberse a pequeñas variaciones en la densidad, dimensiones o composición del fantoma uniforme de PMMA o en la anchura de energías del haz de protones incidente entre el caso real y las simulaciones.

También se ha observado un mayor nivel de fluctuación estadística en las energías detectadas para las imágenes experimentales que en las simuladas, fruto de la incertidumbre intrínseca al proceso experimental.

En conclusión, se ha visto que las imágenes simuladas son muy similares a las experimentales. Por tanto, se puede justificar el uso de simulaciones por el método de Monte Carlo como herramienta de apoyo a la hora de hacer el experimento, bien sea al usarlas para hacer predicciones que ayuden en el diseño del experimento o como referencia a la hora de analizar los datos experimentales.

Los resultados presentados en este trabajo son lo suficientemente prometedores como para justificar la continuación del desarrollo del prototipo. Para ello se propone hacer más medidas experimentales con el prototipo para diferentes energías del haz de protones, siendo de especial interés hacer medidas a energías más altas ($\sim 200 \text{ MeV}$) al ser estas más relevantes para la protonterapia.

También de cara al futuro, tal y como se ha comentado anteriormente, sería útil hacer un estudio de la resolución espacial del prototipo en función de la energía del haz incidente. También sería interesante hacer una comparación de resoluciones espaciales sustituyendo el detector CEPA4 por un detector con un solo cristal centelleador para evitar las zonas muertas en el centro del detector y comprobar si la presencia de los cuatro centelleadores (unidades phoswich) influye en la calidad de las imágenes generadas por el prototipo.

A. Imágenes de las simulaciones previas al experimento del CCB

En este apéndice se muestran las imágenes previas al experimento del CCB generadas con las simulaciones descritas en el apartado 4.2. En todas las simulaciones el haz de protones incidente tiene 100 MeV de energía. Para asegurarse que la estadística de los datos obtenidos sea suficiente como para generar imágenes se han simulado 10 millones de sucesos por simulación.

A.1. Imágenes del fantoma uniforme.

Se ha empezado analizando el fantoma uniforme, cuyas imágenes se muestran en la figura 50. En dicha figura se pueden apreciar cuatro zonas de mayor energía separadas en cuadrantes. Esto se explica fácilmente con la construcción del detector CEPA4, descrita en 3.1.2, en la que se especifica que el detector está formado por cuatro cristales, cuya posición concuerda con las zonas de mayor energía detectada. Es por tanto importante apreciar que, tal y como se puede ver en estas imágenes, el detector tendrá ciertas zonas en las que le será más difícil detectar el impacto de un protón, lo cual se deberá tener en cuenta a la hora de analizar las demás imágenes.

Cabe destacar que a la hora de construir las imágenes se ha observado una pérdida de calidad en las imágenes de granularidad 256×256 . Esto se debe a que, al subdividir la imagen original de forma repetida, algunos de los píxeles de las imágenes quedará vacíos. Por tanto, se ha decidido usar las imágenes de 128×128 por ser estas las de mayor granularidad con menor pérdida de calidad.

A.2. Imágenes del patrón aspa.

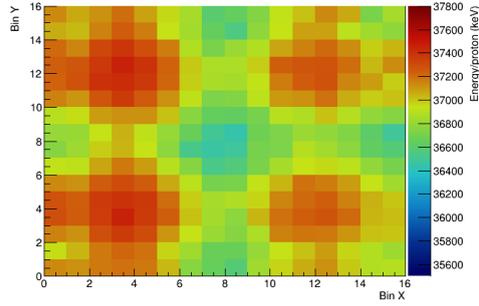
Con las observaciones hechas en el análisis del fantoma uniforme se ha usado el método descrito en 5.1 para construir una imagen con los datos simulados para el patrón aspa. El resultado de este proceso se puede ver en la figura 51.

En la figura 51 se pueden ver tres partes claramente diferenciadas: La zona de aluminio correspondiente al patrón (azul), la zona de PMMA del fantoma (verde) y la zona de aire dentro del marco (rojo/amarillo). Entre estas zonas hay zonas de transición que se han denominado en este trabajo efecto sobra (ver apartado 6.2).

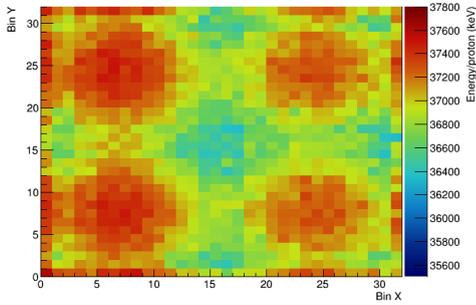
A.3. Imágenes del patrón Derenzo.

Del mismo modo que en el apartado anterior se han construido imágenes para las simulaciones de cada uno de los espesores del patrón Derenzo.

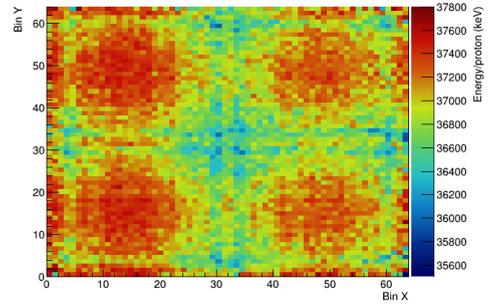
En la figura 52 se pueden ver también tal tres zonas diferentes que se observaron en 51 (aire, aluminio y PMMA). Esta diferenciación será mucho más pronunciada a medida que aumente el número de capas. Se puede ver que la imagen más nítida será para un patrón de 5 capas (52e), que será la configuración del patrón usada en el experimento.



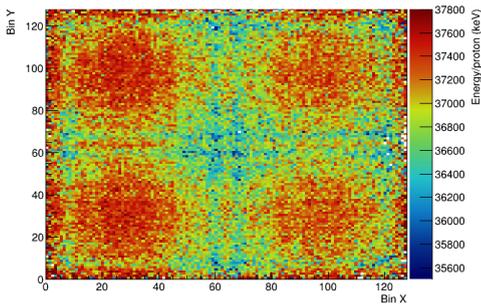
(a) Imagen 16×16



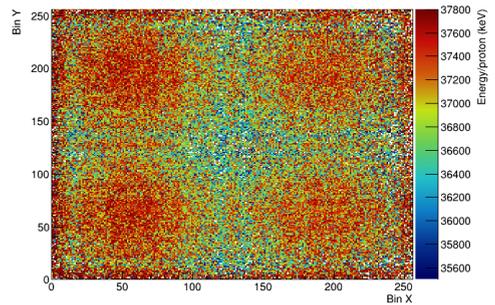
(b) Imagen 32×32



(c) Imagen 64×64



(d) Imagen 128×128



(e) Imagen 256×256

Figura 50: Imágenes para la simulación del fantoma uniforme para diferentes granularidades. La escala de colores representa la energía media por partícula detectada por bin (en keV).

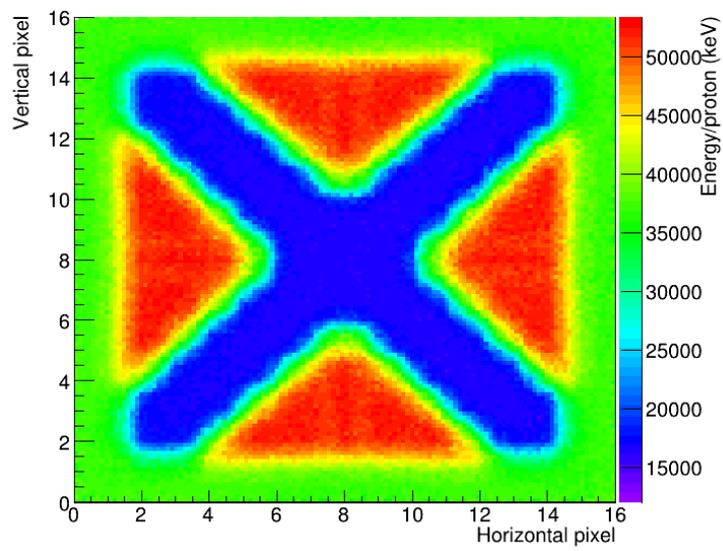
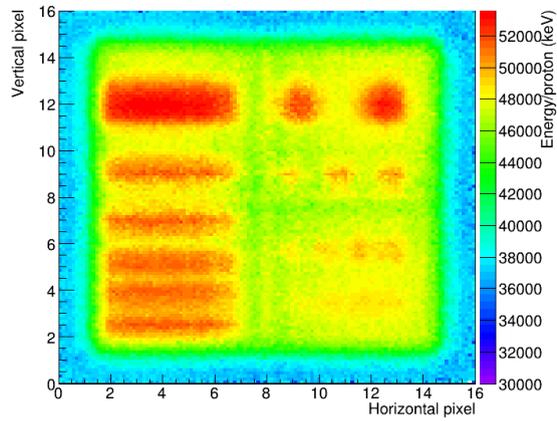
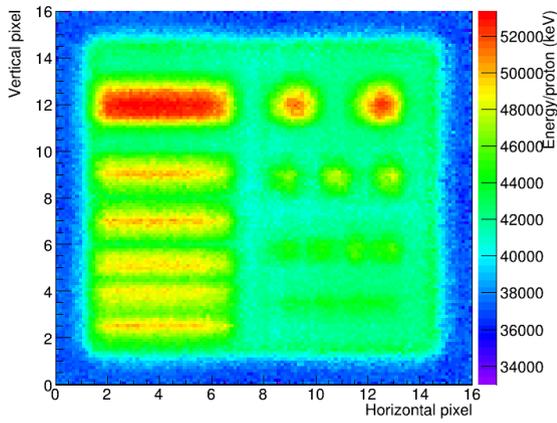


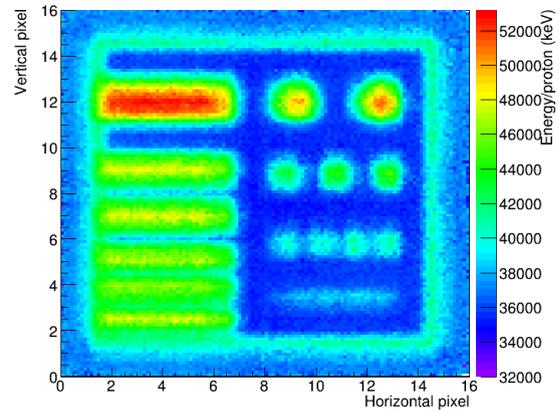
Figura 51: Imagen para la simulación del patrón en cruz a una granularidad de 128×128 .



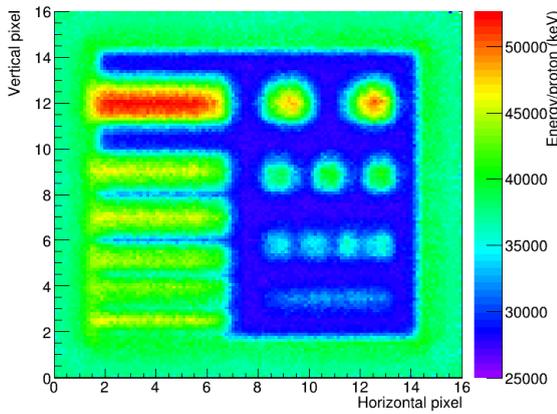
(a) Derenzo con una capa



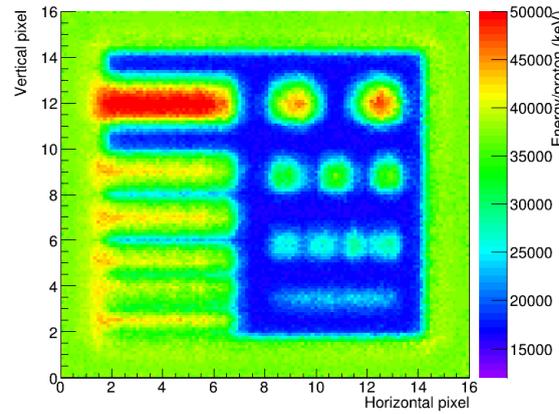
(b) Derenzo con dos capas



(c) Derenzo con tres capas



(d) Derenzo con cuatro capas



(e) Derenzo con cinco capas

Figura 52: Imágenes para la simulación del patrón Derenzo con diferente número de capas para una granularidad de 128×128 .

Referencias

- [1] Valentina Giacometti. Modelling and improvement of proton computed tomography. 2016.
- [2] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 01 2000.
- [3] Wanderson Pereira, Dionísio Carlos, Marco Braga, and H. Galbiatti. Evaluation of gamma-gamma well logging data applied to iron ore exploration – vale geophysical well logging test facility. *Revista Brasileira de Geofísica*, 34, 06 2016.
- [4] Adeel Kaiser, John Eley, Nasarachi Onyeuku, Stephanie Rice, Carleen Wright, Nathan McGovern, Megan Sank, Mingyao Zhu, Zeljko Vujaskovic, Charles Simone, and Arif Hussain. Proton therapy delivery and its clinical application in select solid tumor malignancies. *Journal of Visualized Experiments*, 02 2019.
- [5] Robert P Johnson. Review of medical radiography and tomography with proton beams. *Reports on Progress in Physics*, 81(1):016701, nov 2017.
- [6] Alfred R Smith. Proton therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 51(13):R491–R504, jun 2006.
- [7] J. A. Briz, I. Posadillo, V.G. Távora, E. Nácher, M.J.G. Borge, O. Tengblad, A. Perea, A. Ortiz, J. Díaz-Ovejas, , and S. Viñals. A prototype of pct scanner: first tests. 2021.
- [8] George T.Y. Chen, Rajinder P. Singh, Joseph R. Castro, John T. Lyman, and Jeanne M. Quivey. Treatment planning for heavy ion radiotherapy. *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics*Physics*, 5(10):1809–1819, 1979.
- [9] EL Alpen, W Saunders, A Chatterjee, J Llacer, GT Chen, and J Scherer. A comparison of water equivalent thickness measurements: Ct method vs. heavy ion beam technique. *The British journal of radiology*, 58(690):542—548, June 1985.
- [10] Daan Frenkel and Berend Smit. Chapter 3 - monte carlo simulations. In Daan Frenkel and Berend Smit, editors, *Understanding Molecular Simulation (Second Edition)*, pages 23–61. Academic Press, San Diego, second edition edition, 2002.
- [11] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell’Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O’Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams,

- D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschesche. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- [12] Vicente García Távora. Simulaciones monte carlo para el desarrollo de un prototipo de tomógrafo de protones con aplicación en protonterapia. Master’s thesis, Universidad de Sevilla, 2019.
- [13] <https://imagej.nih.gov/ij/docs/index.html>.
- [14] Enrique Nácher. Apuntes asignatura física nuclear experimental de la universidad de sevilla. master interuniversitario en física nuclear.
- [15] O. Tengblad, U.C. Bergmann, L.M. Fraile, H.O.U. Fynbo, and S. Walsh. Novel thin window design for a large-area silicon strip detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 525(3):458–464, 2004.
- [16] O. Tengblad, T. Nilsson, E. Nácher, H.T. Johansson, J.A. Briz, M. Carmona-Gallardo, C. Cruz, V. Gugliermina, A. Perea, J. Sanchez del Rio, M. Turrión Nieves, J. Bergström, E. Blomberg, A. Bülling, E. Gallneby, J. Hagdahl, L. Jansson, K. Jareteg, R. Masgren, M. Nordström, G. Risting, S. Shojaee, and H. Wittler. Labr3(ce):lacl3(ce) phoswich with pulse shape analysis for high energy gamma-ray and proton identification. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 704:19–26, 2013.
- [17] E. Nácher, M. Mårtensson, O. Tengblad, H. Álvarez Pol, M. Bendel, D. Cortina-Gil, R. Gernhäuser, T. Le Bleis, A. Maj, T. Nilsson, A. Perea, B. Pietras, G. Ribeiro, J. Sánchez del Río, J. Sánchez Rosado, A. Heinz, B. Szpak, M. Winkel, and M. Zieblinski. Proton response of cepa4: A novel labr3(ce)–lacl3(ce) phoswich array for high-energy gamma and proton spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 769:105–111, 2015.
- [18] Millenium Studio.
- [19] D.H. Wright and M.H. Kelsey. The geant4 bertini cascade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 804:175–188, 2015.
- [20] J. Apostolakis, M. Asai, A.G. Bogdanov, H. Burkhardt, G. Cosmo, S. Elles, G. Folger, V.M. Grichine, P. Gumplinger, A. Heikkinen, I. Hrivnacova, V.N. Ivanchenko, J. Jacquemier, T. Koi, R.P. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, I. McLaren, O. Link, M. Maire, W. Pokorski, T. Sasaki, N. Starkov, L. Urban, and D.H. Wright. Geometry and physics of the geant4 toolkit for high and medium energy applications. *Radiation Physics and Chemistry*, 78(10):859–873, 2009. Workshop on Use of Monte Carlo Techniques for Design and Analysis of Radiation Detectors.
- [21] Amanda Nathali Nerio Aguirre. Experimental tests of a scanner prototype for medical imaging with protons developed at iem-csic. Master’s thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2021.
- [22] A. Parent, M. Morin, and P. Lavigne. Propagation of super-gaussian field distributions. *Optical and Quantum Electronics*, 24(9):S1071–S1079, Sep 1992.