

UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA



FACULTAD DE FÍSICA
Departamento de Física de Partículas

**Simulaciones en Geant4 para el prototipo del
calorímetro CALIFA**

Memoria presentada por:
Paloma Díaz Fernández
como disertación para optar al
Grado de Licenciada en Física
Noviembre 2009

UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA

El Doctor Héctor Álvarez Pol, Investigador del Departamento de Física de Partículas de la Universidad de Santiago de Compostela,

INFORMA:

que la memoria titulada **Simulaciones en Geant4 para el prototipo del calorímetro CALIFA** ha sido realizada bajo su dirección por **Paloma Díaz Fernández** en el **Departamento de Física de Partículas de esta Universidad**, y constituye el trabajo de **Memoria de Licenciatura** que presenta para optar al **Grado de Licenciada en Física**.

Santiago de Compostela, a 30 de Noviembre de 2009.

Fdo. Héctor Álvarez Pol

Fdo. Paloma Díaz Fernández

Índice general

1. Introducción	1
1.1. El experimento R ³ B (Reactions with Relativistic Radioactive Beams)	2
1.2. CALIFA(CALorimeter for In-Flight emitted gAmmas)	4
1.3. Motivación de este trabajo	5
2. Cristales centelleadores	7
2.1. Deposición de energía de los fotones en un medio	7
2.1.1. Efecto fotoeléctrico	7
2.1.2. Efecto Compton	10
2.1.3. Producción de pares	11
2.2. Atenuación	11
2.2.1. Coeficientes de atenuación	11
2.3. Principios de centelleo	13
2.4. Respuesta en función del tamaño	14
2.4.1. Detectores pequeños	14
2.4.2. Detectores de tamaño intermedio	15
2.4.3. Detectores muy grandes	16
2.5. Resolución en energía	16
3. Simulación	19
3.1. R3BSim	19
3.2. ProtoZero	20
3.3. Características de la simulación	20
4. Resultados de la simulación	25
4.1. Resultados generales	25
4.2. Resultados detallados para gammas de 1 MeV	29
5. Comparación entre la simulación y el experimento	39
5.1. Experimento	39

5.1.1. Resultados del experimento	40
5.2. Simulación	47
5.2.1. Resultados de la simulación	49
5.2.2. Simulación de un fondo	52
5.3. Experimento vs Simulación	54
6. Conclusiones	59

Capítulo 1

Introducción

La radiación ionizante absorbida por ciertos materiales dieléctricos produce destellos de luz llamados *centelleos*. Un *centellador* es, por tanto un material capaz de convertir las pérdidas de energía de una radiación ionizante en pulsos de luz. Dicha radiación ionizante puede ser rayos X, partículas alfa o beta o radiación gamma. La energía asociada a estas partículas oscila en un rango que va desde unos pocos keV hasta varios MeV. El proceso de centelleo es uno de los métodos más utilizados para la detección de partículas y espectroscopía.

El experimento R³B (1)(Reactions with Relativistic Radioactive Beams) se instalará en FAIR(2) (Facility for Antiproton and Ion Research) en Darmstadt, Alemania. En él se llevarán a cabo estudios con núcleos exóticos lejos de la estabilidad, poniendo especial énfasis en la estructura y dinámica nuclear, aunque también se tratarán aspectos astrofísicos y aplicaciones técnicas. Uno de los detectores que rodeará el blanco de radiación de R³B será un calorímetro cuya función consistirá en la identificación y determinación de energía asociada a radiación gamma y partículas ligeras emitidas tras la reacción.

El objetivo de este trabajo es implementar parte de un paquete de simulación (R3BSim) que permitirá caracterizar el dispositivo experimental R3B. Además de una descripción geométrica detallada, R3BSim incluye una descripción completa de la física de los procesos involucrados. En particular, nos centraremos en el uso de este paquete de simulación para estudiar el prototipo diseñado por el GENP (Grupo Experimental de Núcleos y Partículas de la Universidade de Santiago de Compostela), de los cristales del calorímetro de R³B llamado CALIFA (CALorimeter for In-Flight emitted gAmmas). Este calorímetro estará compuesto por un conjunto de cristales centelleadores acoplados a dispositivos (APDs¹, fotomultiplicadores²,...) que recogen la luz

¹APD: fotodiodo de avalancha, detectan luz.

²Se llama fotomultiplicador a un tipo de detector óptico de vacío que aprovecha el efecto

y la convierten en señal electrónica.

1.1. El experimento R³B (Reactions with Relativistic Radioactive Beams)

Durante la pasada década se ha visto que las reacciones con haces secundarios de alta energía son una herramienta muy útil para explorar las propiedades de los núcleos lejos del valle de estabilidad. El empleo de reacciones nucleares inducidas por haces de alta energía, en el rango de unos cientos de MeV/nucleón, permite una descripción cuantitativa de los mecanismos de reacción, a la vez que presenta ciertas ventajas experimentales como es el uso de blancos delgados, del orden de 1 g/cm². Esto hace posible realizar estudios de estructura nuclear con haces de intensidades muy bajas, incluso de hasta 1 ión por segundo.

El objetivo de la colaboración internacional R³B es diseñar y construir un dispositivo experimental con alta eficiencia, aceptación y resolución para reacciones inducidas por haces radiactivos de alta energía producidos en el espectrómetro Super-FRS (Super-FRagment Separator) en cinemática completa. Cuando un haz golpea un blanco que se encuentra a la entrada del Super-FRS se producen fragmentos. El espectrómetro separa estos fragmentos y permite el análisis pormenorizado de sus propiedades en dispositivos experimentales posteriores.

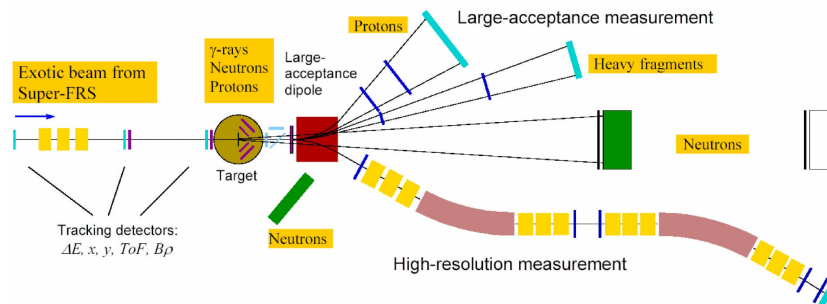


Figura 1.1: Figura esquemática de la configuración experimental de R³B.

El blanco estará rodeado por un calorímetro (CALIFA, CALorimeter for In-Flight emitted gAmmas). Para algunos de los experimentos CALIFA se usará como calorímetro de absorción total y para otros como un espectrómetro con alta resolución energética.

de emisión secundaria de electrones para responder a niveles muy bajos de iluminación.

En experimentos de dispersión elástica, inelástica y casi-libre (quasi-free) o reacciones de intercambio de carga, se usarán blancos de hidrógeno líquido o congelado. Los protones y neutrones en retroceso serán detectados por un array de tiras de silicio (Si-strip) y plásticos centelladores, respectivamente. Los protones de alta energía se pararán completamente en el calorímetro. Para medidas de baja transferencia de momento, se usarán blancos activos.

En la figura 1.1 vemos un esquema del dispositivo experimental de R³B, esta configuración experimental está inspirada en el dispositivo LAND/ ALADIN (4) que actualmente existe en GSI introduciendo mejoras en la resolución, eficiencia de los detectores y en el esquema de detección. El haz incidente secundario es trazado e identificado evento por evento. Tras la reacción en el blanco de R³B, las medidas de la rigidez magnética $B\rho$, tiempo de vuelo ToF, y pérdida de energía ΔE nos permiten una identificación del isótopo resultante (fragmento) y la determinación de su momento. Se siguen dos procedimientos distintos dependiendo del experimento:

- Gran aceptación: los fragmentos pesados y las partículas ligeras cargadas son deflectados por el dipolo (rama superior en la figura 1.1). Las medidas de velocidad y $B\rho$ nos permitirán la identificación de los fragmentos pesados en masa y carga.
- Alta resolución: el dipolo magnético opera en modo inverso, deflectando los fragmentos hacia un espectrómetro magnético (rama inferior en la figura 1.1). Lo que se medirá en este caso es el momento de retroceso del fragmento.

Un nuevo detector de neutrones, neuLAND (Large Area Neutron Detector), nos permitirá identificar los neutrones que se emiten en la dirección hacia delante. El detector con un área activa de 2x2 m², se situará a una distancia del blanco de entre 10 m y 35 m, dependiendo de las exigencias sobre la resolución y la aceptación.

El programa de Física a desarrollar en R³B incluye una variada serie de reacciones que nos informarán de la estructura nuclear de la materia exótica, accediendo a fenómenos de actualidad en el ámbito de la Física Nuclear, como pueden ser los núcleos con halo y las pieles de neutrones (neutron skins), los núcleos fuera de la línea de estabilidad (drip line), las funciones espectrales de los nucleones de valencia, deformación y fisión nuclear, efectos de capas, las distintas resonancias y excitaciones nucleares, los radios de masa y carga nucleares y las distribuciones de densidad. Por otro lado, estas reacciones resultan la única manera de acceder a información que permita desentrañar las incógnitas en los procesos astrofísicos de nucleogénesis (procesos astrofísicos

r y rp) que explican cómo se forma la materia que compone el Universo tal y como lo observamos hoy. Además, las reacciones de intercambio de carga pueden dar información sobre el colapso estelar y la formación de supernovas.

1.2. CALIFA (CALorimeter for In-Flight emitted gAmmas)

El GENP (Grupo Experimental de Núcleos y Partículas de la Universidad de Santiago de Compostela) participa en el proyecto de diseño y construcción de un calorímetro (CALIFA, CALorimeter for In-Flight emitted gAmmas, ver figura 1.2), para la medida de gammas y partículas ligeras cargadas emitidas en vuelo con precisión espectroscópica. Este detector tendrá un papel fundamental en el estudio de las reacciones de núcleos exóticos y relativistas en cinemática inversa, en el experimento R³B (ver figura 1.3), dentro del complejo de aceleradores FAIR en Darmstadt, Alemania. Para cumplir este exigente y ambicioso programa experimental, se requiere un complejo y novedoso sistema.

El calorímetro-espectrómetro detectará gammas emitidos por iones moviéndose a energías relativistas del orden de 1 A GeV, con el consiguiente desplazamiento Doppler de su energía (Doppler shift). La transformación de Lorentz concentra la mayor parte de la estadística en la dirección del haz de iones, incrementando la energía de los gammas hasta un factor 3. Las características necesarias para cumplir los requisitos impuestos por las reacciones a medir, incluyen una eficiencia de detección en el medio cercana al 80 %, una resolución en centro de masa en la energía de los gammas de $\Delta E/E \approx 5\%$.

La propuesta contempla un diseño compuesto de cristales de centelleo inorgánicos que cubran un ángulo polar con la suficiente segmentación para que la corrección por efecto Doppler (Doppler broadening) introduzca un error inferior al 4 % (σ).

Para poder decidir el diseño de los cristales que formarán el calorímetro el GENP ha construido un prototipo llamado “protoZero”, (ver figura 1.4), que está formado por quince cristales, colocados en tres columnas y cinco filas con la forma y las características geométricas que se mostrarán en el capítulo 2. Este prototipo ha sido sometido a diferentes pruebas, tanto usando diversas fuentes de calibración, como en haz de partículas cargadas (protones). Otros tests están programados para su realización en fechas próximas.

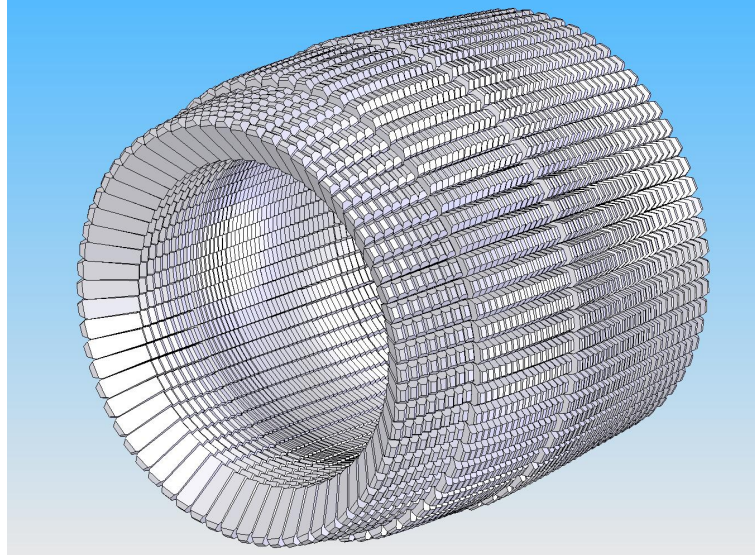


Figura 1.2: Diseño del CALIFA.

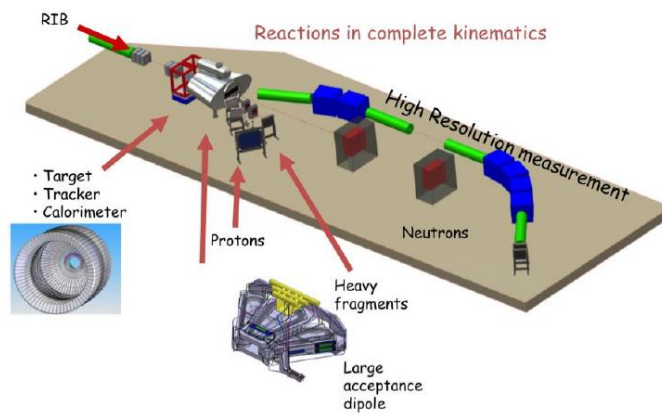


Figura 1.3: Situación del CALIFA en el dispositivo experimental.

1.3. Motivación de este trabajo

El objetivo de este trabajo es realizar una simulación que aporte información para optimizar el diseño de los cristales que formarán parte del calorímetro. Como primer paso se requiere comprobar la simulación frente a casos simples, tanto en la respuesta de un cristal como en la respuesta global del protoZero ante distintos tipos de radiación (gamma, protones) a distintas energías. Este trabajo se estructurará en cuatro capítulos.

- En el primer capítulo, la introducción, se ha visto en qué consiste el

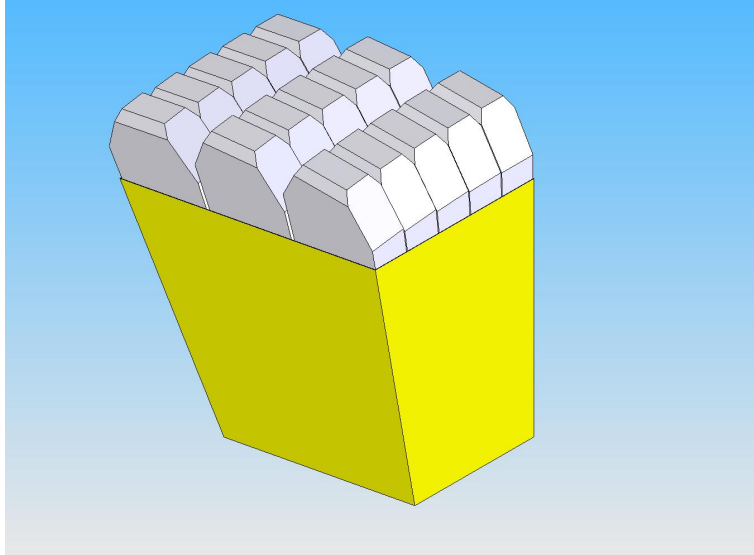


Figura 1.4: Diseño del protoZero en CAD.

experimento R³B, qué son el calorímetro CALIFA y el ProtoZero.

- En el capítulo dos se muestra una breve introducción a los centelladores y los procesos que ocurren en el interior de estos cuando interaccionan gammas.
- En el tercer capítulo, veremos los programas que se han desarrollado para realizar la simulación, las características del protoZero y las introducidas en la simulación.
- El cuarto capítulo está dividido en dos partes. En la primera parte se muestran los resultados generales para quince cristales a diversas energías del haz de gammas incidente que van desde 0.2 MeV hasta 10 MeV. En la segunda parte los resultados de un estudio pormenorizado de las pérdidas de energía para 1 MeV.
- En el quinto capítulo, compararemos los resultados de la simulación para una fuente de ¹³⁷Cs con los obtenidos para una fuente de esas características experimentalmente.
- En el capítulo seis se muestran las conclusiones del trabajo.

Capítulo 2

Cristales centelleadores

En este capítulo se presentan los principios de la deposición de energía por los gammas en un medio. Se discute también el concepto de resolución en energía. Los principios expuestos en este capítulo, son esenciales para entender los espectros de energía y los resultados obtenidos en los capítulos cuatro y cinco.

2.1. Deposición de energía de los fotones en un medio

Los procesos básicos que gobiernan la deposición de energía en un medio absorbente son principalmente tres: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares¹. La importancia relativa de cada uno de estos depende de la energía del fotón incidente y del número atómico Z del material absorbente (ver figura 2.1).

El efecto fotoeléctrico es sólo relevante para gammas con energía pequeña y alto número atómico. La producción de pares es importante para grandes valores de la energía del gamma incidente y alto Z . El efecto Compton domina para energías intermedias, cuanto menor sea el número atómico de material mayor será la importancia de este efecto respecto a los otros.

2.1.1. Efecto fotoeléctrico

Se produce cuando un gamma de suficiente energía es absorbido por un medio material, arrancando un electrón ligado, que sale con una energía de:

¹También existe la dispersión Thomson, en la que el gamma incidente no cambia su energía al interactuar.

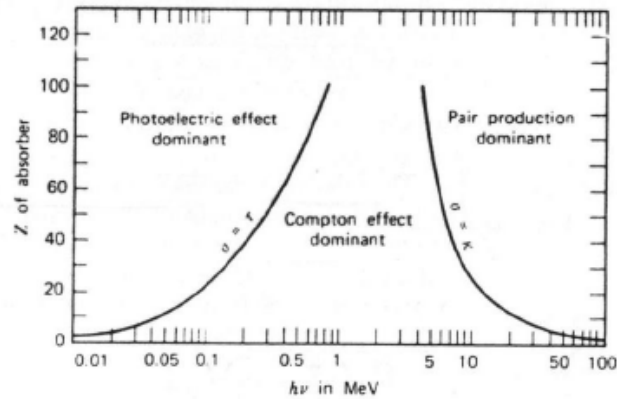


Figura 2.1: Importancia relativa de los tres tipos de interacción principales de rayos gamma con la materia. En el eje X tenemos la energía de los gamma y en el Y el número atómico del medio absorbente. Las líneas sólidas muestran los valores de Z y E para los cuales la probabilidad de los dos efectos vecinos se hacen iguales.

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (2.1)$$

donde $h\nu$ es la energía del gamma inicial y E_b es la energía de ligadura del electrón en la capa en la cual estaba antes de ser arrancado (ver figura 2.2).

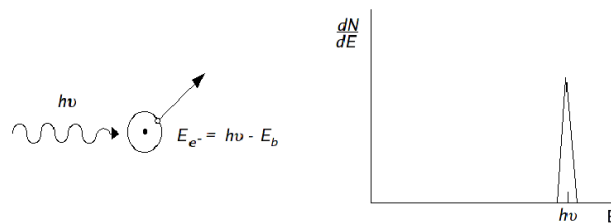


Figura 2.2: Izquierda: esquema conceptual del proceso fotoeléctrico. Derecha: histograma que representa el pico de absorción que se produciría tras varios efectos fotoeléctricos.

Para energías de gammas desde cientos de keV hasta unos pocos MeV, lo más probable es que el hueco producido por el fotoelectrón² arrancado tenga una energía correspondiente a la capa electrónica más interna, la K,

²Se llama así al electrón arrancado por efecto fotoeléctrico

de alguno de los átomos del medio. La energía de ligadura³ de la capa K es de unos pocos de keV, para materiales de bajo Z , y de unas decenas de keV para materiales de alto Z .

Debido a la conservación de la cantidad de movimiento tras el arranque del electrón, el átomo sufre un retroceso, pero la energía de retroceso es tan pequeña que puede despreciarse. El hueco que deja un fotoelectrón se llena por un electrón de una capa superior, que a su vez es cubierto por otro, produciéndose así una cascada de electrones que generan rayos X característicos.

Para átomos con números atómicos bajos ($Z < 30$) el efecto Auger⁴ compete con la emisión de rayos X. Tanto los rayos X emitidos como los electrones Auger tienen muy poco alcance y el efecto neto de la absorción fotoeléctrica es la liberación de un electrón primario, junto con fotoelectrones de menor energía producidos por procesos secundarios. Finalmente, todos estos electrones se recombinan quedando el sistema cuántico en estados excitados que emiten fotones dentro de sus líneas o bandas ópticas características. Como el balance de energía es nulo, la suma de todos los fotones ópticos es igual a la del fotón que ha desencadenado el proceso, a falta de una pequeña fracción absorbida en forma de energía térmica.

En el caso de un medio semiconductor, los portadores de carga generados en este proceso hacen cambiar, transitoriamente, las propiedades conductoras. En el caso de un medio dieléctrico, si es transparente al espectro óptico característico, el número de fotones ópticos producidos como respuesta al rayo gamma incidente será muy elevado, típicamente de $10^3 - 10^4$ fotones por MeV.

Como resultado de todos estos procesos, un cristal centelleador produce un determinado número de fotones ópticos, cuya energía suma está relacionada con la energía del fotón incidente. El espectro de energía correspondiente a una serie de gammas monoenergéticos interaccionando mediante efecto fotoeléctrico tendría la forma mostrada en la parte derecha de la figura 2.2, donde todas las deposiciones de energía en el material son iguales a la energía del gamma incidente.

³Energía necesaria para arrancar un electrón de la capa en la que se encuentra.

⁴Cuando un electrón es arrancado de una de las capas internas de un átomo, dejando una vacante o hueco, un electrón de un nivel de energía externo puede caer en esta vacante, resultando en un exceso de energía. Este exceso de energía es frecuentemente liberada por la emisión de un fotón (fluorescencia de rayos x), aunque también puede ser transferida a otro electrón, el cual es emitido del átomo. La energía del electrón Auger corresponde a la diferencia entre la energía de la transición electrónica primaria y la energía de ionización para la capa de la cual el electrón Auger fue emitido.

2.1.2. Efecto Compton

Se produce cuando el gamma interacciona con un electrón del material y es deflectado un ángulo θ respecto a su dirección inicial. El gamma transfiere parte de su energía a un electrón, el cual se conoce como electrón de retroceso. Debido a que la energía transferida a un electrón puede variar desde cero hasta una gran fracción de la energía de los rayos gamma, todos los ángulos son posibles. Aplicando el principio de conservación de energía y momento podemos llegar a la ecuación:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.2)$$

Donde m_0c^2 es la energía en reposo del electrón (0.511 MeV). La energía del electrón dispersado es:

$$E_{e^-} = E_{\gamma} - E_{\gamma'} \quad (2.3)$$

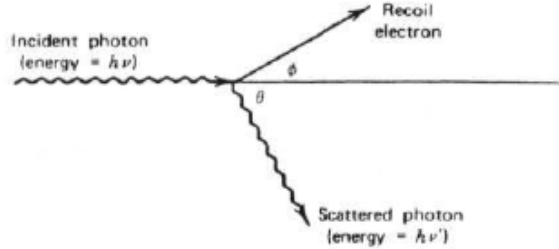


Figura 2.3: Dispersión Compton.

Podemos ver dos casos extremos:

- $\theta = 0$: el gamma dispersado se lleva casi toda la energía que traía el gamma y el electrón dispersado no se lleva apenas nada.
- $\theta = \pi$: el gamma se lleva la mínima energía posible y el electrón la máxima.

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{m_0c^2}} \quad (2.4)$$

$$E_{e^-}(\theta = \pi) = E_{\gamma} \left(\frac{\frac{2E_{\gamma}}{m_0c^2}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{m_0c^2}} \right) \quad (2.5)$$

Podemos calcular estas energías para un caso particular que nos será útil más adelante. Supongamos que el gamma inicial tiene una energía de 0.662 MeV, veamos cuánto se llevan el gamma dispersado y el electrón para $\theta = \pi$.

- $E_{\gamma'} = 0.184 \text{ MeV}$.
- $E_{e^-} = 0.478 \text{ MeV}$

2.1.3. Producción de pares

Proceso que ocurre cuando la energía del gamma excede dos veces la energía en reposo del electrón (1.02 MeV). La probabilidad de esta interacción es muy baja para energías del gamma inferiores a unos cuantos MeV. Debido a la presencia del campo coulombiano del núcleo el gamma desaparece dando lugar a un electrón y un positrón. El exceso de energía que lleva el gamma se reparte como energía cinética para el electrón y el positrón.

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0^2 \quad (2.6)$$

El positrón se aniquila con un electrón del medio produciendo dos gammas de 511 keV que, por conservación de la cantidad de movimiento, salen con sentidos opuestos.

La sección eficaz de producción de pares aumenta con la energía desde el umbral de 1.02 MeV.

En la figura 2.4 se muestra la variación del coeficiente de atenuación lineal⁵, con la energía del gamma incidente. En esta gráfica se representa cada una de las contribuciones de forma separada. La curva que se llama “total” representa la contribución por la suma de todos estos efectos: la absorción fotoeléctrica, la absorción Compton y la producción de pares.

2.2. Atenuación

2.2.1. Coeficientes de atenuación

Cuando un haz de fotones monoenergético estrecho colimado llega a un detector después de haber pasado a través de un absorbente de un determinado espesor (t), sufre una atenuación exponencial de su intensidad (ver figura 2.5).

Cada uno de los procesos de interacción elimina un gamma del haz e impide que llegue al detector. Esto puede caracterizarse por una probabilidad

⁵La probabilidad total por unidad de longitud m de que un fotón no alcance al detector.

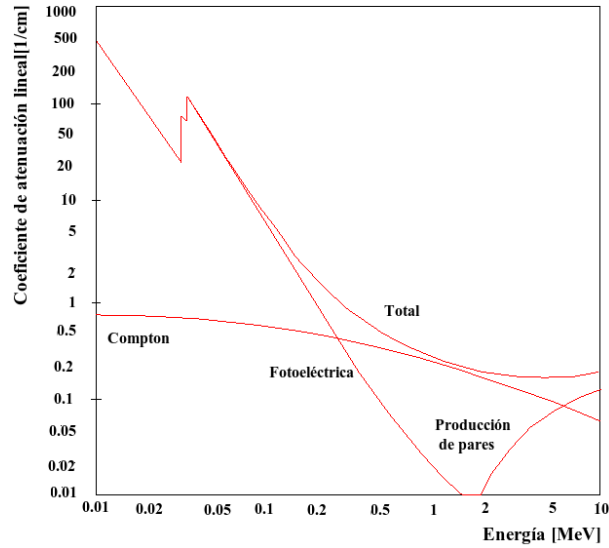


Figura 2.4: Dependencia con la energía del coeficiente de atenuación lineal para los diferentes procesos en el caso particular de un centellador inorgánico de ioduro de cesio (CsI).

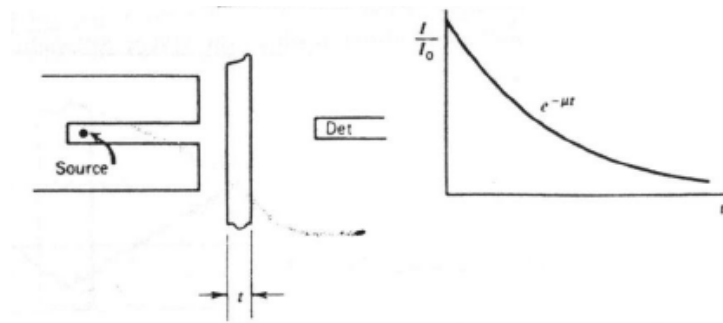


Figura 2.5: Curva de transmisión exponencial.

fija de interacción por unidad de longitud en el absorbente. La suma de estas probabilidades es simplemente la probabilidad por unidad de longitud de que el gamma sea eliminado del haz. Se representa por el coeficiente μ . Esta característica me permite determinar la intensidad de un haz a partir de su intensidad inicial, y la caracterización del medio absorbente (μ, t).

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (2.7)$$

Los gammas pueden caracterizarse también por su recorrido libre medio λ , definido como la distancia media que viajan en el absorbente antes de que

la primera interacción tenga lugar. Este valor puede obtenerse de la fórmula:

$$\lambda = \frac{\int_0^{+\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{+\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (2.8)$$

El recorrido libre medio es el inverso del coeficiente de atenuación. El rango típico de λ en sólidos para energías comunes de gammas va desde unos pocos mm hasta varias decenas de cm.

2.3. Principios de centelleo

Un centellador es un material capaz de convertir las pérdidas de energía de una radiación ionizante en pulsos de luz. Esta radiación ionizante puede ser rayos X, alfas, betas, o gammas, con una energía en el rango de unos pocos keV hasta varios MeV. El centelleo es uno de los métodos más usados para la identificación de partículas y espectroscopía.

Un material centellador ideal debe cumplir:

- Debe convertir la energía cinética de las partículas o fotones incidentes en luz detectable y hacerlo con una alta eficiencia de centelleo.
- El material centelleador debe ser transparente a la longitud de onda de su propia emisión, para permitir una buena colección de luz.
- Debe poderse aumentar el tamaño del centelleador preservando sus cualidades hasta un tamaño que permita detener las partículas incidentes con alta eficiencia.
- La luz producida en el proceso de centelleo debe ser proporcional a la energía depositada en el rango más amplio posible.

Debido a que no existe un material que cumpla rigurosamente estos criterios, la elección del centellador se hace tendiendo a un compromiso con estos factores.

Existen dos clases de centelladores, los orgánicos y los inorgánicos, cuya principal diferencia son los procesos que ocurren en su interior.

Para detectar radiación nuclear con cierta eficiencia se debe elegir un centellador tal que sus dimensiones absorban completamente la radiación deseada.

En el caso de rayos γ , debido a su gran poder de penetración, es necesario el uso de cristales con alta densidad. Los cristales de centelleo inorgánico

resultan una buena opción porque tienen un gran poder de frenado, transparencia, y permiten alcanzar dimensiones que garanticen la absorción completa de los mismos.

Los pulsos de luz generados por el centellador son convertidos en pulsos eléctricos por detectores sensibles a la luz como fotomultiplicadores y fotodiodos.

2.4. Respuesta en función del tamaño

2.4.1. Detectores pequeños

Se llama a un detector pequeño cuando sus dimensiones son menores que el recorrido libre medio de los gammas secundarios producidos por los gammas primarios incidentes en el medio detector, que lo atraviesan y queremos caracterizar. Los gammas secundarios proceden de dispersiones Compton, de rayos X o de fotones de aniquilación de los positrones creados en la producción de pares. Suponiendo que la energía de todas las partículas cargadas es completamente absorbida dentro del volumen del detector, el espectro de deposición de energías de los electrones es el observado en la figura 2.6.

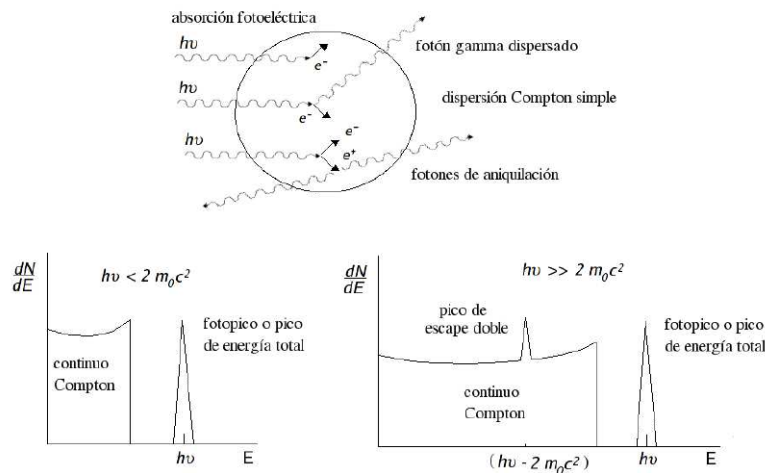


Figura 2.6: Detector pequeño. Los procesos de absorción fotoeléctrica y dispersión Compton dan forma a la parte de baja energía (izquierda). A altas energías el proceso de producción de pares produce un pico conocido como "pico de escape doble" (derecha).

Cuando la energía del gamma incidente no es la suficiente para la creación de pares, el espectro resultante es un *continuo Compton* producido por

electrones dispersados por Compton y un pico de absorción fotoeléctrica conocido como *fotopico*.

Si la energía del fotón incidente es suficientemente alta, se puede observar el pico de *escape simple* o *doble* que se produce cuando uno o los dos fotones de aniquilación del positrón producido escapan del detector.

2.4.2. Detectores de tamaño intermedio

En la figura 2.7 se muestran algunos de los procesos que tendrían lugar en un detector de tamaño intermedio.

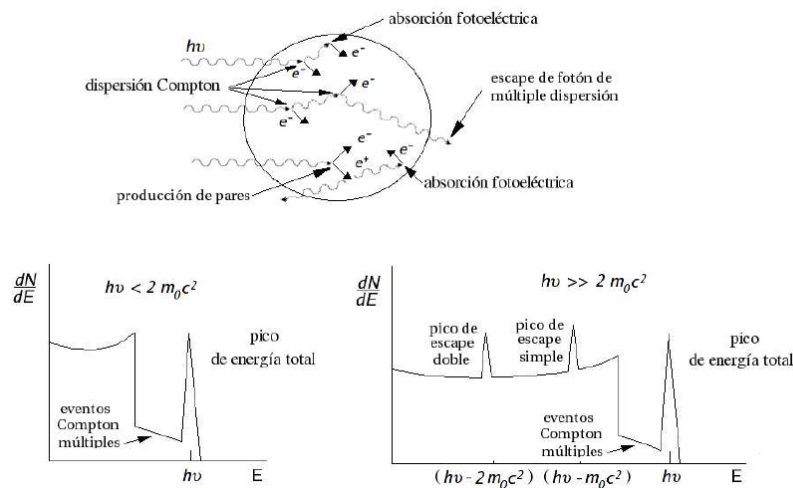


Figura 2.7: Detector intermedio. Entre el continuo debido a la dispersión Compton y el pico de energía total aparece la dispersión Compton múltiple. En la parte de la derecha vemos además el pico de escape simple, que corresponde a la producción de pares en la que uno de los fotones tras la aniquilación sale del detector.

El espectro energético en el rango de energías bajas e intermedias está formado por un continuo Compton y un fotopico. Entre el continuo Compton y el fotopico aparece una zona que se conoce como Compton múltiple. Esta corresponde a gammas que han experimentado varias dispersiones Compton, pero no han llegado a depositar completamente su energía. Si la energía del gamma incidente es alta, los gammas de aniquilación pueden, o bien sufrir otra interacción dentro del cristal o escaparse del mismo. Al igual que se explicaba para el caso de detectores pequeños, si ambos escapan se produce un pico que es conocido como pico de escape doble a la energía de $E_\gamma - 2m_e c^2$

y si sólo escapa uno se produce el pico de escape simple que aparece a una energía de $E_\gamma - m_e c^2$.

2.4.3. Detectores muy grandes

Se considera que las dimensiones del cristal son suficientemente grandes cuando los gammas dispersados Compton y los gammas de aniquilación interactúan dentro del volumen activo del detector y nada escapa de éste. Para energías de gammas de unos pocos MeV, esto se traduce en dimensiones del orden de centímetros.

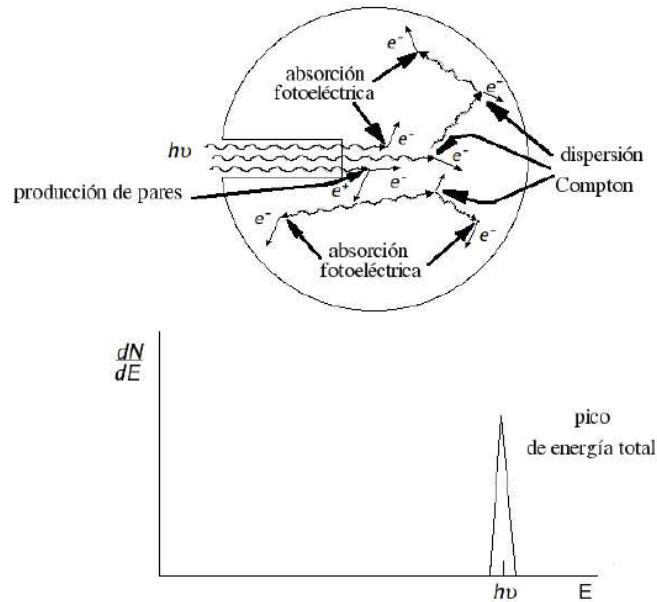


Figura 2.8: Detector grande. Los gammas depositan toda su energía en el detector.

Debido a que nada escapa del detector la energía total debe ser la energía del gamma original. La respuesta del detector es la misma que si el gamma se hubiese absorbido en un solo proceso fotoeléctrico. En el espectro sólo observaremos el fotopico.

2.5. Resolución en energía

La espectroscopía gamma mediante cristales de centelleo se fundamenta en que la luz producida por un cristal centelleador es proporcional a la energía

depositada por el gamma en el mismo. Al acoplar los cristales a un dispositivo de detección de luz, tenemos como resultado la transformación de la luz producida en el centelleo en un pulso eléctrico que, es proporcional a la energía depositada por el gamma en el detector.

La resolución en energía, R , mide la capacidad para discriminar entre dos gammas que tienen una energía ligeramente diferente. Si el centelleador tiene una respuesta lineal en energía, la resolución se mide calculando la relación que hay entre el número de canales a la semialtura del pico, que se denomina FWHM (Full Width at Half Maximum)⁶ y canal en el cual se encuentra el centroide del pico. Estos valores se calculan mediante un ajuste gaussiano del fotopico (ver figura 2.9).

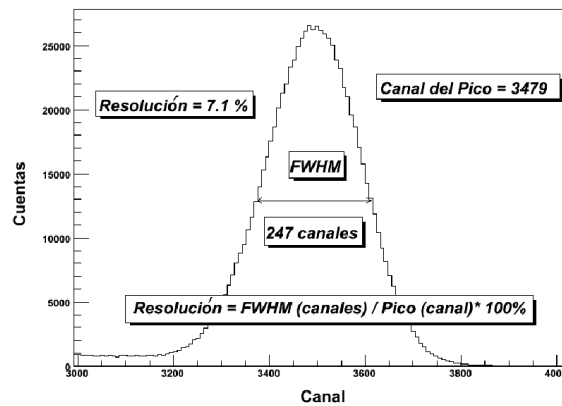


Figura 2.9: Imagen del pico que dejaría un gamma de 662 keV al ser totalmente absorbido por un cristal de NaI(Tl). En el eje X tenemos el número de canales y en el Y las cuentas. La fórmula que aparece en la parte inferior de la gráfica nos indica cómo se calcula la resolución.

⁶Anchura a la semialtura.

Capítulo 3

Simulación

El objetivo de este capítulo es describir cómo se ha realizado la simulación de un prototipo de tamaño reducido (protoZero) del calorímetro CALIFA presentado en la introducción. Este capítulo se estructura en tres secciones: en la primera de ella introduciremos el código de simulación que hemos usado. En la segunda se tratará en detalle la geometría del protoZero y de los cristales individuales que lo componen. En la última nos centraremos en las características de la simulación realizada, como son el número de partículas del haz, la energía, etc.

3.1. R3BSim

R3BSim es un código de simulación que ha sido desarrollado para la descripción de los dispositivos experimentales de R3B. Está basado en GEANT4¹ y en ROOT². Con este código se ha conseguido una buena descripción del dispositivo ALADIN-LAND existente en GSI. El objetivo es incluir la descripción de los nuevos detectores que están bajo diseño en R3B. En este trabajo usaremos R3BSim para implementar un prototipo (protoZero) del calorímetro CALIFA diseñado por el GENP³ compuesto por quince cristales de CsI (Tl).

R3BSim⁴ presenta una estructura de datos multihit por evento y una geometría modular que permite de forma sencilla la integración de nuevos

¹Programa para la simulación de detectores y del paso de partículas a través de la materia, usando programación orientada a objetos en C++ (<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>).

²Conjunto de librerías para el análisis de datos físicos, que permite hacer histogramas, gráficas, etc. (<http://root.cern.ch/drupal/>)

³Grupo Experimental de Núcleos y Partículas (<http://www.usc.es/genp/>).

⁴<http://fpsalmon.usc.es/r3b/simulationIndex.shtml>

detectores. El programa está escrito en C++; las librerías de ROOT están incluidas permitiendo una interfaz de análisis totalmente integrada: todos los detectores están en una estructura de datos con ramas individuales para cada detector, cada una de las cuales está hecha de interacciones en los detectores o detector hits. Tenemos un acceso completo al llenado de la información de los hits, con lo cual somos capaces de obtener mucha información. El uso de R3BSim se facilita con la introducción de unos comandos llamados *messenger*, que a través de la interfaz gráfica o a través de la macro que controla la simulación, pueden ser modificados por el usuario. Este código además posee un gran conjunto de materiales disponibles para simular los detectores y el entorno. También tenemos una lista de física muy completa que nos permite elegir para cada tipo de simulación aquellos procesos que más nos interesan. En este caso se ha usado la física electromagnética estándar, pero también se han hecho pruebas para las energías más bajas con la física de bajas energías obteniendo resultados similares para los cristales de CsI.

3.2. ProtoZero

La geometría de los cristales utilizada en este trabajo se corresponde con la de los cristales del prototipo diseñado por el GENP y denominado protoZero. Este está formado por quince cristales de CsI, y cada uno de estos tiene las características geométricas mostradas en la figura 3.1.

El grupo de los quince cristales presenta la disposición que se muestra en la figura 3.2. Los cristales que están en la misma columna están separados por 0.5mm y los que están en la misma fila están separados de acuerdo con la rotación alrededor del blanco que nos define la separación azimuthal.

Cada cristal está definido como un G4UnionSolid (esta es una clase que realiza la suma booleana de dos sólidos) de dos trapezoides de distinto tamaño. En la figura 3.3 se muestra una vista de los cristales generados por la simulación, en la que se ven claramente los dos trapezoides utilizados en la definición de la geometría.

3.3. Características de la simulación

La simulación que se ha usado para este trabajo presenta los siguientes rasgos:

- Geometría: (ver figura 3.2) a la hora de implementar los cristales se ha realizado una pequeña simplificación en la geometría de cada cristal

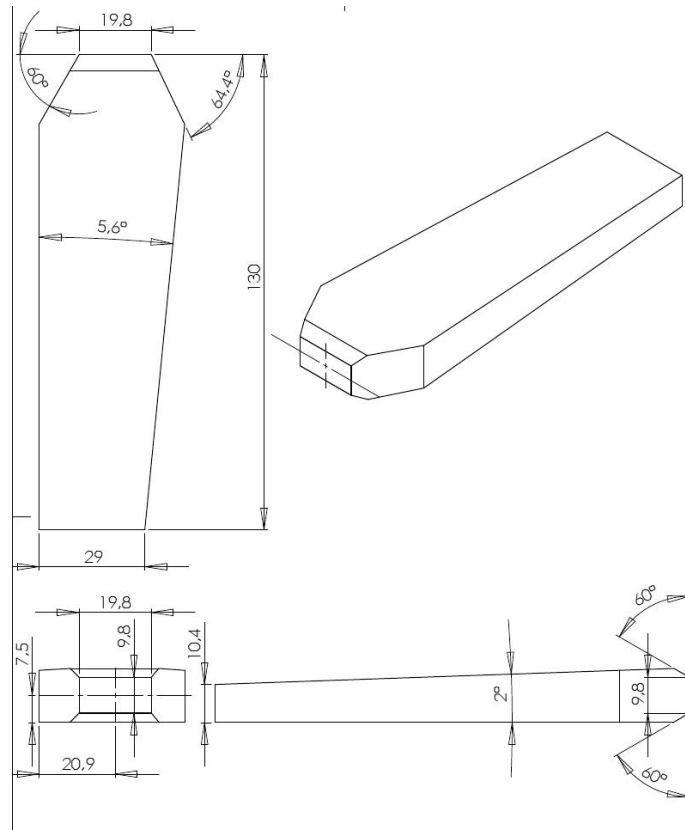


Figura 3.1: Dimensiones del cristal reproducidas en la simulación.

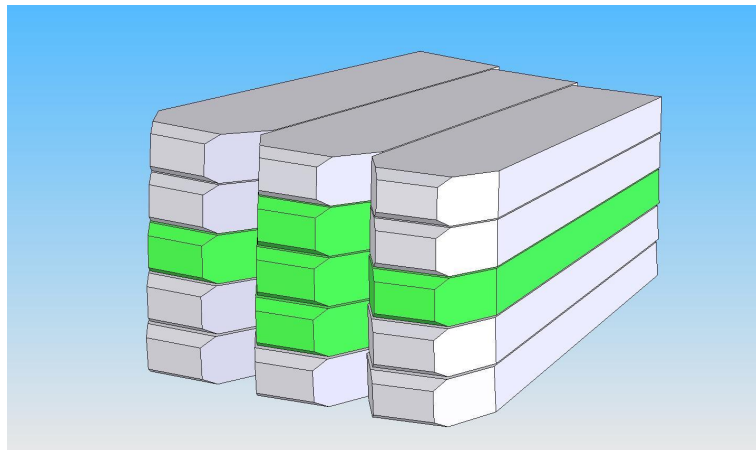


Figura 3.2: ProtoZero visto en el CAD.

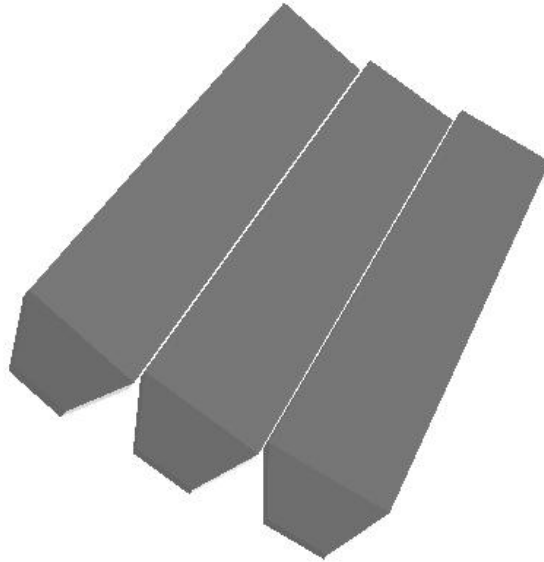


Figura 3.3: ProtoZero visto en la simulación, en esta figura se aprecia el detalle de los dos trapezoides.

individual, consistente en la eliminación de los chaflanes longitudinales. Estos chaflanes influyen en la manera en la que se recoge la luz enviándola al dispositivo lector de luz (APD), pero no influyen en la deposición de energía en el cristal.

- El ProtoZero está situado en el vacío.
- No se ha introducido ningún recubrimiento en los cristales. Normalmente los cristales de CsI vienen recubiertos de un material especular.
- El material de los cristales es CsI con una densidad $4.51\text{g}/\text{cm}^3$ (se obvia el dopante, ya que no influye en la deposición en energía).
- La energía de los gammas utilizados en los resultados de esta simulación es de 0.2, 0.5, 1, 2, 5 y 10 MeV. También se han simulado gammas con energías iguales a las de diferentes fuentes de calibración (por ejemplo 662 KeV para el ^{137}Cs).
- El número de partículas del haz que considero en la simulación es de 10^6 gammas, en la mayoría de los estudios sistemáticos.
- La fuente emisora de estos se encontraba a una distancia del protoZero de 300 mm.

- La dirección de incidencia: corresponde a la del eje del cristal central, con punto de incidencia el centro de su cara entrante.

Puesto que se va a trabajar a altas energías y el detector está segmentado es necesario reconstruir. Existen varios algoritmos que proponemos para reconstruir la energía depositada en cada cristal. Estos son los siguientes:

- Tipo 1: reconstruye el ángulo polar a partir del eje polar del cristal con mayor energía depositada y la energía de la suma de las deposiciones en todos los cristales.
- Tipo 2: reconstruye el ángulo polar a partir de la media ponderada del eje del cristal vecino alrededor del cristal con mayor energía depositada y la energía de la suma de las deposiciones en todos los cristales.
- Tipo 3: reconstruye el ángulo polar a partir de la media ponderada de los ejes de cristales vecinos alrededor del cristal con mayor energía depositada. La energía viene de la suma de las deposiciones en los cristales correlativos. El número de cristales considerados alrededor del cristal con máxima energía depositada es un parámetro variable.

En los resultados mostrados en este trabajo, el algoritmo usado para calcular la energía y los ángulos es el tipo 2. Otros tipos de reconstrucción pueden dar resultados diferentes cuando se trabaja con un gran número de cristales, o cuando se pone énfasis en la reconstrucción del ángulo polar. En el caso del estudio de la interacción en este pequeño prototipo y centrándonos en la reconstrucción de los espectros de energía, no esperamos grandes diferencias entre los algoritmos de reconstrucción.

Capítulo 4

Resultados de la simulación

En este capítulo veremos una serie de resultados obtenidos en la simulación del protoZero para energías de fotones incidentes que van de 0.2 MeV a 10 MeV. Nos centraremos también en analizar los resultados de los cristales individuales mediante un análisis pormenorizado de cómo se deposita la energía y según qué procesos para una energía determinada (1 MeV).

4.1. Resultados generales

Veamos ahora una serie de resultados para los quince cristales que componen el protoZero. Se harán incidir sobre los cristales gammas de energías que van de 0.2 MeV a 10 MeV. Esta es la región de interés en la cual se va a trabajar en el experimento para esta geometría particular de cristales que corresponde a ángulos polares de $\sim 90^\circ$. Los observables que vamos a estudiar son:

- Número medio de cristales que presentan deposición de energía por evento (Mean number of crystal hits per event, en las gráficas que siguen).
- Resolución en energía (energy resolution): la resolución asociada al centelleador puede introducirse en la simulación usando un generador aleatorio gaussiano. La dependencia del parámetro que define la anchura de la gaussiana utilizada es:

$$FWHM = a\sqrt{E} \quad (4.1)$$

donde a es la FWHM a una energía de referencia, en nuestro caso 1 MeV. La mayoría de los resultados mostrados en las secciones siguientes

Energía gammas incidentes	0.2 MeV	0.5 MeV	1 MeV	2 MeV	5 MeV	10 MeV
#interacciones por cristal	1.02	1.39	1.62	1.77	2.24	2.93
Resolución en energía(5% a 1 MeV)	11.04%	7.02%	4.92%	3.45%	2.24%	1.55%
Eficiencia de detección	0.995	0.996	0.964	0.910	0.879	0.906
Eficiencia de fotopico	0.972	0.910	0.712	0.506	0.318	0.193

Tabla 4.1: Valores numéricos de los observables definidos en la figura 4.1 para energías incidentes de entre 0.2 y 10 meV.

corresponden a una resolución equivalente al 5 % para 1 MeV. Podemos ver en la gráfica de la figura 4.1 los valores que toma la resolución a diferentes energías de los gammas incidentes en el cristal.

- Eficiencia de detección (detection efficiency): porcentaje de eventos que depositan parte o toda su energía en los cristales.
- Eficiencia de fotopico (Photopeak efficiency): número de gammas que depositan toda su energía sobre el número de gammas emitidos por la fuente.

Se han lanzado 10^6 gammas de entre 0.2 y 10 MeV, sobre el protoZero definido en el capítulo 3 con dirección tal que inciden en el centro del cristal central. Estos fotones se generan a una distancia de 300 mm del protoZero. Del análisis realizado sobre quince cristales, usando el algoritmo tipo 2 descrito en el capítulo 3 podemos obtener los resultados que aparecen a continuación.

En la figura 4.1 podemos ver la representación gráfica de los observables antes descritos en función de la energía del fotón incidente y en la tabla 4.1 un resumen numérico de los mismos.

El número medio de cristales con deposición de energía por evento no nula (ver 4.1, primera gráfica arriba a la izquierda) se incrementa con la energía. Esto es así porque la probabilidad de que ocurra efecto fotoeléctrico disminuye aumentando la probabilidad de que más cristales reciban energía. Al hacerse más importantes el efecto Compton hasta unos 5 MeV y la producción de pares a partir de este valor, la cantidad de radiación secundaria es mayor, y por lo tanto hay más cristales recibiendo energía. Observamos que este incremento no aumenta tanto como debiera si tuviésemos el calorímetro completo, ya que para altas energías parte de la cascada electromagnética se pierde debido al limitado número de cristales utilizados en este prototipo.

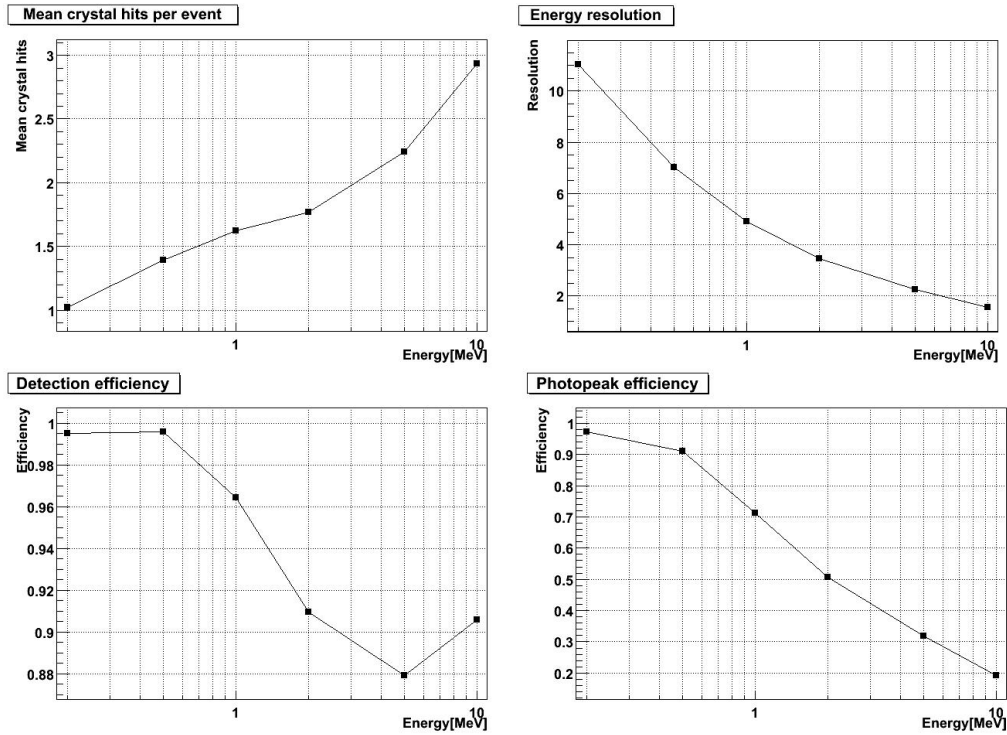


Figura 4.1: Evolución del número medio de cristales con deposición de energía por evento en función de la energía del gamma; Resolución en energía, (% in FWHM), resolución seleccionada 5 %; Eficiencia de detección, gammas que depositan toda o parte de su energía en los cristales; Eficiencia de fotopico, gammas que depositan toda su energía en los cristales sobre los gammas totales emitidos por la fuente.

La resolución en energía (ver 4.1, segunda gráfica arriba a la derecha) disminuye con el aumento de la energía proporcionalmente a \sqrt{E} , porque así lo introducimos en la simulación. Por lo tanto lo que estamos viendo en la gráfica es una comprobación de que el mecanismo que asigna la resolución en energía lo hace correctamente. En muchos casos prácticos, el ensanchamiento estadístico del pico predomina sobre otros factores que puedan influir en la pérdida de resolución. En estos casos la variación de la resolución con la energía del rayo gamma puede ser predicha simplemente teniendo en cuenta que la FWHM es proporcional a la raíz cuadrada de la energía del gamma. La altura media del pulso es directamente proporcional a la energía. Usando pues la definición de resolución en energía:

$$R \equiv \frac{FWHM}{H_0} = K \frac{\sqrt{E}}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}} \quad (4.2)$$

donde K es una constante de proporcionalidad.

Podemos ver en la figura 4.2 la función teórica que muestra el comportamiento de la resolución.

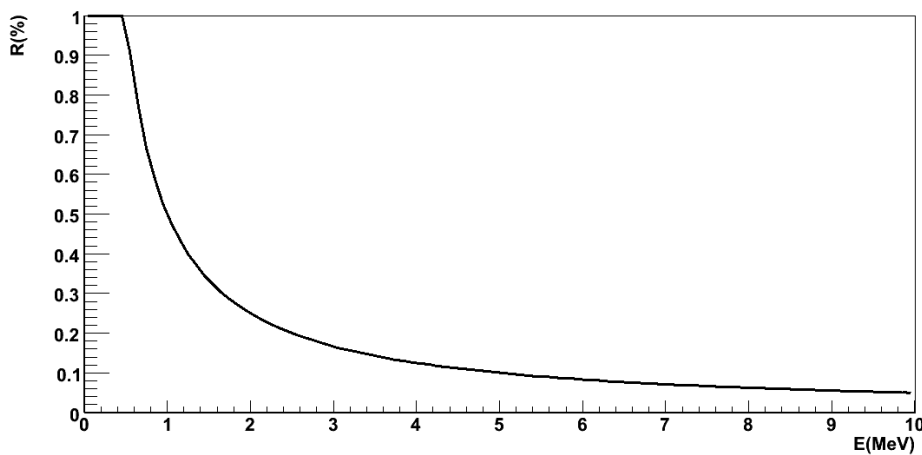


Figura 4.2: Función teórica de la resolución en energía en función de la energía de la partícula incidente.

La eficiencia de detección (ver 4.1, primera gráfica abajo a la derecha) decrece con la energía aunque este efecto se compensa con el aumento de la sección eficaz total. Esto puede verse en detalle en la figura 4.3 donde a partir de 5 MeV la sección eficaz de interacción total aumenta, teniendo a 10 MeV aproximadamente el mismo valor que para 2 MeV, lo que coincide con los datos extraídos de nuestra simulación (la eficiencia de detección toma el valor 0.910 para 2 MeV y 0.906 para 10MeV).

La eficiencia de fotopico (ver 4.1, segunda gráfica abajo a la derecha) decrece fuertemente con el incremento de la energía, porque disminuye la probabilidad de efecto fotoeléctrico. Es más probable que a mayor energía el gamma no deposite la mayor parte de ésta en el cristal central, sino que lo haga en varios de los cristales que lo rodean. Ha de remarcarse que todos estos resultados son para quince cristales; a alta energía la eficiencia de fotopico podría crecer si añadimos más cristales, ya que una cantidad mayor de energía podría ser recolectada.

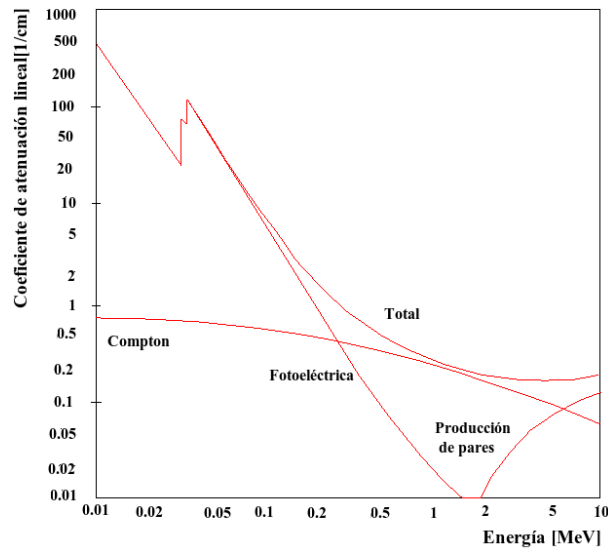


Figura 4.3: Dependencia energética de los procesos de interacción en ioduro de cesio.

4.2. Resultados detallados para gammas de 1 MeV

En esta sección se presenta una descripción detallada de la interacción gamma en los cristales individuales, mostrando información que sólo puede obtenerse con la simulación, ya que un dispositivo experimental típico no nos puede proporcionar estos observables. En concreto, veremos la energía depositada en cada cristal, la zona en la cual esta se deposita, la posición de la primera interacción en el cristal, el tipo de interacción, etc.

En las figuras se utiliza la numeración mostrada en la figura 4.4.

Los observables que han sido reconstruidos (utilizando el algoritmo de tipo 2 descrito en el capítulo 3) son los siguientes:

- Espectro energético: calculado como la suma sobre los quince cristales de todas las deposiciones en energía registradas.
- Espectro energético reconstruido asumiendo un 5% de resolución en energía a 1 MeV, y escalando para otros valores de E de acuerdo con $1/\sqrt{E}$ (%).
- Ángulo polar: calculado como la media ponderada sobre el eje polar del cristal con mayor deposición de energía.

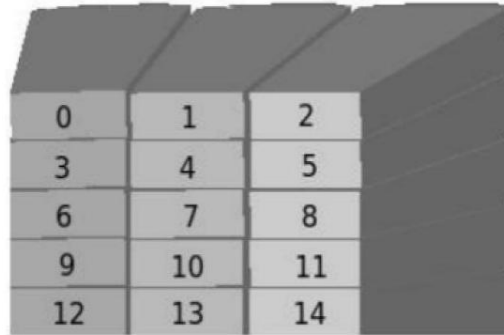


Figura 4.4: Equivalencia entre los cristales del protoZero y su colocación en la gráfica.

- Ángulo azimutal: calculado como la media ponderada sobre el eje azimutal del cristal con mayor deposición de energía.
- Espectro energético para cada cristal individual: energía depositada en cada cristal.
- Para la primera interacción producida en cada cristal es posible obtener la siguiente información: tipo de la primera interacción (efecto fotoeléctrico, Compton, producción de pares, ...), coordenadas X, Y, Z de la primera interacción.

El sistema de coordenadas utilizado (X,Y,Z) aparece definido en la figura 4.5:

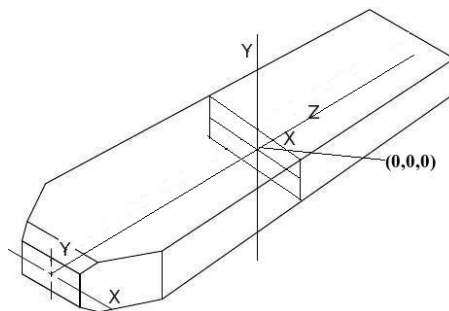


Figura 4.5: Definición de los ejes del cristal.

Las figuras 4.6, 4.7, 4.8, 4.9, 4.10 muestran un ejemplo (resultados para 1 MeV) de los observables anteriores. Para otras energías, los resultados están disponibles en http://fpsalmon.usc.es/r3b/simulations_ProtoZero.shtml

En la figura 4.6 vemos cuatro gráficas. En la primera de ellas aparece el espectro de energía depositada en los quince cristales. En ella observamos el fotopico, que aparece a la energía del fotón incidente. A él contribuyen todos los sucesos que depositaron toda su energía en el detector. Vemos también la zona de continuo Compton que corresponde a los gammas que han entrado en el detector, han sufrido una dispersión y tras ella han salido del detector. Esta zona se extiende desde 0 MeV de energía depositada hasta un valor máximo de:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_{\gamma}}} \quad (4.3)$$

Para el caso de energía del gamma incidente 1 MeV, este valor máximo es de 0.796 MeV. A este valor máximo se le conoce como “borde Compton”. Desde el borde Compton hasta el fotopico vemos una zona que se llama “zona de dispersión Compton múltiple” y que es debida a gammas que han sufrido varias dispersiones Compton, pero no han llegado a ser absorbidos completamente. En la figura de la derecha aparece el espectro energético para gammas de 1 MeV, pero en este caso hemos añadido una incertidumbre asociada a cada energía depositada de un 5 % a 1 MeV, escalando apropiadamente a otras energías tal y como se explicó en 4.1. En las dos gráficas de abajo vemos las resoluciones en los ángulos azimutal y polar. El ángulo polar tiene una incertidumbre debido a su método de reconstrucción y el rms correspondiente a esta distribución toma un valor de 0.03 rad.

En la figura 4.7, vemos la energía depositada en cada cristal. En todos los cristales vemos un pico de retrodispersión, menos en el central, en el que tenemos el fotopico y la zona con dispersión Compton, ya que es el cristal en donde incide el haz. Para energías mayores de 2 MeV la producción de pares empieza a tomar relevancia y aparecen los picos de escape simple y doble; en estas figuras donde la energía de incidencia del gamma es de 1 MeV no estarán presentes.

Podemos calcular la energía depositada por evento en cada cristal, dividiendo la energía total depositada en un cristal entre el número de eventos (ver tabla 4.2). A mayor energía del gamma menor cantidad de energía se deposita por evento tanto para el 7 (central) como para la suma de todos los cristales. Esto se debe a que la probabilidad de efecto fotoeléctrico disminuye y también porque parte de la energía se escapa fuera del protoZero. A medida que nos vamos a energías mayores la probabilidad de Compton aumenta, por lo tanto se recoge menos energía ya que según la sección eficaz de Klein-Nishina(3) el gamma dispersado tiene más probabilidad de salir emitido hacia delante sin depositar energía en los cristales. Si seguimos subiendo en energía

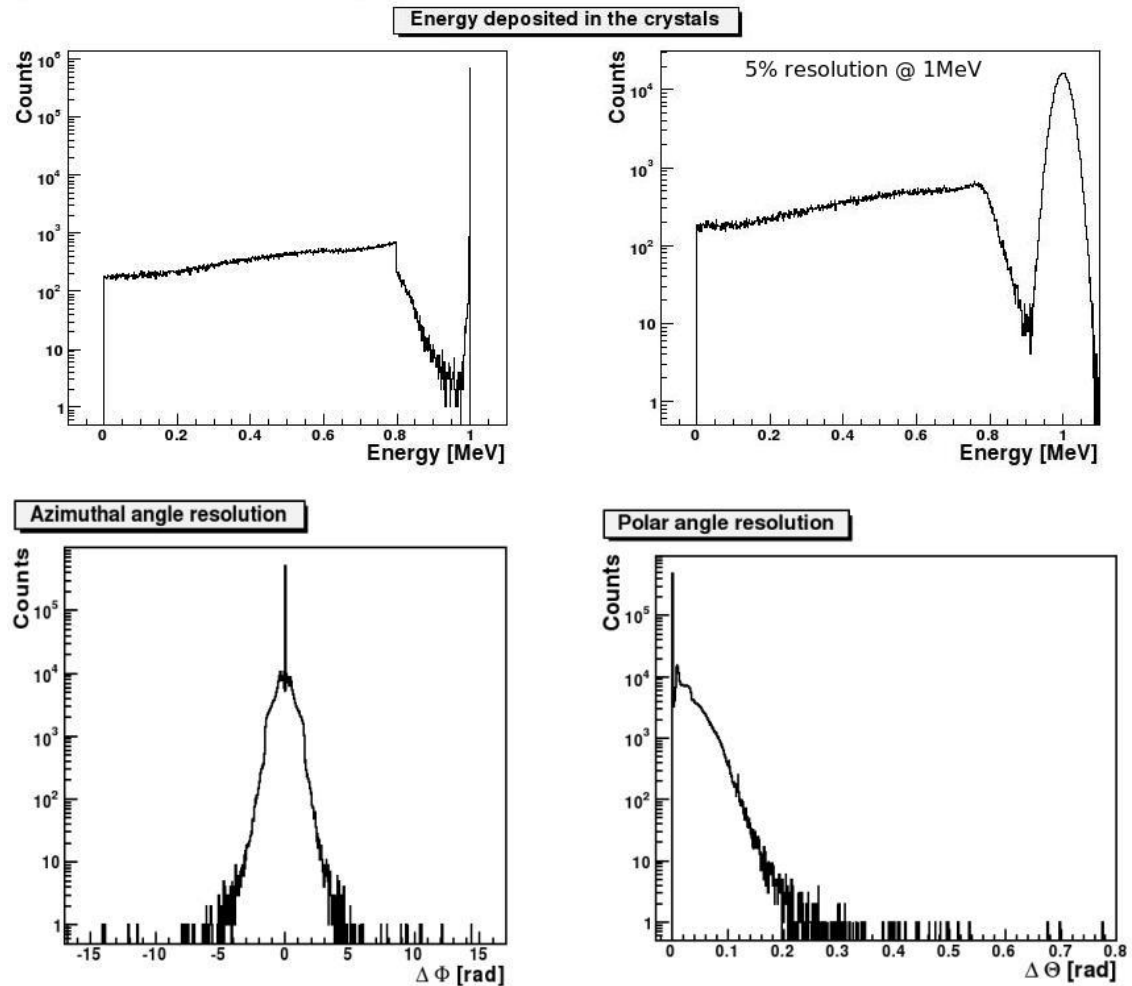


Figura 4.6: Energía depositada en los quince cristales. Energía depositada en los cristales con un 5% de resolución. Distribución de la desviación del ángulo azimuthal. Distribución de la desviación del ángulo polar.

la producción de pares empieza a tomar importancia. Cuando los gammas interactúan por este proceso, recogeremos más energía que con el Compton porque el electrón siempre deposita toda su energía (salvo que escape del cristal) y el positrón se aniquilará con un electrón del medio produciendo dos gammas. Alguno de estos dos, los dos o ninguno depositarán su energía en el medio, con lo que, podrá haber una deposición mayor. Estos resultados son complejos de explicar de forma intuitiva porque dependen de la producción de partículas secundarias y de las direcciones que estas siguen en el cristal.

En la figura 4.8 aparece la probabilidad del primer tipo de interacción,

Energía gammas incidentes	0.2 MeV	0.5 MeV	1 MeV	2 MeV	5 MeV	10 MeV
Energía/evento->Cristal 7	0.195	0.372	0.638	1.20	3.22	6.87
Energía/evento->Total	0.198	0.474	0.842	1.50	3.73	7.81
(Energía/evento->Cristal 7)/ Energía gammas incidentes	97.5 %	74.4 %	63.8 %	60 %	64.4 %	68.7 %
(Energía/evento->Total)/ Energía gammas incidentes	99 %	94.8 %	84.2 %	75 %	74.6 %	78.1 %

Tabla 4.2: Energía depositada en el cristal 7 y en todos los cristales (total) por evento para diferentes valores de la energía del gamma incidente.

Energía gamma incidente	0.2 MeV	0.5 MeV	1 MeV	2 MeV	5 MeV	10 MeV
Efecto fotoeléctrico	72.4 %	22.7 %	7.6 %	3.0 %	0.9 %	0.3 %
Dispersión Compton	27.6 %	77.3 %	92.4 %	89.5 %	57.4 %	31.6 %
Producción de pares	0 %	0 %	0 %	7.5 %	41.8 %	67.6 %

Tabla 4.3: Probabilidad de cada efecto en la primera interacción para las diferentes energías.

donde los números en el eje X (1, 2, 3, 4, 5, 6) significan Fotoeléctrico (PE), Compton (CS), Producción de pares (PP), Dispersión múltiple (MS), Bremsstrahlung (B) y Transporte (T), respectivamente.

En la tabla 4.3 se muestran las probabilidades de los tres efectos más relevantes en la primera interacción del gamma y para diferentes energías de éste. Teniendo en cuenta la figura 4.3, donde se muestra la dependencia energética de cada proceso en el CsI, podemos verificar los valores de la tabla 4.3 cualitativamente sabiendo que el coeficiente de atenuación lineal puede convertirse a coeficiente de atenuación másico (número de partículas que interaccionan en el absorbente) y éste está relacionado con la sección eficaz (probabilidad de interacción).

Hagamos algunos comentarios sobre estas gráficas: no hay producción de pares porque la energía es demasiado baja (< 1.022 MeV). Para 1 MeV, en todos los cristales el efecto Compton domina sobre el fotoeléctrico. En el cristal central tenemos mayoritariamente CS y PE, con probabilidad de ocurrencia 92.4 % y 7.6 % respectivamente. Los otros cristales tienen un comportamiento diferente debido a las contribuciones Compton de los vecinos. La primera interacción en el cristal central produce electrones y estos electrones continúan hacia los cristales vecinos. Pero si nos fijamos en la tabla 4.3, que nos muestra las probabilidades de efecto Compton, fotoeléctrico y producción de pares vemos que: a muy bajas energías (muy por debajo de

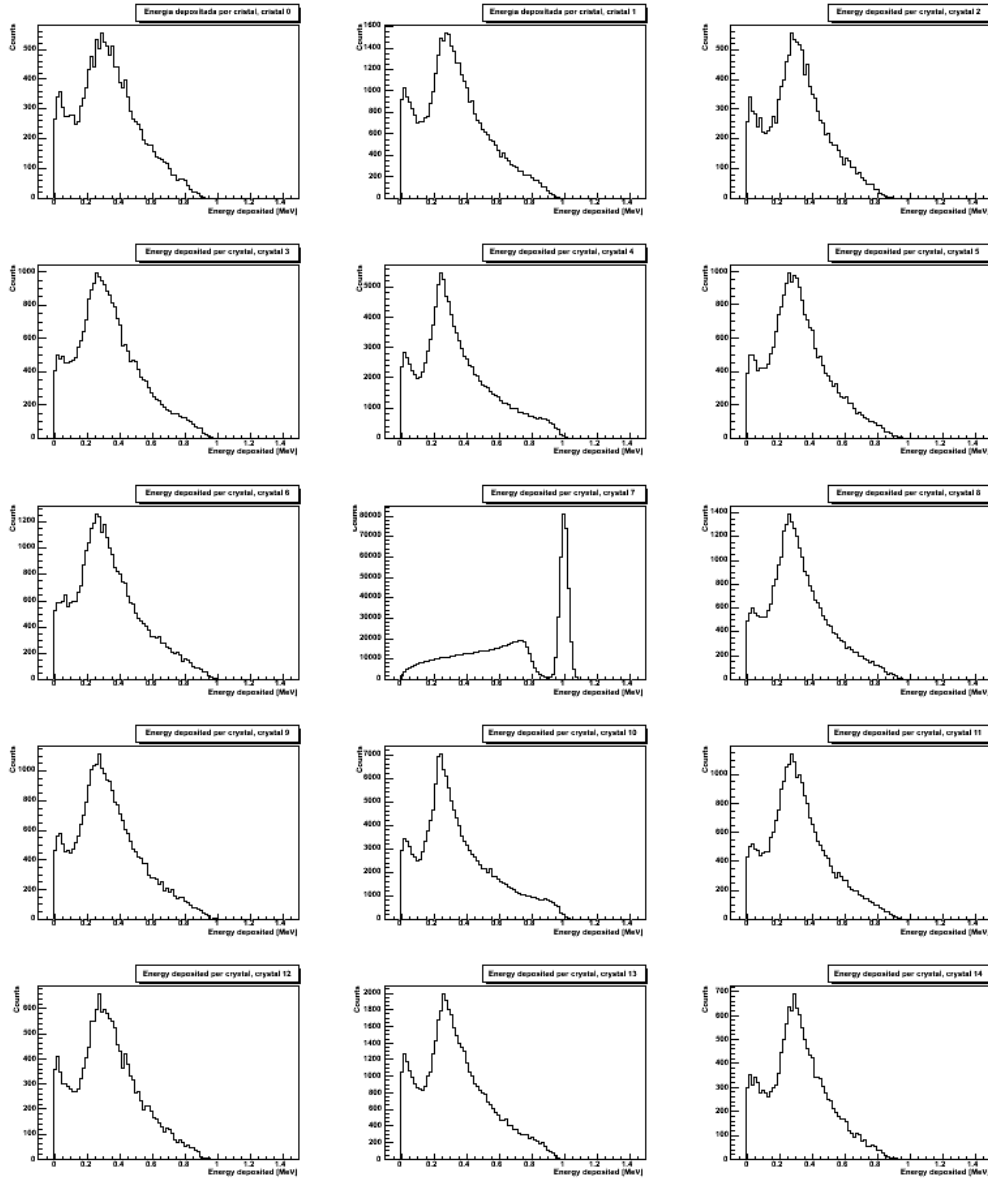


Figura 4.7: Energía depositada por cristal

0.5 MeV) domina el fotoeléctrico, a medida que subimos la energía el Compton se hace más importante, hasta llegar a altas energías (a partir de 5 MeV) donde domina la producción de pares. Todos estos resultados están de acuerdo con la teoría (ver figura 2.1 y 4.3).

En la figura 4.9 aparece la profundidad a la que ocurre la primera interacción. Esta variable presenta en el cristal central un comportamiento expo-

nencial (fijémonos que sale una recta porque estamos en escala logarítmica), tal y como exige la ley de atenuación exponencial vista en la sección 2.2.

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (4.4)$$

Donde μ es el coeficiente de atenuación lineal que es la inversa del recorrido libre medio λ , siendo esta la distancia media que recorre una partícula dentro del absorbente antes de interactuar y t el espesor.

El gamma llega al cristal y puede interactuar por vez primera en su borde donde vemos un máximo. Más allá del borde, la probabilidad de interacción disminuye con la profundidad, tal y como predice la ecuación 4.2. En el resto de los cristales no vemos el mismo comportamiento porque la primera interacción no se produce con el gamma primario enviado en la simulación sino con gammas procedentes de dispersiones en el cristal central, o en otros (dispersiones secundarias).

En la figura 4.10 se observa la coordenada Y frente a la X para la primera interacción. En el cristal central sólo vemos un punto porque la primera interacción siempre ocurre a lo largo del eje de este. Las distribuciones no son simétricas debido a que los cristales tampoco lo son. Para energías por encima de 1 MeV los patrones observados son similares a los de 1 MeV. Para el rango de energías de ~ 0.2 MeV más de la mitad de las partículas incidentes interactúan por vez primera y única en el cristal central en el cual vemos un punto. En el resto de los cristales vemos un patrón muy suave con muy pocas cuentas.

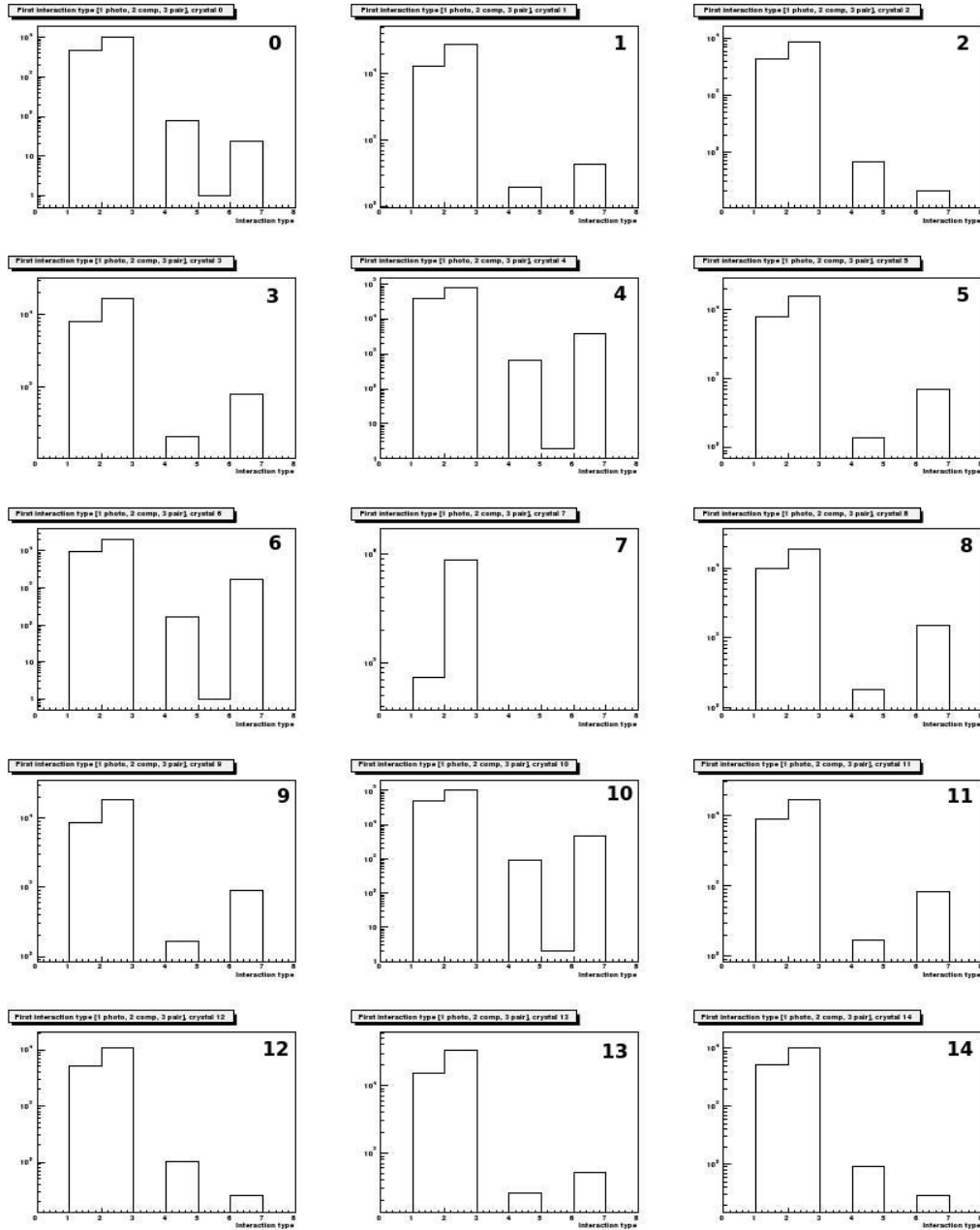


Figura 4.8: Distribución del tipo de primera interacción que tiene el gamma con el medio en cada uno de los cristales. Los números en el eje X (1, 2, 3, 4, 5, 6) significan Fotoeléctrico (PE), Compton (CS), Producción de pares (PP), Dispersión múltiple (MS), Bremsstrahlung (B) y Transporte (T), respectivamente.

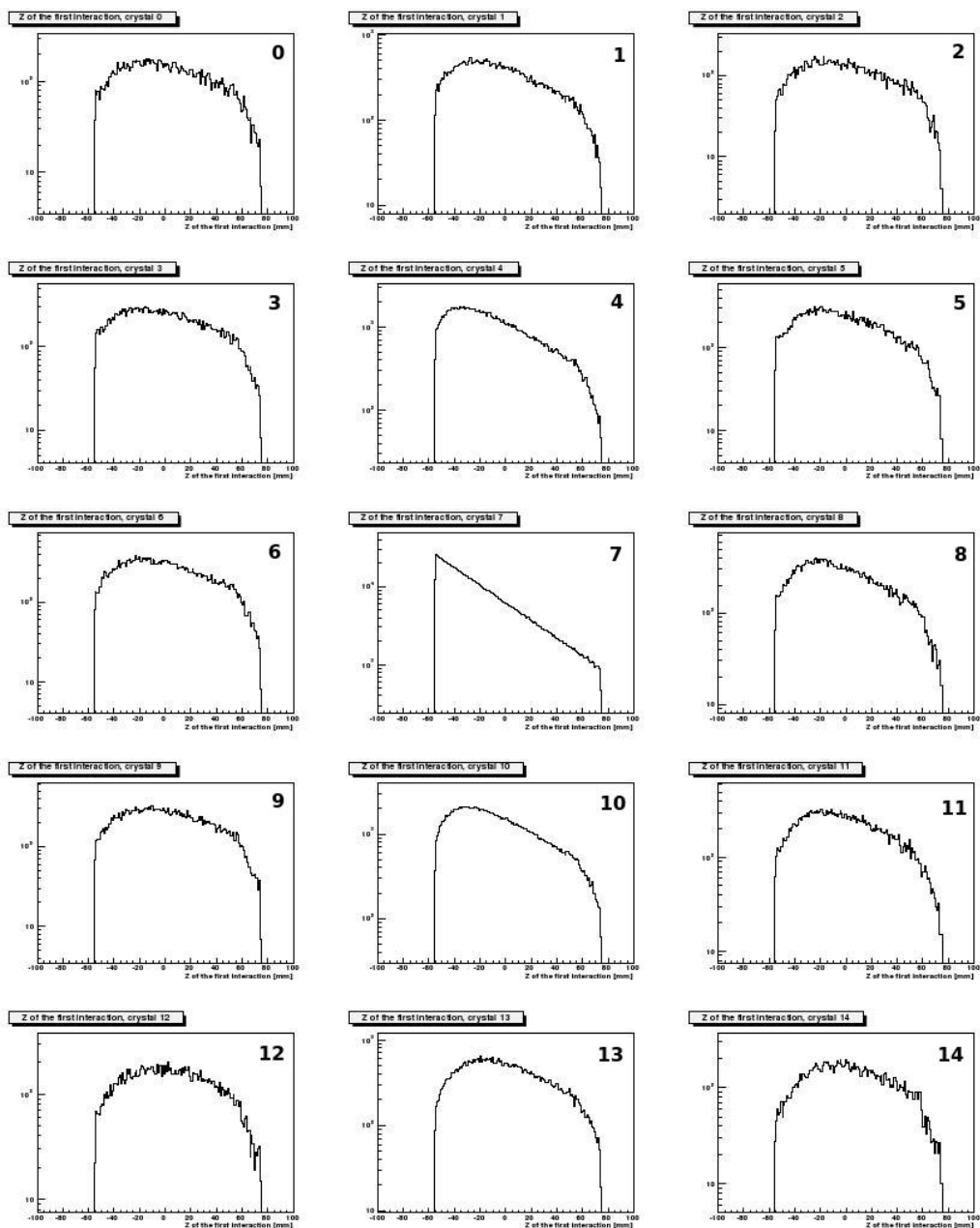


Figura 4.9: Profundidad en Z , a la cual se produce la primera interacción del gamma incidente con el medio.

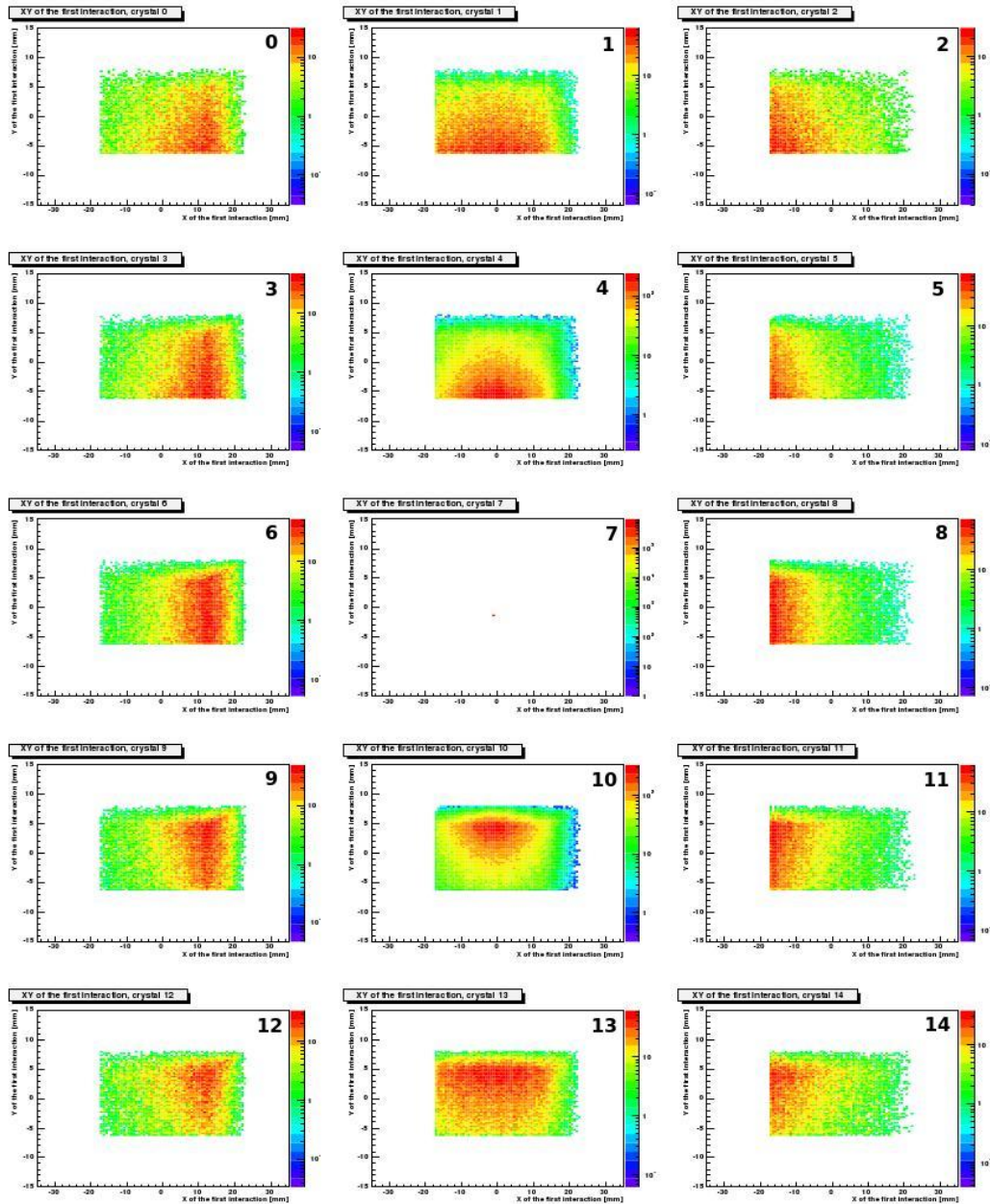


Figura 4.10: Coordenadas XY de la primera interacción.

Capítulo 5

Comparación entre la simulación y el experimento

En esta sección compararemos los resultados experimentales obtenidos utilizando los cristales del protoZero generados por una serie de fuentes radiactivas con los resultados de la simulación explicada en el capítulo anterior y que utiliza el paquete R3BSim. La configuración experimental se ha simulado utilizando R3BSim, y los datos obtenidos se han comparado con los experimentales.

5.1. Experimento

La idea original del experimento era seleccionar gammas de alta energía (6-14 MeV) con un *tagger*¹ de electrones NEPTUN que se encuentra en la Universidad Técnica de Darmstadt (TUD) e irradiar el protoZero para estudiar su respuesta. Debido a problemas técnicos relacionados con el acelerador de electrones de la TUD este experimento se pospuso hasta Noviembre de 2009. En este trabajo sólo se compararán espectros de fuentes radiactivas, en concreto ¹³⁷Cs y ⁶⁰Co.

El dispositivo experimental utilizado puede verse en la figura 5.1 donde se muestra únicamente la zona de irradiación por gammas. A la izquierda vemos la caja en la que estaba colocado el protoZero y los blindajes de plomo que la protegían de radiaciones que no fueran las de la fuente. A la derecha vemos el interior de la caja donde se alojan los detectores, los cristales, los APD's y toda la configuración electrónica. En la figura 5.2 mostramos un detalle dos de los cristales del protoZero recubiertos con reflectante. También podemos ver los APD's que se usaron acoplados a los cristales.

¹<http://www.ikp.tu-darmstadt.de/dasinstitut/gruppen/gruppen.de.jsp>

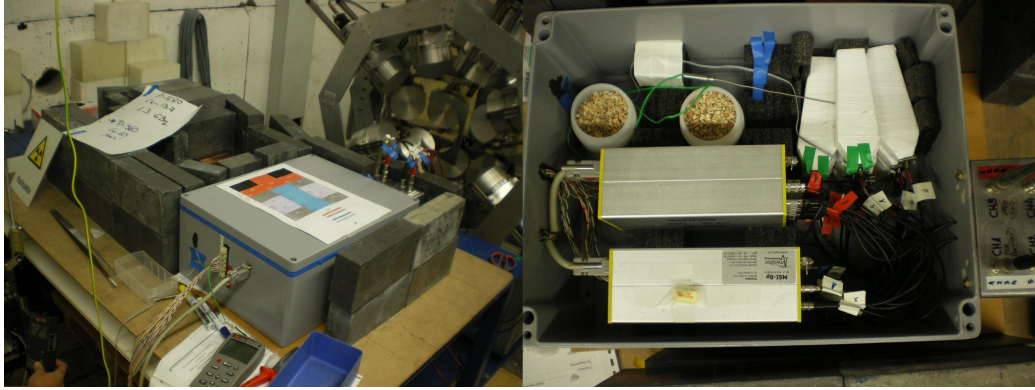


Figura 5.1: Figura izquierda: Dispositivo experimental en el laboratorio. Figura derecha: Interior de la caja que contenía al protoZero.



Figura 5.2: Detalle de dos cristales del protoZero recubiertos.

En la figura 5.3 aparece la numeración de los cristales en el dispositivo experimental. Usaremos la numeración que corresponde al número de canal del ADC para numerar las gráficas que aparecen en la subsección siguiente y para después comparar con la simulación.

Los datos que analizaremos son los que se generan en el montaje experimental consistente en una fuente de ^{137}Cs colocada a 300 mm del protoZero.

5.1.1. Resultados del experimento

El protoZero tenía dieciséis cristales. Uno de ellos, asociado al canal 7 del ADC no se ha utilizado en la reconstrucción, ya que apenas contribuía al espectro.

El primer paso en el análisis es la calibración en energías. Para ello se usaron los datos procedentes de medidas realizadas a dos fuentes, una de ^{137}Cs y la otra de ^{60}Co . Para cada cristal tenemos un espectro de cuentas frente a canales. Sabemos que hay tres picos, uno correspondiente a la fuente

	#7_ADC	
	#8_Amplifier	
#3_ADC	#5_ADC	#4_ADC
Cristal 0	Cristal 1	Cristal 2
#6_ADC	#15_ADC	#2_ADC
Cristal 3	Cristal 4	Cristal 5
#11_ADC	#14_ADC	#9_ADC
Cristal 6	Cristal 7	Cristal 8
#10_ADC	#13_ADC	#8_ADC
Cristal 9	Cristal 10	Cristal 11
#1_ADC	#12_ADC	#0_ADC
Cristal 12	Cristal 13	Cristal 14

Figura 5.3: Numeración de los cristales del protoZero real en función de los ADC's.

de ^{137}Cs a una energía de 661.7 keV y los otros dos de la fuente de ^{60}Co con energías de 1173.2 keV y 1332.5 keV. Cada uno de estos picos podemos ajustarlos a una gaussiana (ver figura 5.4) y calcular el centroide, al cual le podemos asociar una energía. Podemos ver el valor en canales de cada pico, así como el valor del umbral en la tabla 5.1. Por lo tanto tenemos tres puntos de calibración, que ajustamos a una recta. Podemos ver en la tabla 5.2 los parámetros resultantes de la recta de calibración para cada uno de los cristales. Hubo dos cristales para los cuales no fue posible distinguir los tres picos, en estos casos se tomó como punto en la calibración el del ^{137}Cs y el pedestal, al cual le asociamos energía cero. La explicación por la cual no se observan los picos asociados a la fuente de ^{60}Co es que estos cristales estaban muy alejados de la misma. Calculamos las rectas para cada cristal y con ellas realizamos la conversión de canal a energía en cada espectro. Para comprobar si hemos calibrado bien, verificamos que los picos para cada cristal se encontraban realmente a la energía correspondiente.

En un segundo término debemos determinar los pedestales y los umbrales asociados a cada canal, aunque en la figura . Se considera pedestal toda la zona de ruido, la cual es una gaussiana, aunque en la figura 5.4 no se observe ya que aparece cortada. Calculando la media y la desviación típica, podemos utilizar el criterio de que todo lo que esté por debajo de tres veces la desviación típica sobre la media es ruido, colocando ahí el umbral de detección. La última columna de la tabla 5.1 recoge los valores de los umbrales escogidos.

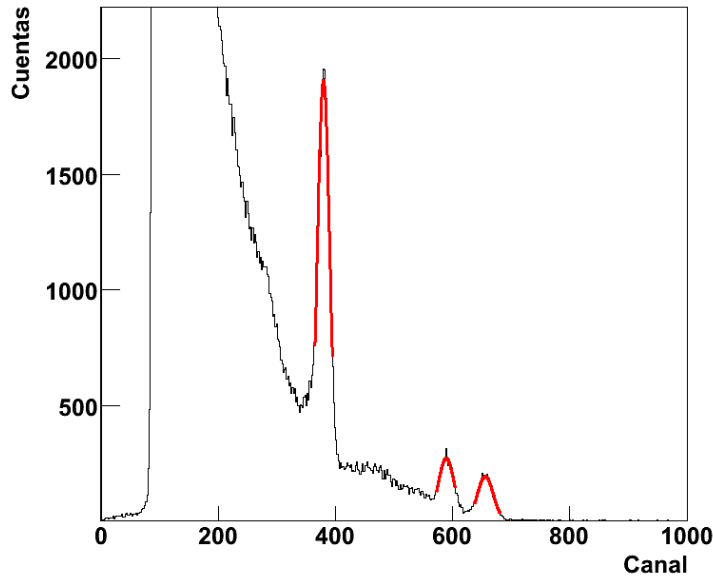


Figura 5.4: Cuentas frente a canales para el cristal central. Las curvas en rojo, muestran los ajustes de los picos de 661.7, 1173.2, y 1332.5 keV a gaussianas.

Una vez realizada la calibración, podemos estudiar los espectros energéticos de cada cristal. En la figura 5.5 se enseña el espectro del cristal central. En él se observa el fotopico de la fuente ^{137}Cs , un gran ruido con forma exponencial y el pico de retrodispersión, que debido al fondo apenas se distingue. Este fondo tan importante es debido a que la fuente de ^{137}Cs tenía una actividad muy alta, llegando sólo un número muy limitado de cuentas al cristal central del protoZero a través del colimador que estaba situado justo en frente de éste. Sin embargo, una cantidad muy grande de gammas retrodispersados en las paredes, el suelo y elementos de blindaje de plomo presentes en el laboratorio llegan a los cristales, junto con RX característicos del plomo y de los materiales presentes en el entorno. Debido a la altísima tasa de la fuente y la muy baja transmisión a través del colimador, este fondo domina nuestro espectro energético. Esto ha sido confirmado mediante una simulación que veremos en la sección 5.2.2.

En la figura 5.6 y 5.7 tenemos los espectros individuales de cada cristal en escala logarítmica y lineal respectivamente. En los cristales 7 y 10 vemos fotopico ya que la fuente estaba colocada de tal manera que a veces la absorción fotoeléctrica se producía en el cristal del medio y a veces en el inferior

Cristal	ADC	$^{137}\text{Cs}(661.7 \text{ keV})$	$^{60}\text{Co}(1173.2 \text{ keV})$	$^{60}\text{Co}(1332.5 \text{ keV})$	Umbral
14	0	397.43	629.55	703.29	127
12	1	436.38			126
5	2	427.61	693.39	777.01	104
0	3	385.70	624.00	690.02	103
2	4	395.65	627.85	695.32	117
1	5	371.62	575.93	642.50	130
3	6	294.99	438.17	486.56	133
11	8	444.02	740.66	809.54	109
8	9	404.27	632.87	704.72	114
9	10	237.62	355.72	398.00	96
6	11	283.64	420.90	466.48	110
13	12	337.56			132
10	13	337.97	527.56	582.08	103
7	14	378.67	612.22	656.00	116
4	15	347.60	542.44	609.64	110

Tabla 5.1: Tabla que contiene para cada ADC el número de canal obtenido para los cuatro picos en el fichero de calibración. Los huecos en blanco corresponden a ADC's en ls cuales no se han podido identificar los picos.

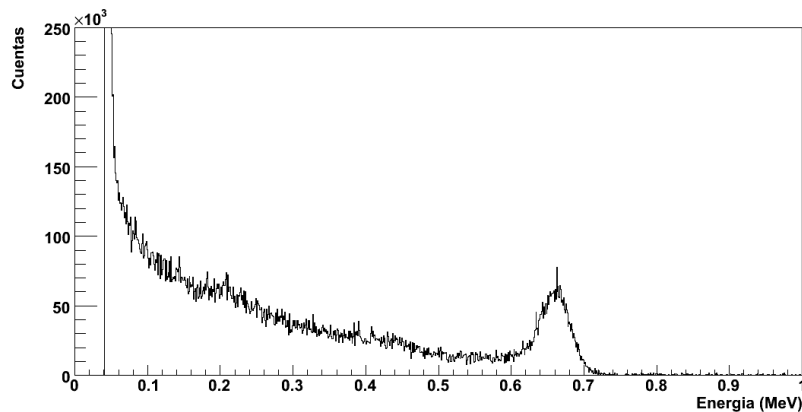


Figura 5.5: Espectro energético del cristal central.

a este. En el cristal 7 y en el 10 podemos ver también el pico de retrodispersión, el cual se aprecia mejor en la figura en escala lineal. Vemos en todos los cristales un pico a 1460 keV, que pertenece al isótopo natural ^{40}K . Aparte del enorme fondo, en el resto de los cristales no se observa ningún pico.

En el espectro de la figura 5.8 se muestra el resultado sobre los quince cristales útiles del prototipo. Para obtener esta gráfica se han sumado las

Cristal	ADC	Pendiente	Término independiente
14	0	2.19	-208.78
12	1	2.01	-150.44
5	2	1.92	-161.46
0	3	2.19	-185.91
2	4	2.23	-218.62
1	5	2.49	-263.83
3	6	3.51	-372.61
11	8	1.80	-141.06
8	9	2.23	-238.97
9	10	4.22	-340.74
6	11	3.70	-387.22
13	12	3.06	-374.74
10	13	2.73	-263.91
7	14	2.35	-232.53
4	15	2.58	-232.76

Tabla 5.2: Tabla que contiene para cada ADC la recta de calibración. La pendiente de la recta aparece en la segunda columna y en la tercera tenemos el término independiente.

energías depositadas en cada cristal individual por encima del umbral. Vemos el fotopico de 661.7 keV y un pico a 1460 keV que pertenece al ^{40}K , presente en el fondo ambiental del laboratorio. No vemos los picos de escape simple y doble porque la energía de las fuentes radiactivas utilizadas no es suficiente para que ocurran estos procesos.

Podemos estudiar las correlaciones entre los cristales del protoZero y su cristal central, haciendo una gráfica en dos dimensiones de la energía depositada en el cristal 7 frente a la energía depositada en cada uno de los cristales restantes. Si la suma de la energía depositada en este par de cristales contribuye al fotopico, lo que veremos es una zona de acumulación de puntos que va desde 661.7 keV de un eje hasta el 661.7 keV del otro. Para seleccionar los eventos que han contribuido al fotopico se realizará un corte por software de eventos en esta zona. Podemos ver un ejemplo de un corte en la figura 5.9 donde hemos representado en el eje Y la energía depositada en el cristal 7, en el X la del cristal 10. Enmarcada por una línea negra, encontraremos los eventos que contribuyen al fotopico, una vez sumadas las energías de ambos cristales. Estos eventos aparecen en una diagonal que va desde la posición del fotopico en un eje a la posición de éste en el otro. Otras zonas con gran densidad de eventos son las que aparecen en los ejes X e Y que sencillamente son los espectros energéticos de cada cristal cuando la energía del otro ha sido cero o próxima a cero. Una última zona que podemos mencionar es la que aparece próxima al origen de coordenadas que representa el pedestal. Po-

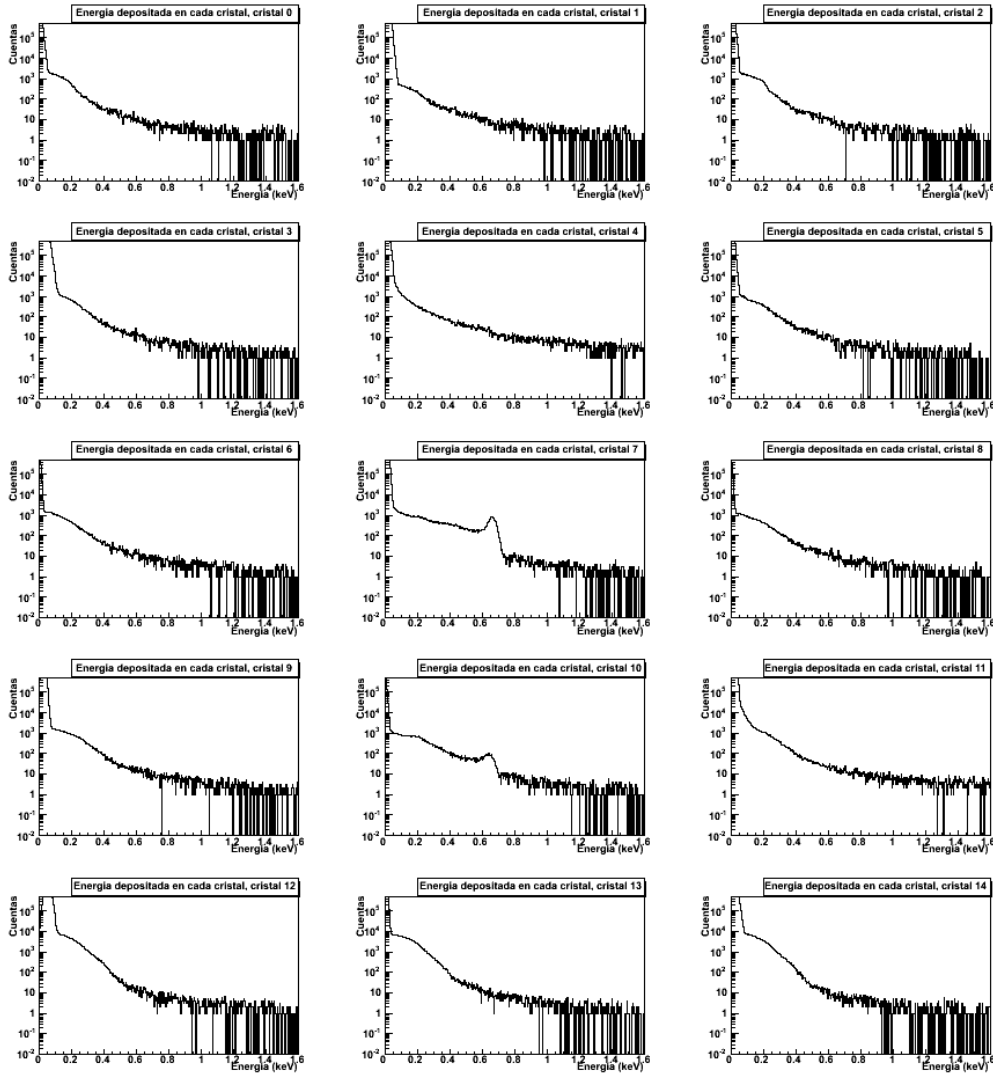


Figura 5.6: Espectro energético de cada cristal individual (escala logarítmica).

demos hacer estas gráficas para todos los cristales del protoZero (ver figura 5.10).

Realizando un corte similar al que se muestra en la figura 5.9 para todos los cristales, podemos sumar sus energías para ver cual es su resolución al realizar el “add-back”. Eliminando la primera y última fila del protoZero, puesto que apenas existen correlaciones entre estos cristales y el central, obtenemos una serie de espectros de “add-back”. Hacemos “add-back” porque debido a la granularidad y a las características de los cristales, la energía de un gamma no se deposita únicamente en un cristal, sino que lo hace en

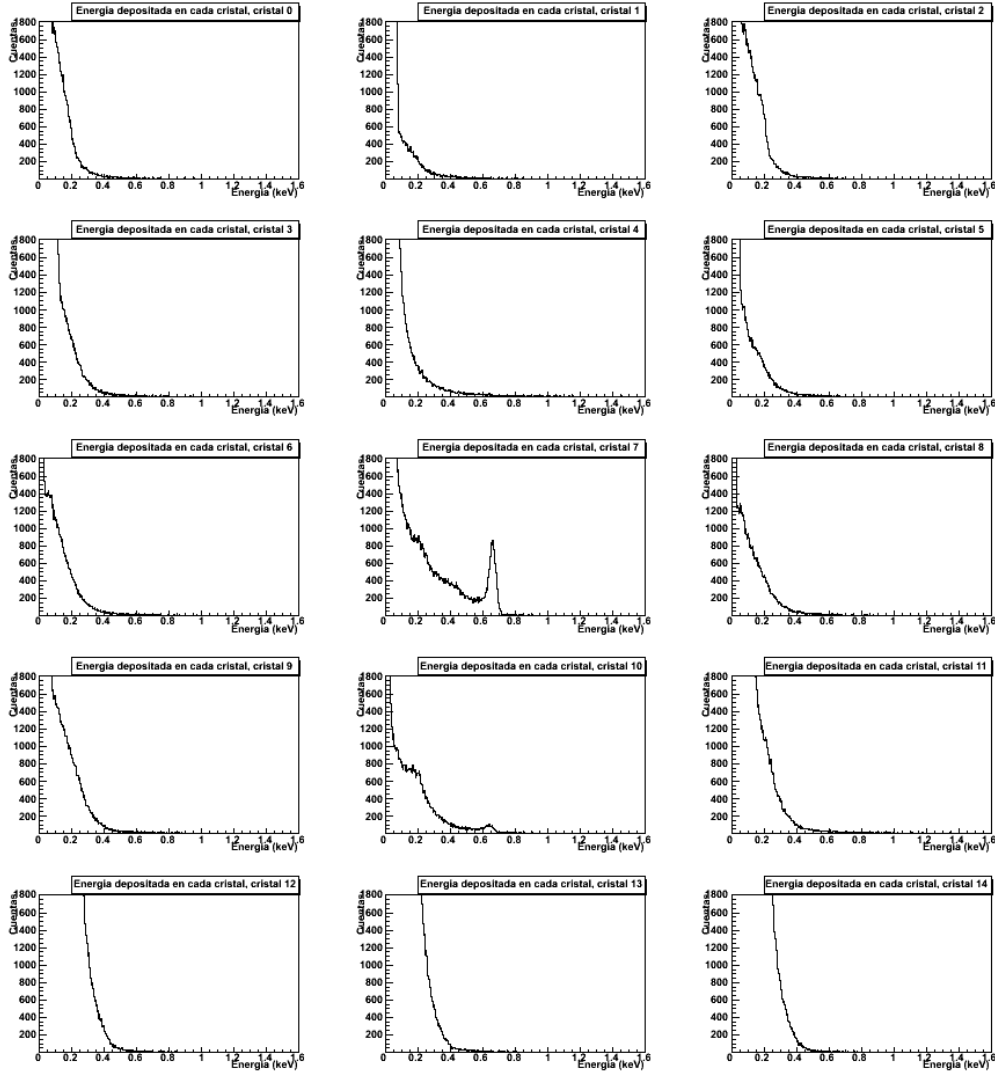


Figura 5.7: Espectro energético de cada cristal individual (escala lineal).

varios. Por lo tanto debemos tener en cuenta las contribuciones de todos los cristales. A partir de ellos, podemos realizar un ajuste gaussiano y calcular la resolución de los mismos. Para el cristal 7, y debido a la importante presencia del fondo ajustamos la curva a una gaussiana más una exponencial..

Para calcular el valor numérico de la resolución usamos la expresión:

$$R(\%) = 2,35 \frac{\sigma}{x} \quad (5.1)$$

En la tabla 5.3 y en la figura 5.11 vemos un resumen de las resoluciones obtenidas. Podemos observar que a medida que nos alejamos del cristal

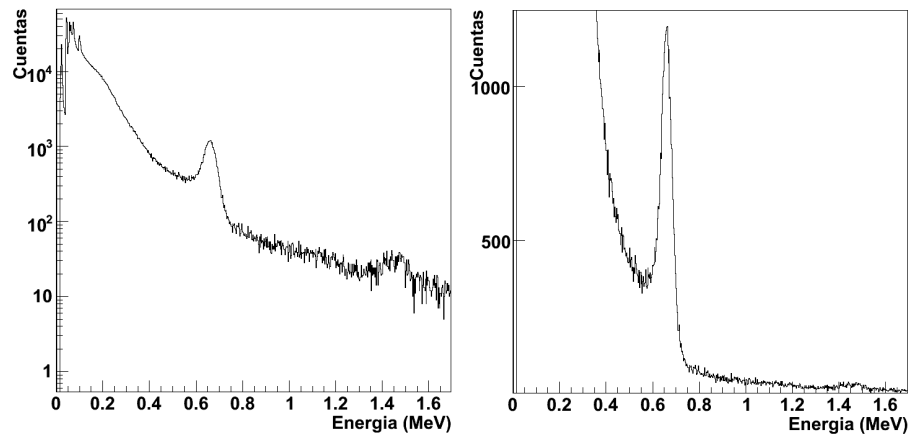


Figura 5.8: Espectro suma de quince cristales. En la parte izquierda vemos el espectro energético en escala logarítmica y en la derecha en escala lineal.

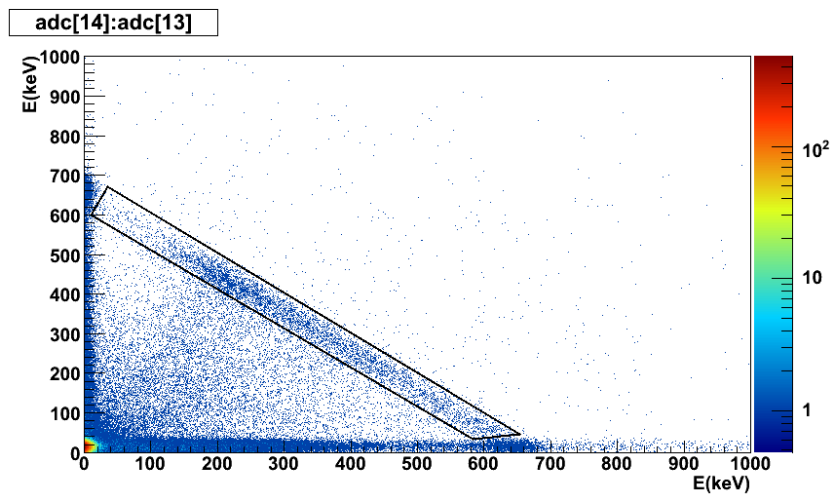


Figura 5.9: Gráfica en dos dimensiones de la energía depositada en el cristal 7 frente a la energía depositada en el cristal 10. En negro aparece el corte realizado sobre la “banana” para este plot.

central la resolución empeora.

5.2. Simulación

En la simulación trataremos de reproducir las mismas condiciones (dispositivo experimental, blindaje, energía de los gammas incidentes,...) que en el

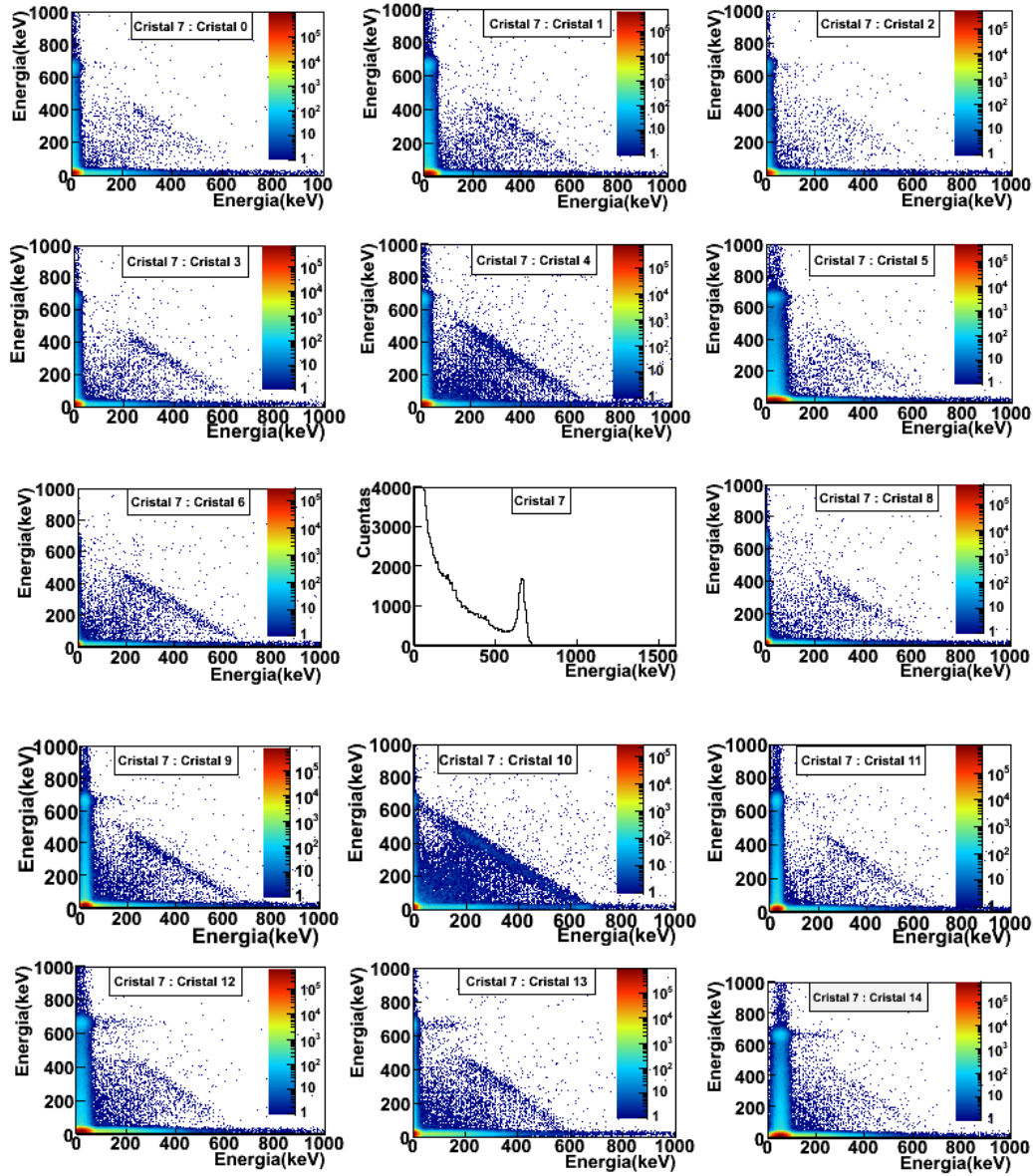


Figura 5.10: Gráficas en dos dimensiones de la energía depositada en el cristal 7 frente a todos los demás. En el centro de la figura aparece el espectro energético del cristal central.

experimento. Para ello hemos situado una fuente de ^{137}Cs puntual a una distancia de 300 mm del protoZero, enviando un total de 10^6 gammas de 0.6617 MeV al centro del cristal central con una ligera inclinación hacia abajo, es decir, rasante a la cara inferior del cristal central, para reproducir el espectro

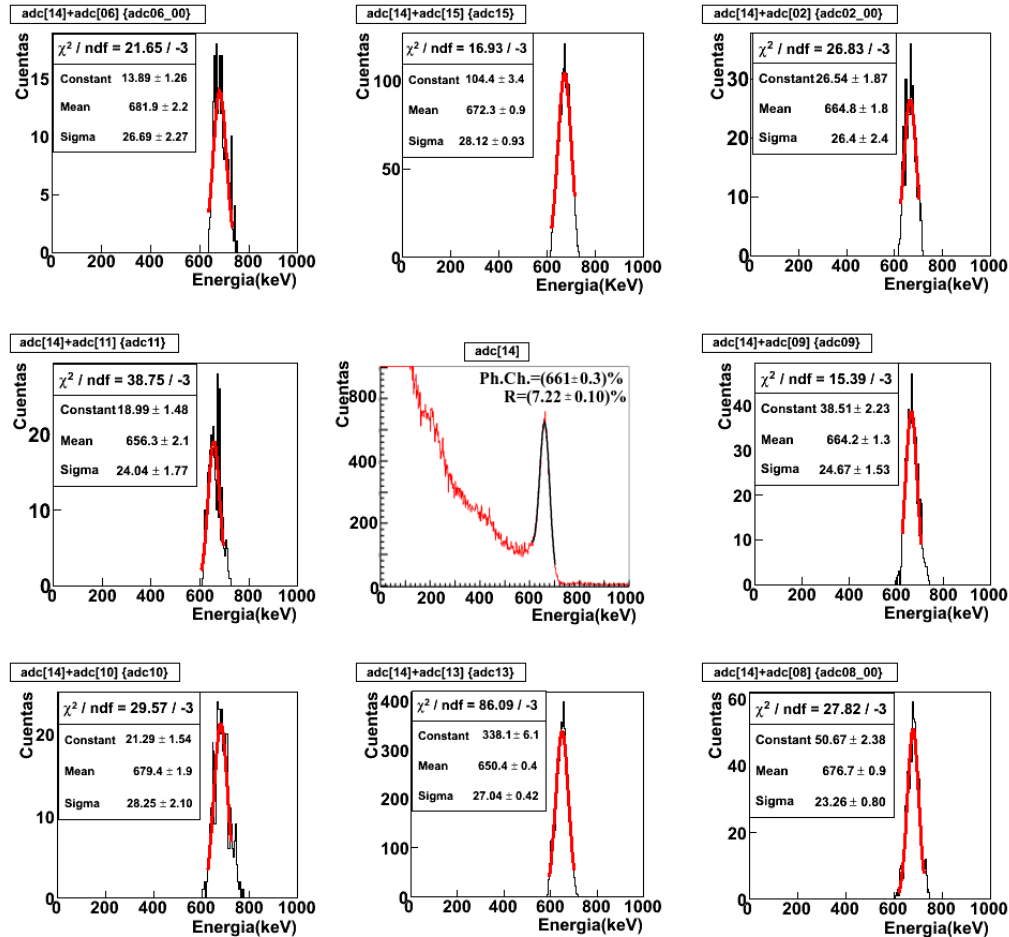


Figura 5.11: Resoluciones calculadas para todos los cortes. En la gráfica central se ve el ajuste realizado directamente sobre el espectro energético del cristal central.

observado en los datos.

Podemos ver en la figura 5.12 un ejemplo de la representación gráfica obtenida de Geant4 y donde se muestra como interaccionan los gammas con la materia que constituye nuestro detector.

5.2.1. Resultados de la simulación

En la figura 5.13 y 5.14 aparece la energía depositada en cada cristal en escala logarítmica y lineal respectivamente. Se han puesto las dos imágenes para apreciar con claridad todos los rasgos. La numeración de los cristales es

Cristal	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Resolución(%)	9.2%	9.8%	9.3%	8.6%	7.22%	8.7%	9.8%	9.8%	8.1%

Tabla 5.3: Resolución para cada uno de los nueve adc's centrales.

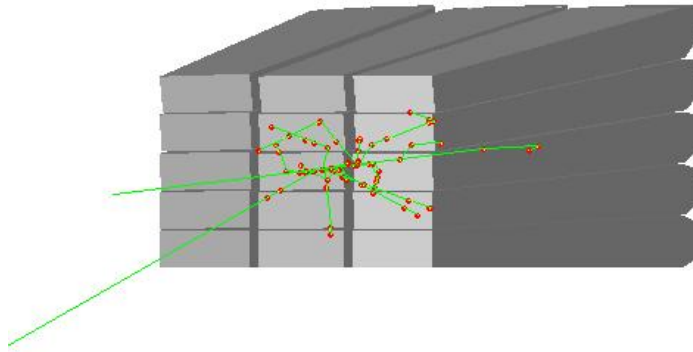


Figura 5.12: Imagen del protoZero en la simulación. En verde aparecen las trayectorias de los gamma, los puntos rojos corresponden a interacciones con pérdida de energía en el medio.

la misma que aparece en la figura 4.4. La resolución que se ha introducido en todos los cristales ha sido la misma que tenía el fotopico reconstruido en el experimento para la suma de todos los cristales, y que hemos estimado en un 7.15%. Esta resolución se ha calculado ajustando a una gaussiana el pico suma de 0.662 keV, calculando la desviación típica y el centroide y utilizando la fórmula 5.1.

En la figura 5.13 observamos que el cristal central y el inmediatamente inferior son los únicos que muestran fotopico ya que al estar el haz inclinado la única posibilidad de que un gamma deposite toda la energía en un cristal es que lo haga en uno de estos dos. En el resto de los cristales vemos simplemente el pico de retrodispersión y el borde Compton.

En la tabla 5.4 podemos ver el porcentaje de energía depositada en cada cristal.

En la figura 5.15 tenemos el espectro suma de los quince cristales, en el que vemos el fotopico, el borde Compton y el múltiple Compton.

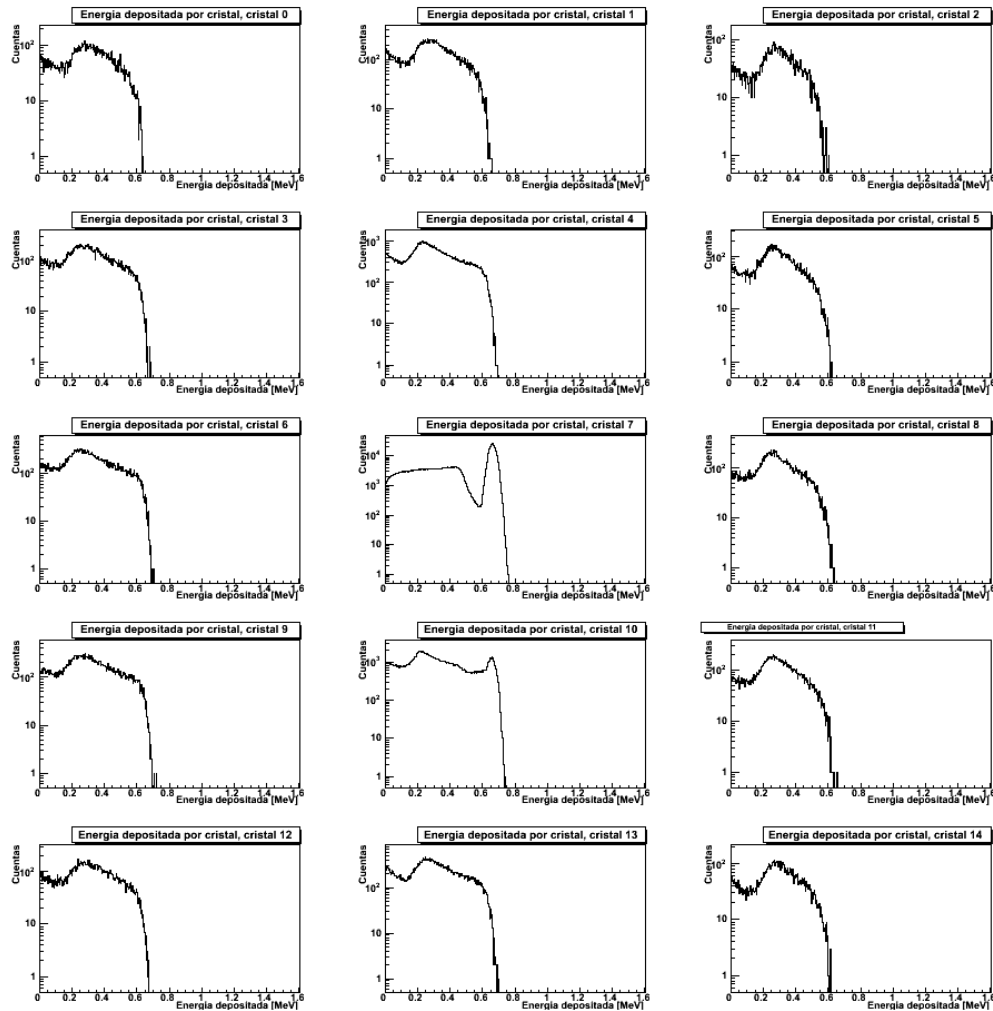


Figura 5.13: Energía simulada depositada en cada cristal individual (escala logarítmica).

Podemos estudiar las correlaciones existentes entre todos los cristales y el cristal central, tal y como hicimos en la parte experimental, obteniendo las gráficas de la figura 5.16.

Podemos calcular el número de cuentas (ver tabla 5.5) que encierra cada pico de la gráfica 5.11. Observamos que en el cristal central la simulación nos da aproximadamente cuatro veces más cuentas que en el caso experimental. Si nos vamos a los cristales vecinos vemos que esta relación no se mantiene sino que está entre 12-45. Podemos ver también el número de cuentas que contribuyen al fotopico una vez reconstruido aplicando la técnica del “add-back” tanto en el experimento como en la simulación. En el experimento nos

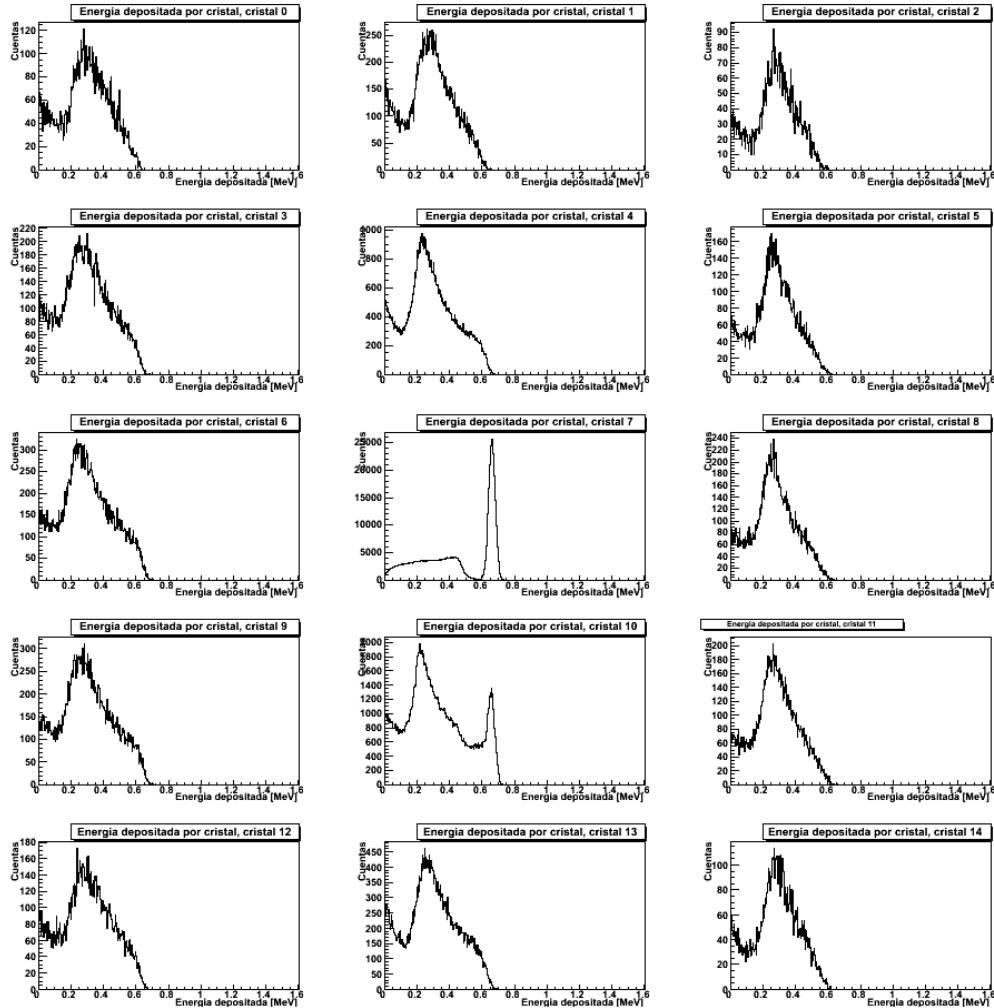


Figura 5.14: Energía simulada depositada en cada cristal individual (escala lineal).

da una contribución de 17690 y en la simulación de 257883. Como vemos el experimental es 14 veces más bajo que el simulado.

5.2.2. Simulación de un fondo

Los resultados experimentales muestran que existe un fondo no incluido en la simulación. El origen de este fondo tal y como se vió en la sección 5.1.1. viene de la radiación de las paredes y los materiales del laboratorio. Para comprobar si el origen de este fondo eran realmente los RX del plomo y la dispersión en otros materiales, se ha realizado una simulación. Los resultados

0.003030	0.009238	0.002564
0.005718	0.033201	0.005284
0.007170	0.454039	0.007093
0.006076	0.042547	0.005947
0.003281	0.011446	0.003157

Tabla 5.4: Energía media en los cristales; la ordenación es la misma que en las figuras

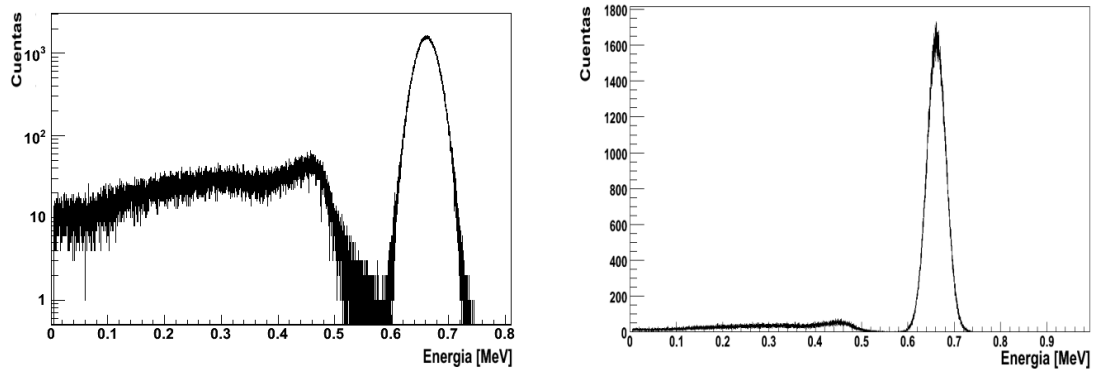


Figura 5.15: Izquierda: Espectro energético obtenido sumando la energía depositada en todos los cristales en escala logarítmica. Derecha: Espectro energético obtenido sumando la energía depositada en todos los cristales en escala lineal.

de esta simulación muestran que la forma cualitativa y la relación de cuentas en este fondo frente a las del fotopico concuerdan con los datos obtenidos, confirmando el origen del fondo exponencial. Para comparar apropiadamente los espectros obtenidos en simulación con los datos experimentales, hemos introducido una exponencial para cada cristal que simula el fondo, además de la contribución del ^{40}K que existe en el fondo ambiental. Por lo tanto, nuestro fondo simulado está compuesto de una exponencial sumada al espectro que una fuente de ^{40}K dejaría en los cristales.

Los resultados obtenidos, pueden verse en las figuras del siguiente apartado en donde comparamos los resultados experimentales con los simulados.

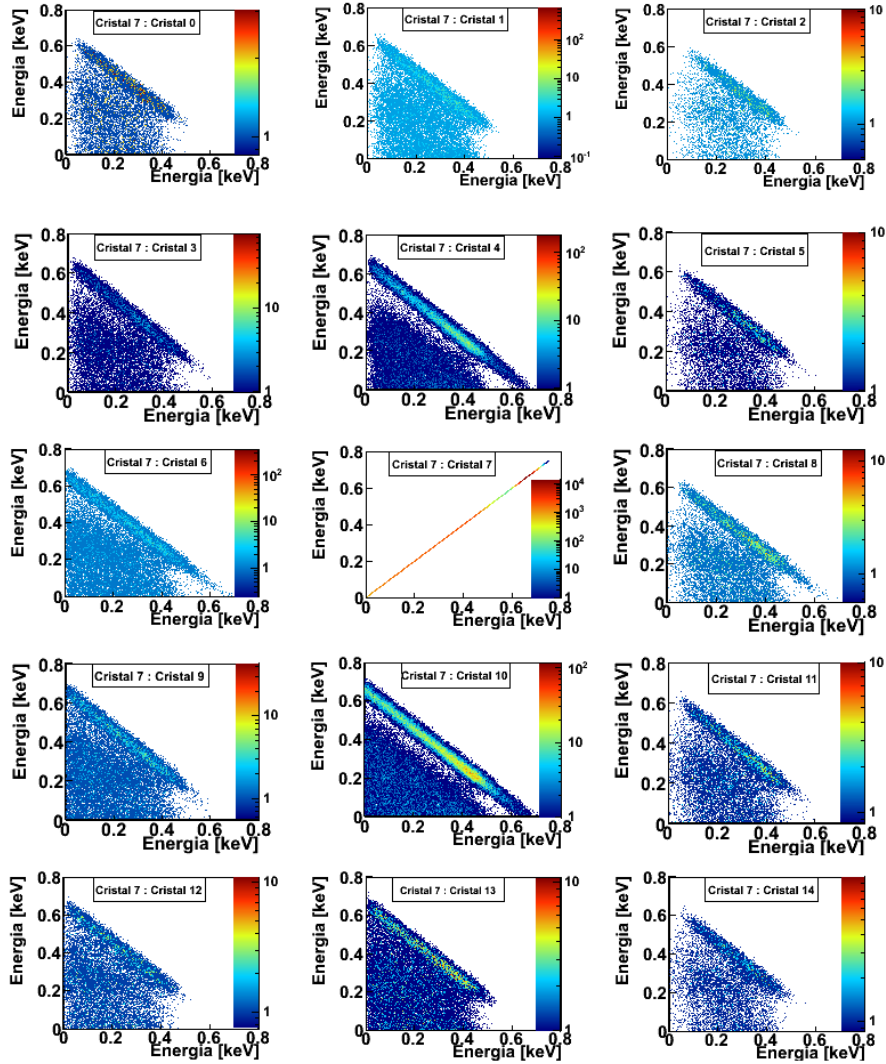


Figura 5.16: Gráficas en dos dimensiones de la energía depositada en el cristal central frente a la energía depositada en todos los demás.

5.3. Experimento vs Simulación

Comparemos ahora los resultados experimentales con los simulados. La línea azul corresponde al simulado y la negra al experimental.

En la figura 5.17 aparecen los espectros superpuestos simulado y experimental para cada cristal individual. Somos capaces de reproducir los fotopicos en los cristales 7 y 10. Los picos de retrodispersión están escondidos, debido al alto fondo.

Cristal	Simulación	Experimental
3	10729	251
4	63289	1791
5	7155	441
6	16066	338
7	412625	99462
8	10458	634
9	13905	440
10	127465	5805
11	8816	804

Tabla 5.5: Cuentas que encierra cada pico de la figura 5.11.

En la figura 5.18 aparecen superpuestos los espectros suma experimental y simulado. La línea azul corresponde al espectro simulado y la negra al experimental y podemos ver que, salvo a bajas energías, el acuerdo es bueno. Esta diferencia a baja energía se debe en parte a que la exponencial a la que se ajustó la primera parte al simular el fondo se calculó a partir del último pico visible de baja energía hasta el pico del ^{137}Cs , que va desde 0.1 MeV hasta 0.5 MeV aproximadamente. Por otro lado el exceso de cuentas a baja energía en el espectro experimental, en el orden de 100 keV, coincide con la detección de emisión de rayos X característicos de los materiales de la sala experimental, no comprendidos explícitamente en la simulación ni en el fondo exponencial añadido.

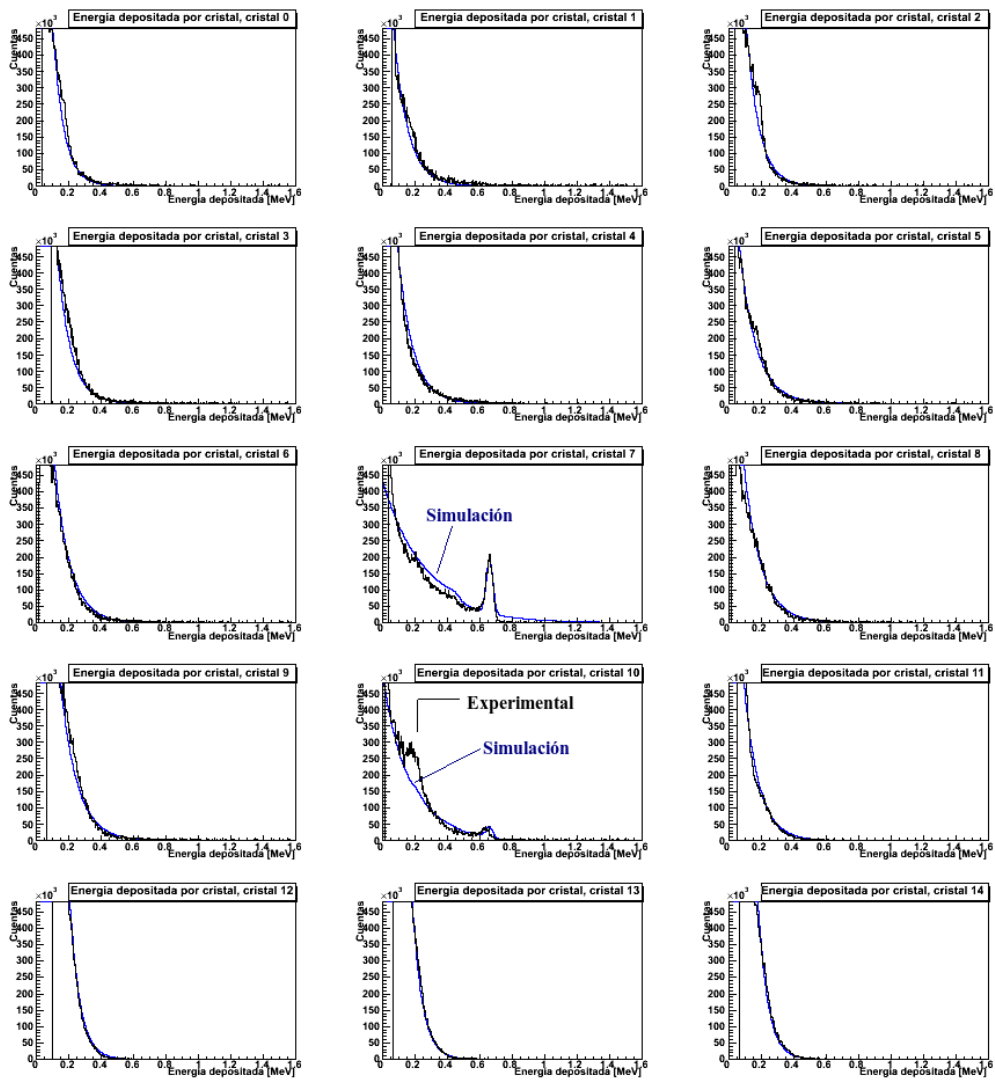


Figura 5.17: Espectros energéticos superpuestos simulado y experimental para todos los cristales individuales.

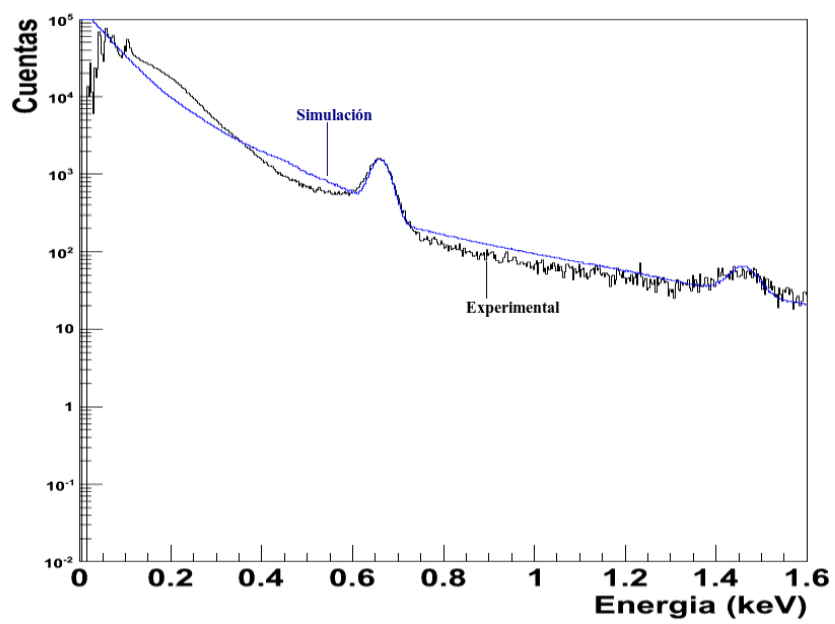


Figura 5.18: Espectros energéticos superpuestos simulado y experimental.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se ha realizado un estudio para cuantificar la calidad predictiva de la simulación de los cristales del calorímetro CALIFA realizada con R3BSim. Esta comparación se ha hecho con datos obtenidos con fuentes radiactivas para un prototipo de 16 cristales (protoZero) de CALIFA. Para ello he modificado el paquete R3BSim introduciendo la geometría del protoZero y he estudiado su respuesta en simulación, y análisis.

Las conclusiones a las que se llega a partir del estudio de los cristales individuales son:

- Observamos en los espectros de energía simulada de los cristales individuales las características propias de las interacciones de la radiación gamma con la materia descritas en el capítulo 2. Las proporciones de las distintas componentes (fotopico, zona Compton, picos de escape,...) pueden explicarse en función de las secciones eficaces de interacción de cada proceso con el material centelleador.
- Observamos en estos espectros el fotopico, la zona Compton, y en caso de superar la energía umbral, los picos de escape.
- Para aquellos cristales en los que no incide directamente el gamma observamos el pico de retrodispersión debido a los gammas dispersados por efecto Compton en otros cristales.
- La coordenada Z de la primera interacción sigue una caída exponencial (ver la ecuación 2.7) en el cristal en el que la radiación incide. En los cristales en los que no incide, no observamos esta ley puesto que depende de la posición de entrada de la radiación.

Para los quince cristales estudiados en conjunto podemos concluir:

- La eficiencia de detección decrece hasta aproximadamente 5 MeV y a continuación sube, tal y como se deduce del comportamiento de las secciones eficaces de interacción.
- La eficiencia de fotopico decrece con la energía. Esta caída es más marcada a altas energías porque la extensión espacial de la cascada electromagnética es mayor que el tamaño del protoZero.

En el quinto capítulo se muestra la comparativa entre la simulación y los datos reales. Lo que podemos concluir es:

- La simulación, mediante la adición de un fondo compuesto por dos exponenciales y el espectro energético del ^{40}K generado con R3BSim es capaz de reproducir los espectros energéticos individuales de cada cristal.
- La suma de los espectros individuales de cada cristal reproduce bien la suma de los cristales individuales del experimento.
- Se ha entendido conceptualmente de dónde provenía el elevado fondo en los espectros energéticos experimentales. Se ha llegado a la conclusión mediante una sencilla simulación realizada de que el fondo proviene de la retrodispersión de los gammas y de los RX del plomo y de otros materiales rodeando al protoZero que estaban en el interior del laboratorio.

La simulación ha probado su capacidad para obtener las características fundamentales de los espectros experimentales. Si bien se requieren comprobaciones adicionales en distintas situaciones experimentales, resulta ser una herramienta imprescindible para la interpretación y extrapolación de los resultados.

Bibliografía

- [1] http://www.gsi.de/forschung/kp/kr/R3B_e.html
- [2] FAIR, http://www.gsi.de/fair/index_e.html
- [3] Glenn F. Knoll, “Radiation Detection and Measurement”, John Wiley & sons, 2000
- [4] LAND, http://www-land.gsi.de/a_new_land/
- [5] Geant4 Collaboration, “Geant4 User’s Guide for Application Developers”
- [6] Geant4 Collaboration, “Physics reference Manual”
- [7] <http://hypernews.slac.stanford.edu/HyperNews/geant4/cindex>, “Geant4 User Forum”
- [8] W.R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer-Verlag, 1987
- [9] Collaboration, “Technical status report for CALIFA”, 2008
- [10] Kai Lindenberg, “Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN”, 2007
- [11] The ROOT team, “ROOT Users Guide 5.24”, 2009
- [12] H. Álvarez-Pol, J. Benlliure, E. Casarejos, D. Cortina, I. Durán, M. Gascón, N. Montes, D. Pérez-Loureiro, “Estudio y desarrollo de un calorímetro y un detector de tiempo de vuelo para el experimento R3B de FAIR”
- [13] H. Álvarez-Pol, “The R3BSim program”
- [14] H. Álvarez-Pol, J. Benlliure, E. Casarejos, D. Cortina Gil, I. Durán Escribano, M. Gascón, “Diseño e construcción dun calorímetro-espectrómetro (CALIFA) para a análise de reaccións con núcleos exóticos relativistas”

- [15] H. Álvarez Pol, M.J.G. Borge, D. Cortina, I. Durán, O. Tengblad, M. Turrion, “CALIFA, un Calorímetro Gamma de Absorción Total para R³B”
- [16] The R³B collaboration, “Technical Proposal for the Design, Construction, Commissioning and Operation of R³B”
- [17] Robley D.Evans, “The atomic nucleus”, McGraw Hill, 1955
- [18] GENP, <http://www.usc.es/genp>
- [19] GSI, <http://www.gsi.de>