



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Caracterización de la Resolución Temporal Intrínseca de un
cristal LYSO mediante Geant4.

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICA APLICADA

por

Andrés Alfonso Saavedra Romero

Asesorado por

Dr. Cristian Heber Zepeda Fernández

Dr. Eduardo Moreno Barbosa

Puebla, Pue
Julio 2022



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Caracterización de la Resolución Temporal Intrínseca de un cristal
LYSO mediante Geant4.

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICA APLICADA

por

Andrés Alfonso Saavedra Romero

Asesorado por

Dr. Cristian Heber Zepeda Fernández

Dr. Eduardo Moreno Barbosa

Puebla, Pue
Julio 2022

Título: Caracterización de la Resolución Temporal Intrínseca de un cristal LYSO mediante Geant4.

Estudiante: ANDRÉS ALFONSO SAAVEDRA ROMERO

COMITÉ

Dr. Mario Rodríguez Cahuantzi
Presidente

Dr. Ricardo Agustín Serrano
Secretario

Dr. Lucio Fidel Rebolledo Herrera
Vocal

Asesor
Dr. Cristian Heber Zepeda Fernández

Co-Asesor
Dr. Eduardo Moreno Barbosa

Agradecimientos

Me gustaría comenzar expresando mi más sincera gratitud al Dr. Cristian Heber Zepeda Fernández y al Dr. Eduardo Moreno Barbosa por su guía y asesoramiento durante la realización de este trabajo de tesis, también por su paciencia y continuidad con el mismo. Del mismo modo, agradezco al cuerpo de Física Médica de la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas por permitirme desarrollar mi trabajo de investigación.

Agradezco con especial cariño a mi amiga y compañera María L. López Toxqui por su amistad, apoyo y compañía desde los inicios de mi formación profesional hasta la culminación de mis estudios de maestría. De igual manera, quisiera agradecer a mi amigo Jorge M. Martínez Espinosa por su apoyo incondicional y tantos buenos momentos a lo largo de los años, a mi amiga Alitzel Yopihua Rodríguez por su amistad y confianza desde nuestros días como alumnos de secundaria y a mi amiga Margaria María Dolores por todo su apoyo, cariño y momentos llenos de alegría.

A mi hermanita Vania Saavedra Romero le agradezco con toda sinceridad por haberme acompañado desde el día en que llegó a mi vida, por tantas risas, aventuras y buenos recuerdos. Quisiera agradecer desde el fondo de mi corazón a mi madre la Lic. Laura Romero Vargas por dedicar gran parte de su vida a mi cuidado y crecimiento personal, por su amor incondicional, por fomentar en mi persona una conducta de respeto, esfuerzo y gratitud y por estar a mi lado en cada momento decisivo de mi camino. Finalmente quisiera agradecer a mi padre el Lic. Hugo Saavedra Fernández por su apoyo total durante diferentes etapas de mi vida incluso en la distancia, por su paciencia excepcional, por sus siempre acertados consejos y por siempre alentarme a perseguir mis metas y sueños.

Índice General

Agradecimientos.....	VI
Índice General.....	VII
Índice de Figuras.....	IX
Índice de Tablas.....	XI
Resumen.....	XII
Planteamiento del Problema.....	XIII
Capítulo 1.....	1
Introducción.....	1
1.1. Física Médica.....	1
1.2. Radiofármaco.....	1
1.3. Técnicas de detección para la obtención de imágenes médicas.....	2
1.3.1. Tomografía Computarizada.....	2
1.3.2. SPECT.....	2
1.4. Tomografía por Emisión de Positrones.....	3
1.4.1. Descripción del PET.....	4
1.4.2. Fundamento Físico del PET.....	4
1.4.3. Proceso de detección del PET.....	5
1.5. MicroPET.....	8
Capítulo 2.....	9
Detectores.....	9
2.1. Centelleadores.....	9
2.2. Centelleadores inorgánicos (cristales inorgánicos).....	9
2.2.1. Yoduro de Sodio activado con Talio (NaI(Tl)).....	10
2.2.2. Oxiortosilicato de Itrio-Lutecio (LYSO).....	10
2.3. Detectores de radiación.....	10
2.3.1. Características Generales de un Detector de Radiación.....	11
2.3.2. Resolución Temporal Intrínseca.....	12
2.4. Detector de centelleo.....	12
2.5. Tubo Fotomultiplicador (PMT).....	13
2.5.1. Estructura y operación de un PMT.....	13
2.6. Fotomultiplicador de Silicio (SiPM).....	14
2.6.1. Estructura de un SiPM.....	14
Capítulo 3.....	16
Metodología.....	16
3.1. Metodología Monte Carlo.....	16
3.2. Geant4.....	16
3.2.1. Implementación de Geant4.....	17
3.2.2. Construcción del detector.....	17
3.3. Configuraciones simuladas.....	19
3.3. Metodología Empleada.....	21
Capítulo 4.....	23
Resultados.....	23
4.1. Análisis de las Resoluciones Temporales.....	23
4.1.1. Análisis de la Resolución Temporal para Partículas Gamma.....	23

4.1.2. Análisis de la Resolución Temporal para Electrones.....	27
4.2. Análisis General de la Resolución Temporal Intrínseca de acuerdo a la geometría.....	31
4.2.1. Análisis Individual de la Resolución Temporal Intrínseca para partículas gamma y electrones.....	32
4.3. Análisis de la Eficiencia de Detección.....	33
4.3.1. Fotones generados a partir de la energía depositada.....	34
4.3.2. Eficiencia de detección por Scorer.....	37
4.4. Energía depositada por partículas gamma y electrones.....	38
Capítulo 5.....	42
Conclusiones.....	42
5.1. Conclusiones y Discusiones.....	42
Bibliografía.....	44

Índice de Figuras

Figura 1. a) Sección eficaz de una cámara gamma dual de cabeza.....	3
Figura 1. b) Diferentes orientaciones de la cámara gamma para ilustrar la adquisición de múltiples vistas angulares.....	3
Figura 2. Proceso de aniquilación positrón-electrón.....	4
Figura 3. a) Esquema del posicionamiento de los detectores en coincidencia.....	5
Figura 3. b) Representación del anillo de detectores completo.....	5
Figura 4. Representación de un estudio convencional de PET de acuerdo al Instituto Nacional de Cáncer de Estados Unidos.....	6
Figura 5. Detección de eventos verdaderos.....	6
Figura 6. Detección de eventos dispersados.....	7
Figura 7. Detección de eventos aleatorios.....	7
Figura 8. Detección de eventos múltiples.....	8
Figura 9. Estudios microPET aplicando a) ^{18}F -FDG y b) ^{18}F -FLT realiados en el Laboratorio de Microtomografía de la UNAM.....	8
Figura 10. Estructura básica de un detector de centelleo.....	12
Figura 11. Esquema de un PMT convencional.....	13
Figura 12. Estructura de un SiPM.....	14
Figura 13. Representación del Volumen hija en el origen.....	17
Figura 14. Visualización en Geant4 del centelleador caracterizado.....	18
Figura 15. Espectro de emisión LYSO, E.C. del PMT ETI 9266 y E.D.F. del SiPM SensL MicroFJ-60035 TSV reportado por Saint Gobain Crystals.....	18
Figura 16. Espectro de emisión del centelleador LYSO.....	19
Figura 17. Geometría del arreglo experimental.....	20
Figura 18. Interacción con el haz incidente.....	20
Figura 19. Diagrama de la metodología empleada.....	21
Figura 20. Fases del tratamiento de datos realizado.....	22
Figura 21. Ajuste de tipo gaussiano a la distribución de tiempo obtenida a partir de los valores más probables de los tiempos de vuelo de fotones ópticos producidos por partículas gamma.....	23
Figura 22. Cosenos Directores calculados contra los tiempos de llegada de los fotones ópticos producidos por partículas gamma.....	24
Figura 23. Distribución de los cosenos directores calculados para los fotones ópticos producidos por partículas gamma.....	25
Figura 24. Ajuste de tipo gaussiano a la distribución de tiempo obtenida a partir de los valores más probables de los tiempos de vuelo de fotones ópticos producidos por electrones.....	27
Figura 25. Cosenos Directores calculados contra los tiempos de llegada de los fotones ópticos producidos por electrones.....	28
Figura 26. Distribución de los cosenos directores calculados para los fotones ópticos producidos por electrones.....	29
Figura 27. Análisis general de la resolución temporal intrínseca de acuerdo a la geometría y tipo de partícula incidente para el centelleador LYSO.....	31
Figura 28. Análisis individual de la resolución temporal intrínseca de acuerdo a la geometría para partículas gamma.....	32
Figura 29. Análisis individual de la resolución temporal intrínseca de acuerdo a la geometría para electrones.....	33

Figura 30. Fotones detectados por el scorer con la geometría A.....	34
Figura 31. Fotones detectados por el scorer con la geometría B.....	35
Figura 32. Fotones detectados por el scorer con la geometría C.....	35
Figura 33. Fotones detectados por el scorer con la geometría D.....	36
Figura 34. Eficiencia de detección calculada para cada geometría.....	37
Figura 35. Análisis de la energía depositada contra los tiempos de llegada para la geometría A.....	39
Figura 36. Análisis de la energía depositada contra los tiempos de llegada para la geometría B.....	39
Figura 37. Análisis de la energía depositada contra los tiempos de llegada para la geometría C.....	40
Figura 38. Análisis de la energía depositada contra los tiempos de llegada para la geometría D.....	40

Índice de Tablas

Tabla 1. Periodos de semidesintegración.....	5
Tabla 2. Propiedades del LYSO al variar el porcentaje de Lutecio en la composición.....	10
Tabla 3. Características principales del SiPM y el PMT.....	14
Tabla 4. Composición del cristal LYSO.....	17
Tabla 5. Geometrías simuladas.....	19
Tabla 6. Resoluciones Temporales obtenidas al simular partículas gamma.....	26
Tabla 7. Resoluciones Temporales obtenidas al simular electrones.....	30

Resumen

En el campo de la medicina existe un área particular conocida como Medicina Nuclear, esta se caracteriza por utilizar radiación para la detección, diagnóstico y tratamiento de diversos padecimientos que afectan los órganos de un paciente mediante la obtención de imágenes que proporcionan información sobre estos. Para la obtención de estas se utilizan diferentes técnicas siendo una de las más conocidas la tomografía por emisión de positrones (PET del inglés *Positron Emission Tomography*), que se compone de un arreglo de detectores de centelleo. La radiación empleada durante el estudio resulta dañina para el paciente, por lo que es necesario que el sistema de detección permita obtener suficiente información sin la necesidad de repetirlo. Entre los parámetros necesarios para garantizar que el sistema es óptimo, destaca el tener una resolución temporal baja para conseguir una alta tasa de conteo de fotones durante un corto tiempo de adquisición, pues la cantidad de fotones detectados será importante para la reconstrucción de la imagen. La resolución temporal de un detector de centelleo se compone de la resolución temporal de la electrónica y de la resolución temporal intrínseca del centelleador, mientras que la primera se encuentra condicionada por sus componentes la segunda varía de acuerdo a las especificaciones del centelleador utilizado. Debido a lo anterior, en esta tesis se estudia la resolución temporal intrínseca del material centelleador conocido como oxitortosilicato de itrio-lutecio (LYSO por sus siglas en inglés) acoplado al área efectiva de un fotomultiplicador de silicio (SiPM por sus siglas en inglés), referida como *scorer* y actúa como un contador de fotones ópticos en nuestras simulaciones. Se presentan los resultados de la resolución temporal en función del tamaño del *scorer* y del cristal centelleador, del porcentaje de reflexión del cristal y del tipo de radiación incidente. Para ello se realizaron simulaciones en Geant4 utilizando 4 configuraciones diferentes alternando entre partículas gamma y electrones como partículas incidentes.

Palabras clave: *Cristal centelleador, Radiación, Detector de centelleo, Resolución Temporal Intrínseca, Scorer.*

Planteamiento del Problema

Los estudios de tipo PET constituyen una gran herramienta para la detección de padecimientos que afectan los órganos de un paciente, ya que mediante la adquisición de imágenes es posible obtener información sobre la actividad de estos y, de esta forma, un médico puede realizar el diagnóstico correspondiente y proponer un tratamiento. La utilidad de un estudio de PET se encuentra inequívocamente ligada a la efectividad de los detectores de centelleo empleados para registrar y procesar fotones provenientes del paciente durante la realización del mismo. El uso de cristales centelleadores LYSO en detectores de centelleo no es algo nuevo, no obstante, existe un interés constante por estudiarlos y caracterizarlos para determinar la configuración óptima en el uso de SiPM para la construcción de detectores de centelleo ofrece ventajas con respecto al uso de fotomultiplicadores convencionales, por lo que es importante considerarlos al caracterizar un centelleador con el propósito de tener un mayor entendimiento sobre el funcionamiento de los centelleadores al ser acoplados con un SiPM y, de este modo, hallar la geometría que presente los mejores resultados.

Objetivos

GENERAL

Caracterizar la Resolución Temporal Intrínseca de un cristal centelleador de oxiortosilicato de itrio-lutecio (LYSO) mediante Geant4.

ESPECÍFICOS

- Determinar la Resolución Temporal Intrínseca como función de diferentes tipos de partículas incidentes.
- Determinar la Resolución Temporal Intrínseca como función de las dimensiones del centelleador y del área efectiva de detección.
- Hallar la geometría que presente la Resolución Temporal Intrínseca óptima.

Justificación

El proceso de caracterizar la resolución temporal intrínseca de un centelleador puede resultar costoso y requiere de un periodo de tiempo considerable, en especial si se pretenden estudiar centelleadores de diferentes dimensiones, sin embargo, el presente trabajo de tesis presenta una metodología basada en simulaciones Monte Carlo mediante Geant4 que nos permite caracterizar la resolución temporal intrínseca de un cristal centelleador LYSO para diferentes geometrías. Al ser un trabajo basado en simulaciones este se encuentra justificado ya que permite discriminar entre diferentes candidatos antes de su implementación en un arreglo experimental, reduciendo de esta manera los costos que implica utilizar diferentes centelleadores y disminuyendo el tiempo de caracterización a la par que se obtienen resultados confiables puesto que Geant4 es un software que ya ha sido validado. Previamente, se han realizado estudios similares con diferentes tipos de centelleadores, no obstante, el centelleador LYSO destaca entre otros por su alta emisión de luz, sin mencionar que es empleado en los estudios de tipo PET por lo que constantemente se estudian nuevas geometrías de este centelleador para optimizar el sistema.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Física Médica

La disciplina que lleva hoy el nombre de Física Médica se distingue precisamente por la aplicación de los conocimientos físicos en la medicina ya sea para diagnóstico o tratamiento. Podríamos tratar de ubicar los inicios de la radiación ionizante durante el siglo XVII con los primeros estudios de los aspectos mecánicos en los sistemas biológicos, sin embargo, la consolidación del área de mayormente atribuida al descubrimiento de los rayos X por Wilhelm Conrad Röntgen en 1895 y su primera radiografía realizada a la mano de su esposa [1]. Este hallazgo fue un evento innovador y revolucionario pues demostró que la radiación podía ser empleada para visualizar el interior de una persona, esto despertó el interés de muchos contemporáneos quienes contemplaban el nacimiento de una nueva línea de investigación llena de posibilidades. Fue así que poco después se descubrieron nuevos tipos de radiaciones como es el caso de Paul Villard, químico y físico francés quien descubrió la radiación gamma en 1900 mientras estudiaba la radiación emitida por el radio [2]. Este tipo de descubrimientos tuvieron su auge durante el siglo XX e incentivaron muchas hipótesis nuevas sobre el entendimiento que se tenía hasta entonces de la radiación, pero no fue hasta 1933 cuando el matrimonio Curie-Joliot descubrió la radioactividad artificial[3] que se vislumbró el nacimiento de la Medicina Nuclear. A partir de este punto se fue desarrollando la física médica con un fuerte enfoque hacia la detección y diagnóstico de pacientes, para ello se emplearon diferentes equipos de estudio en procedimientos que a día de hoy conocemos como tomografía computarizada, resonancia magnética y en particular la tomografía por emisión de positrones.

1.2. Radiofármaco

Antes de entrar en detalle sobre las técnicas para la obtención de imágenes médicas, y más en concreto sobre el PET, es importante definir el concepto de radiofármaco. Este término se utiliza para denotar un compuesto radioactivo que se utiliza para el diagnóstico y tratamiento de enfermedades, estas sustancias se administran al paciente en dosis controladas, la forma de administración y su composición química varía de acuerdo al tipo de estudio o tratamiento en el que se emplean. Cuando se utilizan con fines de diagnóstico se aprovecha la propiedad de emisión de los radioisótopos para poder detectarlos a distancia, en cambio, cuando se utilizan con fines terapéuticos se aprovecha el efecto que este compuesto puede ocasionar sobre un tejido particular debido a la radiación (constituyendo así un tipo de radioterapia) [4]. Podemos clasificar los radiofármacos conforme a su estructura química en las siguientes categorías:

Radionucleidos primarios: Se definen como soluciones de compuestos inorgánicos del radioisótopo [4].

Compuestos marcados: También conocidos con frecuencia con el nombre de radiotrazadores, se define como la asociación de dos componentes, un radionucleido (núcleo inestable) y una molécula que actúa como agente conductor. Esta última tiene la función de conducir el compuesto hacia un tejido en específico como respuesta ante las condiciones fisiológicas que se presentan [4].

Es común que los radiofármacos sean empleados en diferentes tipos de estudios orientados a la adquisición de imágenes tomográficas como es el caso del PET, donde contribuyen al fundamento físico en el que este se basa (*véase apartado 1.4.2. Fundamento Físico del PET*). En la actualidad, diferentes farmacéuticas se encuentran desarrollando nuevos candidatos a radiofármacos para su uso clínico, sin embargo, estos deben ser sometidos previamente a rigurosos procesos de prueba para garantizar que sus efectos no sean perjudiciales para la salud del paciente.

1.3. Técnicas de detección para la obtención de imágenes médicas

Para que un médico pueda realizar un diagnóstico apropiado conforme al padecimiento del paciente es necesario que este conozca toda la información relacionada con la patología del paciente, más aún, cuando hablamos de tumores o afecciones ubicadas en un área específica dentro del cuerpo del paciente, es necesario que el médico tenga un entendimiento gráfico de lo que está sucediendo. Es entonces cuando se recurre al uso de imágenes médicas, como el nombre lo indica se trata de una serie de técnicas y procesos cuyo propósito es obtener imágenes del interior del cuerpo con un enfoque clínico, estas imágenes pueden ser bidimensionales (comúnmente llamadas proyectivas) o tomográficas (imágenes 3D) de acuerdo a la zona que se está estudiando y a la información que se desea obtener, estos procedimientos pueden utilizar radiación ionizante o no ionizante.

1.3.1. Tomografía Computarizada

Dentro de las principales técnicas que nos proporcionan información anatómica del paciente podemos destacar la tomografía computarizada (TC), sus inicios se sitúan a principio de la década de los 90, cuando se incorporó el primer escáner de TC para su uso clínico [5]. Esta es una técnica axial pues permite obtener imágenes perpendiculares al eje longitudinal del cuerpo [5], se caracteriza por conseguir imágenes con una alta resolución espacial (aproximadamente 1 mm), a menudo se utiliza en oncología para realizar diagnósticos [6]. Los escáneres de TC utilizan detectores digitales especiales de rayos X, los cuales se encuentran ubicados directamente en posición contraria a la fuente de rayos, una vez que los rayos X salen del paciente estos son captados por los detectores y transmitidos a una computadora [7].

1.3.2. SPECT

Una de las técnicas más relevantes y conocidas para la obtención de imágenes tomográficas es la tomografía por emisión de fotón único (SPECT por el inglés Single Photon Emission Computed Tomography), esta se basa en la detección de fotones (con energías comprendidas entre 59 y 364 keV) producidos durante la desintegración radioactiva del núcleo atómico [8]. Para la realización de este estudio se utilizan cámaras gamma, estos instrumentos tienen la capacidad de detectar tasas de rayos gamma del orden de decenas de miles por segundo mientras que rechazan aquellos rayos que han sido dispersados en el cuerpo del paciente y ya no representan información útil [9]. Durante la realización del estudio tipo SPECT se utilizan dos o tres cámaras gamma que rotan alrededor del paciente para

registrar una proyección por cada fase (ángulo), es decir, se utiliza una modalidad de enfoque y disparo, convencionalmente los escáneres SPECT se utilizan en estudios de perfusión miocárdica con el propósito de detectar padecimientos relacionados con la arteria coronaria [10]. En la *Figura 1. a)* se ilustra el posicionamiento del paciente para un estudio común de SPECT de adquisición simultánea, por otro lado la variación de las fases al rotar la cámara gamma se muestra en la *Figura 1. b)*.

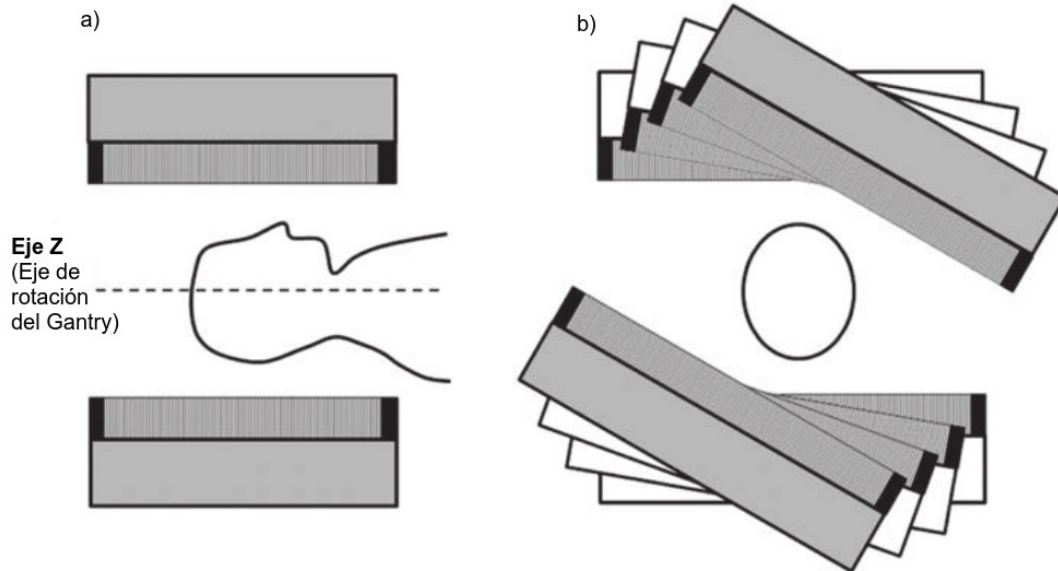


Figura 1. a) Sección eficaz de una cámara gamma dual de cabeza.
b) Diferentes orientaciones de la cámara gamma para ilustrar la adquisición de múltiples vistas angulares [11].

El SPECT tiene la capacidad de detectar cambios fisiológicos mucho antes de que se produzcan cambios anatómicos perceptibles, por lo que permite la detección de enfermedades en su primera fase [12].

1.4. Tomografía por Emisión de Positrones

En el apartado anterior se mencionaron algunas de las técnicas más comunes de adquisición de imágenes médicas, por lo que ahora es posible introducir al lector la tomografía por emisión de positrones (PET por el inglés Positron Emission Tomography), si bien en este trabajo de tesis no se estudia un sistema PET como tal, si se está abordando uno de los componentes constituyentes de un PET, por lo tanto, vale la pena detallar al lector cada uno de estos conceptos para que este desarrolle un mejor entendimiento del trabajo realizado. El origen de esta técnica está fuertemente relacionado con el descubrimiento del positrón por parte del físico británico Paul Dirac en 1928, no obstante, fue hasta el año 1953 cuando se tuvieron las primeras aplicaciones médicas del PET en la detección de tumores cerebrales. Fue así que el físico estadounidense Gordon L. Brownell en conjunto con el neurocirujano William Sweet del Hospital General de Massachussets describieron por primera vez lo que se convertiría en un nuevo método de obtención de imágenes médicas con base en los descubrimientos de Dirac sobre positrón a través de la aniquilación de pares [13] (*véase apartado 1.4.2. Fundamento Físico del PET*). Esta nueva técnica se convertiría en uno de los pilares fundamentales para la Medicina

Nuclear en cuanto a diagnóstico y tratamiento se refiere. Los equipos de tipo PET se encuentran en un constante desarrollo e investigación en la búsqueda de sistemas de estudio optimizados.

1.4.1. Descripción del PET

La tomografía por emisión de positrones (PET) es una técnica de obtención de imágenes médicas que se caracteriza porque utiliza un emisor de positrones (como su nombre lo indica). Mediante esta técnica es posible obtener imágenes tomográficas a partir de la detección de rayos gamma producidos cuando positrones emitidos por un radiofármaco administrado al paciente interacciona con los electrones presentes en el tejido circundante del paciente (aniquilación de pares) [14]. En este sentido, el funcionamiento del PET es similar al SPECT pues ambos estudios emplean modalidades de detección de fotones, no obstante, su principal diferencia radica en el tipo de radiofármaco que utilizan cada una, puesto que el SPECT utiliza un agente emisor de fotones gamma mientras que el PET utiliza un agente emisor de positrones [15], por lo que requiere una dosis menor administrada al paciente.

1.4.2. Fundamento Físico del PET

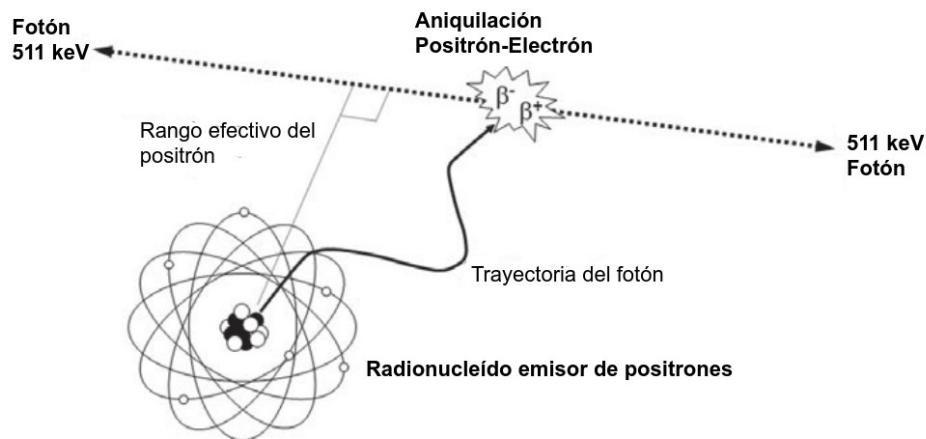


Figura 2. Proceso de aniquilación positrón-electrón [16].

Como se mencionó anteriormente, se le administra al paciente un radiofármaco con un compuesto emisor de positrones, estos son emitidos desde el núcleo durante el decaimiento radioactivo de isótopos emisores β^+ inestables, dichos isótopos logran alcanzar la inestabilidad mediante un proceso de decaimiento durante el cual un protón se transforma en un neutrón emitiendo un positrón (e^+) y un neutrino. Posteriormente, una vez que el positrón ha sido emitido desde el núcleo, este se propaga a través del tejido del paciente en donde es dispersado sufriendo un cambio en su dirección al mismo tiempo que pierde energía cinética (a menudo este proceso es referido como frenado). El positrón continúa avanzando una corta distancia dependiendo de la propia energía cinética del positrón hasta que ocurre una colisión con algún electrón que se encuentre presente en el tejido, esta colisión tiene como consecuencia la aniquilación de ambas partículas y la creación de fotones con una energía de 511 keV cada uno [16], dicho proceso se ilustra en la *Figura 2*. Es necesario mencionar que el isótopo utilizado comúnmente para el PET es el Flúor-18 (flúor desoxiglucosa) ^{18}F que decae a Oxígeno-18 ^{18}O [15], además posee un periodo de semidesintegración de 110 minutos (aproximadamente) [17]. Este es un aspecto a considerar pues, cuando se trabaja con PET es importante que la vida media de los

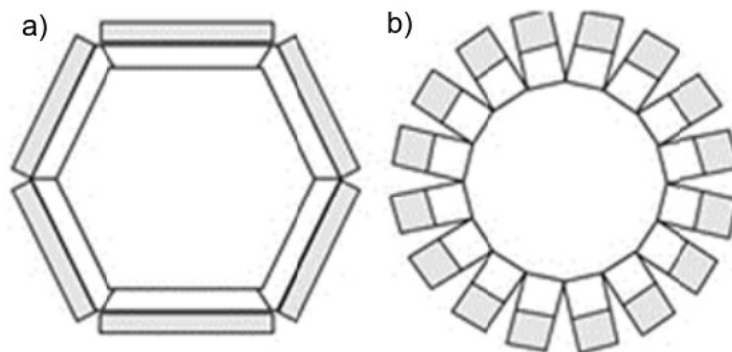
radiotrazadores sea relativamente corta ya que esto influye en la duración del estudio y, de manera más concreta, en la forma de manipular el compuesto previo a su incorporación en el organismo del paciente que va a ser radiado para el estudio. En la *Tabla 1* podemos observar los periodos de semidesintegración de los principales radionucleidos utilizados en los estudios tipo PET.

Tabla 1. Periodos de semidesintegración [17].

Radionucleído	$T_{1/2}(min)$
Carbono-11	20.4
Nitrógeno-13	10
Oxígeno-15	2
Flúor-18	110
Sodio-22	1082736

1.4.3. Proceso de detección del PET

Ahora que el lector está familiarizado con el proceso físico en el que está basado el PET podemos hablar acerca del proceso de detección, los escáneres actuales de PET consisten en un anillo completo de detectores (*véase apartado 2.3. Detectores de radiación*), los cuales se encuentran enfrentados, es decir, cada detector se encuentra posicionado de manera directa con otro detector que se encuentra al otro lado de la circunferencia tal y como se aprecia en la *Figura 3 a)* y *3b)*. Es común encontrar que este anillo de detectores es conocido también como “Gantry” [18].



**Figura 3. a) Esquema del posicionamiento de los detectores en coincidencia.
b) Representación del anillo de detectores completo [18].**

Durante el estudio el paciente se coloca de manera horizontal en una camilla que se introduce dentro del Gantry, en la *Figura 4* podemos observar que el paciente se encuentra sujetado a la camilla con una correa, esto se debe a la dificultad que presenta una persona para quedarse inmóvil durante la realización del estudio, incluso los movimientos más ligeros del paciente pueden provocar que la información obtenida no sea confiable y, por consiguiente, la precisión de la imagen médica obtenida

se verá disminuida por este factor [19]. Una vez que los positrones provenientes del radiofármaco interaccionan con los electrones que se encuentran presentes provenientes del radiofármaco ocurre el proceso de aniquilación de pares lo que resulta en la formación de rayos gamma con energías de 511 keV (fotones gamma de altas energías), estos viajan hasta que inciden en el detector y entonces se contabiliza un evento.



Figura 4. Representación de un estudio convencional de PET de acuerdo al Instituto Nacional de Cáncer de Estados Unidos [19].

El PET detecta la cantidad de eventos (fotones gamma) que recibieron cada uno de los detectores mediante una ventana temporal, mientras mayor sea la cantidad de eventos detectados, mayor valor estadístico tendrá la imagen. Es importante mencionar que la calidad de la imagen se encuentra sujeta a la calidad de los eventos más que a la cantidad de estos [20], para esclarecer este hecho podemos clasificar los eventos de la siguiente manera:

Eventos verdaderos: Estos eventos que presentan la situación ideal en la que los fotones provenientes del proceso de aniquilación no sufren otras interacciones durante su recorrido, estos eventos son los que contribuyen directamente al valor estadístico de la imagen obtenida [20].



Figura 5. Detección de eventos verdaderos.

Eventos dispersados: Son aquellos eventos correspondientes a fotones que sufren alguna interacción durante su recorrido provocando un margen de error mayor con respecto a la precisión de la imagen, estos eventos afectan la percepción de las coordenadas del punto de aniquilación y durante el tratamiento de datos son considerados como ruido pues presentan información errónea o comprometida [20].



Figura 6. Detección de eventos dispersados.

Eventos aleatorios: Son aquellos eventos en los que dos fotones (rayos gamma) provenientes de diferentes procesos de aniquilación inciden dentro de la misma ventana temporal del equipo provocando que no podamos determinar sus coordenadas de aniquilación [20].

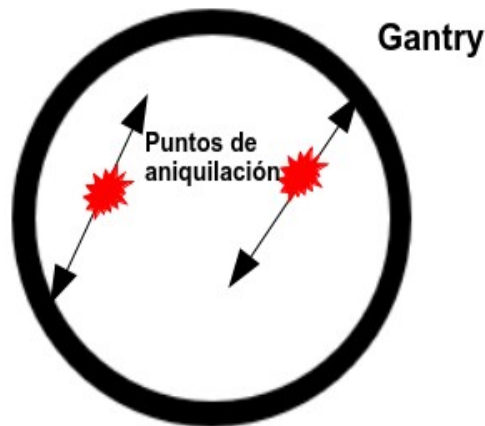


Figura 7. Detección de eventos aleatorios.

Eventos múltiples: Estos eventos se caracterizan porque tres fotones inciden en la misma ventana temporal lo que provoca que el equipo sea incapaz de discriminar cual es el par verdadero y en consecuencia desecha los eventos [20].

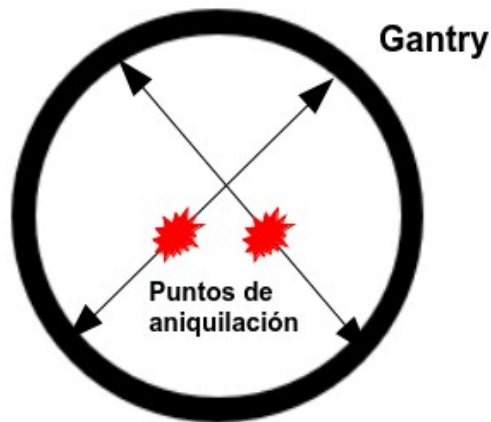


Figura 8. Detección de eventos múltiples.

Resulta evidente que cualquier estudio tomográfico es susceptible ante variables aleatorias que no se pueden controlar, es por ello que la constante actualización y optimización de los escáneres tipo PET resulta tan relevante, más aún, los detectores que conforman el Gantry deben cumplir con una serie de parámetros para garantizar su correcto funcionamiento.

1.5. MicroPET

La microtomografía por emisión de positrones (microPET) es una técnica orientada a la adquisición de imágenes en animales de laboratorio, la característica principal de esta sub modalidad del PET consiste en proporcionar información metabólica a nivel molecular mediante la distribución de un radiofármaco en el organismo (al igual que el PET). De igual forma, es posible obtener información de diferentes enfermedades en sus etapas iniciales [21]. Gracias a los estudios de microPET es posible probar nuevos radiofármacos en organismos vivos (modelos animales) antes de que estos tengan la aprobación clínica para su uso en seres humanos, estos permiten estudiar factores como la distribución en el cuerpo, el tiempo de biodistribución y los posibles efectos negativos que se pudieran presentar. En la *Figura 5 a)* y *b)* se ilustran estudios microPET realizados en un roedor con fluorodesoxiglucosa y fluorotimidina respectivamente.

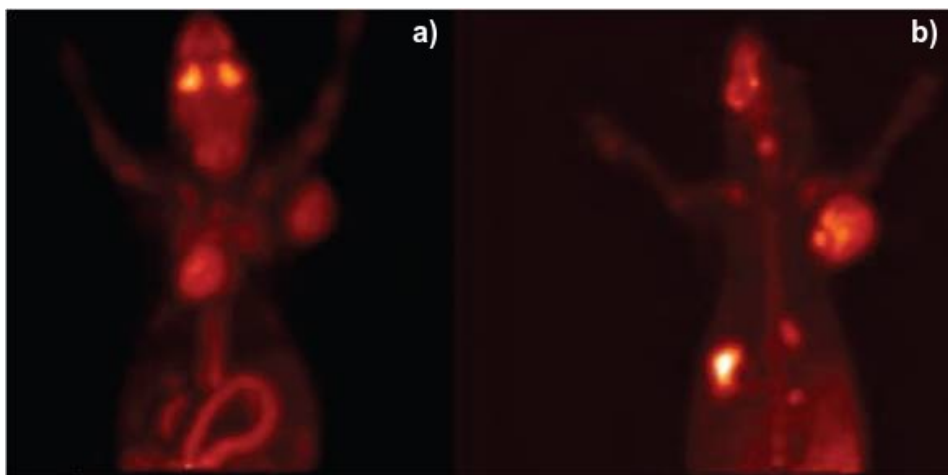


Figura 9. Estudios microPET aplicando a) ^{18}F -FDG y b) ^{18}F -FLT realizados en el Laboratorio de Microtomografía de la UNAM [21].

Capítulo 2

Detectores

2.1. Centelleadores

En términos generales, un centelleador se define como un material que exhibe luminiscencia cuando una cierta radiación ionizante lo atraviesa, puede tratarse de electrones, protones o incluso ondas electromagnéticas como rayos X o rayos gamma. Cuando la radiación ionizante incide en el material este absorbe parte de la energía de las partículas incidentes y la convierte en fotones visibles o ultravioleta [22]. Dicho proceso ocurre durante breve periodo de tiempo del orden de nanosegundos o incluso picosegundos y se caracteriza por la producción de un pulso de luz (compuesto de fotones) correspondiente a cada rayo gamma (o rayo X) que interactúa con el centelleador, la intensidad de este pulso puede variar pero esta siempre será proporcional a la energía depositada por la partícula incidente en el centelleador. Esta relación entre la energía depositada que logra convertirse en un pulso de luz visible es conocida como eficiencia de centelleo [23] y varía de acuerdo a las propiedades intrínsecas de cada centelleador. Convencionalmente este pulso generado es procesado y convertido en una señal eléctrica medible utilizando un fotomultiplicador (*Véase apartado 2.5 Tubo Fotomultiplicador*).

2.2. Centelleadores inorgánicos (cristales inorgánicos)

Existe una amplia variedad de centelleadores que pueden ser implementados en equipos detectores de radiación con fines de medición, investigación e incluso adquisición de imágenes médicas, como es el caso de los detectores de centelleo (*véase apartado 2.4. Detector de centelleo*). La utilidad de los diferentes tipos de centelleadores se encuentra condicionada por sus propiedades, así como las ventajas y desventajas que presentan de acuerdo al tipo de radiación incidente. Entre los diferentes tipos de centelleadores se encuentran los centelleadores orgánicos [24], líquidos[25] y plásticos[25], cada uno con diferentes especificaciones, sin embargo, los centelleadores inorgánicos destacan por sus aplicaciones en áreas como la Física Médica. En su mayoría, los centelleadores inorgánicos son cristales de haluros alcalinos que contienen una pequeña impureza activadora, estos presentan una mayor densidad y un mayor número atómico por lo que tienen un mayor poder de frenado [26], una cualidad bastante conveniente cuando se trabaja con rayos gamma, electrones o positrones de altas energías. Además de poseer una alta emisión de luz, los cristales inorgánicos pueden ser fabricados en tamaños pequeños para su inclusión en arreglos de detectores (como es el caso del PET). Algunos de los materiales más utilizados como cristales inorgánicos son el Yoduro de Sodio Activado con Talio (NaI(Tl)), el Yoduro de Cesio dopado con Talio (CsI(Tl)), el Yoduro de Cesio dopado con Sodio (CsI(Na)), el Garnato de Aluminio-Itrio (YAG), la perovskita de Aluminio-Itrio (YAP), la perovskita de Aluminio-Lutecio (LuAP), el Yoduro de Potasio activado con Talio (KI(Tl)), el Ortosilicato de Lutecio (LSO) y el Oxiortosilicato de Itrio-Lutecio (LYSO) [26], [27]. De los materiales anteriormente mencionados vale la pena profundizar más en el NaI(Tl) (por ser uno de los primeros y más conocidos centelleadores inorgánicos) y en el LYSO (ya que este material se está caracterizando en este trabajo de tesis).

2.2.1. Yoduro de Sodio activado con Talio (NaI(Tl))

En 1948 Robert Hodstadter descubrió que el Yoduro de Sodio activado con Talio producía una salida de luz considerablemente larga en comparación con los materiales centelleadores orgánicos que hasta ese entonces se habían utilizado, esto fue el detonante para el inicio de una nueva era de espectrometría de centelleo por radiación gamma [27]. Si bien su emisión de luz es bastante buena, este material presenta un tiempo de decaimiento de 230 ns, lo que resulta inconveniente para aplicaciones en donde se requiere una alta tasa de conteo. En la actualidad, el NaI(Tl) continua siendo utilizado para espectrometría de rayos gamma, no obstante, recientemente su lugar como el centelleador predilecto se ha visto desplazado por el Oxiortosilicato de Itrio-Lutecio (LYSO) debido a que este último exhibe mejores propiedades como centelleador.

2.2.2. Oxiortosilicato de Itrio-Lutecio (LYSO)

El Oxiortosilicato de Itrio-Lutecio tiene sus orígenes como centelleador en Abril de 1997 como una alternativa al Oxiortosilicato de Lutecio (LSO) para aplicaciones PET debido a los altos costos de producción de este último en ese entonces [28]. Este centelleador ha destacado entre otros por su tiempo de decaimiento, su densidad, su emisión de luz y su número atómico, parámetros importantes para detectores de PET, ya que estos determinan factores como la tasa de conteo de fotones ópticos y el poder de frenado ante la llegada de partículas gamma. Entre sus propiedades se encuentran un tiempo de decaimiento de 41 ns, un pico de emisión alrededor de 420 nm, una densidad de 7.1 g/cm³ y un número atómico efectivo de 60, además del hecho de que este centelleador no es higroscópico [29]. Sin embargo, es importante mencionar que las propiedades de este material pueden variar de acuerdo a las especificaciones del fabricante, tal es el caso que el porcentaje de lutecio influye de manera significativa en otras propiedades como la densidad y el número atómico, tal y como se observa en la Tabla 2.

Tabla 2. Propiedades del LYSO al variar el porcentaje de Lutecio en la composición [28].

Porcentaje de Lutecio (%)	Densidad (g/cm ³)	Número atómico efectivo
100	7.4	66.4
70	6.5	62.9
50	6.0	59.5
30	5.4	54.4
15	4.9	48.2

2.3. Detectores de radiación

Como su nombre lo indica su principal función consiste en detectar la radiación presente en el entorno, estos presentan diferentes especificaciones de acuerdo al estudio o investigación en que son utilizados. Existe una gran variedad de modelos entre los que podemos destacar los detectores de ionización gaseosos [30], los detectores de germanio [31], los detectores sensibles a la posición [31] y, desde luego, los detectores de centelleo, estos últimos se detallan en el apartado 2.4. *Detector de centelleo* debido a su relevancia para el desarrollo de nuestra investigación. Los detectores de radiación cumplen un rol importante en la medicina nuclear y de forma más específica en los estudios que se llevan a cabo

(PET, microPET, SPECT), gracias a los detectores es posible obtener información a partir del radiofármaco administrado al paciente.

2.3.1. Características Generales de un Detector de Radiación

Previamente se mencionó que los detectores de radiación presentan diferentes especificaciones que corresponden al estudio en el que son utilizados, sin embargo, existe una serie de características que comparten en su mayoría y que deben cumplir para garantizar un óptimo funcionamiento:

Sensibilidad: Es la capacidad que tiene un detector para producir una señal a partir de un cierto tipo de radiación y energía [32], se debe tener en consideración que no es posible desarrollar un equipo sensible a todos los tipos de radiación en todos los rangos de energía, sin embargo, este puede tener un buen margen de sensibilidad ante un determinado tipo de radiación y energía. La sensibilidad del detector depende de dos factores: el ángulo sólido subtendido por el detector y la eficiencia del detector para la interacción con la radiación. Para el caso de los detectores empleados en un equipo de tipo PET se requiere que estos sean sensibles ante la llegada de rayos gamma (511 keV), en este caso la sección eficaz determina la probabilidad de que la radiación incidente convierta parte de toda su energía en una forma de ionización que interactuó en el medio (el cristal) [32], [33].

Respuesta del detector: Si bien se busca que los equipos tengan una buena capacidad de detección ante la llegada de radiación incidente, estos también deben presentar la capacidad de proporcionar información sobre la energía de dicha radiación. Esta necesidad surge por la relación de proporcionalidad que existe entre la cantidad de ionización producida por la radiación y la energía que se pierde en el volumen sensible del detector, dicha respuesta se visualiza como un espectro de pulsos que se observa en el detector [32]. Se puede decir entonces que la respuesta del detector se encuentra en función del tipo de partícula y de la cantidad de energía, esto último implica que un detector que presente una respuesta lineal para un tipo de radiación en particular, no puede ser lineal para un tipo diferente de radiación. La respuesta del detector también puede verse influenciada por el volumen del detector y la densidad de este.

Eficiencia de detección: Cada vez que el detector registra fotones provenientes de la interacción con la radiación ionizante estos se contabilizan como eventos, entonces la eficiencia de detección se puede definir como una fracción de los eventos emitidos por la fuente (cantidad de eventos registrados / cantidad de eventos emitidos por la fuente) [32]. La eficiencia de detección se encuentra fuertemente ligada a la densidad del volumen sensible, al tamaño y también al tipo de radiación ionizante. En el caso de la tomografía por emisión de positrones se requiere que el detector posea una buena eficiencia para detectar una gran cantidad de eventos en un corto periodo de tiempo. Es común que esta cantidad se exprese con un número entre 0 y 1 o en valores de porcentaje entre 0% y 100%.

Es importante considerar cada una de las características anteriores durante la construcción de un detector, sin embargo, ya que el objetivo de este trabajo de tesis es caracterizar la resolución temporal intrínseca de un centelleador para valorar su implementación en un detector de centelleo, es necesario hablar de manera más detallada sobre esta característica.

2.3.2. Resolución Temporal Intrínseca

La resolución temporal se define como el periodo de tiempo necesario para que el detector registre un evento, es importante que el valor de la resolución temporal sea pequeño para que cada evento pueda ser registrado de manera independiente [34]. En el caso de los detectores de centelleo, la resolución temporal se compone de la resolución temporal intrínseca del cristal y de la resolución temporal de la electrónica del detector tal y como se expresa en la siguiente ecuación:

$$\sigma_{RT}^2 = \sigma_{Int}^2 + \sigma_{Ele}^2$$

Ecuación 1. Relación entre la resolución temporal del sistema (σ_{RT}), la resolución temporal intrínseca del centelleador (σ_{Int}) y la resolución temporal de la electrónica del sistema (σ_{Ele}) [35].

En este trabajo de tesis se estudia la resolución temporal intrínseca de un cristal centelleador LYSO con diferentes configuraciones, la cual se obtiene a partir de los tiempos de llegada de los fotones ópticos al área de detección (véase apartado 3.3. Metodología Empleada), es importante que estos tiempos sean pequeños ya que durante los estudios de tipo PET una gran cantidad de partículas gamma bombardea de manera continua los detectores de centelleo del Gantry, por lo tanto, es necesario que estos logren contabilizar la mayor cantidad de eventos posibles en un corto periodo de tiempo. Se debe tener en consideración que durante el estudio PET dos fotones de aniquilación deben ser detectados con una ventana temporal que los registra como eventos válidos [34].

2.4. Detector de centelleo

En la actualidad, los detectores de centelleo son herramientas ampliamente utilizadas para la detección de partículas tanto en física nuclear, física médica y física de partículas. Como su nombre lo sugiere, su principal característica es que emplea centelleadores, los cuales, emiten pequeños destellos de luz al ser excitados por radiación ionizante.

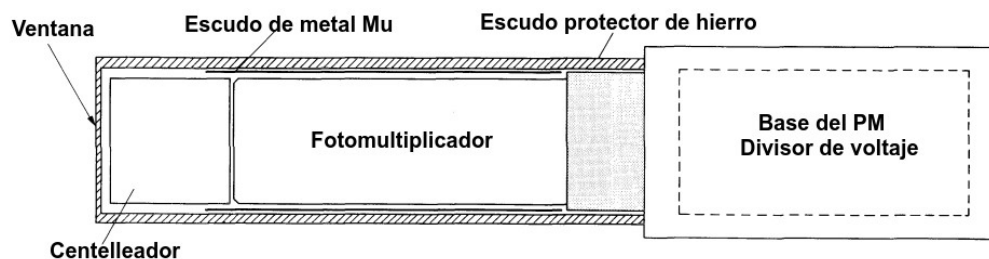


Figura 10. Estructura básica de un detector de centelleo [24].

Básicamente un detector de centelleo se compone de un material centelleador, el cual se encuentra acoplado a un fotosensor, generalmente un tubo fotomultiplicador (PMT por el inglés Photomultiplier Tube) o un fotomultiplicador de Silicio (SiPM por el inglés Silicon Photomultiplier) (véase apartado 2.5. Tubo Fotomultiplicador). Una vez que la radiación incidente pasa a través del centelleador esta excita los átomos y las moléculas que lo conforman provocando que se emita luz durante su proceso de des-excitación [24]. Posteriormente, el tubo fotomultiplicador la transforma en una corriente débil de fotoelectrones que es amplificada y convertida en una señal por la electrónica del sistema.

2.5. Tubo Fotomultiplicador (PMT)

Ya que se ha introducido de manera formal el concepto de detector de centelleo al lector, es indispensable definir ahora los tubos fotomultiplicadores (PMT por sus siglas en inglés), estos son dispositivos que tienen la función de convertir una señal luminosa (compuesta de unos cuantos cientos de fotones que provienen del centelleador) en una señal de corriente eléctrica que puede ser medida.

Los PMT presentan la ventaja de no añadir una cantidad significativa de ruido a la señal medida, además, estos dispositivos son sensibles a la energía que proviene de la radiación incidente en el espectro electromagnético, ya sea en el rango visible o incluso en el ultravioleta. Es por ello que tienen aplicaciones en diferentes campos como la espectroscopía óptica, las mediciones láser y la astronomía [36].

2.5.1. Estructura y operación de un PMT

Actualmente existen diferentes modelos de PMT, no obstante, un fotomultiplicador convencional se compone de un cátodo el cual está hecho de un material fotosensible, posteriormente se encuentra el sistema de recolección de electrones así como la sección de multiplicación de electrones (conocida también como zona de cascada o zona de avalancha), finalmente se tiene el ánodo donde la señal puede ser medida [36].

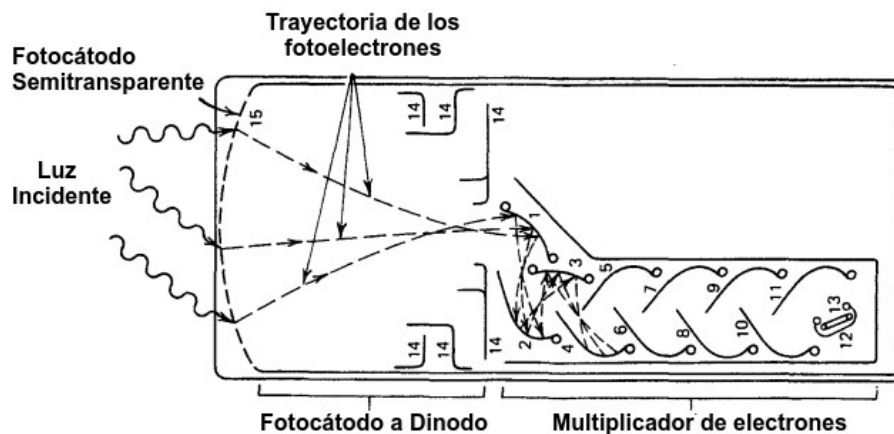


Figura 11. Esquema de un PMT convencional [36].

El proceso de fotoemisión en el PMT se lleva a cabo de manera secuencial, todo inicia cuando un fotón (proveniente del centelleador) incide en el fotocátodo donde este es completamente absorbido por algún núcleo presente y, en consecuencia, emite un electrón (efecto fotoeléctrico). Como consecuencia del voltaje aplicado al electrón, este es acelerado y dirigido hacia el primer dinodo donde interacciona con este, debido a esta interacción el electrón inicial transfiere parte de su energía a los electrones presentes en el dinodo provocando que sean emitidos electrones secundarios, estos también experimentarán una aceleración y serán direccionados hacia el siguiente dinodo donde serán liberados más electrones que repetirán el proceso (cascada de electrones). El proceso culmina en el ánodo, en donde la cascada es recolectada para poder generar una señal de corriente que puede ser amplificada y posteriormente medida. Durante mucho tiempo el PMT ha sido el fotosensor predilecto en los

detectores de centelleo por su precisión y operabilidad, a pesar de ello, en tiempos recientes el modelo convencional de PMT se ha visto desplazado por el fotomultiplicador de silicio (SiPM) [36], [37].

2.6. Fotomultiplicador de Silicio (SiPM)

Al igual que el PMT convencional, el fotomultiplicador de silicio es un detector de luz que se caracteriza por producir un pulso de corriente a partir de la absorción de un fotón [38]. El SiPM está formado por una matriz de fotodiodos de avalancha (APD's por el inglés Avalanche photodiode) en sustrato de silicio que operan bajo la modalidad de Geiger [39]. Además, los sistemas de fotodetección que utilizan fotodiodos de avalancha presentan la peculiaridad de poseer un alto nivel de eficiencia de detección de fotones (arriba del 50-60% en el espectro visible), sin mencionar que su resolución temporal es aproximadamente de 30 ps o menor por lo que se considera bastante buena como se reporta en *Optical crosstalk in single photon avalanche diode arrays: a new complete model* [40]. Las características antes mencionadas lo convierten en una opción confiable para su uso en diferentes campos desde la ciencia (particularmente en el análisis de ADN y moléculas individuales) hasta la industria electrónica (generalmente en pruebas no invasivas de circuitos), incluso pueden tener aplicaciones militares. Otro aspecto relevante es que la dispersión temporal de las señales del SiPM es realmente corta (generalmente menor a 100 ps) por lo que se han reportado excelentes resultados para la resolución temporal [39].

2.6.1. Estructura de un SiPM

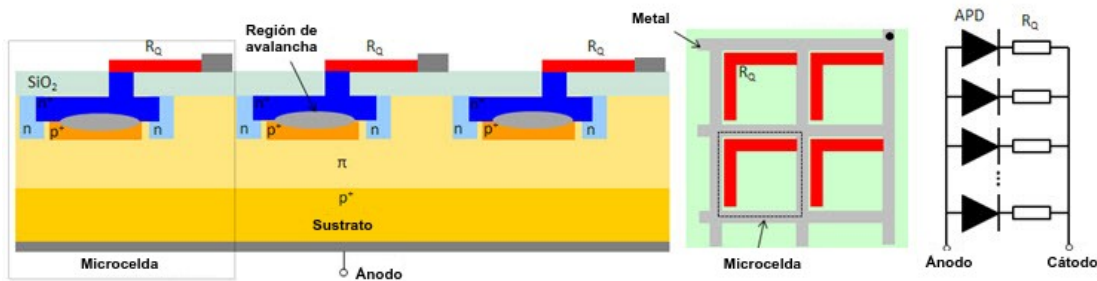


Figura 12. Estructura de un SiPM [38]

En el SiPM cada microcelda representa una combinación de APD y una resistencia de quenching (su objetivo es limitar la corriente y detener el proceso de avalancha), estas se encuentran conectadas en paralelo de modo que el SiPM tiene un ánodo y un cátodo (de manera similar a un PMT) [38]. Las microceldas tienen una geometría rectangular cuyas dimensiones se encuentran en el rango de 20 μm x 20 μm hasta 100 μm x 100 μm , debido a su tamaño el número de APD's por milímetro cuadrado puede variar desde 100 hasta 2,500 [39]. Es importante destacar que no toda el área es sensible al espectro electromagnético, sin embargo, el área sensible comprende desde el ultravioleta hasta el infrarrojo mostrando un pico en el espectro visible (400 nm – 500 nm) [38].

Tabla 3. Características principales del SiPM y el PMT [41], [42].

SiPM	PMT
Utiliza 20-30 veces menos voltaje que un PMT	Utiliza 500-3000 V
1-36 mm ²	23.37-24.9 cm ²
No se ve afectado por campos magnéticos	Sensibilidad a los campos magnéticos
Eficiencia de detección del 50-60%	Eficiencia de detección del 35%

Debido a lo anteriormente mencionado podemos considerar al SiPM como una mejora sustancial con respecto al PMT convencional con respecto al PMT convencional, además de las ventajas mencionadas en la Tabla 3, debido a su tamaño los SiPM pueden utilizarse con baterías comerciales de Li-ion mientras que un PMT requiere baterías de alta capacidad [43]. Se tiene un especial interés en cuanto a las dimensiones de los SiPM ya que es posible cubrir toda el área del centelleador acoplando una cierta cantidad de estos, en cambio, si se utiliza un PMT convencional con centelleadores pequeños, entonces se presenta la necesidad de utilizar más de un centelleador para cubrir el área del fotomultiplicador. El objeto de estudio en este trabajo de tesis es la resolución temporal intrínseca de centelleadores LYSO para valorar su posible implementación en un equipo de microPET, por lo tanto, el SiPM se puede considerar como el candidato más idóneo para un estudio de tipo microPET.

Capítulo 3

Metodología

3.1. Metodología Monte Carlo

El presente trabajo está basado en simulaciones que, a su vez, se encuentran basadas en la Metodología Monte Carlo. Estos métodos datan del año 1944, su nombre proviene de un casino en el principado de Mónaco (apodado “la capital del juego de azar”) conocido como Montecarlo, al considerar la ruleta como un generador simple de números aleatorios [44]. En general, los métodos Monte Carlo se definen como algoritmos computacionales que funcionan como métodos de cálculo numérico basados en la generación de números aleatorios [45]. La idea principal del análisis Monte Carlo radica en crear un modelo computacional que sea lo más similar posible a un sistema real que se pretenda estudiar y simular sus posibles interacciones, es por ello que este tipo de análisis resulta especialmente útil cuando se trabaja en campos como la ingeniería industrial, la simulación de procesos físicos, economía y finanzas y estadística computacional [45].

3.2. Geant4

Uno de los principales softwares basados en la metodología Monte Carlo para la simulación del paso de partículas a través de la materia es Geant4, las múltiples áreas de aplicación de este software incluyen la física de altas energías, la física nuclear y estudios en medicina y ciencia espacial [46]. Geant4 ofrece las siguientes herramientas para la simulación de partículas y procesos físicos:

Geometry (Geometría): Geant4 ofrece la posibilidad de describir la estructura geométrica y propagar partículas a través de ella, recreando de esta manera el diseño físico del experimento [47].

Tracking (Trayectoria): Geant4 permite realizar el seguimiento de una partícula durante su paso a través de la materia considerando todos los procesos físicos y sus interacciones [48].

Procesos Ópticos: Geant4 posee la capacidad de modelar la física de los detectores de centelleo y Cherenkov, entre los procesos que simula se encuentra la creación de fotones ópticos [49].

Run manager (Administrador de ejecución): Este módulo de Geant4 controla la configuración de cada simulación, así como también la información de cada ejecución [50].

Geant4 ha sido el software seleccionado para llevar a cabo este trabajo basado en simulaciones debido a que contiene múltiples herramientas para construir la simulación del experimento de la forma más similar posible a un experimento real. Este software ofrece muchas facilidades para un usuario que posee conocimientos de c++ pues incluye una amplia variedad de ejemplos predeterminados en este lenguaje que el usuario puede modificar de acuerdo a las especificaciones que desee para su experimento.

3.2.1. Implementación de Geant4

Para poder ejecutar las simulaciones es necesario construir el detector que se va a utilizar, es por ello que se debe definir la geometría del detector, es decir, definir la forma y el tamaño de este, además de añadir el material del que está hecho [51]. Construir el detector y el entorno que lo rodea requiere definir los parámetros necesarios de los métodos `G4VSolid()`, `G4LogicalVolume()` y `G4PhysicalVolume`. El primer método `G4VSolid()` se utiliza para especificar la forma y el tamaño del detector [56], por otro lado, el método `G4LogicalVolume` contiene toda la información del volumen del detector como el material del que está hecho, la sensibilidad y el campo magnético, también la forma y el tamaño ya que uno de sus parámetros llamado “pBoxSolid” invoca estas características [51]. Ahora bien, para que la simulación del experimento pueda llevarse a cabo debe existir un volumen que represente el área experimental y que contenga todos los otros componentes, este volumen recibe el nombre de “volumen madre” y contiene dentro un “volumen hija” [52]. La función `G4PhysicalVolume` permite delimitar la posición de este “volumen hija” mediante el eje de coordenadas X, Y, Z, además de un sistema de rotación, es importante mencionar que el “volumen hija” es una instanciación del “volumen madre” por lo que sus características geométricas son una herencia del “volumen madre” [52]. Cabe destacar que por motivos de la geometría los objetos deben ser colocados a partir del origen del “volumen madre”, la construcción del entorno se puede visualizar de manera simplificada en la Figura 13.

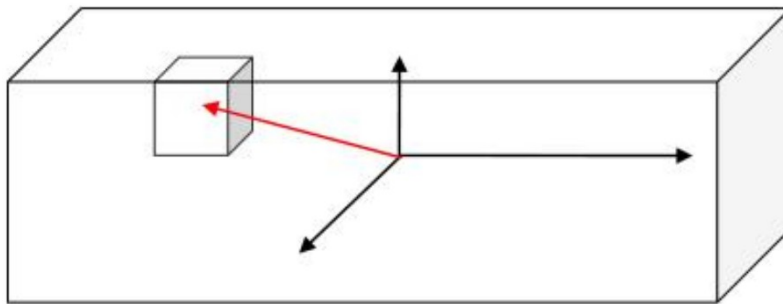


Figura 13. Representación del Volumen hija en el origen [52].

3.2.2. Construcción del detector

El detector simulado se compone de un centelleador que se encuentra acoplado al área efectiva de un SiPM (referida como Scorer en este trabajo), pues en Geant4 no es posible simular la electrónica del sistema. El centelleador simulado es un cristal inorgánico LYSO en la forma de un prisma cuadrangular, las propiedades de este centelleador se detallan en *GATE simulation of the intrinsic radioactivity in LYSO scintillation crystals* [53]. La composición del cristal $\text{Lu}_{18}\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (que también se encuentra en el artículo) se muestra en la Tabla 3 mientras que la geometría del detector simulado se observa en la Figura 14.

Tabla 4. Composición del cristal LYSO [53].

Elemento	Número Atómico	Masa Atómica (u)	Masa Total (u)	Fracción (g/mol)
Lu	71	174.97	314.94	0.71
O	8	15.99	79.99	0.18
Si	14	28.08	28.08	0.06
Y	39	88.91	17.78	0.04
			440.79	0.99

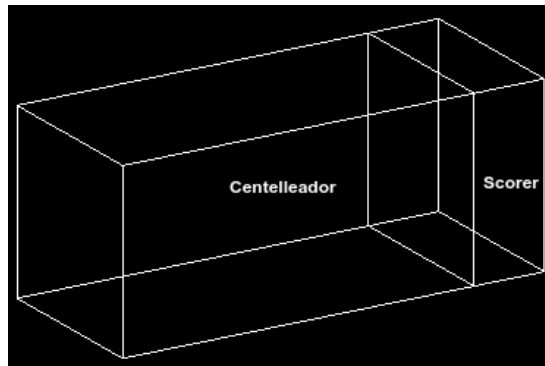


Figura 14. Visualización en Geant4 del centelleador caracterizado.

Para esta simulación se considera que el cristal es homogéneo, además, se debe mencionar que el entorno que rodea el sistema de detección (volumen madre) está compuesto por aire, el cual se formó con 70% nitrógeno y 30% oxígeno. En los experimentos que involucran centelleadores inorgánicos es común que el centelleador sea forrado por un material reflejante conocido como Mylar [54], este material está hecho de una capa de poliéster de tereftalato de poliestileno estirado. Dicho material se utiliza para que el centelleador sea reflejante (lo cual influye en el número de fotones que llegan al scorer) al mismo tiempo que lo protege de otras fuentes de fotones que podrían interferir durante la realización del estudio, tal es el caso de los fotones provenientes de la iluminación del ambiente. Para este trabajo no se ha simulado algún material reflejante en específico, sin embargo, se simuló el centelleador con un porcentaje de reflexión entre éste y el entorno que lo rodea (el porcentaje varía de acuerdo a la configuración simulada). Por otro lado, el scorer está compuesto por Silicio, este se encuentra ubicado en la cara opuesta de los puntos de interacción del centelleador y actúa como un contador de fotones ópticos. Al scorer se le añadió la propiedad de que los fotones ópticos se detengan al llegar a este, es decir, son absorbidos. En la *Figura 15* se muestra el espectro de emisión LYSO reportado por Saint Gobain Crystals uno de los principales fabricantes de centelleadores, así como también la eficiencia cuántica (E.C.) obtenida con el PMT ETI 9266 y la eficiencia de detección de fotones (E.D.F.) del SiPM SensL MicroFJ-60035-TSV.

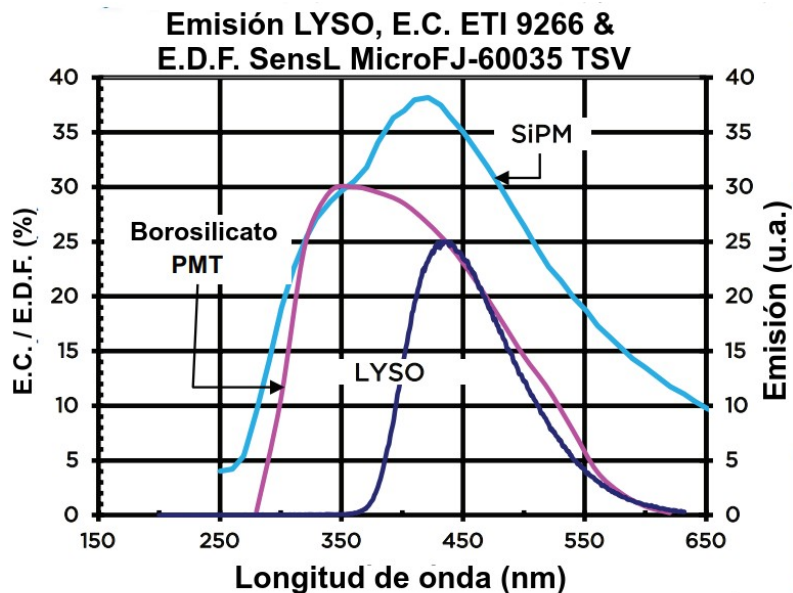


Figura 15. Espectro de emisión LYSO, E.C. del PMT ETI 9266 y E.D.F. del SiPM SensL MicroFJ-60035 TSV reportado por Saint Gobain Crystals [55].

A partir de la hoja de especificaciones reportadas para el centelleador LYSO por Saint Gobain Crystals se replicó el espectro de emisión de la energía de los fotones ópticos producidos por este con el propósito de confirmar que el centelleador fue caracterizado de manera correcta dentro de la simulación y, por consiguiente, garantizar que los resultados obtenidos son confiables.

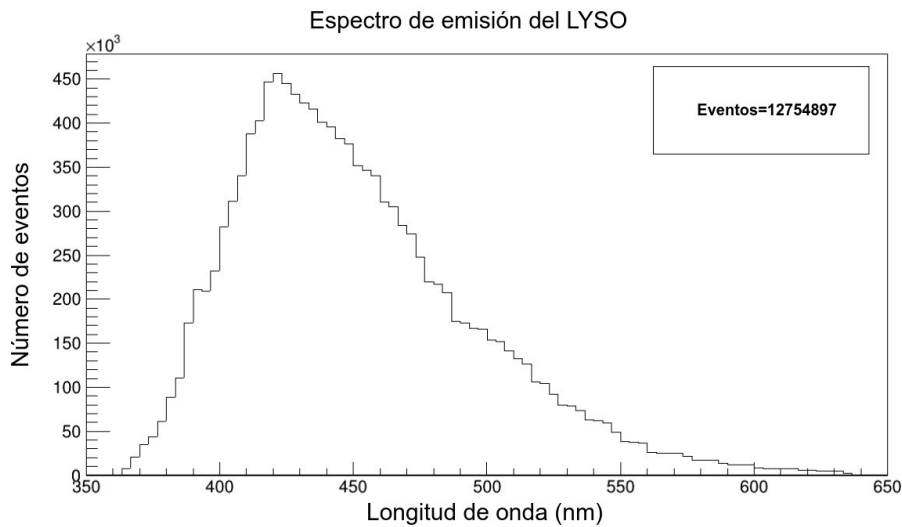


Figura 16. Espectro de emisión del centelleador LYSO.

3.3. Configuraciones simuladas

Las geometrías simuladas en este trabajo de tesis se presentan en la Tabla 5.

Tabla 5. Geometrías simuladas.

Geometría	Dimensiones del centelleador (mm ³)	Dimensiones del Scorer (mm ³)	Porcentaje de reflexión (%)
A	5x5x10	5x5x1	50
B	5x5x10	5x5x1	100
C	15x15x10	6x6x1	100
D	15x15x10	15x15x1	100

En este estudio se simulan centelleadores LYSO de dos tamaños diferentes, los cuales son de interés para valorar su posible implementación en un equipo de tipo PET. Para todas las geometrías se simulan partículas gamma y electrones como partículas incidentes con energías de 511 keV y 550 keV respectivamente, para observar como varía la resolución temporal intrínseca del centelleador, en el caso de las partículas gamma estas se detectan en los estudios de tipo PET, en cambio para los electrones se tiene interés en estudiar como se comporta el centelleador al interactuar con estos para determinar si es posible distinguir entre la llegada de ambos tipos de partícula. Geant4 permite estudiar distintos aspectos que no son observables en un experimento real, tal es el caso de la trayectoria de los fotones ópticos desde su creación, así como sus tiempos de vuelo en las paredes del centelleador hasta su llegada al área de detección (scorer). Las geometrías A y B utilizan un centelleador de 5x5x10 mm³, sin embargo, la geometría A presenta un porcentaje de reflexión del 50% mientras que la geometría B posee un porcentaje de reflexión del 100%, de esta manera es posible estudiar como se vería afectada la

trayectoria de los fotones ópticos al tener un menor porcentaje de reflexión y, si se lograría obtener una alta tasa de conteo de fotones. Ya que A y B comparten las mismas dimensiones del centelleador y del scorer es posible realizar una comparación directa a partir de los resultados obtenidos mediante estas geometrías y de esta forma tener una mejor comprensión sobre la importancia del porcentaje de reflexión para un centelleador. Por otro lado, las geometrías C y D utilizan un centelleador de $15 \times 15 \times 10 \text{ mm}^3$, C es simulada con un scorer de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ mientras que D es simulada con un scorer de $15 \times 15 \text{ mm}^2$, esto quiere decir que la configuración C permite estudiar como varía la resolución temporal intrínseca del centelleador cuando el área de detección no cubre toda el área del centelleador en contraste con la geometría D, en la cual el área de detección cubre por completo el área del centelleador. Es importante mencionar que si bien Geant4 puede simular áreas de detección de diferentes tamaños de acuerdo a las dimensiones del centelleador, en la práctica no existen fotomultiplicadores de tales dimensiones. Actualmente se comercializan tamaños de 1 mm, 3 mm y 6 mm [56], por lo que, si se desea cubrir el área de un centelleador de mayores dimensiones sería necesario utilizar un arreglo de SiPM's para lograr cubrir toda el área del centelleador, o en su defecto, utilizar un PMT el cual es de mayor tamaño, esto último es un aspecto a considerar en cuanto a operabilidad, costos y diseño, no obstante, ya que en este trabajo no se estudia la electrónica del sistema este aspecto no es relevante para caracterizar la resolución temporal intrínseca del centelleador. Además, también podemos comparar los resultados obtenidos con las geometrías B y D ya que estas utilizan un scorer que cubre toda el área del centelleador y ambas poseen un porcentaje de reflexión del 100%, de modo que es posible observar como el aumento en las dimensiones del centelleador influye en el camino óptico de los fotones y, por consiguiente, en la resolución temporal intrínseca. Lo anterior se debe tener en cuenta cuando se plantea su implementación en un equipo de PET, ya que al emplear centelleadores de mayor tamaño (como en la configuración D) sería necesaria una menor cantidad de cristales en el arreglo en comparación con los cristales de la configuración B, esta decisión se encuentra condicionada en gran medida por los valores obtenidos de resolución temporal intrínseca para cada una de las geometrías. Adicionalmente, es posible calcular y comparar la eficiencia de detección para partículas gamma de las geometrías simuladas con el propósito de tener una respuesta más concluyente con respecto a que geometría ofrece los mejores resultados, de esta forma no solo se considera la resolución temporal intrínseca sino también la cantidad de fotones detectados. Independientemente de la geometría del centelleador este fue posicionado en el origen del volumen madre, además, el haz incidente fue posicionado a 1 mm de distancia desde el centro del centelleador.



Figura 17. Geometría del arreglo experimental.

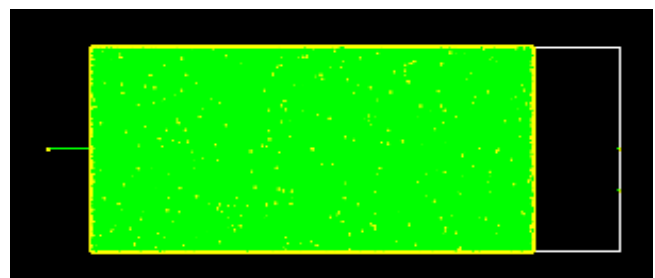


Figura 18. Interacción con el haz incidente.

Ahora que se ha detallado la geometría del arreglo experimental simulado, es importante explicar la metodología seguida en este trabajo de tesis, la misma se muestra en el siguiente apartado.

3.3. Metodología Empleada

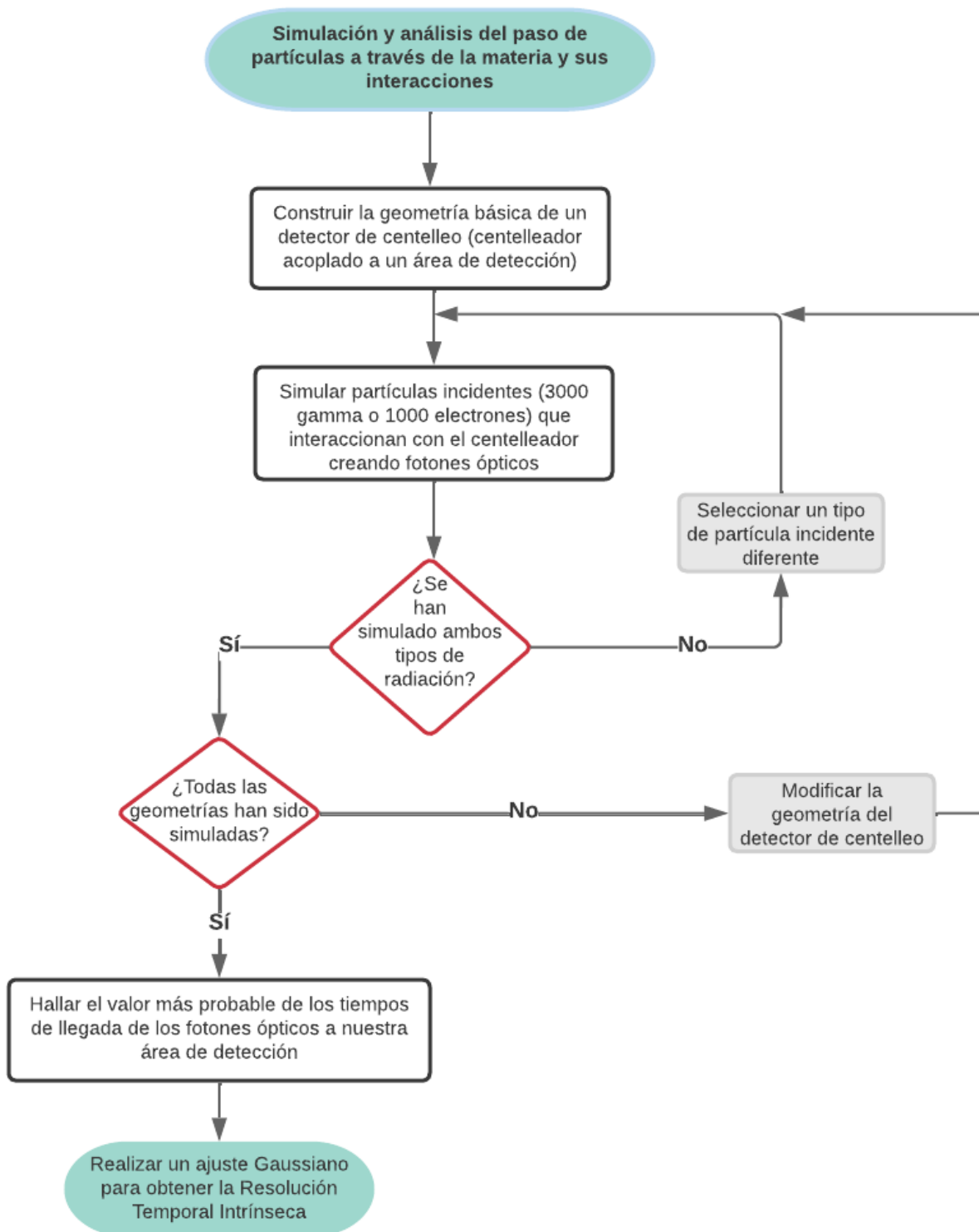


Figura 19. Diagrama de la metodología empleada.

Vale la pena describir con mayor claridad el tratamiento de datos expuesto en la *Figura 19*, ya que a partir de este obtenemos el valor de la resolución temporal intrínseca.

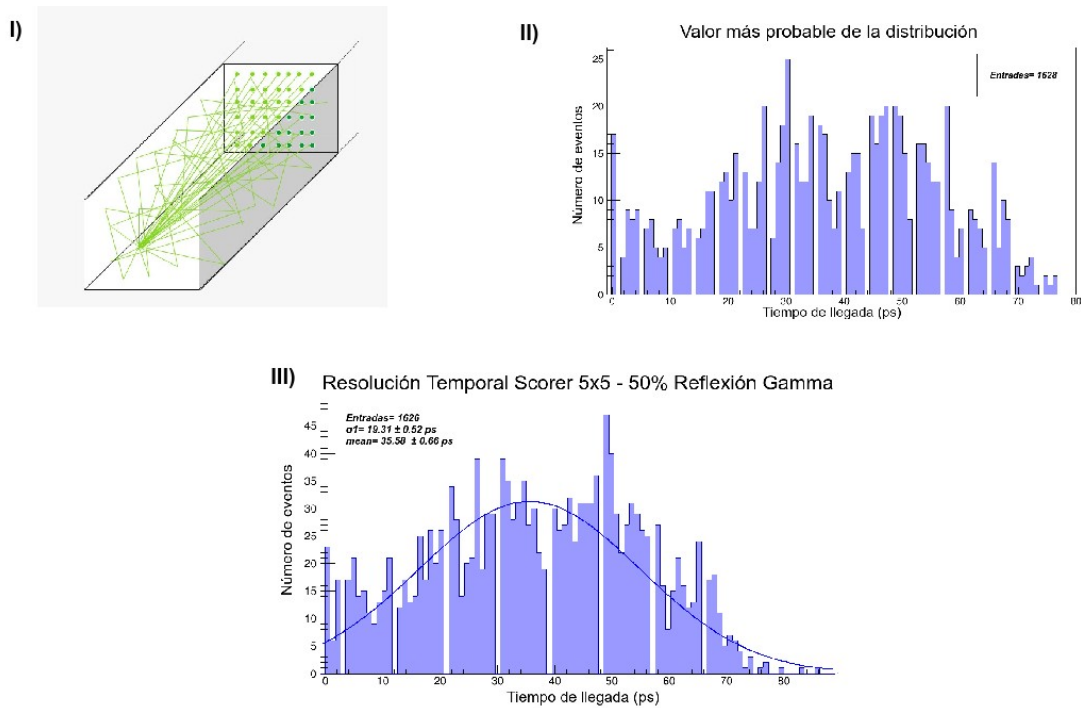


Figura 20. Fases del tratamiento de datos realizado.

Este tratamiento de datos se realiza de forma secuencial de la siguiente manera:

I) Al hacer incidir una partícula (gamma o electrón) esta interacciona con el centelleador provocando que se produzcan múltiples fotones ópticos, cada uno de estos tendrá un tiempo de vuelo en el centelleador hasta su llegada al scorer donde finalmente son detenidos y contabilizados.

II) A partir de los valores de los tiempos de vuelo de los fotones ópticos contabilizados para una partícula, se gráfica la distribución de estos y se obtiene el valor más probable, es decir, el tiempo de vuelo con mayor posibilidad de ocurrir. Este proceso se repite para todos los eventos simulados, de modo que se obtienen diferentes valores para cada una de las distribuciones correspondientes.

III) De forma similar al paso anterior se gráfica la distribución obtenida a partir de los valores más probables de los tiempos de vuelo de los fotones ópticos de todos los eventos, a esta se le realiza un ajuste Gaussiano dónde σ representa el valor de la resolución temporal intrínseca del centelleador.

Capítulo 4

Resultados

4.1. Análisis de las Resoluciones Temporales

Con el propósito de tener un mayor entendimiento sobre como interacciona el centelleador con la radiación incidente, se calculó la resolución temporal al considerar los eventos provenientes de los depósitos de mayor energía por parte de las partículas incidentes.

4.1.1. Análisis de la Resolución Temporal para Partículas Gamma

A continuación se muestran los ajustes realizados a los valores más probables calculados a partir de los tiempos de llegada obtenidos al simular partículas gamma como radiación incidente.

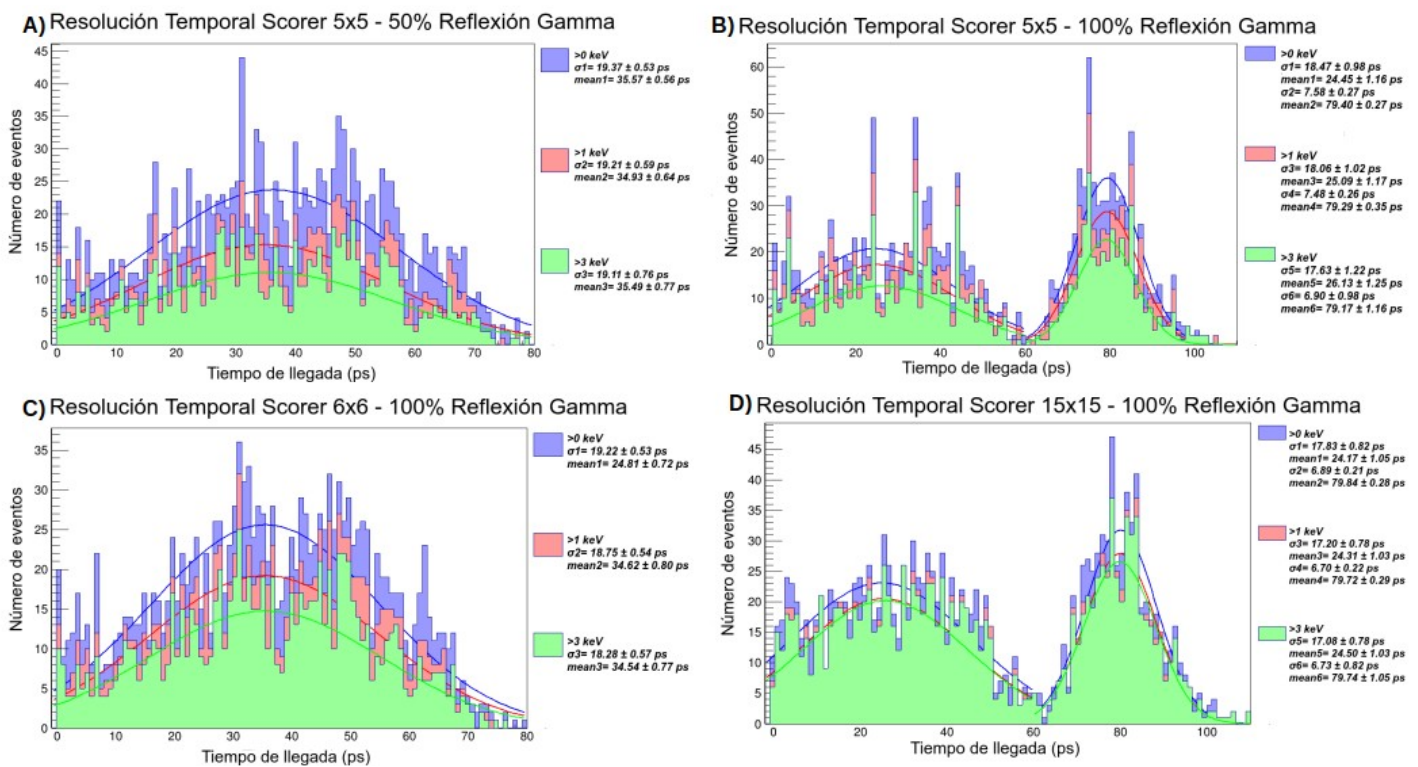


Figura 21. Ajuste de tipo gaussiano a la distribución de tiempo obtenida a partir de los valores más probables de los tiempos de vuelo de fotones ópticos producidos por partículas gamma.

Las distribuciones mostradas en la *Figura 21* se obtienen a partir de los valores más probables calculados a partir de las distribuciones de los tiempos de llegada de los fotones ópticos al scorer al simular partículas gamma como radiación incidente. Es posible observar que las distribuciones

correspondientes a las 4 geometrías presentan tiempos de llegada similares aunque existe una diferencia evidente puesto que, las distribuciones correspondientes a las geometrías B y D presentan más de un pico, lo cual indica que los fotones ópticos producidos por las partículas gamma durante la interacción con el centelleador inciden en grupos con una diferencia de tiempo entre sí. Las partículas gamma poseen un gran poder de penetración y ya que estas interaccionan mediante colisión, la partícula incidente puede recorrer una cierta distancia en el centelleador antes de colisionar, sin embargo, esta distancia no será la misma para todas las partículas incidentes provocando que se tengan grupos de fotones con diferentes tiempos de llegada. No obstante, aunque el lugar de colisión de la partícula gamma incidente es importante, no es el único factor determinante para la diferencia que existe entre los tiempos de llegada de los fotones ópticos, es por ello que se debe considerar la manera en que los fotones ópticos están incidiendo en el scorer, es decir, la dirección de estos al momento de llegar al scorer. Para poder tener un mayor entendimiento sobre la trayectoria de los fotones ópticos se han calculado los cosenos directores para cada una de las geometrías simuladas.

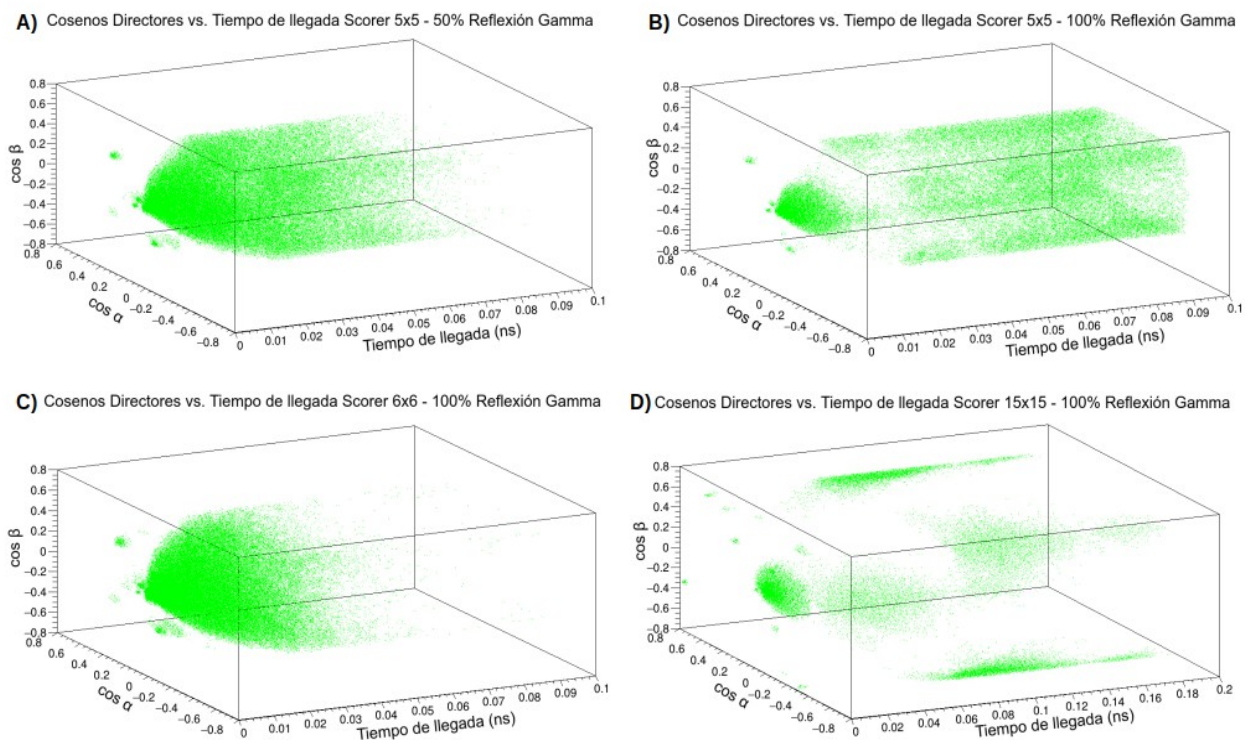


Figura 22. Cosenos Directores calculados contra los tiempos de llegada de los fotones ópticos producidos por partículas gamma.

En la *Figura 22* se comparan los cosenos directores α y β correspondientes a los ángulos de dirección con respecto a los ejes coordenados X y Y contra los tiempos de llegada de los fotones ópticos producidos por partículas gamma al scorer. Es posible observar que para los 4 geometrías un grupo de fotones ópticos son dirigidos hacia el centro del scorer, este grupo de fotones es el primero en incidir y se compone principalmente de fotones ópticos que llegan directamente al scorer sin reflexión. En el caso de las geometrías B y D es notoria la diferencia que existe entre los tiempos de llegada del primer grupo de fotones ópticos que llegan sin reflexión y el resto, más aún, en el caso de la geometría D existe una mayor diferencia en cuanto a las dirección de los fotones ópticos que inciden después del grupo de fotones sin reflexión, esto se debe a que el centelleador utilizado en la geometría D tiene un

área de $15 \times 15 \text{ mm}^2$ mientras que el de la geometría B es de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ provocando que la trayectoria óptica de los fotones sea diferente, es decir, con la geometría B los fotones producidos tendrán un mayor rebote entre las paredes del centelleador antes de ser dirigidos hacia el scorer, en cambio con la geometría D los fotones tendrán un menor rebote entre las paredes del centelleador por lo cual se aprecia una mayor diferencia en cuanto a las dirección con la que inciden los fotones con esta geometría. Es importante mencionar que con la geometría A comparte la misma área de centelleador y scorer con la geometría B siendo ambas de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, sin embargo, la geometría A posee un porcentaje de reflexión del 50% y esto provoca que una cantidad considerable de fotones ópticos no logren llegar al scorer ya sea que estos escapen del centelleador o sean absorbidos, es por ello que la distribución obtenida para esta geometría no presenta más de un pico ya que se compone principalmente de los fotones ópticos que inciden directamente sin reflexión y algunos cuantos con un número pequeño de rebotes en las paredes del centelleador. Por otra parte, la geometría C comparte la misma área de centelleador con la geometría D de $15 \times 15 \text{ mm}^2$, en cambio, presenta una diferencia considerable en el área del scorer, siendo de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ mientras que para D es de $15 \times 15 \text{ mm}^2$, esto último influye en la manera en que inciden los fotones en el scorer ya que al no cubrir toda el área del centelleador los fotones que no logren incidir en su primer intento continuarán rebotando en las paredes y serán absorbidos, es por ello que la cantidad de fotones ópticos detectados con la geometría C es menor que la cantidad de fotones detectados con D. Es necesario mencionar que la trayectoria óptica de los fotones producidos con la geometría C debe ser similar a la de los fotones producidos con la geometría D, sin embargo, ya que el scorer de C no cubre toda el área del centelleador solo los fotones dirigidos hacia el centro serán detectados, es por ello que la distribución correspondiente a la geometría C no presenta más de un pico, ya que esta se compone principalmente de fotones ópticos que inciden en el scorer directamente. Esto se puede apreciar con mayor detalle al considerar solo los cosenos directores tal y como se muestra en la *Figura 23*.

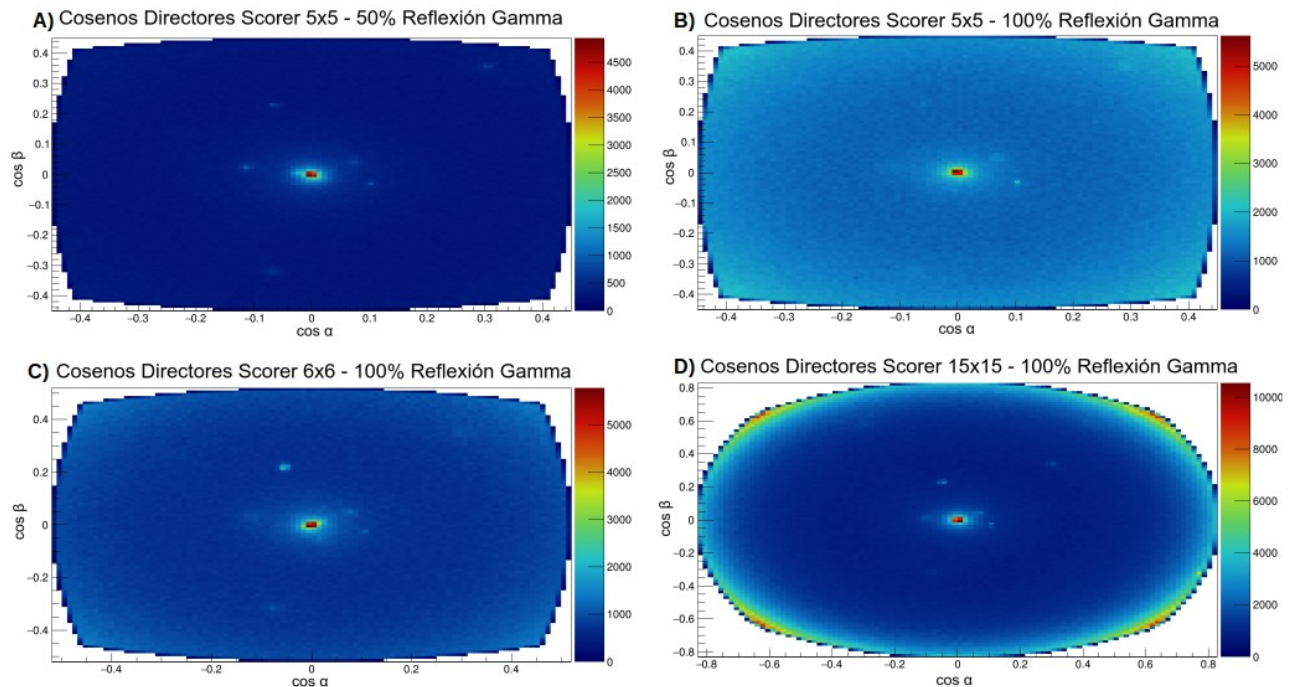


Figura 23. Distribución de los cosenos directores calculados para los fotones ópticos producidos por partículas gamma.

Se observa que en las 4 geometrías una cantidad considerable de fotones ópticos son dirigidos hacia el centro del scorer, este grupo de fotones son aquellos que inciden directamente sin reflexión, además de acuerdo a la geometría (área del centelleador y del scorer) la cantidad de fotones ópticos detectados será diferente, debido a esto en la *Figura 22* se tiene más de un pico detectado para las distribuciones correspondientes a las geometrías B y D, ya que se están considerando los tiempos de llegada de los fotones ópticos cuya trayectoria es directa y de los fotones cuya trayectoria se compone de rebotes en las paredes del centelleador, es importante mencionar que el primer pico de izquierda a derecha en las distribuciones de B y D es el que se considera para los cálculos realizados puesto que corresponde al primer grupo de fotones ópticos en llegar al scorer. Para los resultados obtenidos al simular partículas gamma se han calculado las resoluciones temporales correspondientes a los fotones provenientes de depósitos de energía mayores a 0 keV (color azul), mayores a 1 keV (color rojo) y mayores a 3 keV (color verde), estos valores se presentan en la *Tabla 6*.

Tabla 6. Resoluciones Temporales obtenidas al simular partículas gamma.

Dimensiones del centelleador (mm ³)	Dimensiones del Scorer (mm ³)	Porcentaje de reflexión (%)	Corte de energía (keV)	Resolución Temporal (ps)	Media (ps)
5x5x10	5x5x1	50	>0	19.37 ± 0.53	35.57 ± 0.56
			>1	19.21 ± 0.59	34.93 ± 0.64
			>3	19.11 ± 0.76	35.49 ± 0.77
5x5x10	5x5x1	100	>0	18.47 ± 0.98	24.45 ± 1.16
			>1	18.06 ± 1.02	25.09 ± 1.17
			>3	17.63 ± 1.22	26.13 ± 1.25
15x15x10	6x6x1	100	>0	19.22 ± 0.53	24.81 ± 0.72
			>1	18.75 ± 0.54	34.62 ± 0.80
			>3	18.28 ± 0.57	34.54 ± 0.77
15x15x10	15x15x1	100	>0	17.83 ± 0.82	24.17 ± 1.05
			>1	17.20 ± 0.78	24.31 ± 1.03
			>3	17.08 ± 0.78	24.50 ± 1.03

Se observa que los valores obtenidos para la resolución temporal no varían de manera considerable entre geometrías, no obstante, el valor más grande de resolución temporal se consigue con la geometría A mientras que el más corto se consigue con la geometría D, además se han obtenido las medias de los tiempos de vuelo de los fotones ópticos. Se destaca que el valor más alto de media se obtiene con la geometría A mientras que el más corto se consigue con la geometría D, lo cual tiene relación con el valor de resolución temporal intrínseca obtenido, sin embargo, entre las configuraciones B, C y D el valor de la media varía por unas cuantas décimas de picosegundo, al ser bastante próximos estos no podrían ser diferenciados por la electrónica del sistema pues actualmente no existe un equipo con tal margen de precisión. Otro aspecto a destacar es el hecho de que el valor de la resolución temporal disminuye a medida que aumenta el corte en la energía, esto indica que los eventos provenientes de las interacciones más energéticas son los primeros en llegar al scorer, lo anterior tiene sentido ya que corresponden a las primeras interacciones de las partículas gamma donde depositan la mayor parte de su energía, esta relación se mantiene para las cuatro geometrías. El hecho de que los tiempos de vuelo sean similares incluso con la diferencia en las dimensiones del centelleador para las geometrías A y B con respecto a C y D, 5x5x10 mm³ y 15x15x10 mm³ respectivamente, es una consecuencia del camino óptico de los fotones pues, al tener un menor tamaño el centelleador de 5x5x10 mm³ presenta un mayor

rebote en sus paredes y esto compensa los tiempos de vuelo en el centelleador de $15 \times 15 \times 10 \text{ mm}^3$ ya que al ser de mayores dimensiones los fotones tienen un menor rebote entre sus paredes incluso si recorren una mayor distancia. En general, con las geometrías B y D se consiguen valores más cortos de resolución temporal que con las geometrías A y C, sin embargo, debido a la proximidad de estos valores y de los tiempos de vuelo es necesario considerar otros resultados obtenidos del estudio para poder determinar que geometría resulta óptima para su incorporación en un equipo de tipo PET.

4.1.2. Análisis de la Resolución Temporal para Electrones

A continuación se muestran los ajustes realizados a los valores más probables calculados a partir de los tiempos de llegada obtenidos al simular electrones como radiación incidente.

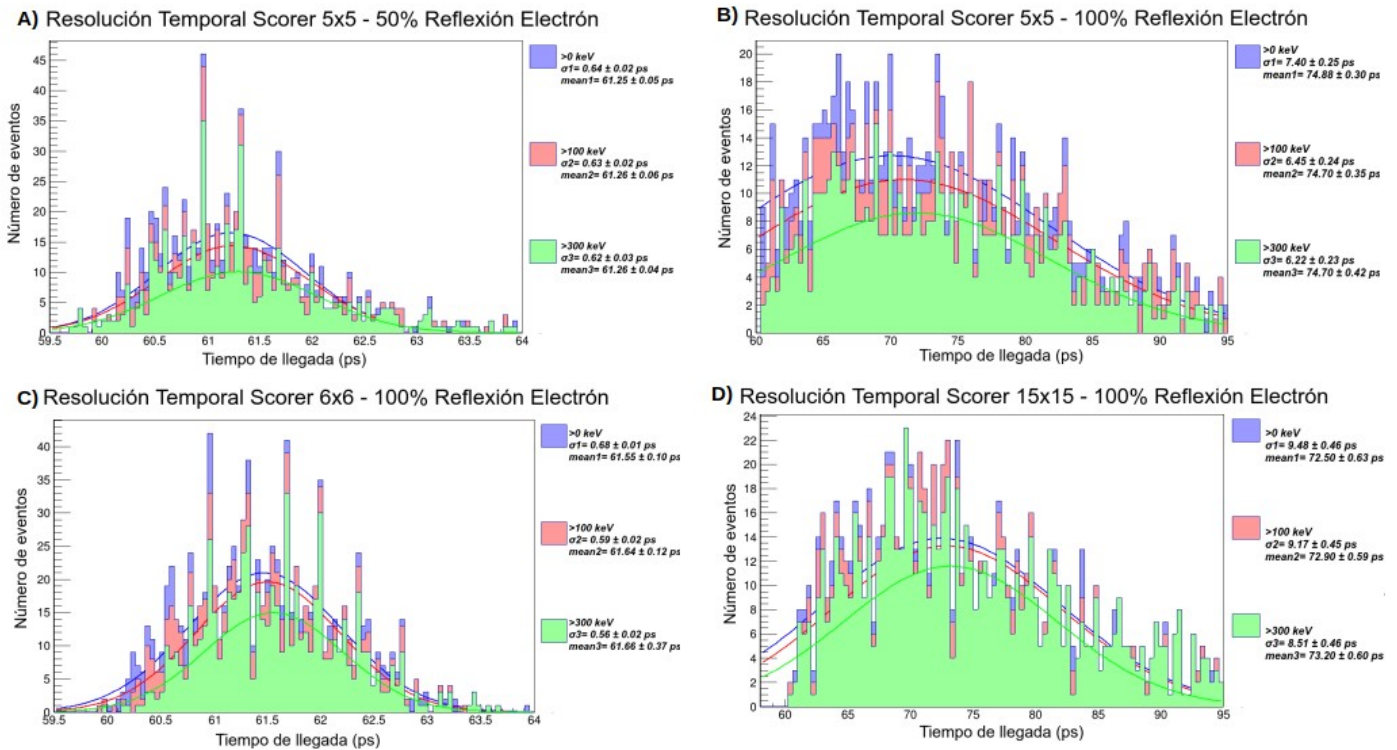


Figura 24. Ajuste de tipo gaussiano a la distribución de tiempo obtenida a partir de los valores más probables de los tiempos de vuelo de fotones ópticos producidos por electrones.

Las distribuciones mostradas en la *Figura 24* se obtienen a partir de los valores más probables calculados a partir de las distribuciones de los tiempos de llegada de los fotones ópticos al scorer al simular electrones como radiación incidente. Es posible observar que a diferencia de lo que ocurre con las partículas gamma, las distribuciones obtenidas al simular electrones no presentan más de un pico, esto se encuentra directamente relacionado con las propiedades del electrón ya que este es una partícula con carga y masa por lo que tiene una mayor probabilidad de interactuar con el centelleador y, en consecuencia, produce una mayor cantidad de fotones ópticos. Además, los tiempos de llegada de los fotones producidos por electrones son mayores que los tiempos de llegada de los fotones producidos por gamma, esto indica que los electrones no recorren una gran distancia en el centelleador antes de comenzar a depositar su energía, esto implica que los fotones ópticos producidos por los electrones

recorren una mayor trayectoria. De igual manera se observa que los tiempos de llegada son similares entre las geometrías A y C y entre las geometrías B y D, lo cual es debido a las dimensiones de los centelleadores, pues el rebote en las paredes del centelleador de $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$ es mayor que el rebote en las paredes del centelleador de $15 \times 15 \times 10 \text{ mm}^3$ provocando que el camino óptico ocurra en un intervalo de tiempo similar por lo que los tiempos de llegada al scorer son similares. No obstante, se debe tomar en cuenta que los tiempos de llegada conseguidos con las geometrías A y C varían con respecto a los conseguidos con las geometrías B y D, al ser partículas con una mayor probabilidad de interacción los electrones generan una mayor cantidad de fotones ópticos con respecto a las partículas gamma, es por ello que con la geometría A en la que se tiene un 50% de reflexión existe la posibilidad de que una mayor cantidad de fotones ópticos escapen sin lograr incidir en el scorer mientras que, para la geometría C en la que el scorer no cubre toda el área del centelleador los fotones que no logren incidir pueden ser absorbidos en el centelleador, reduciendo de esta manera los tiempos de llegada a considerar. Para poder tener un mayor entendimiento sobre la manera en que los fotones ópticos están llegando al scorer se han calculado los cosenos directores para cada una de las geometrías simuladas.

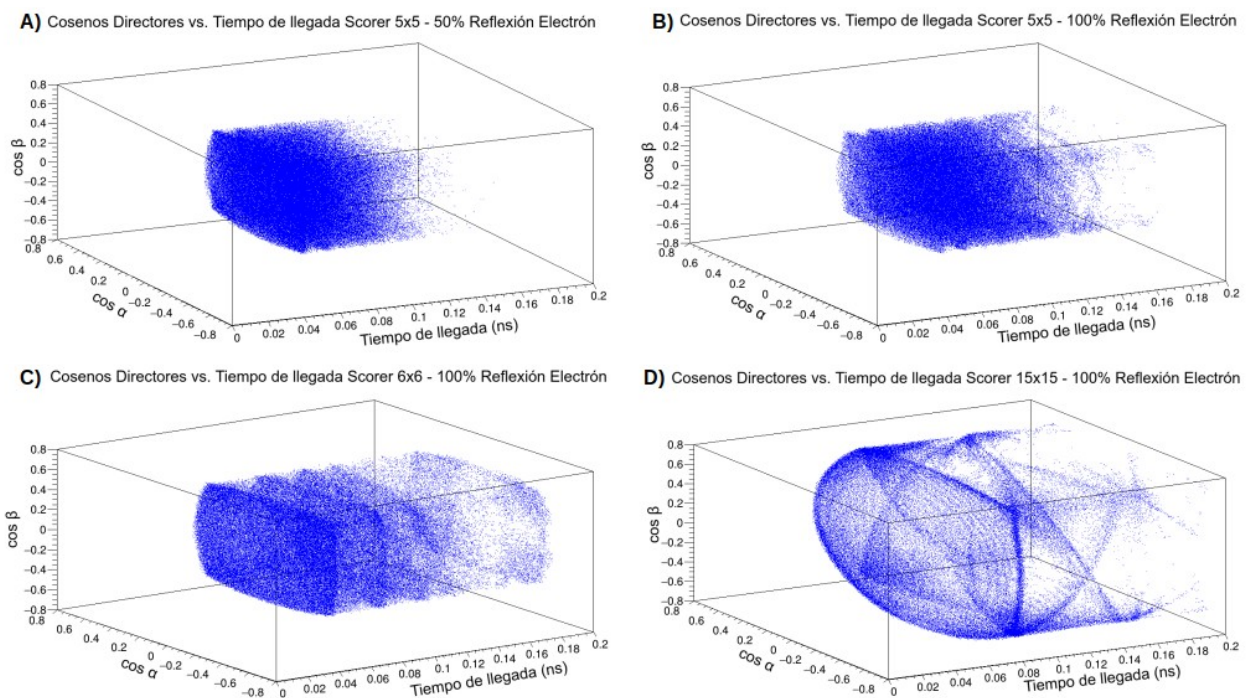


Figura 25. Cosenos Directores calculados contra los tiempos de llegada de los fotones ópticos producidos por electrones.

En la *Figura 25* se comparan los cosenos directores α y β correspondientes a los ángulos de dirección con respecto a los ejes coordenados X y Y contra los tiempos de llegada de los fotones ópticos producidos por electrones al scorer. Se observa que en las 4 geometrías los fotones ópticos no son dirigidos únicamente hacia el centro del scorer, en cambio estos inciden en diferentes puntos de interacción alrededor de este, ya que los electrones poseen una mayor probabilidad de interactuar que las partículas gamma estos generan una mayor cantidad de fotones ópticos que logran incidir en el scorer, es por ello que no se percibe una diferencia considerable entre los tiempos de llegada de estos, tal es el caso que incluso si un grupo de fotones logra incidir sin reflexión este no se percibe de manera tan clara como en el caso de las partículas gamma. Para las geometrías A y B los fotones ópticos

presentan un comportamiento similar en la manera en que estos son dirigidos, sin embargo, aunque ambas poseen las mismas dimensiones (área del scorer y del centelleador), el porcentaje de reflexión en A es del 50% por lo que una gran cantidad de fotones ópticos escapan del centelleador antes de lograr incidir en el scorer, considerando entonces una cantidad mucho menor de fotones ópticos. Por otro lado, para las geometrías C y D se percibe una mayor diferencia en la manera en que inciden los fotones ópticos, ambas geometrías utilizan un centelleador de $15 \times 15 \text{ mm}^2$, sin embargo, C emplea un scorer de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ que no logra cubrir toda el área del centelleador, es por ello que los fotones que logran incidir tienen direcciones similares entre ellos y por la estadística generada inciden con tiempos de llegada cercanos, a diferencia de los fotones producidos por partículas gamma donde los fotones sin reflexión presentan una diferencia notable en sus tiempos de llegada. En cambio, para la geometría D los fotones inciden de diferente manera, en esta geometría el scorer cubre toda el área del centelleador por lo que una mayor cantidad de fotones ópticos logran incidir en diferentes puntos de interacción. Además, como se mencionó anteriormente el rebote en las paredes del centelleador de $15 \times 15 \text{ mm}^2$ es menor que el rebote en las paredes del centelleador de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, no obstante, la cantidad de fotones producidos por electrones es mucho mayor que la cantidad de fotones producidos por partículas gamma, es por ello que con la geometría D los fotones logran incidir en una mayor cantidad de puntos de interacción en el scorer que con la geometría B. Esto se puede apreciar con mayor detalle al considerar solo los cosenos directores tal y como se muestra en la *Figura 26*.

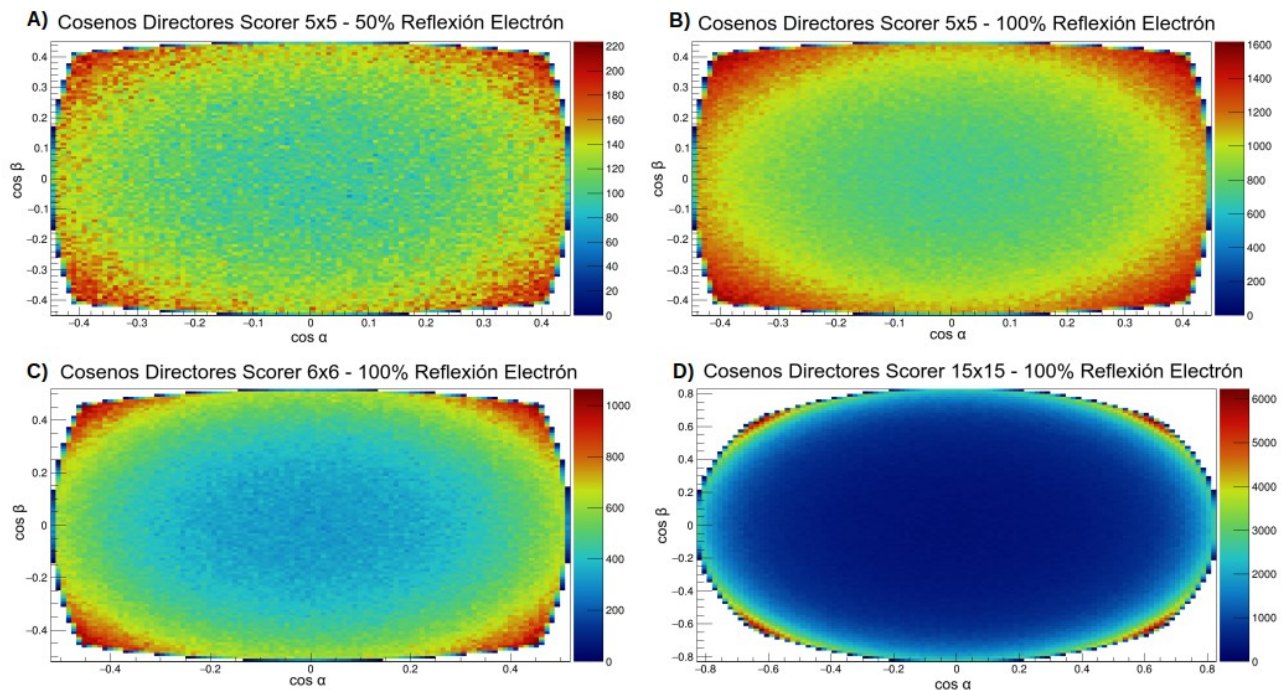


Figura 26. Distribución de los cosenos directores calculados para los fotones ópticos producidos por electrones.

Se observa que la distribución de los fotones ópticos producidos por electrones que inciden en el scorer no se concentra de la misma manera que para las partículas gamma, esta cubre una mayor superficie en el área del scorer de modo que si un grupo de fotones incide sin reflexión este no es lo suficientemente grande como para distinguirse del resto de fotones, motivo por el cual no se percibe más de un pico en las distribuciones de la *Figura 24* sin importar la geometría utilizada. Esto resulta aún más evidente

para la geometría D donde la concentración de fotones ópticos se encuentra más dispersa ya que los fotones ópticos tienen la posibilidad de incidir en un rango más amplio en el área del scorer. Para los resultados obtenidos al simular electrones se han calculado las resoluciones temporales correspondientes a los fotones provenientes de depósitos de energía mayores a 0 keV (color azul), mayores a 100 keV (color rojo) y mayores a 300 keV (color verde). Es importante mencionar que para este tipo de radiación incidente es posible considerar depósitos de energía más grandes en comparación con los depósitos de energía de las partículas gamma, esto se debe a que los electrones poseen masa por lo que tienen una mayor probabilidad de interactuar con el centelleador y ser completamente absorbidos. En la Tabla 7 se muestran los valores de las resoluciones temporales intrínsecas obtenidas para electrones con las diferentes geometrías y los cortes en la energía realizados.

Tabla 7. Resoluciones Temporales obtenidas al simular electrones.

Dimensiones del centelleador (mm ³)	Dimensiones del Scorer (mm ³)	Porcentaje de forrado (%)	Corte de energía (keV)	Resolución Temporal (ps)	Media (ps)
5x5x10	5x5x1	50	>0	0.64 ± 0.02	61.25 ± 0.05
			>100	0.63 ± 0.02	61.26 ± 0.06
			>300	0.62 ± 0.03	61.26 ± 0.04
5x5x10	5x5x1	100	>0	7.40 ± 0.25	74.88 ± 0.30
			>100	6.45 ± 0.24	74.70 ± 0.35
			>300	6.22 ± 0.23	74.70 ± 0.42
15x15x10	6x6x1	100	>0	0.68 ± 0.01	61.55 ± 0.10
			>100	0.59 ± 0.02	61.64 ± 0.12
			>300	0.56 ± 0.02	61.66 ± 0.37
15x15x10	15x15x1	100	>0	9.48 ± 0.46	72.50 ± 0.63
			>100	9.17 ± 0.45	72.90 ± 0.59
			>300	8.51 ± 0.46	73.20 ± 0.60

Se observa que el valor más corto de resolución temporal intrínseca se consigue con la geometría A mientras que el más grande se consigue con la geometría D, de igual manera se han obtenido las medias de los tiempos de vuelo de los fotones ópticos para todas las geometrías. Es importante mencionar que los valores de resolución temporal obtenidos para las geometrías A y C varían considerablemente con respecto a las geometrías B y D, igualmente existe una diferencia notoria en cuanto a la media de los tiempos de vuelo, siendo esta de al menos 10 ps entre las geometrías A y C con respecto a B y D, esto se debe a que los electrones a diferencia de las partículas gamma pueden interactuar de diferentes maneras produciendo una mayor cantidad de fotones ópticos, sin embargo, debido a la geometría del centelleador puede ocurrir que los fotones escapen o sean absorbidos, provocando que la estadística considerada sea diferente para cada configuración simulada. Al igual que sucede con los valores de resolución temporal intrínseca al simular partículas gamma, es posible observar que el valor de la resolución temporal disminuye a medida que aumenta el corte en la energía depositada, por lo tanto, los eventos provenientes de los depósitos de mayor energía tienen un valor más corto de resolución temporal ya que son los primeros en llegar al scorer. A diferencia de las partículas gamma, los electrones pueden tener múltiples interacciones debido a sus propiedades, sin embargo, sus primeras interacciones serán las más energéticas es por ello que los fotones generados en estas son los primeros en ser creados y, en consecuencia, los primeros en llegar al scorer. En general, los valores de resolución temporal intrínseca obtenidos al simular electrones son menores con respecto

a los valores obtenidos al simular partículas gamma, lo cual indica que el centelleador en general detecta los electrones con mayor facilidad que las partículas gamma, algo que resulta lógico debido a las propiedades del electrón, en cambio debido a que el electrón produce una mayor cantidad de fotones ópticos y por lo tanto, una mayor estadística, las medias de los tiempos de vuelo de los fotones creados a partir de electrones son mayores a las medias de los tiempos de vuelo de los fotones creados a partir de partículas gamma.

4.2. Análisis General de la Resolución Temporal Intrínseca de acuerdo a la geometría

En la *Figura 25* se presenta el análisis de los resultados obtenidos de la resolución temporal intrínseca para las diferentes geometrías y los diferentes tipos de radiación incidente.

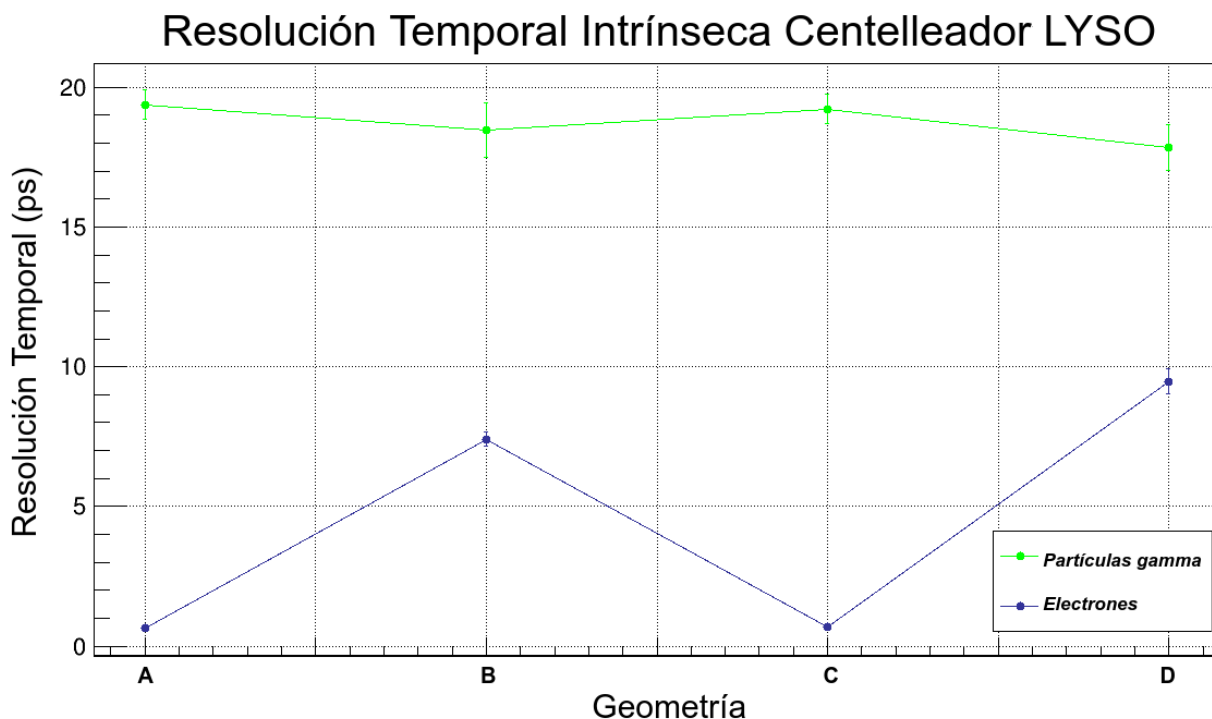


Figura 27. Análisis general de la resolución temporal intrínseca de acuerdo a la geometría y tipo de partícula incidente para el centelleador LYSO.

En la *Figura 27* se muestra que independientemente de la geometría utilizada, los valores de la resolución temporal intrínseca al simular electrones son menores que los obtenidos al simular partículas gamma, lo cual indica que las propiedades de la partícula incidente influyen en el valor de la resolución temporal intrínseca. Las partículas gamma no poseen masa y son altamente penetrantes por que lo pueden recorrer una cierta distancia en el centelleador antes de interactuar y depositar energía, en cambio, los electrones son partículas con masa y carga, por lo tanto poseen una mayor probabilidad de interactuar con el centelleador, es así que el electrón requiere un menor periodo de tiempo para depositar energía en el centelleador, del mismo modo es por ello que los fotones ópticos producidos por electrones poseen una media de tiempo de vuelo mayor que los fotones producidos por partículas gamma, ya que como los electrones requieren un menor periodo de tiempo para interactuar también requieren un menor periodo de tiempo para producir fotones ópticos que las partículas gamma, debido

a esto el camino óptico que recorren los fotones producidos por electrones es mayor que el camino óptico que recorren las partículas gamma, sin embargo, en general se requiere una menor cantidad de tiempo para detectar y procesar electrones que para partículas gamma. Además, se observa que los valores de resolución temporal para partículas gamma no varían demasiado unos con otros a pesar del cambio en la geometría, esto se debe en parte a la estadística generada por las partículas gamma pero en mayor medida es una consecuencia de las propiedades de la partícula y de su poder de penetración en el centelleador, en cambio, el valor de la resolución temporal para electrones se ven fuertemente influenciados por la geometría utilizada, al igual que como sucede con las partículas gamma esto se debe en su mayoría a las propiedades del electrón y a la estadística que genera. A partir de este análisis se puede afirmar que es posible diferenciar entre la llegada de partículas gamma y electrones, ya que existe una diferencia de al menos 8 ps entre ambas partículas para las geometrías B y D, e incluso una mayor diferencia entre las resoluciones temporales de ambas partículas para las geometrías C y D.

4.2.1. Análisis Individual de la Resolución Temporal Intrínseca para partículas gamma y electrones

A continuación se presentan los análisis individuales de los valores de resolución temporal intrínseca obtenidos para partículas gamma y electrones de acuerdo a la geometría al considerar los cortes en la energía depositada.

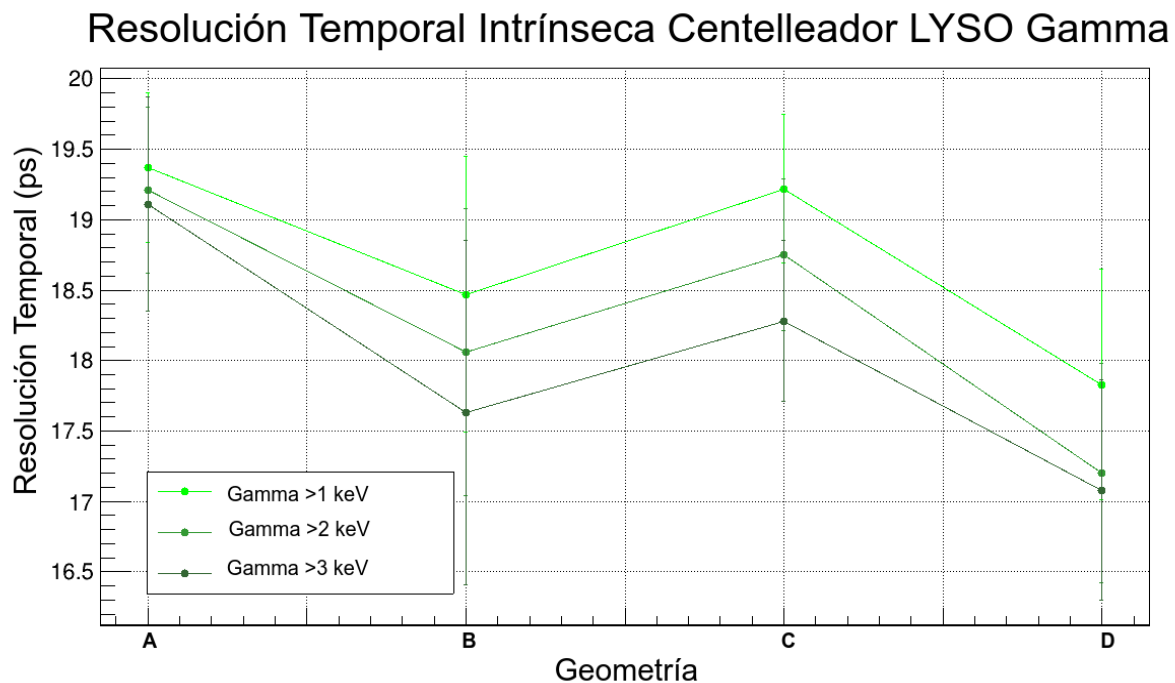


Figura 28. Análisis individual de la resolución temporal intrínseca de acuerdo a la geometría para partículas gamma.

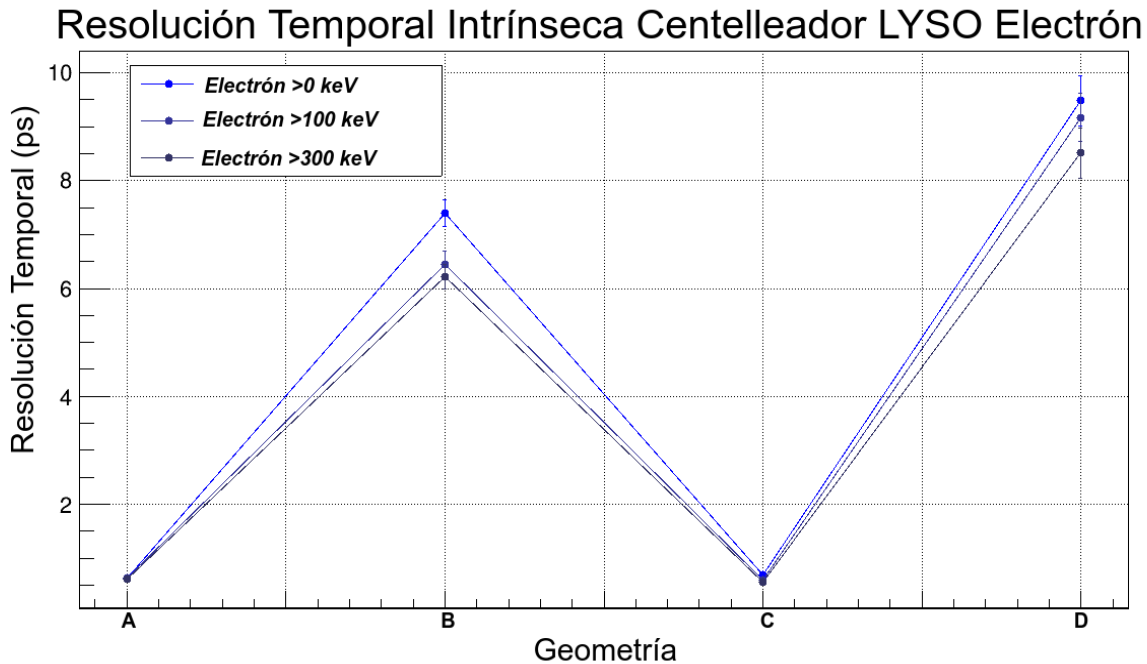


Figura 29. Análisis individual de la resolución temporal intrínseca de acuerdo a la geometría para electrones.

El análisis individual de la resolución temporal por geometría resulta bastante similar al análisis general en cuanto a la manera en que la geometría (tamaño del centelleador, tamaño del scorer y porcentaje de reflexión) influye en el valor de la resolución temporal, no obstante, en la *Figura 28* y en la *Figura 29* se observa que el valor de la resolución temporal disminuye a medida que aumenta el corte en la energía, esta relación se mantiene para ambas partículas sin importar la geometría utilizada, lo cual implica que, aunque un electrón posee una mayor probabilidad de interacción que una partícula gamma ambas depositan la mayor parte de su energía en sus primeras interacciones y, por lo tanto, los fotones producidos en estas interacciones son los primeros en ser creados y, en consecuencia, los primeros en llegar al scorer. Además, es posible observar que los valores de resolución temporal más cortos se consiguen con las geometrías B y D para partículas gamma, siendo de 18.47 y 17.83 respectivamente, contra los valores de 19.37 y 19.22 obtenidos con las geometrías A y C, esto sugiera que con la geometría D se consigue el mejor valor de resolución temporal intrínseca para un centelleador LYSO, sin embargo, ya que la diferencia entre el valor más grande y el más pequeño (A y D) no excede los 2 ps resulta conveniente analizar otros resultados para poder determinar si D es la geometría óptima para su implementación en un equipo de PET.

4.3. Análisis de la Eficiencia de Detección

Ya que se ha realizado el análisis de la resolución temporal intrínseca del centelleador para los diferentes tipos de radiación incidente con cada una de las geometrías propuestas, es momento de enfocarse en la eficiencia de detección del centelleador con los diferentes tamaños de scorer utilizados. Este resultado se extiende más allá de los objetivos planteados para este trabajo de tesis, no obstante, resultará de gran utilidad si se plantea utilizar alguna de las geometrías propuestas en algún equipo de tipo PET pues se tendrá un estudio más completo.

4.3.1. Fotones generados a partir de la energía depositada

Durante el análisis de la resolución temporal intrínseca se mencionó que las partículas gamma y los electrones producen una cantidad diferente de fotones ópticos al interactuar con el centelleador, más aún, al realizar los cortes en la energía para calcular la resolución temporal se observó que por las propiedades de cada partícula y la manera en que interactúan ambas tienen diferentes depósitos de energía, siendo mayor la energía depositada por electrones que por partículas gamma. Además, en cada simulación se produce una cantidad similar de fotones ópticos correspondientes a la partícula incidente, no obstante debido a la geometría simulada la cantidad de fotones que serán detectados puede variar, por lo que con ciertas geometrías se detecta una mayor cantidad de fotones que con otras. Este es un aspecto relevante a considerar cuando se desea emplear un detector de centelleo en un equipo de tipo PET, pues el propósito de conseguir una resolución temporal intrínseca pequeña es que se logre contabilizar una gran cantidad de fotones ópticos en un corto periodo de tiempo, por este motivo se debe tomar en consideración el periodo de tiempo comprendido desde que el evento incide en el centelleador hasta que los fotones ópticos logran llegar al área de detección, sin embargo, el tener un valor pequeño de resolución temporal pierde relevancia si la tasa de conteo de fotones se ve disminuida como consecuencia de la geometría del detector, es por ello que se debe analizar la cantidad de fotones ópticos que se logran detectar con cada geometría a partir de la energía depositada por la partícula incidente en el centelleador. A continuación se presentan los fotones detectados por el scorer a partir de la energía depositada por partículas gamma (color verde) y electrones (color azul).

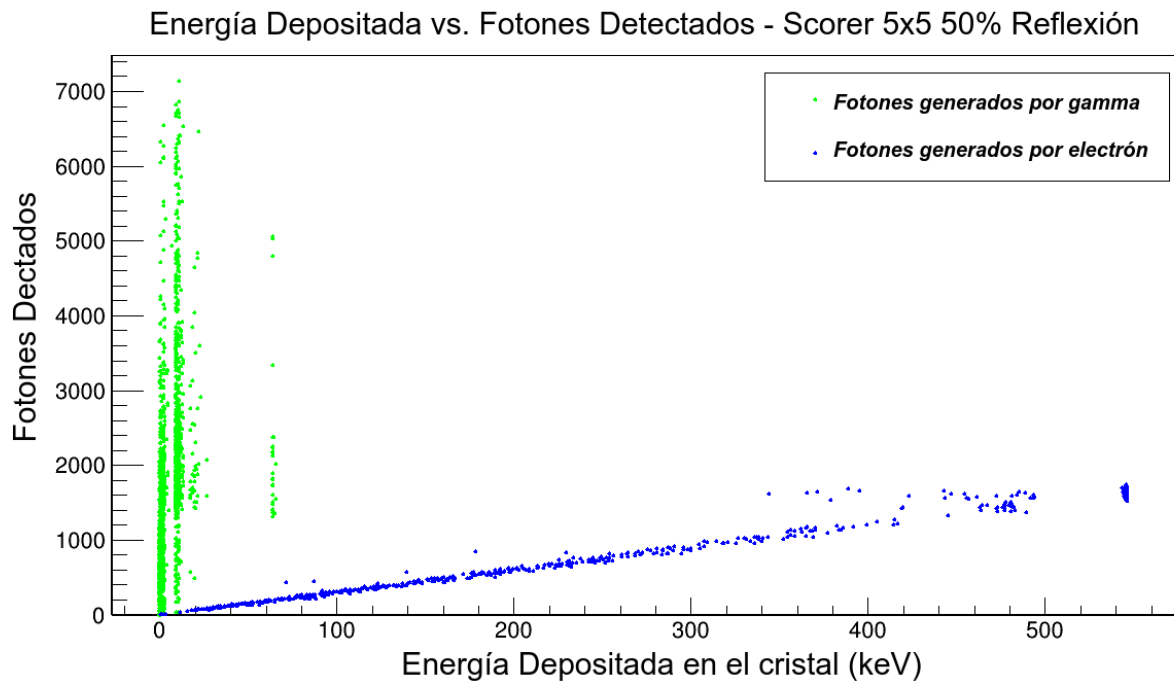


Figura 30. Fotones detectados por el scorer con la geometría A.

Energía Depositada vs. Fotones Detectados - Scorer 5x5 100% Reflexión

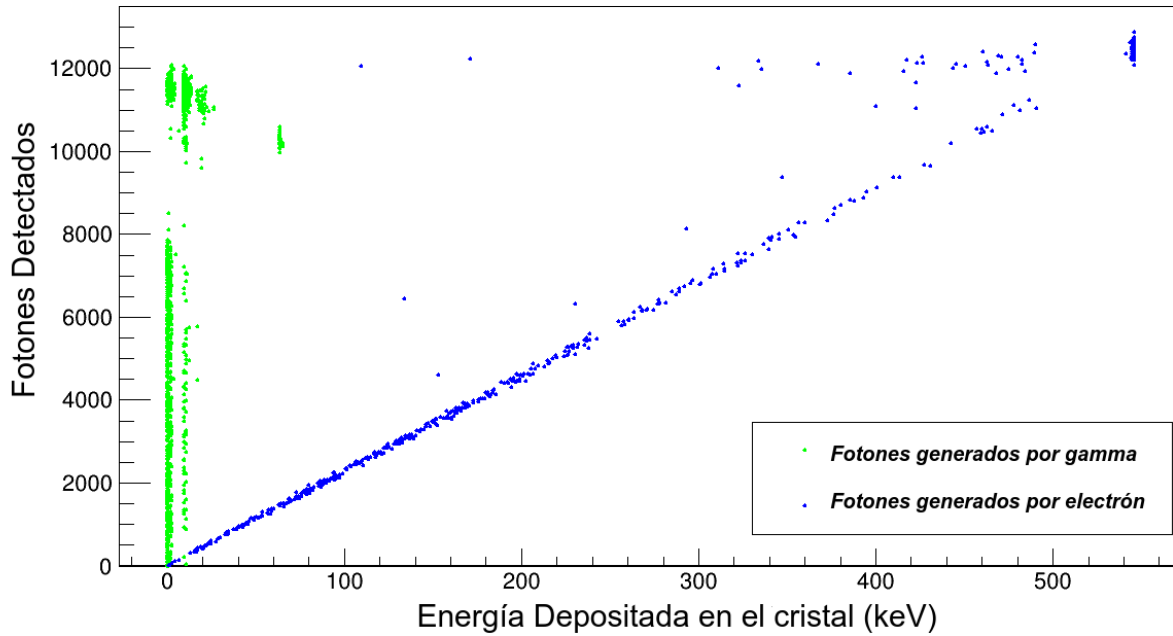


Figura 31. Fotones detectados por el scorer con la geometría B.

Energía Depositada vs. Fotones Detectados - Scorer 6x6 100% Reflexión

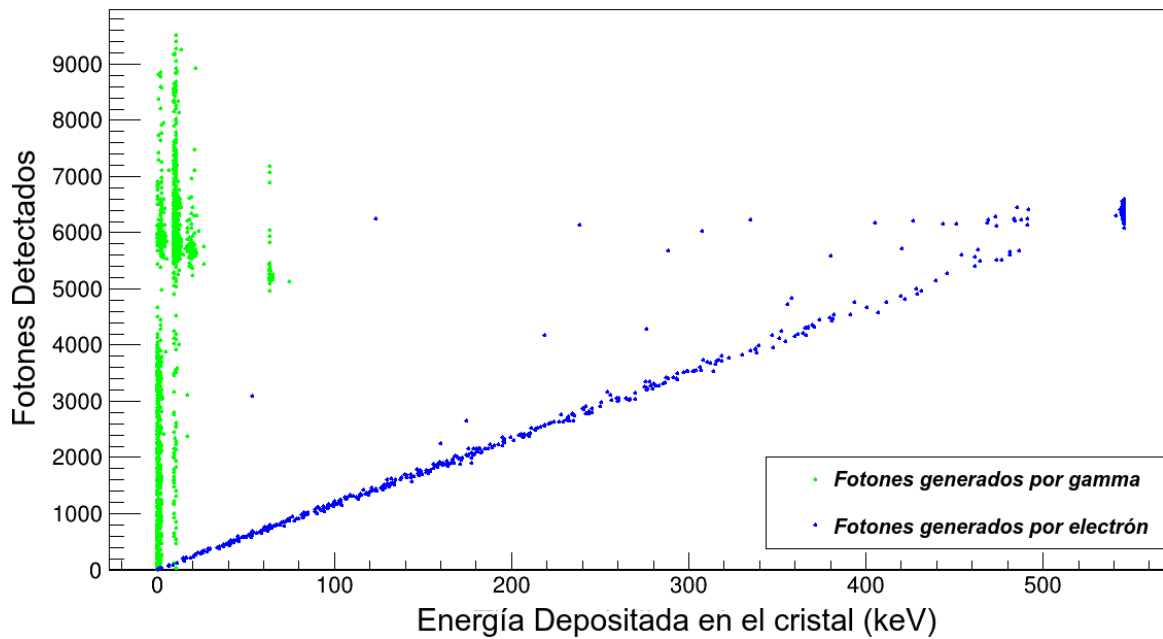


Figura 32. Fotones detectados por el scorer con la geometría C.

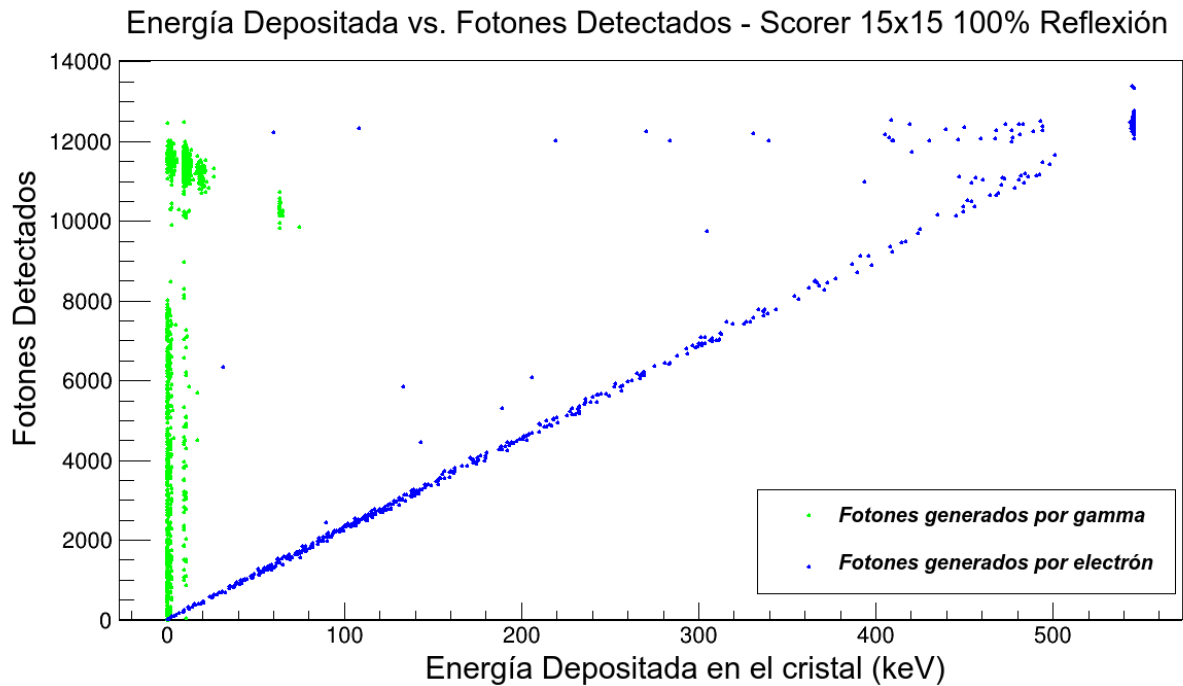


Figura 33. Fotones detectados por el scorer con la geometría D.

En las Figuras 30, 31, 32 y 33 se compara la cantidad de fotones detectados contra la energía depositada por la partícula incidente (partículas gamma y electrones), se observa que los electrones realizan depósitos de energía mayores que las partículas gamma, más aún, las partículas gamma realizan depósitos menores a 100 keV mientras que los electrones pueden realizar depósitos de más de 500 keV lo que implica que un electrón puede depositar toda su energía en el centelleador. La cantidad de fotones producidos es proporcional a la energía depositada por la partícula incidente, entre mayor sea el depósito de energía mayor será la cantidad de fotones producidos, no obstante, la cantidad de fotones detectados se ve determinada por la geometría del detector y no por las propiedades de la partícula, es por esto que la cantidad de fotones detectados es diferente para cada configuración, debido a esto con la geometría B se logran detectar una mayor cantidad de fotones que con la geometría A a pesar de que ambas emplean el centelleador de $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$, sin embargo, el porcentaje de reflexión de 50% disminuye la cantidad de fotones que logran incidir en el scorer ya que muchos de estos logran escapar del centelleador. Por otro lado, la cantidad de fotones detectados con la geometría C es menor con respecto a la cantidad de fotones detectados con la geometría D, aunque ambas emplean el centelleador de $15 \times 15 \times 10 \text{ mm}^3$, se debe tener en cuenta que en la geometría C se utiliza un scorer de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ el cual no logra cubrir toda el área del centelleador, esto provoca que los fotones que no logran incidir en el scorer sean absorbidos en el centelleador disminuyendo así la cantidad de fotones detectados. Además, se observa que con la geometría C se detecta una mayor cantidad de fotones que con la geometría A, lo anterior tiene sentido ya que el scorer que utiliza la geometría C de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ es mayor que el utilizado en la geometría A de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, además de que la geometría C posee un porcentaje de reflexión del 100% lo cual implica que los fotones no escapan del centelleador como sucede con la geometría A, en cambio, se observa que con la geometría B en la que se utiliza también un scorer de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ se logra detectar una mayor cantidad de fotones ópticos que con la geometría C, esto es así debido a que, aunque la geometría B se compone de un centelleador y scorer de menor tamaño que los empleados en la geometría C, el scorer cubre toda el área de detección del centelleador de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ mientras que para la geometría C esto no sucede. Tanto B como C poseen el mismo

porcentaje de reflexión por lo tanto, el hecho de que el área del centelleador se encuentre completamente cubierta es un factor determinante para conseguir detectar una mayor cantidad de fotones. Además, con la geometría D se logra detectar una mayor cantidad de fotones que con la geometría B, en este caso, ambas geometrías poseen un porcentaje de reflexión del 100% y el área del centelleador se encuentra completamente cubierta por el scorer, sin embargo, ya que B utiliza un centelleador de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ y D un centelleador de $15 \times 15 \text{ mm}^2$, resulta evidente que D tiene una mayor área de detección por lo que resulta lógico que con esta geometría se logre detectar una mayor cantidad de fotones. Es importante mencionar que la cantidad de fotones detectados con cada geometría es del mismo orden de magnitud, no obstante, con la geometría A se detectó la menor cantidad de fotones ópticos de las cuatro geometrías mientras que con D se logró detectar la mayor cantidad, esto se debe tener en cuenta cuando se selecciona un centelleador para su uso clínico en un sistema de detección de PET.

4.3.2. Eficiencia de detección por Scorer

Cuando se diseña un sistema para estudios de tipo PET se busca que los detectores de centelleo empleados tengan una resolución temporal intrínseca pequeña y una eficiencia de detección alta, de esta forma se garantiza una tasa de conteo de fotones ópticos alta en un corto periodo de tiempo, logrando así una buena estadística y evitando así la necesidad de repetir el estudio que, al utilizar radiación puede resultar dañino para el paciente. Para este trabajo de tesis se ha calculado la eficiencia de detección (como se definió en el apartado 2.3.1. *Características Generales de un Detector de Radiación*) con partículas gamma para todos los eventos simulados con las geometrías A, B, C y D, esto con el propósito de observar que tan eficientes son las geometrías propuestas para detectar partículas gamma. Vale la pena mencionar que esta eficiencia es individual y no representa la eficiencia de detección total de un sistema PET, las eficiencias calculadas se muestran en la *Figura 34*.

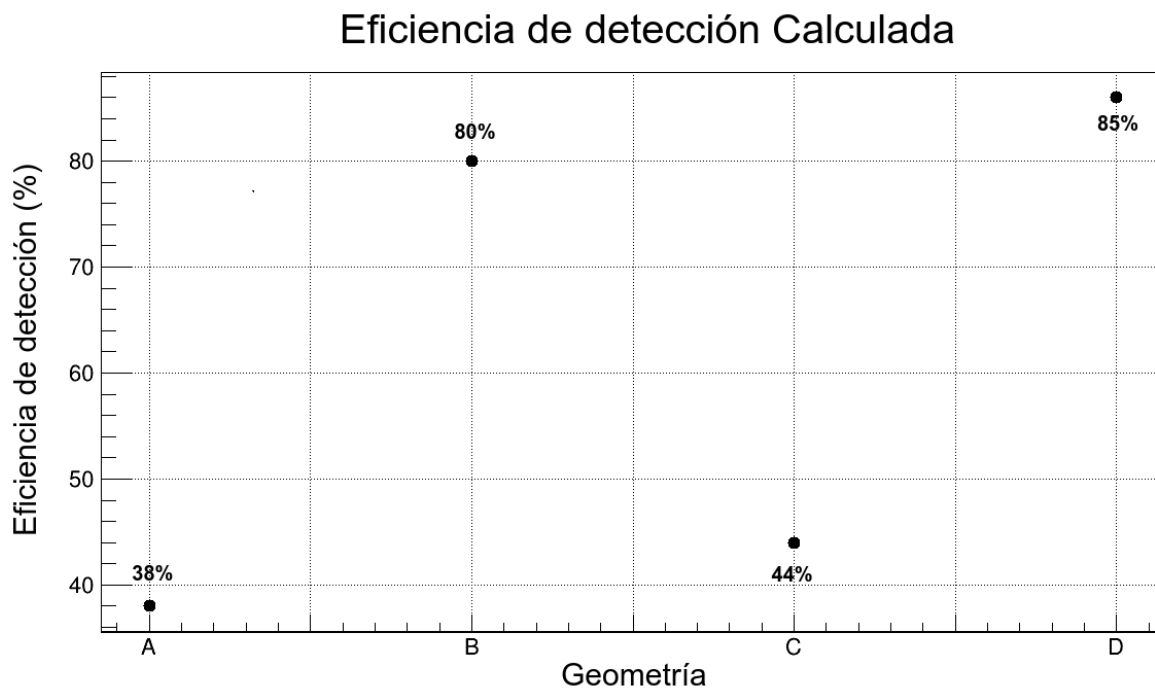


Figura 34. Eficiencia de detección calculada para cada geometría.

Se observa que con la geometría D, la cual se compone del centelleador de $15 \times 15 \text{ mm}^2$ acoplado al scorer de $15 \times 15 \text{ mm}^2$, se consigue la mayor eficiencia de detección de las 4 geometrías siendo esta del 85%, vale la pena mencionar que esta eficiencia se consigue solo si el área del centelleador se encuentra completamente cubierta, si esto no es así el valor de la eficiencia de detección se verá disminuida considerablemente tal y como se observa para la geometría C, la cual emplea un centelleador del mismo tamaño pero acoplado a un scorer de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, pues con esta se consigue una eficiencia de detección del 44%. Además, para la geometría B se obtiene una eficiencia de detección del 80% siendo esta ligeramente inferior a la eficiencia conseguida con la geometría D, esto se debe a la diferencia en las dimensiones del centelleador y del scorer, pues B se compone de un centelleador de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ acoplado a un scorer de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, teniendo por lo tanto una menor área de detección que D. De igual forma, se observa que la eficiencia de detección disminuye si el porcentaje de reflexión es menor al 100%, esto se aprecia con la geometría A y B, ya que ambas utilizan el mismo tamaño de centelleador y de scorer, sin embargo, el porcentaje de reflexión para la geometría A es del 50% y la eficiencia de detección conseguida con esta geometría es del 38%, la cual difiere mucho de la eficiencia del 80% conseguida con B. A partir de lo anterior es posible afirmar que la geometría D presenta los mejores resultados para la detección de rayos gamma siempre y cuando el área del centelleador se encuentra completamente cubierta ya sea por un arreglo de SiPM's o por un PMT, además es recomendable que este tenga un porcentaje de reflexión del 100% ya que de lo contrario la eficiencia de detección disminuye considerablemente, lo cual resulta inconveniente si se pretende obtener una alta tasa de conteo de fotones ópticos, algo que se busca para un detector de centelleo de PET. Es importante mencionar que la eficiencia de detección calculada considera todos los fotones ópticos producidos por las partículas gamma en cada simulación, sin embargo, en la *Figura 21* para el análisis de la resolución temporal fue posible observar que con las geometrías B y D se obtiene más de un pico en la distribución correspondiente a los tiempos de llegada de los fotones ópticos, por lo tanto, sería conveniente realizar un análisis de la eficiencia de detección al considerar los fotones ópticos detectados correspondientes al primer pico de la distribución de los tiempos de llegada para las geometrías B y D, sin embargo, esto no se abordará en este trabajo de tesis ya que excede los objetivos planteados.

4.4. Energía depositada por partículas gamma y electrones

Hasta este punto se ha estudiado la manera en que el centelleador LYSO caracterizado interacciona con los diferentes tipos de radiación incidente simulada (partículas gamma y electrones), logrando establecer que la probabilidad de interactuar se ve determinada en gran medida por las propiedades de la partícula incidente y de su energía, del mismo modo a partir de las cuatro configuraciones simuladas se observó que la geometría del detector (centelleador y scorer) influye en aspectos como la cantidad de fotones ópticos detectados y el camino óptico de estos a través del centelleador desde su creación hasta su llegada al área de detección. Además, fue posible observar que existe una relación proporcional entre la energía depositada por la partícula y la producción de fotones ópticos, no obstante, con el propósito de tener una mayor comprensión sobre las interacciones del centelleador con las partículas incidentes y, en particular, con la energía depositada por estas se ha realizado un análisis comparativo de la energía depositada por partículas gamma (color verde) y los electrones (color azul) contra los tiempos de llegada obtenidos.

Tiempo de llegada vs. Energía Depositada - Scorer 5x5 50% Reflexión

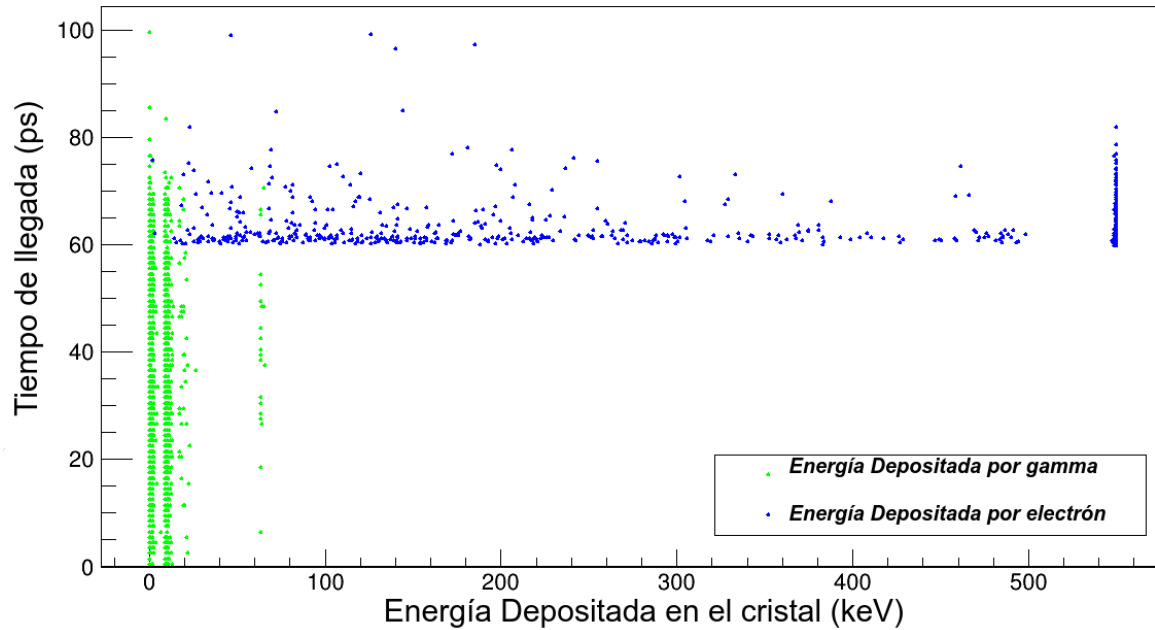


Figura 35. Análisis de la energía depositada contra los tiempos de llegada para la geometría A.

Tiempo de llegada vs. Energía Depositada - Scorer 5x5 100% Reflexión

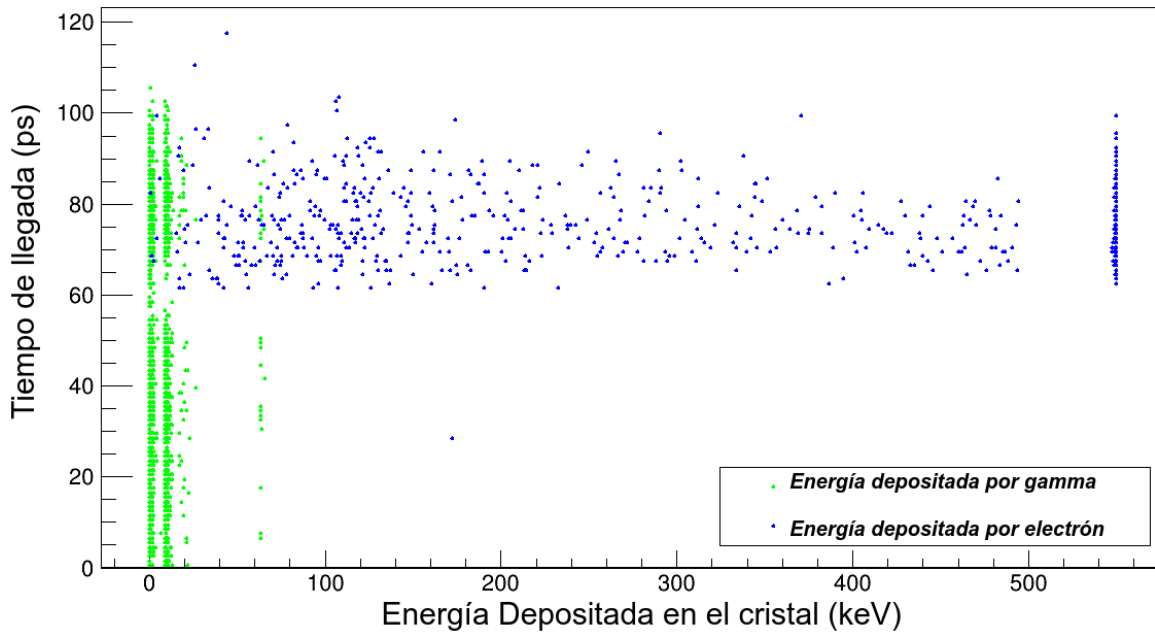


Figura 36. Análisis de la energía depositada contra los tiempos de llegada para la geometría B.

Tiempo de llegada vs. Energía Depositada - Scorer 6x6 100% Reflexión

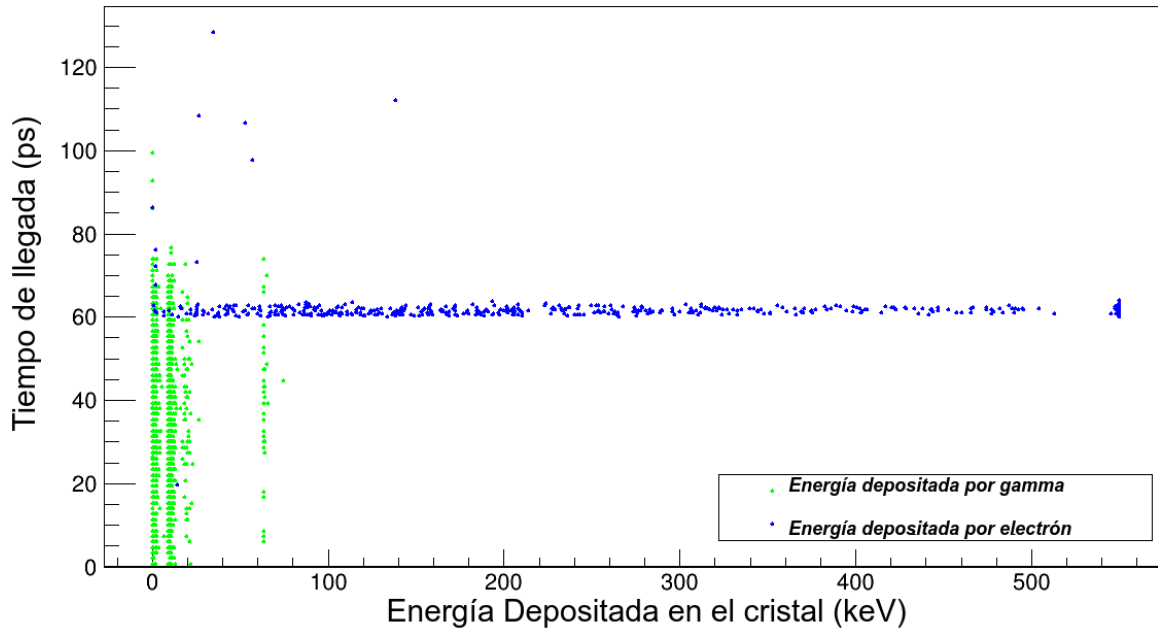


Figura 37. Análisis de la energía depositada contra los tiempos de llegada para la geometría C.

Tiempo de llegada vs. Energía Depositada - Scorer 15x15 100% Reflexión

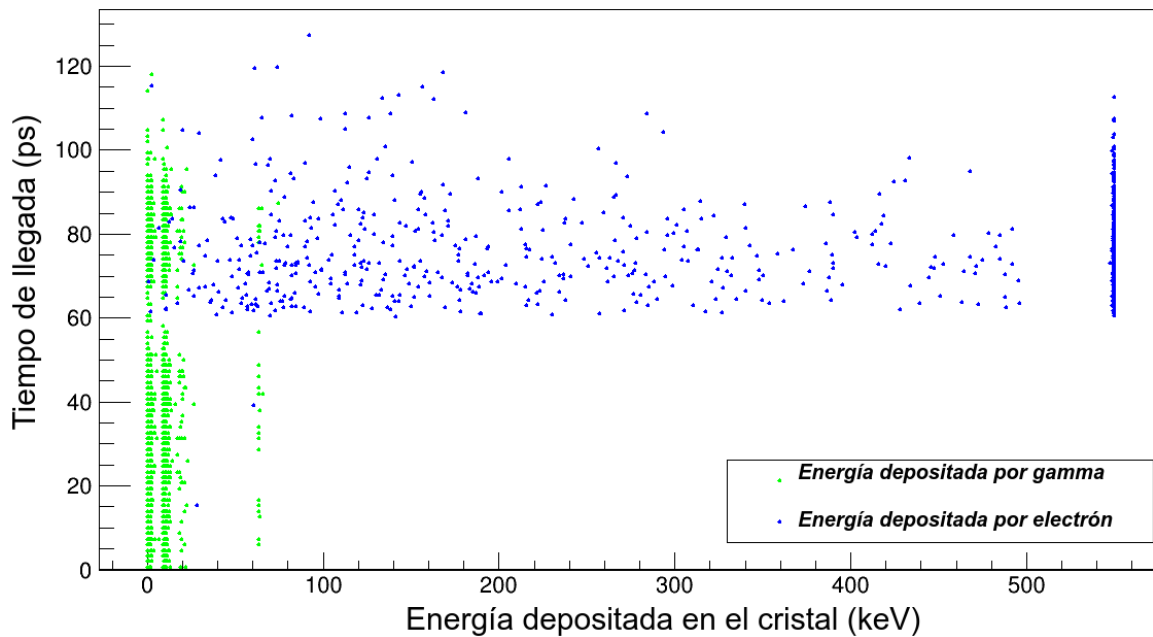


Figura 38. Análisis de la energía depositada contra los tiempos de llegada para la geometría D.

A partir de los resultados que se muestran en las Figuras 33, 34, 35 y 36 se deduce que las propiedades intrínsecas de la partícula incidente incluyen en la cantidad de energía depositada por estas en el centelleador, tal es el caso que aunque las partículas gamma fueron simuladas con una energía de 511 keV estas realizan múltiples depósitos que no exceden los 100 keV, en cambio, los electrones fueron simulados con una energía de 550 keV y es posible observar que estos realizan mayores depósitos de

energía o incluso llegan depositar toda su energía. De igual forma, es importante mencionar que existe una diferencia notable en la manera en que ambas partículas depositan su energía, al tener un mayor poder de penetración las partículas gamma realizan principalmente múltiples depósitos de energía a lo largo de varios pico segundos, a partir de esto se puede inferir continúan avanzando incluso después de perder energía. Por otra parte, los electrones depositan energía durante un menor periodo de tiempo, incluso pueden llegar a depositar toda su energía, esto es así porque los electrones son partículas cargadas que poseen masa y por lo tanto estos tienen una mayor probabilidad de interactuar con el centelleador ya que inicialmente emanan radiación provocando que ocurran procesos de excitación o ionización en el material, a diferencia de las partículas gamma que solo pueden interactuar mediante colisión, es por ello que el electrón deposita una mayor cantidad de energía durante un menor periodo de tiempo. Otro aspecto relevante de este análisis es el hecho de que los depósitos de energía realizados por las partículas incidentes varían de acuerdo a la geometría del detector, esto es fácil de apreciar en las *Figuras 33 y 34* donde, a pesar de tener el mismo tamaño de centelleador y scorer, con el porcentaje del 100% de reflexión las partículas depositan energía durante un mayor periodo de tiempo que con el 50% de reflexión, al reducir el porcentaje de reflexión también se reduce la probabilidad de interacción para ambas partículas provocando que estas depositen una menor cantidad de energía durante su paso a través del centelleador. Además, vale la pena mencionar que los depósitos de mayor y menor energía ocurren de manera simultánea, es decir que una partícula incidente puede tener múltiples depósitos pequeños de energía mientras que otra partícula incidente puede depositar toda su energía durante el mismo periodo de tiempo.

Capítulo 5

Conclusiones

5.1. Conclusiones y Discusiones

En general, las geometrías B y D presentan los valores más pequeños de resolución temporal intrínseca para partículas gamma, siendo de 18.47 ps para B y de 17.83 ps para D, el hecho de que estos valores sean tan cercanos es debido a la trayectoria óptica de los fotones, la geometría A utiliza un centelleador con un área de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ mientras que B utiliza un centelleador de $15 \times 15 \text{ mm}^2$, ambas geometrías poseen un porcentaje de reflexión del 100%, sin embargo, al ser de menor tamaño, los fotones ópticos rebotan durante un mayor periodo de tiempo entre las paredes del centelleador con la geometría A, en cambio, para la geometría B los fotones tienen un menor rebote debido a las dimensiones del centelleador simulado provocando que los tiempos de llegada sean cercanos y, en consecuencia, los valores de la resolución temporal intrínseca también.

Además, con la geometría D se consigue una eficiencia de detección del 85% mientras que con la geometría B es del 80%, lo cual se debe a que el área de detección para la geometría D es mayor que para B, sin embargo, esta eficiencia será posible siempre y cuando se cubra toda el área de detección, ya sea utilizando un arreglo de SiPM's o acoplando este a un PMT, en el caso de que el dispositivo fotodetector no cubra toda el área del centelleador la eficiencia de detección se verá considerablemente disminuida, tal y como se observó con la geometría C donde también se utiliza un centelleador con un área de $15 \times 15 \text{ mm}^2$ pero este se encuentra acoplado a un scorer de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, consiguiendo una eficiencia de detección del 44%. Si bien en este trabajo no se simuló la parte electrónica, fue posible observar como se vería afectada la eficiencia de detección si se desea utilizar solo un SiPM, por lo tanto no se recomienda utilizar esta geometría ya que en los estudios de tipo PET se busca conseguir una alta tasa de conteo de fotones ópticos en un corto periodo de tiempo.

De igual forma, se recomienda que el centelleador tenga un porcentaje de reflexión del 100% ya que de lo contrario la eficiencia de detección se verá afectada, este se observó con la geometría A donde se utiliza el mismo tamaño de centelleador y scorer que con la geometría B, sin embargo, la eficiencia de detección conseguida con A es del 38%. Considerando que las resoluciones temporales obtenidas con A y C son de 19.37 ps y 19.22 ps respectivamente, no se recomienda utilizar estas geometrías pues no presentan un valor más pequeño de resolución temporal que con A o B, en cambio, la eficiencia de detección disminuye con estas configuraciones, sin mencionar que al disminuir el porcentaje de reflexión el centelleador queda expuesto a fuentes externas como la propia iluminación del ambiente, afectando los resultados del estudio.

Otro aspecto relevante es la posibilidad de distinguir entre la llegada de los diferentes tipos de partículas simuladas a partir de la resolución temporal intrínseca, la cantidad de fotones ópticos producidos y la energía depositada en el centelleador, esto se debe a que el centelleador interactúa de diferente manera con cada tipo de radiación incidente. En general, el valor de la resolución temporal para electrones es más pequeño que el obtenido para partículas gamma, del mismo modo la media de los

tiempos de vuelo varía, siendo mayor para electrones que para partículas gamma, esto se debe a que los electrones tienen una mayor probabilidad de interacción que las partículas gamma, produciendo una mayor cantidad de fotones ópticos, además, sin importar la geometría del detector existe una relación proporcional entre la energía depositada por la partícula y la cantidad de fotones ópticos producidos.

Finalmente, queda decir que este tipo de trabajos basados en simulaciones Monte Carlo, y más concretamente, en software diseñado para simulaciones del paso de partículas y sus interacciones a través de la materia como Geant4, permiten desarrollar un trabajo de investigación más completo, esta metodología permite analizar diferentes aspectos que no son observables en un experimento real tales como los tiempos de vuelo en el centelleador y la manera en que estos inciden en el área de detección, sin mencionar que reduce costos y tiempos de trabajo al poder caracterizar centelleadores con diferentes especificaciones y su comportamiento ante la llegada de diferentes tipos de radiación incidente. Más aún, Geant4 es un software que ya ha sido validado y que permite simular diferentes procesos ópticos por lo que los resultados obtenidos son precisos y confiables.

Bibliografía

- [1] Landwehr, Gottfried. (1997). Hasse, A (ed.). *Röntgen centennial: X-rays in Natural and Life Sciences*. Singapore: World Scientific. pp. 7–8.
- [2] L'Annunziata, Michael F. (2007). *Radioactivity: introduction and history*. Amsterdam, Netherlands: Elsevier BV. pp. 55-58.
- [3] Rayner-Canham, Marelene and Geoffrey (1997). *Devotion to Their Science: Pioneer Women of Radioactivity*. MQUP. pp. 97–123.
- [4] Chain, Cecilia Y., Illanes, Luis. (2015). *Radiofármacos en medicina nuclear*. Buenos Aires, Argentina: Editorial de la Universidad Nacional de La Plata (EDULP). pp. 7-11.
- [5] Chen, Michael Y. M., Pope, Thomas L., Ott, David J. (2004). *Radiología Básica*. Madrid, España: McGraw-Hill-Interamericana de España, S.A.U. pp. 6-8.
- [6] Patton JA, Turkington TG. (2008). *SPECT/CT physical principles and attenuation correction*. J Nucl Med Technol.; (United States), 36(1) pp. 1-10. Recuperado el 16 de Marzo de 2021 de <https://tech.snmjournals.org/content/36/1/1>
- [7] Chen, Michael Y. M., Pope, Thomas L., Ott, David J. (2004). *Radiología Básica*. Madrid, España: McGraw-Hill-Interamericana de España, S.A.U. pp. 311-312.
- [8] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). *Diagnostic Radiology Physics – A Handbook for Teachers and Student*, Viena: IAEA. pp. 264-265.
- [9] Barrie Nadine, Webb Andrew. (2011). *Introduction to Medical Imaging Physics, Engineering and Clinical Applications*. Reino Unido: Cambridge University Press. pp. 97
- [10] Barrie Nadine, Webb Andrew. (2011). *Introduction to Medical Imaging Physics, Engineering and Clinical Applications*. Reino Unido: Cambridge University Press. pp. 90-91.
- [11] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). *Nuclear Medicine Physics – A Handbook for Teachers and Students*. Viena: IAEA. pp. 341.
- [12] C. Shah, J. Patton, and M. Sandler. (2008). *How much CT is needed in nuclear medicine*. European journal of nuclear medicine and molecular imaging, vol. 35, no. 10, pp. 1759-1760. doi: 10.1007/s00259-008-0843-9. Recuperado el 2 de Febrero de 2021 de <https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/18542958/>.
- [13] Rich, Dayton, A. *A brief history positron emission tomography*. J Nucl Med Technol.; (Connecticut, United States) 25(1). pp. 4-11. Recuperado el 20 de Febrero de 2021 de <http://tech.snmjournals.org/content/25/1/4.full.pdf>
- [14] Chen, Michael Y. M., Pope, Thomas L., Ott, David J. (2004). *Radiología Básica*. Madrid, España: McGraw-Hill-Interamericana de España, S.A.U. pp. 14-15.
- [15] Barrie Nadine, Webb Andrew. (2011). *Introduction to Medical Imaging Physics, Engineering and Clinical Applications*. Reino Unido: Cambridge University Press. pp. 121-123.
- [16] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). *Nuclear Medicine Physics – A Handbook for Teachers and Students*. Viena: IAEA. pp. 353-355.
- [17] G. Saha. (2004). *Basics of PET imaging - Physics, Chemistry, and Regulations*. Cleveland, OH, USA: Springer. pp. 12.
- [18] Illanes Luis, Etcheverry María E. (2016). *Física de la medicina nuclear Introducción al control y verificación de los equipos, una guía práctica*. Buenos Aires, Argentina: Editorial de la Universidad de La Plata (EDULP). pp. 119-120.
- [19] National Cancer Institute. *Positron emission tomography scan*. Recuperado el 7 de Abril de 2021 de <https://www.cancer.gov/publications/dictionaries/cancer-terms/def/positron-emission-tomography-scan>.

- [20] Illanes Luis, Etcheverry María E. (2016). *Física de la medicina nuclear Introducción al control y verificación de los equipos, una guía práctica*. Buenos Aires, Argentina: Editorial de la Universidad de La Plata (EDULP). pp. 126-127.
- [21] Lara Camacho, Víctor M., & Altamirano Ley, Javier. (2015). *MicroPET: tomografía por emisión de positrones para animales de laboratorio*. Revista de la Facultad de Medicina (México), 58(1), pp. 29-32. Recuperado el 25 de Abril de 2021 de http://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0026-17422015000100029#:~:text=EI%20tom%C3%B3grafo%20por%20emisi%C3%B3n%20de,humanos%20y%20animales%20de%20laboratorio.
- [22] Melcher, C. L. (2000). *Scintillation Crystals for PET*. J Nuclear Med (Knoxville, Tennessee), 41, pp. 1051-1055. Recuperado el 16 de Mayo de 2021 de <http://jnm.snmjournals.org/content/41/6/1051.full.pdf>
- [23] Knoll G. F. (2000). *Radiation Detection and Measurement*, Estados Unidos de América: John Wiley & Sons, Inc. pp. 220-225.
- [24] Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 157-159.
- [25] Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 159-164.
- [26] Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 235-239.
- [27] Knoll G. F. (2000). *Radiation Detection and Measurement*. Estados Unidos de América: John Wiley & Sons, Inc. pp. 234-244.
- [28] Kimble, T., Chou, M., Chai, B.H.T. (2002). “*Scintillation properties of LYSO crystals*”, 2002 *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. Vol. 3, pp. 1434-1437. doi: 10.1109/NSSMIC.2002.1239590. Recuperado el 23 de Mayo de 2021 de <https://ieeexplore.ieee.org/document/1239590>.
- [29] Du, Junwei & Wang, Yonggang & Zhang, Lijun & Zhou, Zhonghui & Xu, Zizhong & Wang, Xiaolian. (2009). *Physical properties of LYSO scintillator for NN-PET detectors*. Proceedings of the 2009 2nd International Conference on Biomedical Engineering and Informatics, BMEI 2009. 1-5. 10.1109/BMEI.2009.5305107. Recuperado el 23 de Mayo de 2021 de https://lphe.epfl.ch/tell1/Particle_Detectors_EPFL/SiPM_Lecture_Cuso_2016/Physical_properties_of_LYSO_scintillator_for_NN-PE.pdf.
- [30] Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 127-128.
- [31] Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 235-239.
- [32] Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 115-124.
- [33] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). *Nuclear Medicine Physics – A Handbook for Teachers and Students*. Viena: IAEA. pp. 197-198.
- [34] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). *Nuclear Medicine Physics – A Handbook for Teachers and Students*. Viena: IAEA. pp. 244-247.
- [35] Mauricio Alvarado, Alejandro Ayala, Marco Alberto Ayala-Torres, Wolfgang Bietenholz, Isabel Dominguez,..., C.H. Zepeda Fernández. (2020). *A beam-beam monitoring detector for the MPD experiment at NICA*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 953, 163150. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163150>. Recuperado el 25 de Mayo de 2021 de <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219314639>.

- [36] Knoll G. F. (2000). *Radiation Detection and Measurement*. Estados Unidos de América: John Wiley & Sons, Inc. pp. 265-270.
- [37] Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 177-178.
- [38] Piatek, Slawomir. (2016). What is a SiPM and how does it work?. Hamamatsu Corporation & New Jersey Institute of Technology. Recuperado el 10 de Junio de 2021 de <https://hub.hamamatsu.com/jp/en/technical-note/how-sipm-works/index.html>.
- [39] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). *Nuclear Medicine Physics – A Handbook for Teachers and Students*. Viena: IAEA. pp. 208-209.
- [40] Rech, I.; Ingargiola, A.; Spinelli, R.; Labanca, I.; Marangoni, S.; Ghioni, M.; Cova, S.; (2008). *Optical crosstalk in single photon avalanche diode arrays: a new complete model*. United States: Optics Express. 16(12), pp. 8381-8394. doi: 10.1364/OE.16.008381_Recuperado el 11 de Junio de 2021 de: <https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-16-12-8381&id=162909>.
- [41] Flashpoint Components. (2017). *Photomultiplier Tubes (PMTS)*. Calgary, Alberta Canada: FlashPoint Components Corporation. Recuperado el 10 de Septiembre de 2021 de: <https://flashpointcomponents.com/detectors/pmts/#>.
- [42] Hamamatsu Photonics K. K.. (2007). *Photomultiplier Tubes: Basics and Applications*. Hamamatsu Photonics K. K. pp. 70. Recuperado el 10 de Septiembre de 2021 de: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf.
- [43] M. Peter. (2019). *Revolutionary Detection Technologies* (pdf). Ohio, Estados Unidos: Saint-Gobain Crystals, pp. 1-3. Recuperado el 12 de Septiembre de 2021 de: <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/hps-mac3-cma-crystals/files/2021-10/Interview-SiPM-vs-PMT-PeterMenge.pdf>.
- [44] Metropolis, N. (1987). *The beginning of the Monte Carlo method*. Los Alamos Science (1987 Special Issue dedicated to Stanislaw Ulam). Los Alamos National Laboratory (Estados Unidos de América), 15, pp. 125-130. Recuperado el 28 de Septiembre de 2021 de <https://library.lanl.gov/cgi-bin/getfile?00326866.pdf>.
- [45] Kroese, Dirk & Breton, Tim Taimre, Thomas & Botey, Zdravko. (2014). *Why the Monte Carlo method is so important today*. Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Statistics. 6. 386-392. doi: <https://doi.org/10.1002/wics.1314>. Recuperado el 28 de Septiembre de 2021 de: https://people.smp.uq.edu.au/DirkKroese/ps/whyMCM_fin.pdf.
- [46] CERN. Overview. (2006). *Geant 4 A Simulation Toolkit*. Recuperado el 10 de Octubre de 2021, de <https://geant4.web.cern.ch/>.
- [47] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo,...,D. Zschiesche. (2002). *Geant4 – a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Volume 506, Issue 3, Page 258. doi: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). Recuperado el 11 de Octubre de 2021 de: <https://cds.cern.ch/record/602040/files/it-2002-003.pdf>.
- [48] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo,...,D. Zschiesche. (2002). *Geant4 – a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Volume 506, Issue 3, Page 259. doi: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). Recuperado el 11 de Octubre de 2021 de: <https://cds.cern.ch/record/602040/files/it-2002-003.pdf>.
- [49] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo,...,D. Zschiesche. (2002). *Geant4 – a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Volume 506, Issue 3, Pages 286. doi:

- [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). Recuperado el 11 de Octubre de 2021 de: <https://cds.cern.ch/record/602040/files/it-2002-003.pdf>.
- [50] Allison, J. Amako, K. Apostolakis, J. Araujo, H. Arce Dubois, ..., Daquino, G.G. (2006). *Geant4 developments and applications*. IEEE Transactions on Nuclear Science (Estados Unidos de América) 53 (1), pp. 270–271. Recuperado el 11 de Octubre de 2021 de: <https://cds.cern.ch/record/1035669/files/ce-002694037.pdf>.
- [51] Cosmo Gabriele. (2002). “*Geant4 Detector Description-basic concepts*”, (*Geant4 Users Workshop (CERN)*). pp. 4-12. Recuperado el 15 de Octubre de 2021, de <https://geant4.web.cern.ch/sites/geant4.web.cern.ch/files/geant4/collaboration/workshops/users2002/talks/lectures/geobasics.pdf>.
- [52] Schällicke A. (2010). *Geant 4 Geometry, Material, Particle Source (MCPAD/Helmholtz Training event)*. pp. 9-10, Recuperado el 16 de Octubre de 2021 de, <https://indico.cern.ch/event/75452/contributions/2089767/attachments/1049571/1496241/Detector-Source-AS.pdf>.
- [53] Enriquez-Mier-y-Terán, Francisco & Alva-Sánchez, Héctor & Zepeda Barrios, Alejandro & Murrieta, Tirso & Martínez-Dávalos, A. & Rodríguez-Villafuerte, Mercedes. (2019). *GATE simulation of the intrinsic radioactivity in LYSO scintillation crystals*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 454, pp. 1-5. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.06.001>. Recuperado el 20 de Octubre de 2021 de: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168583X19304124?via%3Dihub>.
- [54] SORBENTSYSTEMS. (2017). *What is Mylar?*. Los Angeles, California. Recuperado el 24 de Octubre de 2021 de <https://www.sorbentsystems.com/mylarinfo.html>.
- [55] SAINT-GOBAIN. (2018). *LYSO Scintillation Material*. Saint-Gobain Ceramics & Plastics, Inc. Recuperado el 25 de Octubre de 2021 de: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/lyso-scintillation-crystals>.
- [56] ONSEMI. (2021). *Introduction to the Silicon Photomultiplier (SiPM)*. Semiconductor Components Industries, LLC. Recuperado el 10 de Diciembre de 2021 de: <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/AND9770-D.PDF>.