



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE
PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

**CARACTERIZACIÓN DE UN PLÁSTICO
CENTELLADOR COMO FUNCIÓN DE FUENTES
RADIATIVAS A TRAVÉS DE GEANT4**

TESIS

PRESENTADA AL
COLEGIO DE FÍSICA

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

LICENCIADO EN FÍSICA

P R E S E N T A:

ALDO GALÁN MÉNDEZ

ASESORES:

DR. CRISTIAN HEBER ZEPEDA FERNÁNDEZ
DR. EDUARDO MORENO BARBOSA

Puebla, Puebla, Octubre 2022

*”Nunca debes rendirte a la desesperación, si te permites
ir por ese camino, te rendirás a tus instintos más bajos.
En tiempos oscuros, la esperanza es algo que te das a ti mismo.
Ese es el significado de la verdadera fuerza interior”
(Iroh - Avatar: The Last Airbender)*

Dedicatoria

Esta tesis es dedicada a:

A mis padres, Hipolito y Fausta, quienes me dieron vida, educación y constantes consejos para no olvidar que no debo dejar de luchar para alcanzar mis metas, que todo en esta vida cuesta, que la humildad es la grandeza de las personas. Aquellos para los que la distancia, los problemas y la carencia económica no han sido obstáculo suficiente para frenar su apoyo hacia mi desde mis primeros pasos.

A mis hermanas y hermanos, Vicky, Nadia, Carlos, Omar e Israel, quienes han estado presentes en cada momento de mi vida y me han apoyado en todo lo que han podido, motivándome a seguir adelante, y que, a pesar de las diferencias que en ocasiones nos separan, saber que el apoyo estará presente cuando lo necesitemos. Así mismo a mis sobrinas, cuñadas y cuñado, por el cariño y los momentos agradables que hemos pasado.

A mis padrinos, Sergio Montalvo e Ilda Santiago, por su apoyo y cariño que me han brindado en todo momento desde temprana edad.

Debo, quiero y necesito reconocer también a amigos, compañeros, docentes y conocidos por su apoyo brindado durante estos años, así como a aquellos que se quedaron en algún punto del camino.

A Angy, por crecer conmigo y enseñarme que a veces algunas personas deben separarse para aprender a estar juntas, por demostrarme que existen amistades tan fuertes que trascienden el tiempo y en ocasiones a la vida misma.

A Angie, porque la distancia no ha sido impedimento para que esté a mi lado día con día, pues ha sido un apoyo indispensable en los momentos más difíciles, recordándome que el amor se puede presentar y demostrar en muchas formas y tamaños. La vida apremia a aquellos que son pacientes y perseverantes, cuando el sentimiento es real, siempre se encuentra la manera.

Especialmente quiero expresar mi cariño y profunda gratitud a Nelson, Roberto, Armando, Alejandro, Álvaro, Jonathan y Roxana, pues su amistad, hospitalidad y sabiduría hicieron de mi estancia en la universidad algo único e irremplazable.

Gracias al Dr. Cristian Heber Zepeda Fernández y al Dr. Eduardo Moreno Barbosa, por su guía y apoyo constante durante todo el periodo tanto de investigación como de escritura de esta tesis, por su amor al conocimiento y su motivador labor como docentes, que dan todo de si para hacer de la enseñanza algo único y ameno.

Es gracias a ustedes que he subido otro peldaño, les agradezco profundamente el llegar a mi vida y permanecer por tanto tiempo.

¡GRACIAS!

*”Es bueno creer en uno mismo,
pero una pequeña ayuda de los demás
es una gran bendición”
(Iroh - Avatar: The Last Airbender)*

Índice general

Resumen	XI
Introducción	XIII
1 Radiación	1
§1.1 Fuentes radiactivas	1
§1.1.1 Decaimiento radiactivo	2
§1.2 Tipos de radiación ionizante	2
§1.3 Interacción de la radiación con la materia	4
§1.3.1 Efecto Compton	4
§1.3.2 Efecto fotoeléctrico	4
§1.3.3 Creación de pares	6
2 Detectores de radiación	7
§2.1 Parámetros de un detector	7
§2.1.1 Sensibilidad	8
§2.1.2 Resolución temporal	8
§2.1.3 Tiempo muerto	9
§2.2 Tipos de detectores	9
§2.2.1 Detector de ionización gaseosa	10

§2.2.2	Detector semiconductor	12
§2.2.3	Detector de centelleo	12
§2.3	Centelleo	13
§2.3.1	Cristales centelladores	13
§2.3.2	Plásticos centelladores	15
§2.4	Fotomultiplicadores	16
§2.4.1	Tubo fotomultiplicador (PMT)	16
§2.4.2	Fotomultiplicador de silicio (SiPM)	18
§2.4.3	¿PMT ó SiPM?	19
§2.5	Detector MiniBeBe	20
§2.5.1	Diseño base	20
§2.5.2	Detector multipropósito (MPD)	21
§2.6	Geant4	22
3	Metodología	23
§3.1	Simulación	23
§3.1.1	Plástico centellador BC-404	23
§3.1.2	Scorer	24
§3.1.3	Fuentes radiactivas	25
§3.2	Procedimiento General	26
4	Resultados	29
§4.1	Media y resolución temporal intrínseca	32
5	Conclusión	37
	APÉNDICE	49

Índice de figuras

1.1	Tipos de radiaciones ionizantes [11].	3
1.2	Efecto Compton [14].	5
1.3	Efecto fotoeléctrico [14].	5
1.4	Creación de pares [14].	6
2.1	Construcción básica de un detector de ionización simple [36].	11
2.2	Esquema de un detector de centelleo, en el que un plástico centella- dor está acoplado a un tubo fotomultiplicador [44].	13
2.3	Estructura básica de un PMT [48].	17
2.4	Diseño de un SiPM [54].	18
2.5	Ilustración del detector MiniBeBe [58].	21
2.6	Representación esquemática de la localización planificada del de- tector MiniBeBe dentro de los otros componentes del MPD [59].	22
3.1	Distribución del espectro de energía para la fuente Sr^{90}	24
3.2	Configuración simulada. La ilustración a) es la vista frontal y b) la lateral [63].	25
3.3	Distribución de Landau para un evento aleatorio.	27
4.1	Energía depositada por la fuente Sr^{90}	30

ÍNDICE DE FIGURAS
ÍNDICE DE FIGURAS

4.2	Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones de un solo evento para la fuente Sr ⁹⁰	30
4.3	Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones ópticos de todos los eventos del Sr ⁹⁰	31
4.4	Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos con una energía mayor a 350 MeV.	31
4.5	Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos del Sr ⁹⁰ con energía mayor a 3.2 eV.	32
4.6	Ajuste gaussiano de la distribución del tiempo de llegada promedio de los fotones ópticos.	33
4.7	Ajuste de Gauss con corte de energía menor a 300 KeV.	33
4.8	Tiempo medio de llegada de cada fuente radiactiva.	35
4.9	Resolución temporal intrínseca de cada fuente radiactiva.	35
1	Energía depositada por la fuente Cs ¹³⁷	49
2	Distribución del tiempo de llegada para todos los eventos.	50
3	Distribución del tiempo de llegada para un evento.	50
4	Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones ópticos con energía menor a 3.0×10^4 MeV.	51
5	Distribución del espectro de energía para el Cs137	51
6	Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos con energía mayor a 3.2eV	52
7	Ajuste gaussiano de la distribución del tiempo de llegada promedio de los fotones ópticos.	52
8	Ajuste de Gauss con corte de energía mayor a 2.5×10^{-3} MeV.	53
9	Energía depositada por la fuente Co ⁶⁰	53

10	Distribución del tiempo de llegada para todos los eventos.	54
11	Distribución del tiempo de llegada para un evento	54
12	Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones ópticos con energía mayor a 2.9×10^{-4} MeV.	55
13	Distribución del espectro de energía para el Co^{60}	55
14	Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos con energía mayor a 3.2 eV.	56
15	Ajuste gaussiano de la distribución del tiempo de llegada promedio de los fotones ópticos.	56
16	Ajuste de Gauss con corte de energía menor a 0.1×10^{-3} MeV. . . .	57
17	Energía depositada por la fuente Na^{22}	57
18	Distribución del tiempo de llegada para todos los eventos.	58
19	Distribución del tiempo de llegada para todos los eventos.	58
20	Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones ópticos con energía menor a 1.1×10^{-5} MeV.	59
21	Distribución del espectro de energía para el Na^{22}	59
22	Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos con energía menor a 3.07 eV.	60
23	Ajuste gaussiano de la distribución del tiempo de llegada promedio de los fotones ópticos.	60
24	Ajuste de Gauss con corte de energía menor a 0.1×10^{-3} MeV. . . .	61

Resumen

En el presente trabajo, fue calculado el valor de la resolución temporal intrínseca (σ) mediante simulaciones creadas en Geant4 de un plástico centellador BC-404 de dimensiones $20 \times 20 \times 3 \text{ mm}^3$ y cuatro fuentes radioactivas: Co^{60} , Na^{22} , Cs^{137} , Sr^{90} ; a partir del ajuste Gaussiano de los valores más probables de las distribuciones Landau de los tiempos de llegada de los fotones ópticos a un contador, el cual representa el área efectiva de un fotosensor, fue analizada la distribución de tiempo de llegada medio de todos los fotones ópticos al Scorer, definiendo a la variación de esta distribución como la resolución temporal intrínseca.

Se obtuvo como resultado un valor para la resolución temporal intrínseca consistente para todas las fuentes, esto debido a las dimensiones pequeñas del centellador.

Introducción

El detectar radiación ionizante por la luz de centelleo producida en ciertos materiales es una de las técnicas de detección más antiguas registradas, de la misma forma este proceso de centelleo se mantiene como uno de los más útiles en cuanto a detección y espectroscopia para una gran variedad de tipos de radiación [1].

Los detectores que usan estos materiales, llamados detectores de centelleo, poseen diversas características que permiten poder calibrarlos y obtener el máximo beneficio; una de estas propiedades es la Resolución Temporal (RT), la cual nos permite conocer el tiempo que un detector tiene para poder diferenciar dos eventos, factor que se ve complementado por el material de centelleo usado en el detector, como el caso del plástico centellador BC-404, pues debido a su configuración óptima, este centellador se empieza a usar como detector para conteo rápido [2]. Para los detectores de centelleo es muy importante poder recolectar la mayor cantidad de fotones para tener una mejor señal que sea captada por el área sensible (Scorer) de un fotosensor; los fotosensores usados con mayor frecuencia son el tubo fotomultiplicador (PMT) y el fotomultiplicador de silicio (SiPM), los cuales poseen características diferentes que los hace útiles para diferentes tipos de experimentos, por ejemplo el PMT al poseer dimensiones mayores que las del SiPM, posee por lo tanto un área sensible (Scorer) mayor que este último, sin embargo, la resolución

temporal depende, entre diversos factores, del tamaño y geometría del plástico centellador, por lo que para experimentos en los que se requiera usar un material de centelleo pequeño (mm^3), es más conveniente usar un SiPM [3]. Junto con la RT, podemos definir como Resolución Temporal Intrínseca (σ) a la variación de la distribución del tiempo de llegada medio de todos los fotones ópticos a un Scorer, por lo que σ es una propiedad intrínseca que depende de la geometría, el centellador y el tamaño del Scorer, así como de su localización en el centellador [3].

Geant4 es un conjunto de herramienta que permite, entre diversas cosas, ahorrar esfuerzos y costos ya que se puede modificar a nuestro beneficio mediante simulaciones y diversos parámetros computacionales las características de un detector de centelleo de tal manera que se pueda encontrar la mejor optimización para dicho detector [4], por lo que reduce costos de producción e investigación al no tener que realizar dichas configuraciones de manera física.

El presente trabajo tiene como propósito encontrar la resolución temporal intrínseca para un plástico centellador BC-404 en función de cuatro fuentes radiactivas: Co^{80} , Sr^{90} , Cs^{137} , Na^{22} ; esto con el uso de la herramienta computacional Geant4, utilizando el ejemplo OpNovice, propio de esta herramienta y que será parametrizado a beneficio del trabajo [5].

El presente trabajo de tesis está dividido en 6 capítulos, en el Capítulo 1 se abordan las cuestiones teóricas y conceptuales acerca de la radiación, sus tipos, y la interacción de esta con la materia; en el Capítulo 2 se hace introducción a los detectores de radiación, explicando de manera detallada su funcionamiento y parámetros a tomar en cuenta para su calibración, así como diferentes tipos de detectores de radiación, en donde se hará especial énfasis al detector de centelleo y sus componentes, explicando el funcionamiento tanto de centelladores como de fotosensores,

determinando las ventajas y desventajas entre el PMT y el SiPM y el porqué de utilizar este último para el desarrollo del presente trabajo; en el Capítulo 3 se presenta la metodología usada para el empleo de las simulaciones creadas, a su vez, son detalladas las características de cada componente simulado; en el Capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos a partir del análisis realizado en el Capítulo 3; el Capítulo 5 muestra las conclusiones llegadas a partir de los resultados obtenidos.

Capítulo 1

Radiación

La radiación, fenómeno por el cual determinados cuerpos emiten energía mediante ondas electromagnéticas o partículas subatómicas, puede ser clasificada en dos principales categorías: radiación ionizante y no ionizante.

La radiación ionizante es aquella radiación que lleva la suficiente energía como para separar electrones de sus estados ligados al átomo [6]. Puede tener como fuente de origen alguna sustancia radiactiva que la emite de manera espontánea o de manera artificial mediante un generador, como un acelerador de partículas.

1.1. Fuentes radiactivas

Una fuente radiactiva se trata de algún material, objeto o sustancia que contiene un elemento químico el cual emite radiación, ya sea por liberación de material radiactivo o por exposición; su forma y dimensiones varían de acuerdo al uso que se les quiera dar, sin embargo su tamaño no es un equivalente de peligro [7].

1.1.1. Decaimiento radiactivo

Se le llama decaimiento radiactivo o desintegración radiactiva a las transformaciones de un núcleo a otro o al paso de un estado energético a otro mediante la emisión de radiaciones, dicho decaimiento sucede de manera espontánea en cada núcleo sin influencia de algún factor externo. En la tabla [1.1], se muestran los modos de decaimiento de algunas fuentes radiactivas [64].

Fuente	Modo de decaimiento
Carbono 14	β
Cobalto 60	γ
Talio 204	β
Cesio 137	γ
Polonio 210	α

Tabla 1.1: Fuentes radiactivas con sus respectivos modos de decaimiento.

1.2. Tipos de radiación ionizante

Existen diversos tipos de radiación ionizante, los cuales se encuentran representados en la Figura [1.1]:

- **Radiación Alfa:** La radiación alfa consiste de núcleos de helio 4 compuestos de dos protones y dos neutrones cada uno [8]. Este tipo de radiación se da en los elementos más pesados, donde el núcleo atómico es inestable debido al gran número de protones que posee [10], es por esto que, a pesar de su alto grado de potencia ionizante, su grado de penetración es bastante bajo, agotando su energía a muy poca distancia del átomo, por lo cual no representar

CAPÍTULO 1. RADIACIÓN

1.2. TIPOS DE RADIACIÓN IONIZANTE

un riesgo en primera estancia para la salud (dependiendo del tipo de exposición) al no poder atravesar los tejidos [9], por lo que incluso una hoja de papel podría protegernos de sus efectos.

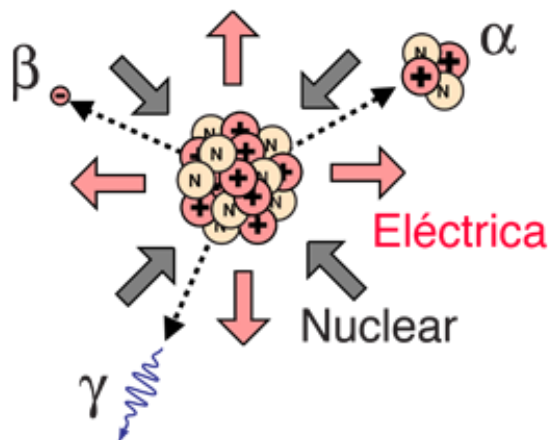


Figura 1.1: Tipos de radiaciones ionizantes [11].

- **Radiación Beta:** La radiación Beta consiste de flujos de partículas, ya sea electrones (B^-) o positrones (B^+), y se da cuando la relación de neutrones y protones en el núcleo atómico es elevada, es decir, átomos inestables [8, 10]. En comparación con la radiación alfa, poseen menos masa y por lo tanto menos potencia ionizante, pero por otro lado una potencia de penetración mayor, pues puede atravesar la hoja de papel, algunos centímetros de tejido, pero puede ser frenado con una lámina de aluminio [8].
- **Radiación Gamma:** Se trata de ondas electromagnéticas que no poseen carga ni masa. Suelen ser emitidos con partículas alfa o beta durante la desintegración radiactiva [8]. Es altamente penetrante, por lo que se necesitaría de varias pulgadas de cualquier material denso como el plomo para poder detenerla [10].

1.3. Interacción de la radiación con la materia

Existen diversas maneras en que la radiación puede interaccionar con la materia, para el caso de la radiación gamma, no ionizan directamente la materia, sino que a su paso producen una serie de efectos que posteriormente darán como resultado ionizaciones; dichos efectos son el efecto Compton, el efecto fotoeléctrico y la creación de pares.

1.3.1. Efecto Compton

El efecto Compton, representado en la Figura [1.2], es la interacción entre un fotón incidente y un electrón que está unido a un átomo, donde el fotón tiene la suficiente energía $h\nu$, siendo h la constante de Planck y ν la frecuencia de la luz, para romper la energía de enlace E_B de dicho electrón [13], de esta interacción el fotón incidente es dispersado a un ángulo θ con respecto de su dirección original y con una energía $h\nu'$, la cual es menor a la energía original, puesto que parte de esta es transferida en forma de energía cinética al electrón de retroceso [12, 13], por lo que la energía total se conserva

$$h\nu = E_k + h\nu'$$

1.3.2. Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico se da cuando un fotón interacciona con un electrón orbital de un átomo arrancándolo, por lo que el átomo queda ionizado, a este electrón se le conoce como fotoelectrón. Para que este hecho suceda, la energía del fotón incidente debe de ser mayor que la energía de enlace del electrón. En este caso, a

CAPÍTULO 1. RADIACIÓN

1.3. INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN CON LA MATERIA

diferencia del efecto Compton, la energía del fotón incidente es totalmente absorbida por el electrón, convirtiéndose en la energía cinética de este [15][16]. La Figura [1.3], muestra un esquema general de este suceso, en el que se aprecia al fotón incidente con energía $h\nu$ interaccionando con el electrón orbital con energía de enlace E_B , siendo este eyectado con una energía cinética $E_k = h\nu - E_B$.

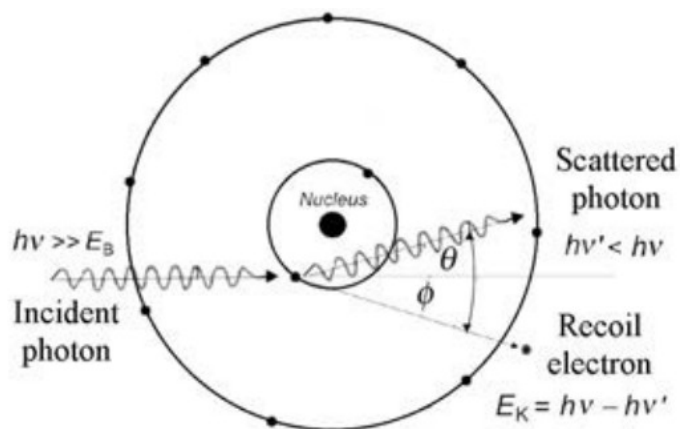


Figura 1.2: Efecto Compton [14].

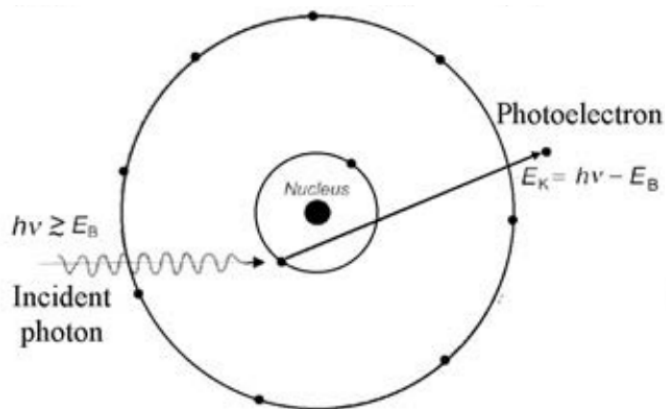


Figura 1.3: Efecto fotoeléctrico [14].

1.3.3. Creación de pares

La creación de pares, proceso representado en la Figura [1.4], es posible cuando la energía $h\nu$ de un fotón supera la energía 1.022MeV , o sea el doble de la energía en reposo de un electrón [17]. Si el fotón contiene dicha energía, puede atravesar las capas electrónicas del átomo acercándose a su núcleo, donde el campo nuclear fuerte produce en el fotón incidente una transformación, pues se convierte en un electrón (e^-) y un positrón (e^+). En esta interacción, el fotón deposita toda su energía en este par de partículas, de tal forma que

$$E_k(e^-) + E_k(e^+) = h\nu - 1.02\text{MeV}$$

Una vez que la velocidad del positrón tiende a 0, se encuentra con un electrón libre con el cual se aniquila y transforma en 2 fotones de 0.511MeV cada uno, dispersados en direcciones opuestas [18].

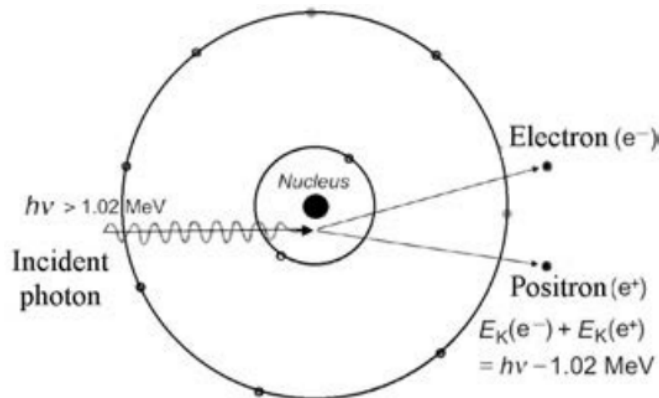


Figura 1.4: Creación de pares [14].

Capítulo 2

Detectores de radiación

Un detector de radiación es un sensor que cuando interacciona con radiación produce una señal que es procesada de manera electrónica y proporciona información. Los hechos físicos que sirven como mecanismos de interacción para los rayos X y γ , son el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la creación de pares [19], descritos en la sección 1.3, el resultado de estos procesos es la producción de electrones energéticos los cuales transferirán su energía al medio de interacción mediante ionización y excitación [19].

2.1. Parámetros de un detector

La calidad de un detector de radiación reside en diversos factores como la sensibilidad, la resolución temporal o inclusive el tipo de radiación, es decir, alfa, beta o gamma, y aunque no son las únicas variables a tomar en cuenta, para el presente trabajo solo se hablará sobre estas, con un especial enfoque en la resolución temporal.

2.1.1. Sensibilidad

La sensibilidad de un detector es la capacidad de este para producir señales útiles como consecuencia de la radiación incidente. No existe algún detector que sea sensible a todo tipo de radiación, son creados y calibrados para poseer dicha sensibilidad solo a un tipo en específico de radiación en un cierto rango de energía. [20]. Esta sensibilidad depende de diversos factores, como el ángulo sólido subtendido por el detector, la eficiencia del detector para la interacción con la radiación, el material con el cual es envuelta la parte sensible del detector y la sección transversal o sección eficaz para las radiaciones ionizantes en el detector [20, 21], donde esta última nos indica la probabilidad de qué parte de toda la energía de la radiación incidente sea convertida en una forma ionizante en el detector, y dado que las partículas cargadas son altamente ionizantes la mayoría de los detectores, incluyendo aquellos con reducido volumen y baja densidad, posean algo de ionización en su volumen sensible [20].

2.1.2. Resolución temporal

La resolución temporal (RT) es el tiempo que le toma al detector para formar la señal una vez que la radiación llega [23]. La duración de esta señal es de importancia, pues en el intervalo de tiempo de esta, no es posible recibir una segunda señal debido a que el detector no puede procesar la señal o se encima junto con la primera [22]. Un factor que interviene en la resolución temporal es el tiempo de decaimiento del material centellador, por ejemplo, en el caso de un plástico centellador, dependiendo del material del detector, el tiempo de decaimiento puede ir de 20-40 ns hasta 250-300 ns. Sin embargo, el tiempo de decaimiento de la luz de centelleo no es una constante fija, pues esta posee una combinación de micro y nanosegundos,

CAPÍTULO 2. DETECTORES DE RADIACIÓN

2.2. TIPOS DE DETECTORES

siendo para el caso de detectores semiconductores aún menor [23].

2.1.3. Tiempo muerto

El tiempo muerto es el tiempo mínimo de separación entre dos eventos los cuales son contados individualmente, este intervalo de tiempo provoca que cuando suceden eventos a un ritmo veloz se originen pérdidas. Durante este periodo de tiempo, un detector puede permanecer sensible o no dependiendo de su tipo, si el detector permanece insensible, entonces cualquier evento ocurrido en ese periodo de tiempo no será contado, por otro lado, si permanece sensible y un evento ocurre en dicho periodo, se acumularán resultando en una distorsión de la señal provocando la pérdida de la información de ambos eventos [24, 25]. Hay dos características principales de tiempo muerto para cada sistema de detección:

- **Tiempo muerto paralizante:** En este, si un evento ocurre durante el intervalo de tiempo τ , además de que dicho evento no será contado, también provocará que el detector quede "paralizado", es decir, el tiempo τ se reiniciará saturando al detector e impidiendo el registro de más eventos. [26].
- **Tiempo muerto no paralizante:** A diferencia de su contraparte, si un evento ocurre durante el intervalo de tiempo τ , dicho intervalo no se reiniciará, únicamente el evento en turno no será contado [26].

2.2. Tipos de detectores

Como hemos visto, el efecto Compton, el efecto fotoeléctrico y la creación de pares, son mecanismos de interacción de la radiación con la materia que resultan

en la producción de electrones energéticos que transfieren su energía al medio de interacción por ionización y excitación, de la ionización resulta la producción de portadores de carga, electrones e iones en un medio de detección gaseoso, y electrones y agujeros en un detector de material semiconductor o en la emisión de cuantos de luz en un centellador, y son precisamente estos procesos los que representan los tres grupos principales de detectores de radiación, detectores llenos de gas, semiconductores y de centelleo [27]. De estos se hará mayor énfasis en el detector de centelleo, puesto que fue usado para el desarrollo del presente trabajo.

2.2.1. Detector de ionización gaseosa

La configuración básica de un detector de ionización gaseosa, la cual se ilustra en la figura [2.1], consiste en un contenedor con paredes conductoras el cual es llenado con algún gas, por lo general un gas noble, además este contenedor posee una ventana delgada al final y a lo largo de su eje es suspendido un cable conductor al cual se le aplica un voltaje positivo relativo a la pared del recipiente [28, 29]. Si la radiación penetra el recipiente, un cierto número de pares ion-electrón serán creados, de los cuales debido a la influencia del campo eléctrico, los iones se dirigirán hacia la pared del recipiente (cátodo), y los electrones hacia el cable central (ánodo) [28, 30]. Hay 3 tipos de detectores de ionización gaseosa, la cámara de ionización, el contador proporcional, y el contador Geiger-Müller:

- **Cámara de ionización:** Es el tipo de detector gaseoso más simple. Se trata de un recipiente con paredes delgadas lleno de gas a presión controlada, el cual está entre dos electrodos sometidos a una diferencia de potencial. Cuando este gas es ionizado por algún tipo de radiación, pares de iones son producidos, los cuales son dirigidos hacia los electrodos de carga opuesta creando así una co-

CAPÍTULO 2. DETECTORES DE RADIACIÓN

2.2. TIPOS DE DETECTORES

riente eléctrica que puede ser medida por un galvanómetro o un electrómetro [31, 32, 33].

- **Contador proporcional:** Este tipo de detector, a diferencia de la cámara de ionización, si el voltaje aplicado aumenta, la aceleración de los iones iniciales dentro del campo eléctrico aumenta, creando nuevos pares de iones y estos a su vez pueden generar otros constituyendo un efecto en cascada o avalancha [28, 31].
- **Contador Geiger-Müller:** Para el caso de este tipo de detector, al aplicar un voltaje alto la energía es tan grande que se pueden causar excitaciones de las moléculas de gas, las cuales después se desexcitan provocando que, en lugar de que ocurra una única avalancha en algún punto del ánodo, ocurra una reacción en cadena de diversas avalanchas, por lo que se produce una señal eléctrica con mayor facilidad [28].

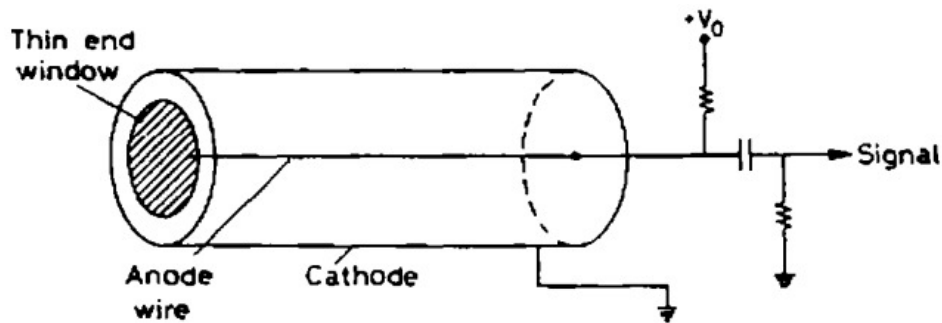


Figura 2.1: Construcción básica de un detector de ionización simple [36].

2.2.2. Detector semiconductor

Un detector semiconductor o detector de estado sólido, es un detector de radiación basado en materiales cristalinos semiconductores como el silicio y el germanio [34]. De manera análoga a los detectores de ionización gaseosa, el método de operación es bastante similar solo que en lugar de un gas, el medio es en esta ocasión un material sólido semiconductor; el paso de la radiación crea pares electrón-hueco en vez de pares electrón-ion los cuales son recolectados por un campo eléctrico, pero la ventaja que tiene sobre el detector gaseoso es que la energía requerida para crear los pares electrón-hueco es aproximadamente 10 veces menor que la requerida para la ionización del gas [34], además de que debido a su gran densidad poseen un potencial de frenado mayor que los detectores de gas [34, 35].

2.2.3. Detector de centelleo

Un detector de centelleo consta de un material centellador el cual genera fotones dada una radiación incidente (ver sección 2.3) y algún sensor o fotodetector de luz, por ejemplo un fotomultiplicador, los cuales están unidos ópticamente [37].

El centellador es cubierto o forrado con algún material reflejante para impedir que la luz producida a causa de la radiación incidente escape, de igual manera es forrado de negro para evitar que luz entre [37]. La Figura [2.2] muestra un esquema de este tipo de detector, en el que material centellador está unido a un tubo fotomultiplicador (PMT) donde los fotoelectrones son guiados y amplificados resultando en una corriente eléctrica que puede ser procesada electrónicamente, proceso detallado en la sección 2.4.

Este tipo de detectores se caracterizan por tener una sensibilidad a la radiación mayor que los detectores gaseosos, una tasa de tiempo de respuesta muy alta así

CAPÍTULO 2. DETECTORES DE RADIACIÓN

2.3. CENTELLEO

como una pobre resolución en energías, pues el rendimiento luminoso en los centelleadores es bastante bajo, por lo que el número de fotones producidos, es pequeño, sin embargo, un fotosensor, como el PMT contribuye a dicha falta de resolución [37].

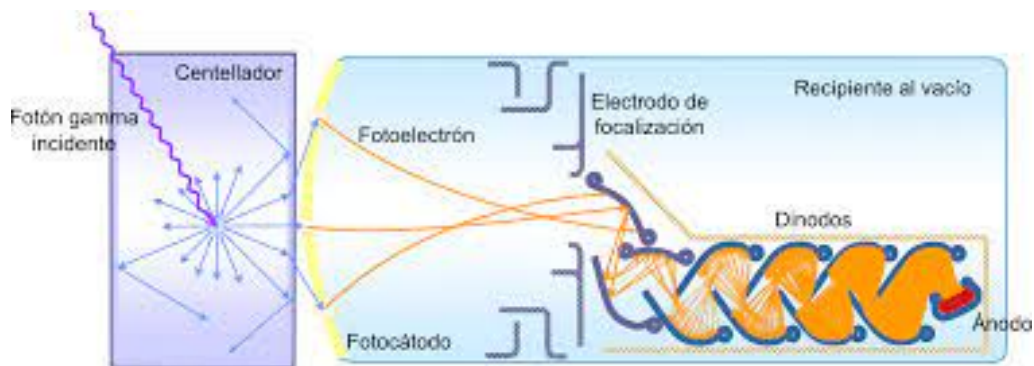


Figura 2.2: Esquema de un detector de centelleo, en el que un plástico centellador está acoplado a un tubo fotomultiplicador [44].

2.3. Centelleo

El centelleo es un proceso de luminiscencia donde luz en forma de fotones con una longitud de onda cercana al rango del espectro visible, es emitida por un material después de un proceso de absorción de radiación, pues los átomos o moléculas de dicho material son excitados, por lo que este efecto se da debido a interacciones electromagnéticas [38].

2.3.1. Cristales centelladores

Los cristales centelladores o simplemente centelladores, son todos aquellos materiales con la propiedad de centelleo, es decir, de generar fotones dentro del rango

visible del espectro de luz, consiste en un cristal transparente que fluoresce cuando es golpeado por radiación ionizante [39].

Existen algunas propiedades que debe cumplir dichos materiales, pues estos deben tener la capacidad de convertir la energía cinética de las partículas cargadas en luz detectable con una alta eficiencia de centelleo, además, esta conversión debe de ser lineal, es decir, el rendimiento de la luz debe ser proporcional a la energía depositada en un rango de lo más amplio posible [38], este debe ser también transparente a sus propias emisiones de luz y debe de tener un corto periodo de tiempo de decaimiento de la luminiscencia inducida [40]. Además, este debe poseer una buena calidad óptica y tener disponibilidad para ser fabricado en distintos tamaños, esto para adaptarse a los requerimientos de diversos detectores, y el índice de refracción de este debe ser cercano al del vidrio (≈ 1.5), esto para que exista un acoplamiento eficiente de la luz de centelleo a un fotomultiplicador, aunque cabe aclarar que ningún material reúne simultáneamente todas estas características [40]. Además, existen diversos tipos de centelladores, pero los de uso común en física de partículas y nuclear son los orgánicos e inorgánicos.

Los **centelladores orgánicos** están conformados de un material llamado coloquialmente como flúor, debido a que este es el responsable de la fluorescencia, proporcionan fotones detectables en la parte visible del espectro de luz, después del paso de una partícula cargada o un fotón. Su principal característica es que posee un tiempo de decaimiento bastante rápido de un orden de algunos cuantos nanosegundos o menos [41]. El proceso de fluorescencia se da a partir de la transición en los niveles de energía de una única molécula, por lo que dicha fluorescencia es observable independientemente del estado físico de este [42].

Los **centelladores inorgánicos**, por lo general son cristales que crecen en hor-

CAPÍTULO 2. DETECTORES DE RADIACIÓN

2.3. CENTELLEO

nos de alta temperatura [40]. A diferencia de los centelladores orgánicos, estos presentan de 2 a 3 ordenes de magnitud más lenta (-500 ns) en cuanto a respuesta, por otro lado, la principal ventajas de este tipo de centellador radica en su gran poder de frenado debido a su alta densidad y alto número atómico, además, entre todos los centelladores, este posee algunas de las producciones de luz más altas, resultando en una mejor resolución de energía, lo cual lo hace adecuado para la detección de rayos gamma, electrones y positrones de alta energía [43].

2.3.2. Plásticos centelladores

El funcionamiento de un plástico centellador es el mismo que para el caso del cristal centellador, sin embargo, la diferencia entre ambos centelladores reside principalmente en el costo, pues los plástico centelladores son mucho más baratos que los cristales, además de que pueden ser producir más fácilmente con diferentes formas o con dimensiones más grandes [45]; cabe decir, que debido a su baja densidad (1.03 g/cm^3) y el pequeño número atómico de elemento que constituyen el material, posee una baja probabilidad de que la radiación gamma transfiera toda su energía a los electrones en el centellador a través del efecto fotoeléctrico, así como de una baja eficiencia para la detección de fotones [45, 46], sin embargo, estas desventajas pueden verse equilibradas por la gran aceptación debida al ya mencionado bajo costo, y una resolución temporal mejorada únicamente alcanzables con un detector de centelledaro de plástico [45, 46].

2.4. Fotomultiplicadores

Los fotomultiplicadores son una parte esencial de los detectores de centelleo ya que detectan la extremadamente débil luz emitida por el centellador por lo que, aprovechando el efecto de emisión, convierte dicha luz en una señal eléctrica la cual puede ser detectada con mayor facilidad [47]. Existen diversos tipos de fotomultiplicadores, sin embargo abarcaremos el funcionamiento de solo dos de ellos, el tubo fotomultiplicador (PMT) y el fotomultiplicador de silicio (SiPM)

2.4.1. Tubo fotomultiplicador (PMT)

El fototubo o tubo fotomultiplicador (PMT), es un detector de fotones el cual mediante el efecto fotoeléctrico y apoyado de una emisión secundaria, convierte luz en una señal eléctrica. Son extremadamente sensibles y aunque tiene usos variados, frecuentemente son asociados con los detectores de centelleo [51].

Estructura y funcionamiento

El proceso inicia cuando los fotones producidos debido a la interacción de radiación con el plástico centellador golpean el fotocátodo. En este, debido a la absorción del fotón incidente, se transfiere energía a un electrón dentro del material fotoemisor, energía dada por la energía cuántica del fotón $h\nu$, produciendo la migración de ese electrón a la superficie [47]. Una envoltura exterior sirve como límite para poder mantener dentro del tubo las condiciones de vacío por lo que, una vez fuera del fotocátodo, debido a la presencia de electrodos de focalización y a las condiciones mencionadas, los fotoelectrones pueden ser guiados y acelerados mediante campos eléctricos hacia la superficie de un electrodo llamado dínodo, la energía depositada

CAPÍTULO 2. DETECTORES DE RADIACIÓN

2.4. FOTOMULTIPLICADORES

por cada fotoelectrón resultará en la liberación por emisión secundaria de más de un electrón de la superficie de este dinodo, estos tendrán energías muy bajas, por lo general algunos pocos eV , por lo que se vuelve fácil ser guiados por algún otro campo electrostático establecido entre el primero y un segundo dinodo [47, 51].

Hay entre 8 a 12 dinodos, por lo que este proceso se repite varias veces con el fin de amplificar la señal en un orden de entre 10^6 y 10^7 [49]. Esto porque solo una pequeña porción de energía de la radiación original se convierte en fotones durante este proceso. Es en el último dinodo que, al haber suficientes electrones, se produce un pulso de tal magnitud resultando en una corriente eléctrica la cual es procesada electrónicamente [50]. La estructura simplificada de un PMT está representada en la figura [2.3].

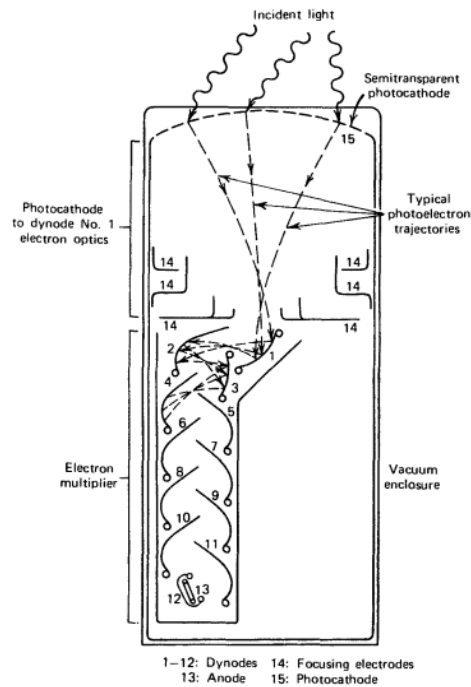


Figure 9.1 Basic elements of a PM tube. (From Ref. 1.)

Figura 2.3: Estructura básica de un PMT [48].

2.4.2. Fotomultiplicador de silicio (SiPM)

Estructura y funcionamiento

Un fotomultiplicador de silicio o SiPM (Silicon Photomultiplier) es un detector de luz formado por una matriz de fotodiodos de avalancha en un sustrato de silicio, el cual tiene un alto grado de sensibilidad y eficiencia. Está compuesto de una matriz de pequeños elementos sensibles llamados microceldas o píxeles, donde cada una de estas es una combinación de una resistencia de enfriamiento y un fotodiodo de avalancha (APD o Avalanche Photodiode) en sustrato de silicio en modo Geiger [52]. Cada una de estas avalanchas Geiger están restringidas a la microcelda en la que se inició, es decir, mientras esta ocurre en una microcelda, las demás se encuentran en espera de detectar algún fotón e iniciar dicho proceso, por lo que el SiPM es operado con flujos de luz pequeños de tal forma que no haya nunca más de un fotón por cada fotodiodo, así que basta con contar el número de fotodiodos que han generado alguna avalancha para saber el número total de fotones que han alcanzado el detector [54].

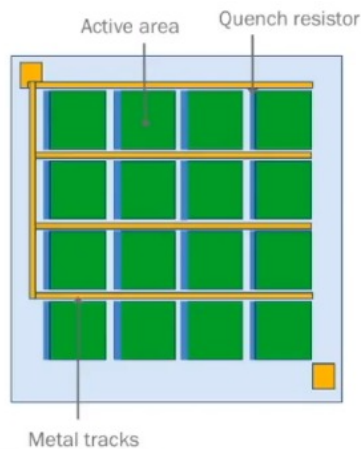


Figura 2.4: Diseño de un SiPM [54].

CAPÍTULO 2. DETECTORES DE RADIACIÓN

2.4. FOTOMULTIPLICADORES

La geometría de de los APDs es rectangular y sus dimensiones se encuentran en el rango de entre $20\mu m \times 20\mu m$ a $100\mu m \times 100\mu m$, por lo que el número de APDs por milímetro cuadrado puede variar entre 100 y 2500 [53, 55], la Figura [2.4] muestra la estructura general del SiPM. Todos los píxeles están conectados en paralelo por lo que el SiPM posee un ánodo y un cátodo, además de una sensibilidad espectral que va desde el ultravioleta hasta el infrarrojo con un pico en el espectro visible (400nm - 500nm) [55].

2.4.3. ¿PMT ó SiPM?

Es necesario aclarar que la intención de este apartado no es determinar cuál de estos fotosensores es mejor ya que esto depende del experimento a realizar, pero se pretende destacar algunas características y cualidades que tiene uno sobre el otro, por ejemplo, las dimensiones del SiPM hace que se requiera de un volumen menor para su uso a comparación del PMT, además el voltaje de funcionamiento necesario para el PMT, que es de $\sim 1000V$, es mucho mayor que para el caso del SiPM que es $\sim 60V$ [56], esto sin mencionar que el PMT se ve afectado por los campos magnéticos, caso contrario que para el SiPM [53]. Son estas algunas de las razones por las que el SiPM ha empezado a reemplazar al PMT en diversas aplicaciones como la detección de radiación en física de altas energías o la tomografía por emisión de positrones [55].

Se optó usar el tamaño del área de detección de un SiPM, a la cual se denominará Scorer, debido a que en Geant4 no se puede simular electrónica.

2.5. Detector MiniBeBe

El detector MiniBebe, llamado así por la unión del prefijo 'mini' dadas sus dimensiones, y el acrónimo de contador "Beam-Beam", es un detector diseñado para proveer una señal de activación para eventos que van desde bajas a altas multiplicidades para el tiempo de vuelo (TOF por sus siglas en inglés). Este detector forma parte de una propuesta de instalación como disparador de nivel 0 para el TOF del NICA-MPD [57].

2.5.1. Diseño base

La propuesta para la geometría base del detector MiniBebe consiste en 16 tiras de una longitud de 600mm cada una, las cuales están hechas de matrices que consisten de 20 celdas cuadradas de plástico centellador con dimensiones de 20 x 20 x 3 mm³, y cada celda tiene 4 SiPM. Los 200 mm restantes corresponden a la longitud total obtenida debida a cada espacio de 10 mm entre celdas adyacentes, dicho espacio está ocupado por la estructura de soporte y la tarjeta electrónica [57]. Estas tiras están colocadas en el interior de un cilindro con un radio interior de 220 mm y uno radio exterior de 260 mm como se puede observar en la Figura [2.5]. Por lo tanto, el detector MiniBeBe estaría compuesto de 320 celdas cuadradas de plástico centellador y 1280 SiPM en total cubriendo un área sensible efectiva de 128000 mm². Para fortalecer la integridad mecánica del soporte, se agregan dos bridas externas como tapas finales del cilindro, cada una con un ancho de 57 mm [57]. Cabe mencionar que el diseño puede variar con el fin de obtener una mejora al modificar el tamaño de los radios así como el número o cantidad de tiras usadas.

El plástico de cada celda está hecho de plástico centellador BC404 [2], el cual es un material de uso común para aplicaciones de conteo rápido; el modelo de SiPM

CAPÍTULO 2. DETECTORES DE RADIACIÓN

2.5. DETECTOR MINIBEBE

seleccionado para el detector MiniBeBe es el SiPM SensL MicroFC-60035 con dimensiones de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, manufacturado por SensL Technologies, Ltd., con una celda de longitud de $35 \mu\text{m}$ para un total de 18,980 celdas distribuidas por toda la superficie [57].

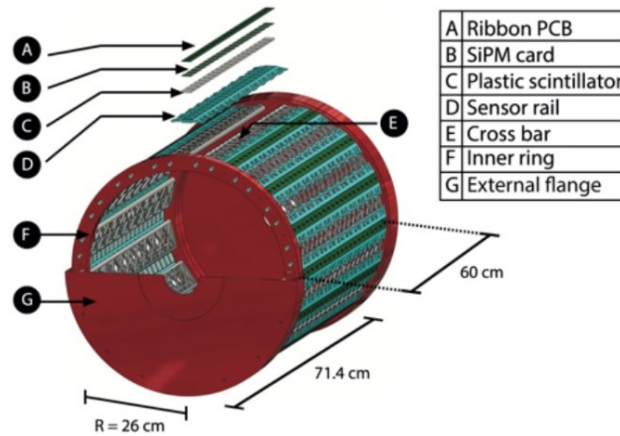


Figura 2.5: Ilustración del detector MiniBeBe [58].

2.5.2. Detector multipropósito (MPD)

El detector multipropósito (MPD) es un complejo experimental que será instalado en uno de los puntos del Nuclotron Ion Collider Facility (NICA) del Joint Institute for Nuclear Research (JINR), el cual consistirá de detectores centrales y delanteros para hadrones cargados, leptones y fotones que serán producidos en colisiones. Su diseño consiste en un barril central organizado en una estructura en forma de concha que rodea el punto de interacción cuyo propósito es reconstruir las trazas de partículas cargadas y neutras [57].

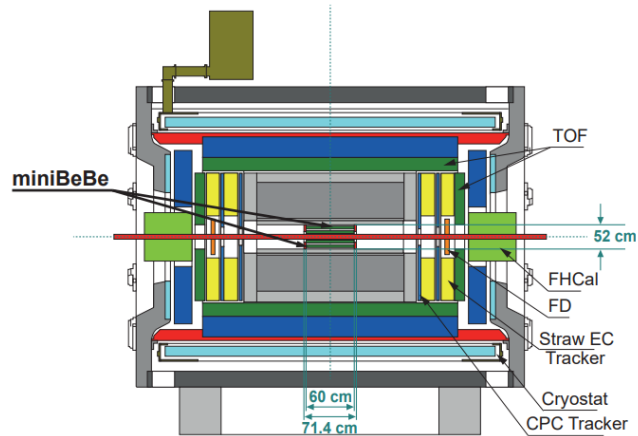


Figura 2.6: Representación esquemática de la localización planificada del detector MiniBeBe dentro de los otros componentes del MPD [59].

2.6. Geant4

Geant4 es una herramienta informática usada para la simulación de detectores así como la simulación de partículas elementales con la materia. Su origen parte de los estudios realizados por CERN y KEK en 1993 buscando el cómo las técnicas de computo modernas podrían mejorar lo ofrecido por el ya existente GEANT3. Sus áreas de aplicación incluyen la física de altas energías, nuclear y de aceleradores, así como estudios en ciencias médicas y espaciales. [60, 61]. Para el presente trabajo, fue utilizado el ejemplo OpNovice, propio de esta herramienta, el cual fue parametrizado a beneficio de este.

Capítulo 3

Metodología

A continuación se explicará la metodología utilizada, en la que se detallada cada simulación (plástico centellador, Scorer y fuentes radiactivas), así como el procedimiento a seguir para la realización del presente trabajo.

3.1. Simulación

3.1.1. Plástico centellador BC-404

Haciendo uso de Geant4, fue simulado un plástico centellador BC-404 con sus respectivas propiedades ópticas, las cuales fueron tomadas de la hoja de datos de un plástico centellador BC-404 Saint-Gobain [2], de las cuales algunas se encuentran en la Tabla [3.1], de estas, la luz de salida fue tomada de una tesis de estudio [62].

Con el fin de evitar que la muestra se vea afectada por algún factor externo, se simuló al plástico centellador como 95 % reflejante con respecto del medio. También se realizó la distribución del espectro de energía emitida por el centellador, es decir, la recopilación de la cantidad de energía que posee cada partícula, la cual

se puede ver en la Figura [3.1], y que podemos observar que se tiene una energía promedio de 2.97eV.

Luz de salida (fotones/MeV)	Índice de refracción	Longitud de atenuación de la luz (m)	Longitud de onda de máxima emisión (nm)
10.880	1.58	1.4	408

Tabla 3.1: Propiedades ópticas del plástico centellador BC-404.

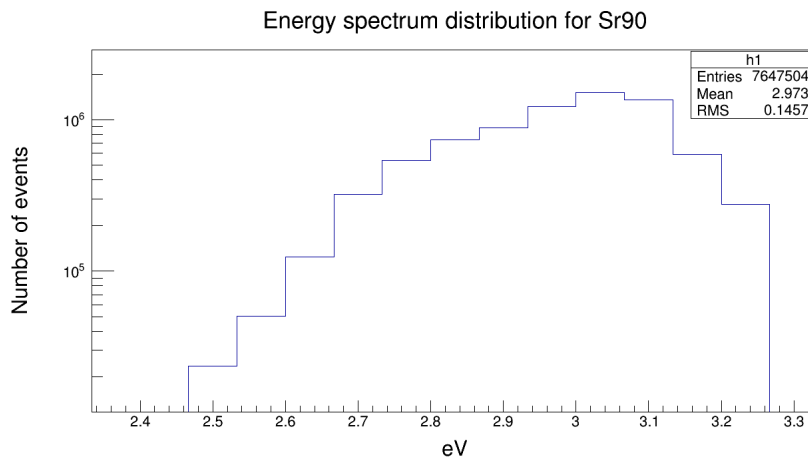


Figura 3.1: Distribución del espectro de energía para la fuente Sr⁹⁰.

3.1.2. Scorer

Para representar el área efectiva del SiPM, se simuló un Scorer con dimensiones de 6x6mm², el cual fue colocado en el centro del plástico centellador BC-404, la Figura [3.2] muestra esta configuración, donde el cuadro con contorno negro representa el plástico centellador, el cuadro azul simboliza al Scorer previamente descrito, y el círculo rojo representa el punto de interacción de los fotones, el cual se encuentra a 1 mm de distancia del plástico centellador. La superficie de este fue

CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA

3.1. SIMULACIÓN

considerada como 100 % absorbente para evitar que los fotones ópticos que lleguen a este sean reflejados y sean contados más de una vez, y como dichos fotones no pasan a través del Scorer entonces su anchura no es importante.

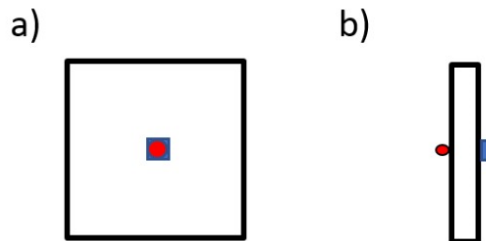


Figura 3.2: Configuración simulada. La ilustración a) es la vista frontal y b) la lateral [63].

3.1.3. Fuentes radiactivas

Fueron simuladas 4 fuentes radiactivas para el presente trabajo: Na^{22} , Cs^{137} , Co^{60} , Sr^{90} ; las cuales pertenecen a un kit que puede ser encontrado en laboratorios [64] para las cuales, se tomó en cuenta el decaimiento principal de cada una [65, 66, 67, 68], y que se encuentran en la Tabla [3.2] respectivamente.

Fuente	Partícula	Energía (MeV)
Co^{60}	γ	1.170
Sr^{90}	e^-	0.546
Cs^{137}	γ	0.6617
Na^{22}	γ	0.511
	γ	1.275

Tabla 3.2: Partículas y energías simuladas para cada fuente.

3.2. Procedimiento General

Por simplicidad, se mostrará únicamente el proceso realizado para el caso de la fuente Sr^{90} , esto debido a que el comportamiento de las demás fuentes fue similar entre si.

1. Consideramos 1 evento como el punto de interacción del electrón con el plástico centellador en un rango de $2 \times 2 \text{mm}^2$, simulando la apertura de la pastilla de la fuente; con esto en cuenta, fueron tomados en total 6000 eventos para obtener una muestra considerablemente grande y resultados con un alto grado de confiabilidad.
2. Dada la cantidad de eventos, con ayuda del lenguaje de programación C++, fueron creados programas que permitieran analizar dicho número de casos ya sea de manera individual o colectiva.
3. En primera instancia, dentro del rango de los 6,000 casos se tomaron eventos al azar para los cuales fueron realizados histogramas de las distribuciones del tiempo de llegada de los fotones emitidos al Scorer, esto con el fin de ajustar de la mejor manera diversos parámetros para un mejor análisis de la muestra.
4. Para cada uno de los eventos se obtuvo una distribución de Landau, por lo que a cada histograma se le realizó un ajuste de Landau. La Figura [3.3], muestra la distribución de Landau obtenida con su respectivo ajuste, para un evento aleatorio.
5. Una vez obtenidos los parámetros apropiados, se procedió a analizar los 6000 casos aplicando también el ajuste mencionado (Landau), análisis del cual fue

CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA

3.2. PROCEDIMIENTO GENERAL

obtenido el tiempo medio de llegada, tiempo en el que llegan los suficientes fotones para que el SiPM pueda funcionar.

- De todas las medias obtenidas del análisis de cada distribución de Landau, surgió una distribución Gaussiana.
- A esta distribución se le aplicó un ajuste gaussiano, además al programa usado para realizar dicho ajuste se le agregó la condición de tomar los eventos en los que la media fuese mayor a 0 y que la razón entre el error medio y la media sea menor a 0.2. Obteniendo así el tiempo de llegada medio y la resolución temporal intrínseca σ .

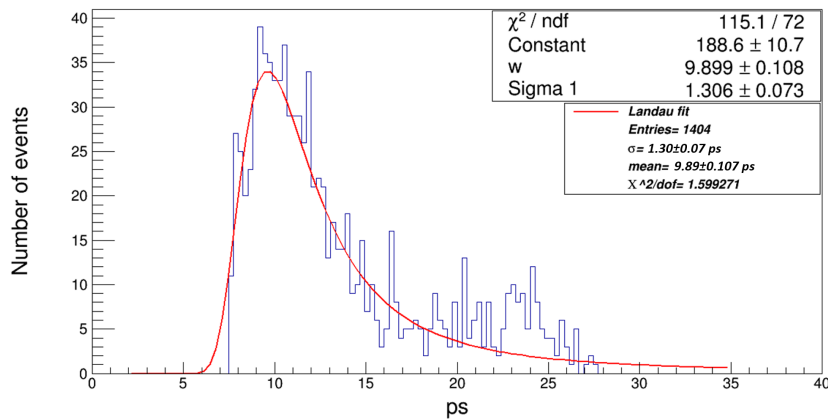


Figura 3.3: Distribución de Landau para un evento aleatorio.

CAPÍTULO 3. METODOLOGÍA
3.2. PROCEDIMIENTO GENERAL

Capítulo 4

Resultados

Se presentan los resultados obtenidos para la fuente Sr^{90} debido a que el resto de las fuentes analizadas presentaron resultados similares, los cuales se pueden observar en el apéndice.

En la Figura [4.1] se muestra el histograma correspondiente a la energía depositada por la fuente, dicha figura muestra el aumento de la energía depositada en función de los fotones ópticos que llegaron al Scorer, obteniendo un crecimiento en esta energía con una cantidad máxima de ≈ 540 KeV, siendo el electrón detenido dentro del material pues es depositada toda su energía. Por otro lado, en la Figura [4.2] se aprecia la distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos de 1 evento al Scorer con un promedio de 188.7 ps, mientras que en la Figura [4.3] se muestra distribución del tiempo de llegada pero ahora de todos los fotones ópticos, obteniendo un promedio de 213.2 ps.

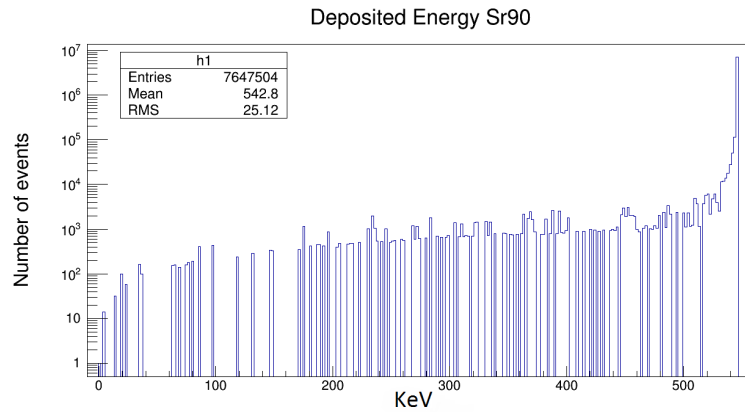


Figura 4.1: Energía depositada por la fuente Sr⁹⁰.

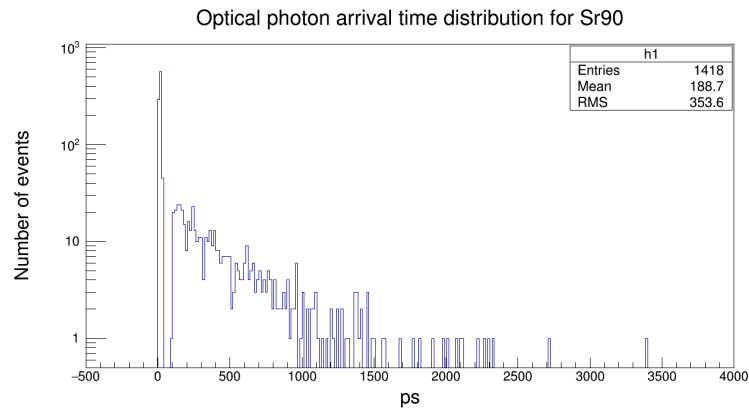


Figura 4.2: Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones de un solo evento para la fuente Sr⁹⁰.

Usando como base estos dos histogramas, el siguiente paso fue el saber si la energía depositada influía o estaba relacionada con el tiempo de llegada, por lo que se realizaron diversos cortes, la Figura [4.4] muestra la distribución del tiempo de llegada para aquellos fotones ópticos con una energía mayor a 350 MeV, de la cual al observar la media de 213.1 ps podemos deducir que efectivamente la energía depositada no es un factor que influya en el tiempo de llegada.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

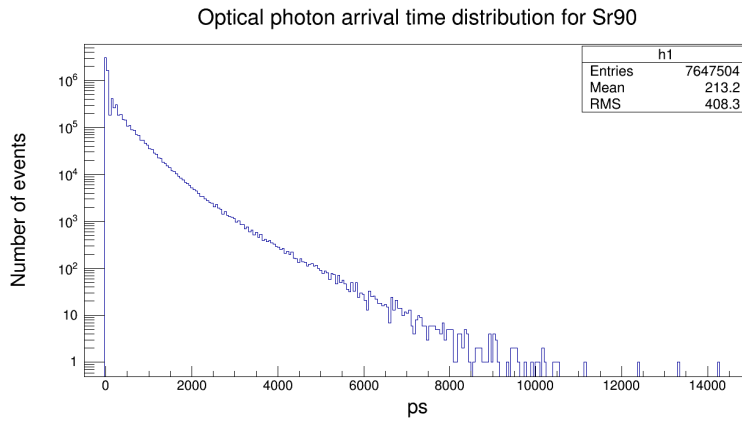


Figura 4.3: Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones ópticos de todos los eventos del Sr^{90} .

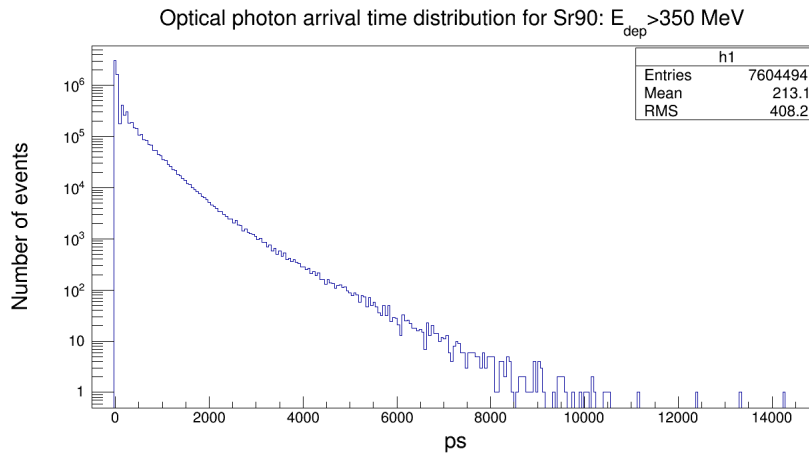


Figura 4.4: Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos con una energía mayor a 350 MeV.

De forma análoga al proceso realizado anteriormente, para el caso del espectro de energía emitida, cuya distribución se puede ver en la Figura [3.1] se analizó si existía alguna relación con el tiempo de llegada, por lo que fueron hechos diversos cortes. La Figura [4.5] muestra uno de los histogramas obtenidos para el caso en el que se coloca un corte de 3.2 eV, en el que se puede apreciar que la media obtenida

es de 213.2 ps, el cual coincide nuevamente con el obtenido en la Figura [4.3], por lo que la energía de los fotones tampoco influye con el tiempo de llegada.

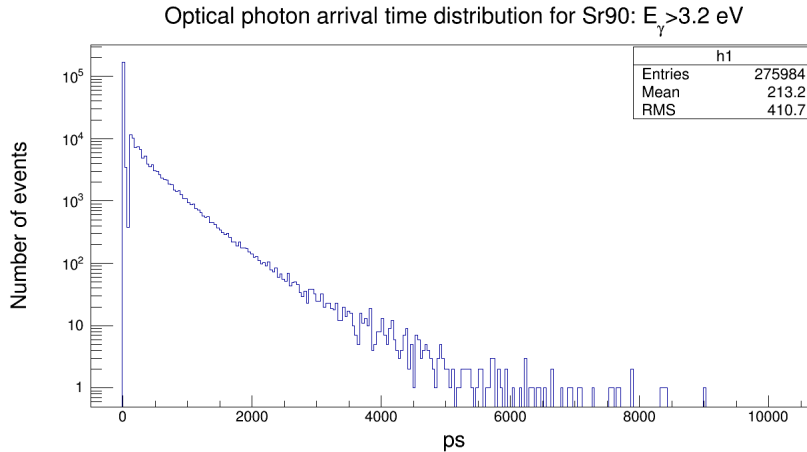


Figura 4.5: Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos del Sr^{90} con energía mayor a 3.2 eV.

4.1. Media y resolución temporal intrínseca

En la Figura [4.6] se muestra el ajuste Gaussiano aplicado a la distribución del tiempo de llegada promedio de los fotones ópticos al Scorer para el caso del Sr^{90} , con un valor medio de 12.26 ± 0.02 ps y $\sigma = 1.74 \pm 0.01$ ps, además solo fueron tomadas 5,999 de las 6,000 entradas, esto debido a que el evento faltante no interactuó con el plástico centellador, sin embargo, debido a que es 1 solo evento, el ser despreciado no afecta de manera significativa a la distribución ni a los valores obtenidos. Con el fin de saber si la energía influye en σ , se hizo realizaron diversos cortes de energía a la distribución Gaussiana, en la Figura [4.7] se muestra la distribución y ajuste gaussiano para el caso con un corte de energía menor a 300 KeV, comparando con la Figura [4.6] se puede apreciar que se obtiene $\sigma \approx 1.88 \pm 0.01$ y

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. MEDIA Y RESOLUCIÓN TEMPORAL INTRÍNSECA

una media de 12.30 ± 0.02 , por lo que no fueron afectados.

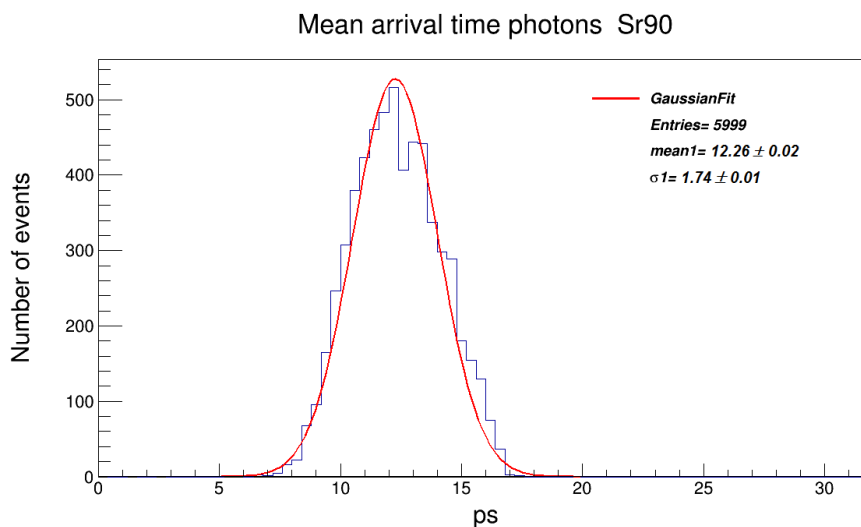


Figura 4.6: Ajuste gaussiano de la distribución del tiempo de llegada promedio de los fotones ópticos.

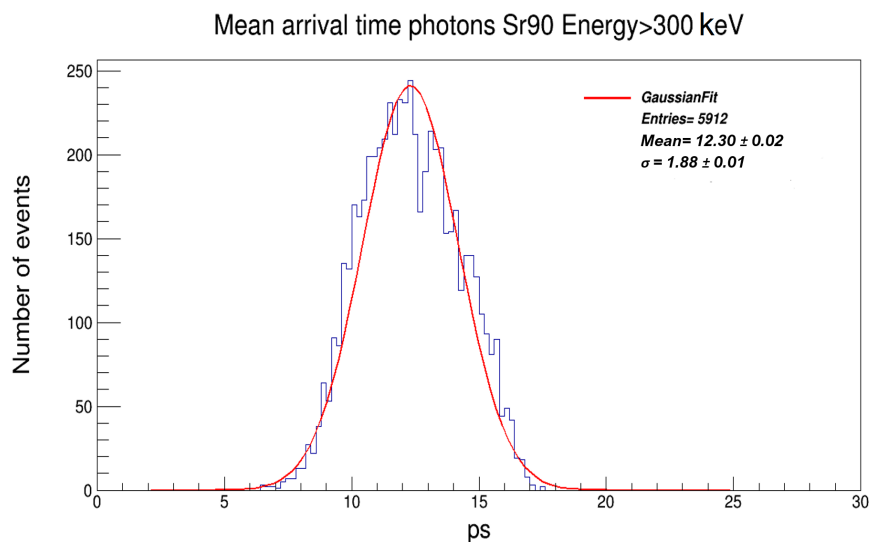


Figura 4.7: Ajuste de Gauss con corte de energía menor a 300 KeV.

Este proceso fue llevado a cabo para cada una de las fuentes radiactivas simula-

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. MEDIA Y RESOLUCIÓN TEMPORAL INTRÍNSECA

das (Sr^{90} , Cs^{137} , Na^{22} , Co^{60}), los valores obtenidos se encuentran registrados en la tabla [4.1], y visualizados en [4.8] y [4.9] respectivamente para el tiempo medio de llegada y la resolución temporal intrínseca σ . En estas se puede observar una clara consistencia en las cuatro fuentes en cuanto a σ , considerando que actualmente no existe aparato electrónico capaz de detectar estos valores. Por otro lado, el tiempo medio de llegada para el caso del Sr^{90} difiere bastante en comparación con las otras fuentes, esto es debido a que se tomó en cuenta el decaimiento más probable, el cual fue en su mayoría el fotón, partícula que no tiene ni carga ni masa, por otro lado, el electrón para el caso de Sr^{90} sí posee masa, provocando que a cierta profundidad esta partícula se detenga o en todo caso reduzca su velocidad considerablemente con respecto de los fotones, siendo mayor el camino óptico a recorrer. Además, la interacción del electrón con el plástico centellador, debido a sus propiedades como lo es carga eléctrica y masa, produce más fotones ópticos por cada electrón en comparación con las partículas gamma, por lo que para esta fuente un evento tardaría más tiempo en concluir, pues sería el tiempo que tomaría en que todos los fotones lleguen al Scorer.

Fuente	Tiempo medio de llegada (ps)	RTI (ps)
Sr^{90}	12.26 ± 0.02	1.74 ± 0.01
Cs^{137}	2.45 ± 0.11	2.19 ± 0.16
Co^{60}	2.77 ± 0.04	1.45 ± 0.03
Na^{22}	2.83 ± 0.05	1.47 ± 0.04

Tabla 4.1: Resultados obtenidos para el valor medio expresado en ps y la resolución temporal intrínseca σ de cada fuente.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. MEDIA Y RESOLUCIÓN TEMPORAL INTRÍNSECA

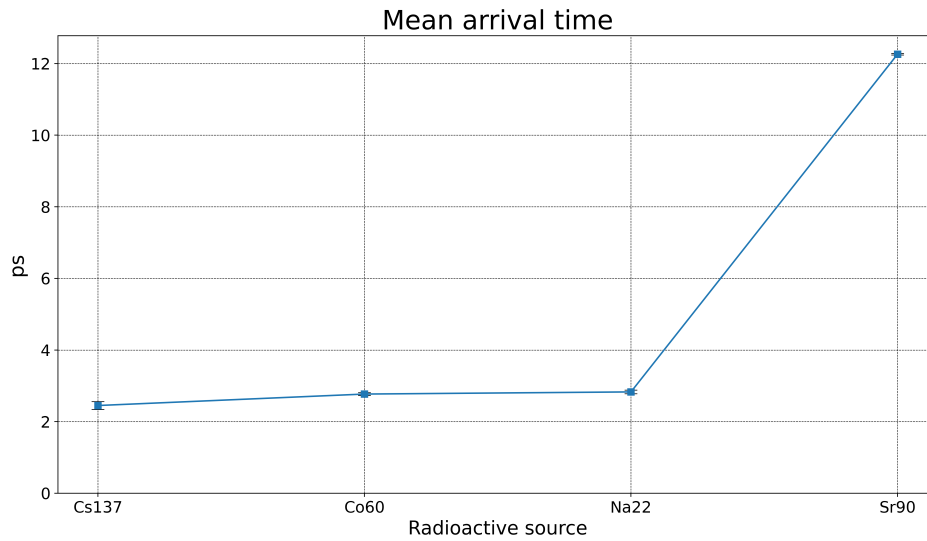


Figura 4.8: Tiempo medio de llegada de cada fuente radiactiva.

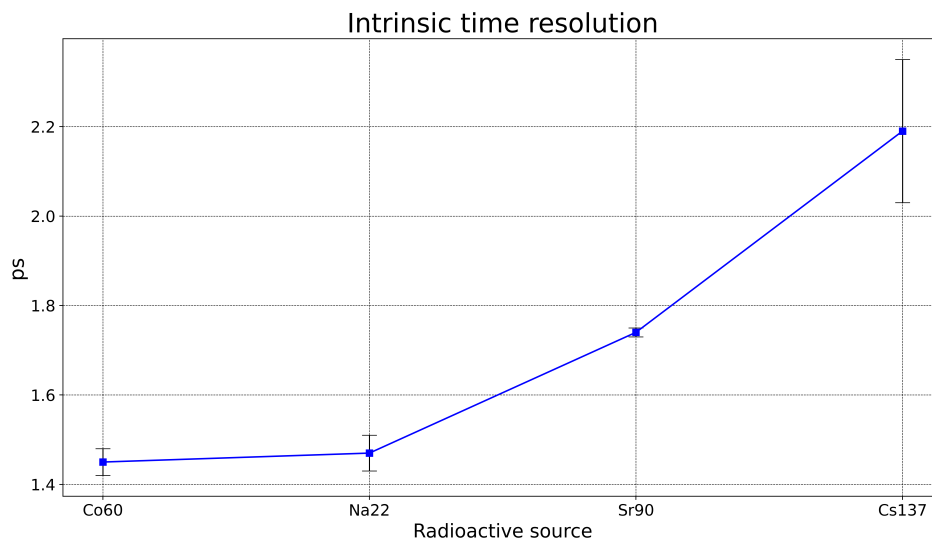


Figura 4.9: Resolución temporal intrínseca de cada fuente radiactiva.

En el desarrollo conceptual del detector de moniterio BE-BE, el cual será implementado de igual forma en el MPD en NICA [70], se realizó un estudio a dos prototipos de celdas BE-BE, hechas con plástico centellador BC-404, para probar la resolución temporal de la celda; uno de los fotosensores usados fue el SiPM SensL (C-60035-4P-EVB) [71]; además, para el sistema de detección fueron usadas dos paletas centelladoras gruesas(TA y TB) y un detector plástico centellador hexagonal, mientras que para el sistema de adquisición de datos (DAQ) fueron usados los electrónicos front end (FEE) desarrollados para el detector ALICE V0. En dicho estudio, fue relacionada la resolución temporal con la resolución temporal intrínseca de la siguiente manera

$$\sigma_{p2}^2 = \sigma_{BB_{p2}}^2 + \sigma_{TA}^2 + \sigma_{FEE}^2$$

donde σ_{p2} es la resolución temporal del sistema; σ_{TA} y σ_{FEE} son las resoluciones temporales del detector de referencia TA y los electrónicos front end respectivamente, y $\sigma_{BB_{p2}}$ es la resolución temporal intrínseca del prototipo de celda BE-BE; para el detector MiniBeBe, en el presente trabajo se ha obtenido la resolución temporal intrínseca del plástico centellador BC-404, el equivalente a $\sigma_{BB_{p2}}$, aún se sigue trabajando en la obtención de la RT para la electrónica Front End así como para el detector de referencia.

Capítulo 5

Conclusión

Se simuló un plástico centellador BC-404 con sus respectivas propiedades ópticas, además de un Scorer con dimensiones de $6 \times 6\text{mm}^2$ para representar el área efectiva del SiPM, así como 4 fuentes radiactivas, que son Cs^{137} , Co^{60} , Na^{22} y Sr^{90} . Obtuvimos que para las fuentes radiactivas Cs^{137} , Co^{60} y Na^{22} los valores fueron consistentes, con un rango entre 2.45 ± 0.11 ps y 2.83 ± 0.05 ps para el caso del valor medio del tiempo de llegada y valores entre 1.45 ± 0.03 ps y 2.19 ± 0.16 ps para el caso de la resolución temporal intrínseca; por otro lado, para el caso del Sr^{90} los respectivos valores fueron de 12.26 ± 0.02 ps y 1.74 ± 0.01 ps. Con estos resultados podemos decir que el valor medio del tiempo de llegada y la resolución temporal intrínseca son consistentes para cada fuente. Cabe destacar que los pequeños cambios de un picosegundo no se pueden observar con la energía actual, ya que el instrumento para medir la resolución temporal más eficiente es el picoTDC (pico-Time to Digital Convert), el cual tiene a lo más 3 ps de resolución temporal [69]; también que la energía de las partículas o la energía depositada por la fuente no fue relevante pues no afectó a la media ni a σ , sin embargo, se debe tomar

en cuenta que durante todo el proceso, se mantuvo una configuración fija del sistema, es decir, la geometría del plástico centellador no cambió, no disminuyeron ni aumentaron las dimensiones, la posición y la cantidad de Scorers, etc., con lo cual podríamos deducir que la energía de las partículas no es relevante para este tamaño y posición del scorer, por lo que al variar uno de estos factores, los resultados obtenidos probablemente se verían afectados.

Bibliografía

- [1] Knoll, G. (Ed.). (s. f.). Scintillation Detector Principles. En Radiation Detection and Measurement (3.a ed., pp. 219–263). John Wiley & Sons, Inc.
- [2] CRYSTALS SAINT-GOBAIN BC400 BC404 BC408 BC412 BC416 Data Sheet 2018. <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/hps-mac3-cma-crystals/files/2021-10/BC400-404-408-412-416-Data-Sheet.pdf>
- [3] Fernández, C. H. Z. (2021, 8 junio). Intrinsic time resolution and efficiency characterization for two size of BC-404 plastic scintillators studies in Geant4. pp 1-2. arXiv.Org. <https://arxiv.org/abs/2106.04734>
- [4] Agostinelli, S. et al. (2003). «Geant4—a simulation toolkit». Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 506 (3): 250. pp 13-16.
- [5] Cosmo Gabriele. (2002). Geant4 Detector Description-basic concepts (Geant4 User’s Workshop,CERN). pp. 4-12. Recuperado el 12 de Mayo de 2022, de <https://geant4.web.cern.ch/sites/geant4.web.cern.ch/files/geant4/collaboration/workshops/users2002/talks/lectures/geobasics.pdf>

- [6] Cherry, R. (s. f.). Radiaciones ionizantes. En Enciclopedia de salud y seguridad en el trabajo (Vol. 2, p. 48.1-48.46). Chantal Dufresne, BA.
- [7] Comisión Chilena de Energía Nuclear. (2016, julio). GUÍA PARA LA IDENTIFICACION DE FUENTES RADIATIVAS PRIMEROS AC-TUANTES PRIMERA CATEGORÍA. https://www.cchen.cl/pdf/seguridad/guia_identificacion_fuentes.pdf
- [8] Consejo de Seguridad Nuclear. (s. f.). Radiaciones ionizantes - CSN. CSN. Recuperado 10 de febrero de 2022, de <https://www.csn.es/radiaciones-ionizantes>
- [9] Asociación Americana de Salud Pública. (1959). Carácter físico de las radiaciones. En Las Radiaciones Ionizantes y sus Efectos en la Población (Vol. 43, pp. 3-7). <https://iris.paho.org/bitstream/handle/10665.2/1324/41634.pdf?sequence=1>
- [10] Agencia de Protección Ambiental de Estados Unidos. (2021, 16 abril). Información básica sobre la radiación. US EPA. Recuperado 10 de febrero de 2022, de <https://espanol.epa.gov/espanol/informacion-basica-sobre-la-radiacion>
- [11] Olmo, M., & Nave, R. (s. f.-b). Radioactivity. Hyperphysics. Recuperado 10 de febrero de 2022, de <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/Nuclear/beta.html>
- [12] Knoll, G. F. (s. f.). Radiation detection and measurement (Third edition). John Wiley & Sons, Inc. pp. 50-51.

- [13] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 39-40.
- [14] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 45.
- [15] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 38.
- [16] Efecto fotoeléctrico-A. García Rosselli y D. Hofman-UBA 2002. pp 1.
- [17] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 44-46.
- [18] Knoll, G. F. (s. f.). Radiation detection and measurement (Third edition). John Wiley & Sons, Inc. pp. 51-52.
- [19] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 196.
- [20] Leo, W. R. (1994). Techniques for nuclear and particle physics experiments, Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 107-108.
- [21] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 197-200.
- [22] Leo, W. R. (1994). Techniques for nuclear and particle physics experiments, Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 112.

- [23] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 244.
- [24] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 199-200.
- [25] Knoll, G. F. (s. f.). Radiation detection and measurement (Third edition). John Wiley & Sons, Inc. pp. 119-122.
- [26] Connor, N. (2020, 10 marzo). ¿Qué es el tiempo muerto de los detectores? - Definición. Radiation Dosimetry. Recuperado 20 de abril de 2022, de <https://www.radiation-dosimetry.org/es/que-es-el-tiempo-muerto-de-los-detectores-definicion>
- [27] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 196.
- [28] Leo, W. R. (1994). Techniques for nuclear and particle physics experiments, Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 119-121.
- [29] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 200-202.

- [30] Connor, N. (2020b, julio 1). ¿Qué es el detector de ionización gaseosa? Detector lleno de gas: definición. Radiation Dosimetry. Recuperado 24 de abril de 2022, de <https://www.radiation-dosimetry.org/es/que-es-el-detector-de-ionizacion-gaseosa-detector/-lleno-de-gas-definicion/>
- [31] Pérez, P., & Valente, M. (2018). Sistemas de detección de uso radiológico — documentación de Curso de imágenes médicas - 1.0. Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación. <https://www.famaf.unc.edu.ar/%7Epperez1/manuales/cim/cap3.html>
- [32] Rickards Campbell, J., & Cameras Ross, R. (s. f.). V. DETECCIÓN Y MEDIDA DE LA RADIACIÓN. Biblioteca Digital ILCE. Recuperado 27 de septiembre de 2021, de http://bibliotecadigital.ilce.edu.mx/sites/ciencia/volumen2/ciencia3/094/htm/sec_8.htm
- [33] Connor, N. (2020, 1 julio). ¿Qué es la cámara de ionización? Cámara de iones: definición. Radiation Dosimetry. <https://www.radiation-dosimetry.org/que-es-la-camara-de-ionizacion-camara-de-iones/>
- [34] Leo, W. R. (1994). Techniques for nuclear and particle physics experiments, Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 207.
- [35] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 202-205.

- [36] Leo, W. R. (1994). Techniques for nuclear and particle physics experiments, Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 120.
- [37] Consejo de Seguridad Nuclear. (2013). Curso de SUPERVISORES de instalaciones radiactivas (IR). MÓDULO BÁSICO. https://csn.ciemat.es/MDCSN/recursos/ficheros_md/
- [38] Knoll, G. F. (s. f.). Radiation detection and measurement (Third edition). John Wiley & Sons, Inc. pp. 219.
- [39] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 205-206.
- [40] Connor, N. (2020, 10 marzo). ¿Qué es el centelleo? Definición. Radiation Dosimetry. Recuperado 14 de febrero de 2022, de <https://www.radiation-dosimetry.org/es/que-es-el-centelleo-definicion/>
- [41] Leo, W. R. (1994). Techniques for nuclear and particle physics experiments, Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 151-156.
- [42] Knoll, G. F. (s. f.). Radiation detection and measurement (Third edition). John Wiley & Sons, Inc. pp. 220-231.
- [43] Leo, W. R. (1994). Techniques for nuclear and particle physics experiments, Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 157-158.

- [44] Universidad de Buenos Aires. (2013, febrero). Centelleo. <http://materias.df.uba.ar/Centelladores.pdf>
- [45] W. Krzemien et al., A novel TOF-PET detector based on plastic scintillators, IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imag. Conf. (NSS/MIC) 2015 1 (2015).
- [46] P. Moskal et al., Nuclear Medicine Review 15 (2012) C81; [arXiv:1305.5559 [physics.ins-det]].
- [47] Knoll, G. F. (s. f.). Radiation detection and measurement (Third edition). John Wiley & Sons, Inc. pp. 265-266.
- [48] Knoll, G. F. (s. f.). Radiation detection and measurement (Third edition). John Wiley & Sons, Inc. pp. 266.
- [49] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 206.
- [50] Connor, N. (2020, julio 1). Qué es el tubo fotomultiplicador - PMT - Definición. Radiation Dosimetry. Recuperado 5 de abril de 2022, de <https://www.radiation-dosimetry.org/es/que-es-el-tubo-fotomultiplicador-pmt-definicion/>
- [51] Leo, W. R. (1994). Techniques for nuclear and particle physics experiments, Berlin, Alemania: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH. pp. 169-172.
- [52] Advanced Silicon Detectors. (2014). Introduction to SiPMs. https://advansid.com/attachment/get/up_89_1411030571.pdf

- [53] International Atomic Energy Agency (IAEA). (2014). Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, Viena: IAEA. pp. 208-209.
- [54] SensL [SensLTech]. (2018, 18 mayo). SiPM Theory of Operation Animation Video (Improved Audio) [VÍdeo]. YouTube. <https://www.youtube.com/watch?v=0c-JEjaTHGs>
- [55] Piatek, Slawomir. (2016). What is an SiPM and how does it work?. Hamamatsu Corporation & New Jersey Institute of Technology Recuperado el 5 de Mayo de 2022 de <https://es.scribd.com/document/472515063/What-is-an-SiPM-and-how-does-it-work>
- [56] Piatek, S. (2016, diciembre). Low light detection: PMT v. SiPM — Hamamatsu Photonics. HAMAMATSU. Recuperado 11 de mayo de 2022, de <https://www.hamamatsu.com/us/en/resources/webinars/detectors/low-light-detection-pmt-sipm.html>
- [57] R. Acevedo Kado et al., The conceptual design of the miniBeBe detector proposed for NICAMPD JINST 16 P02002 (2021)
- [58] R. Acevedo Kado et al., The conceptual design of the miniBeBe detector proposed for NICAMPD JINST 16 P02002 (2021). pp 4.
- [59] R. Acevedo Kado et al., The conceptual design of the miniBeBe detector proposed for NICAMPD JINST 16 P02002 (2021). pp 3.
- [60] CERN. (s. f.). Overview — geant4.web.cern.ch. CERN Accelerating Science. <https://geant4.web.cern.ch/>

- [61] Agostinelli, S. et al. (2003). «Geant4—a simulation toolkit». Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 506 (3): 250. pp 6.
- [62] Anna Wiczorek, Development of novel plastic scintillators based on polyvinyltoluene for the hybrid J-PET/MR tomograph (2017).
<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1710/1710.08136.pdf>
- [63] Fernández, C. H. Z. (2021, 8 junio). Intrinsic time resolution and efficiency characterization for two size of BC-404 plastic scintillators studies in Geant4. pp 4. arXiv.Org. <https://arxiv.org/abs/2106.04734>
- [64] Berkeley Nucleonics Corp Radioactive Check Sources Alpha, Beta, Gamma and Mixed Isotopes <https://www.berkeley-nucleonics.com/check-source>.
- [65] Stanford Environmental Safety Na-22 Radionuclide Fact Sheet. <https://ehs.stanford.edu/reference/na-22-radionuclide-fact-sheet>.
- [66] Stanford Environmental Safety Cs-137 Radionuclide Fact Sheet. <https://ehs.stanford.edu/reference/cs-137-radionuclide-fact-sheet>.
- [67] Stanford Environmental Safety Co-60 Radionuclide Fact Sheet. <https://ehs.stanford.edu/reference/co-60-radionuclide-fact-sheet>.

- [68] Stanford Environmental Safe safety Sr-90 Radionuclide Fact Sheet. <https://ehs.stanford.edu/reference/sr-90-radionuclide-fact-sheet>.
- [69] T. Sui, Z. Zhao, S. Xie, Q. Huang, J. Xu and Q. Peng, Pico-TDC: a novel FPGA-based TDC with 2.2ps RMS timing resolution. 2017 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC) 2017 [10.1109/NSSMIC.2017.8532955](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2017.8532955)
- [70] Alvarado M. et al., A beam–beam monitoring detector for the MPD experiment at NICA, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 953 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163150>
- [71] URL <https://sensl.com/products/c-series/>

APÉNDICE

Análisis de las fuentes radiactivas Co^{60} , Na^{22} y Cs^{137}

Se presentan en este apéndice, los histogramas obtenidos durante el análisis realizado en el presente trabajo para las fuentes radiactivas Co^{60} , Na^{22} y Cs^{137}

Cesio 137

· La energía depositada es

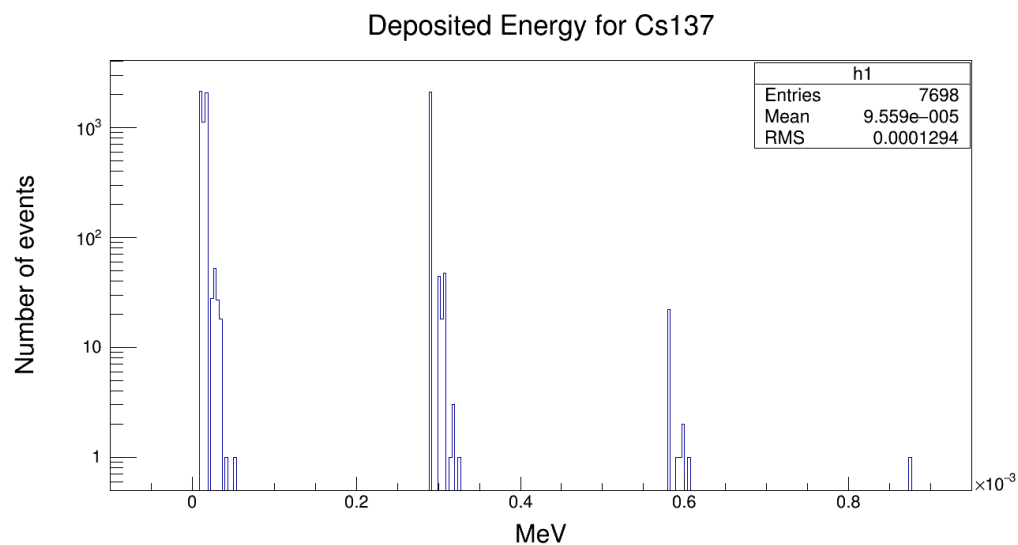


Figura 1: Energía depositada por la fuente Cs^{137} .

· El tiempo de llegada

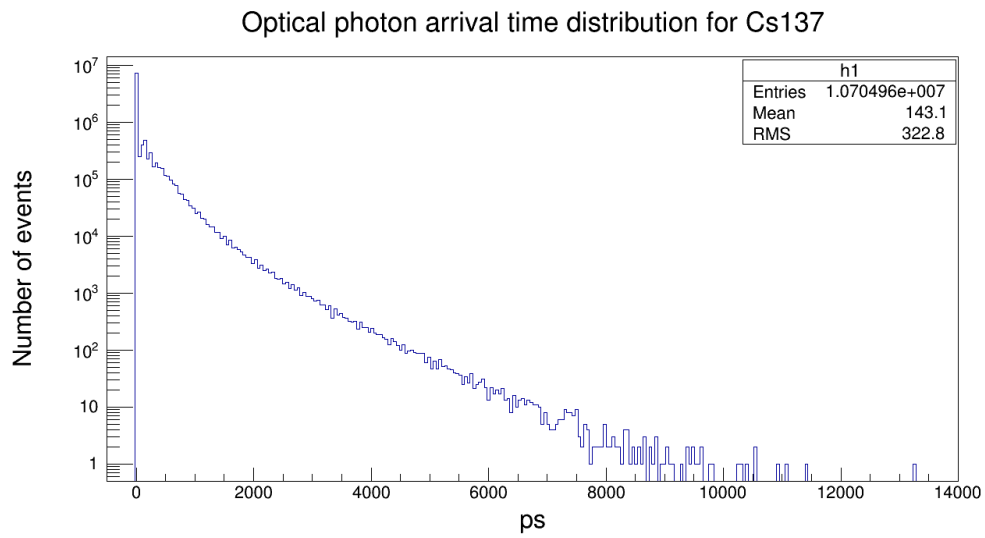


Figura 2: Distribución del tiempo de llegada para todos los eventos.

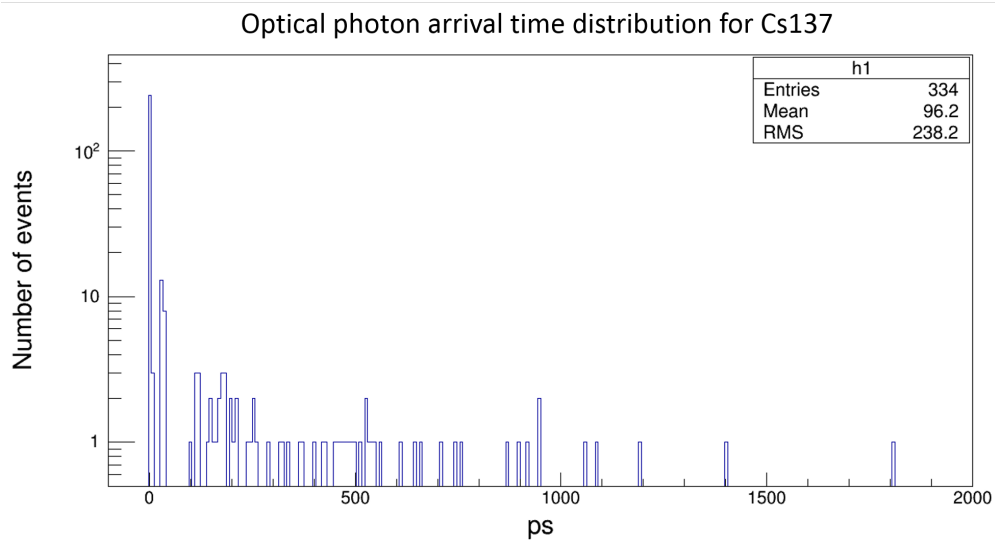


Figura 3: Distribución del tiempo de llegada para un evento.

· Corte en la energía depositada para comprobar si está relacionada con el tiempo de llegada, donde se puede demostrar que efectivamente no existe ninguna relación entre el tiempo de llegada y la energía depositada.

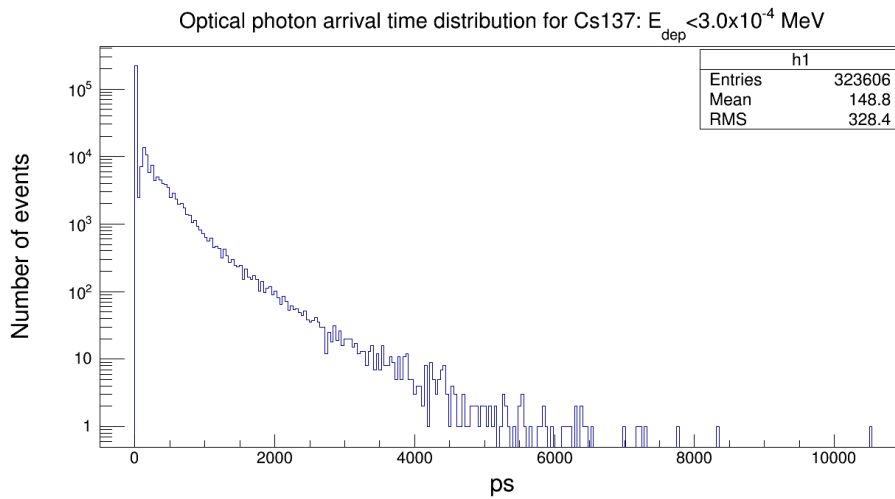


Figura 4: Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones ópticos con energía menor a 3.0×10^4 MeV.

· El espectro de energía simulado para el plástico centellador BC-404 es

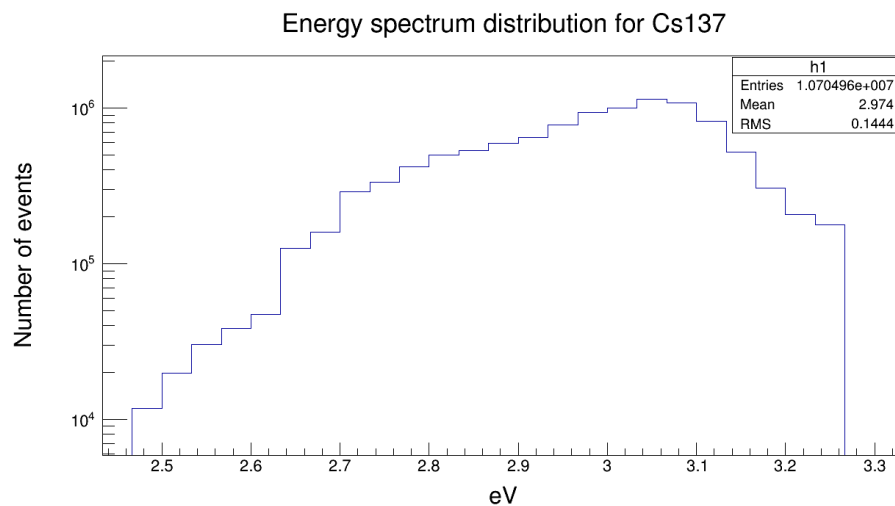


Figura 5: Distribución del espectro de energía para el Cs137

· Corte en la energía de los fotones para saber si hay relación con el tiempo de llegada y con la que comprobamos que efectivamente no lo hay

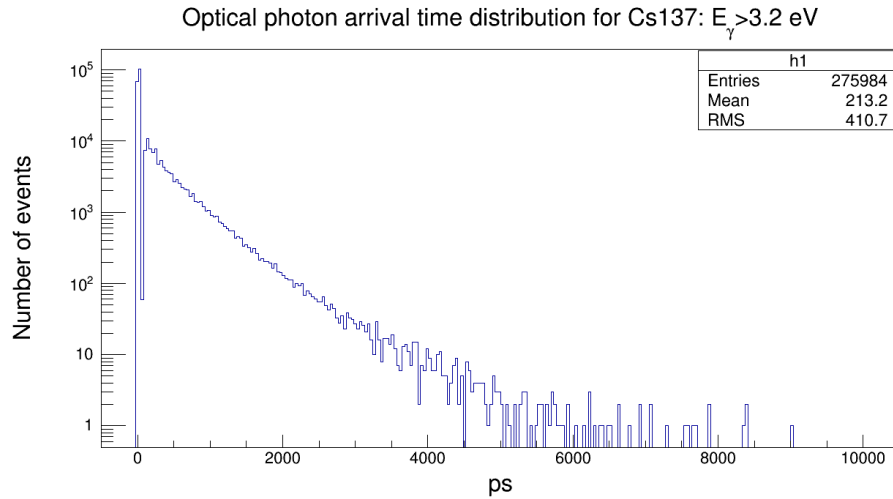


Figura 6: Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos con energía mayor a 3.2eV

· Resolución temporal como función de la energía depositada

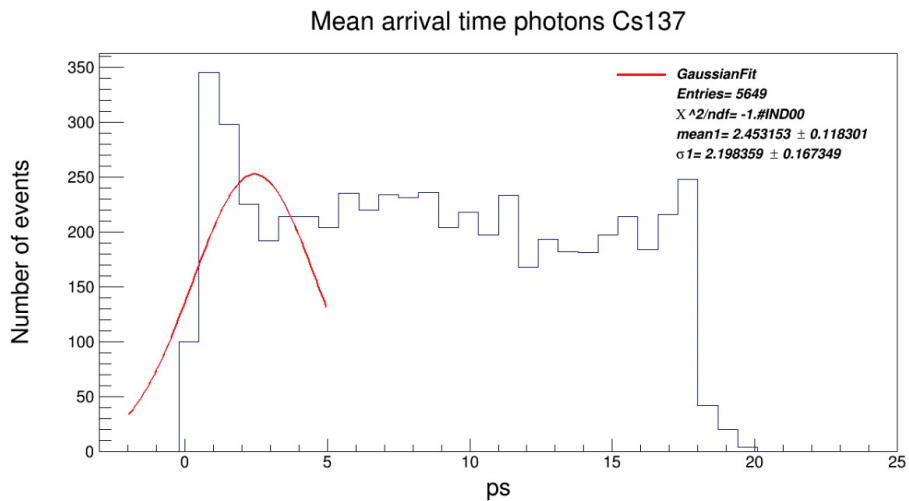


Figura 7: Ajuste gaussiano de la distribución del tiempo de llegada promedio de los fotones ópticos.

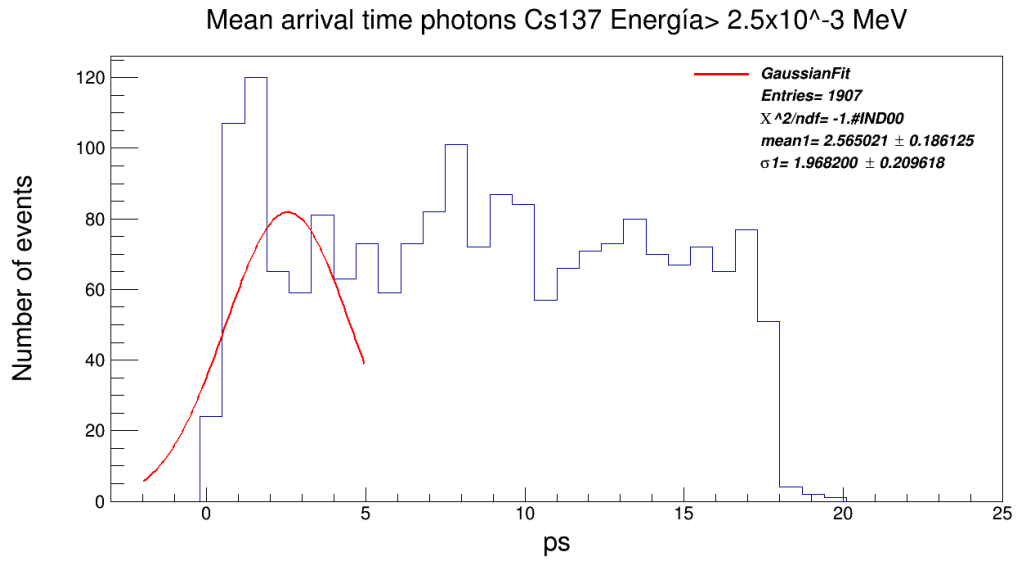


Figura 8: Ajuste de Gauss con corte de energía mayor a 2.5×10^{-3} MeV.

Cobalto 60

- La energía depositada es

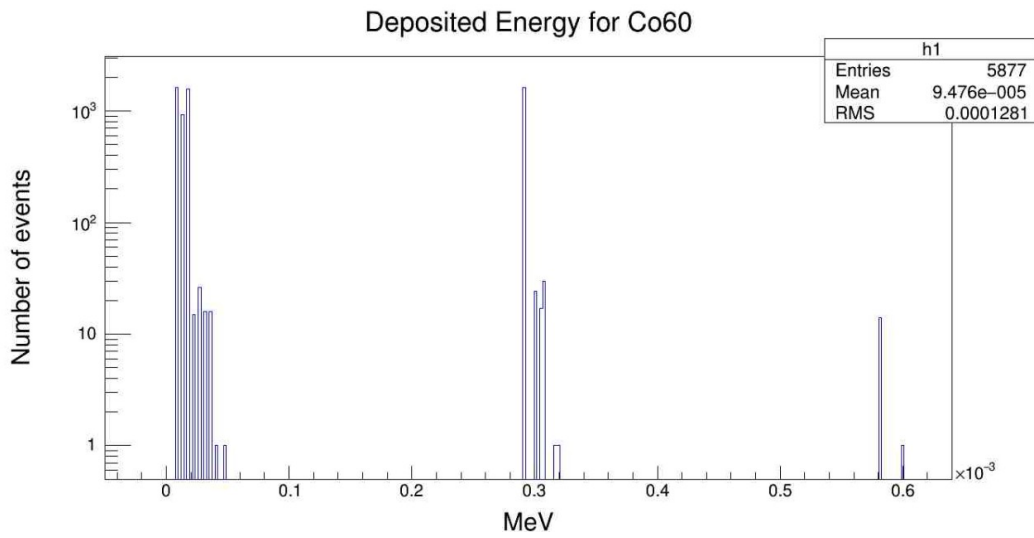


Figura 9: Energía depositada por la fuente Co^{60}

· El tiempo de llegada

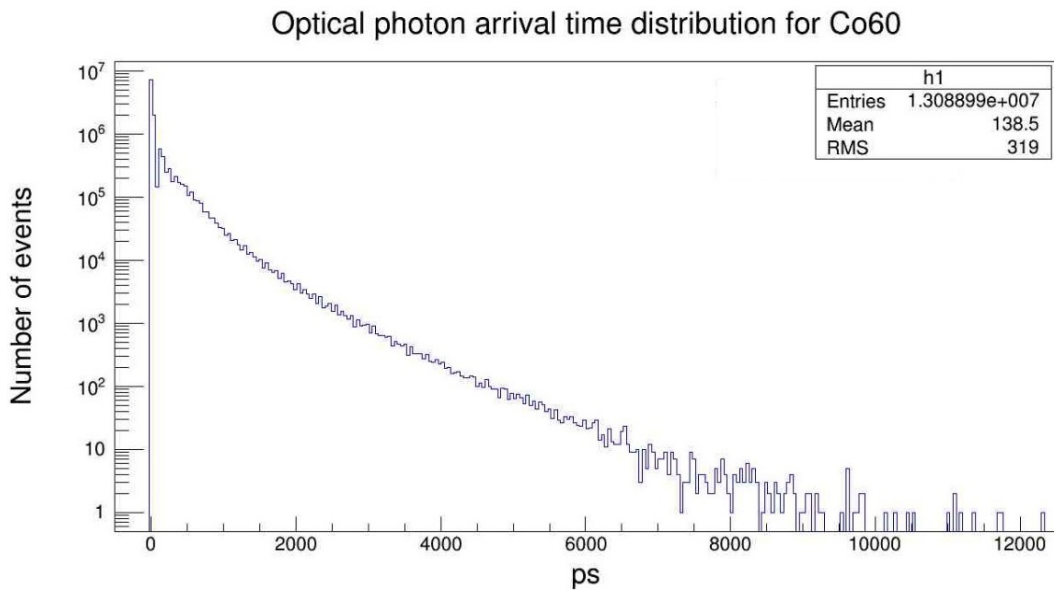


Figura 10: Distribución del tiempo de llegada para todos los eventos.

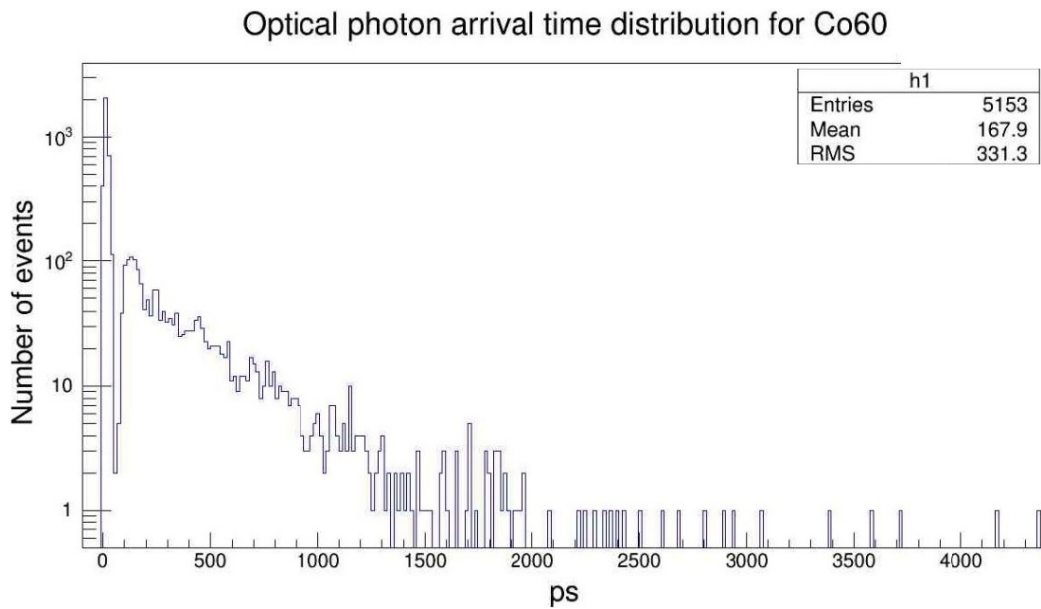


Figura 11: Distribución del tiempo de llegada para un evento

· Corte en la energía depositada para comprobar si está relacionada con el tiempo de llegada, donde se puede demostrar que efectivamente no existe ninguna relación entre el tiempo de llegada y la energía depositada.

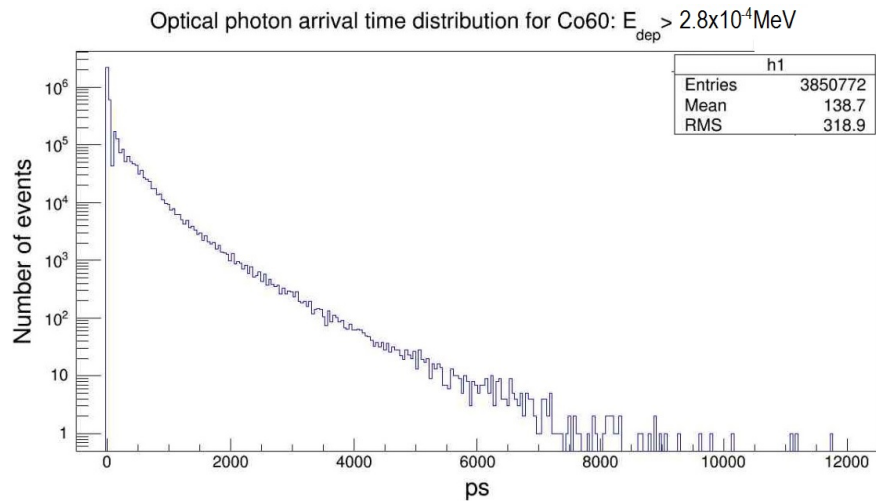


Figura 12: Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones ópticos con energía mayor a $2.9 \times 10^{-4} \text{ MeV}$.

· El espectro de energía simulado para el plástico centellador BC-404 es

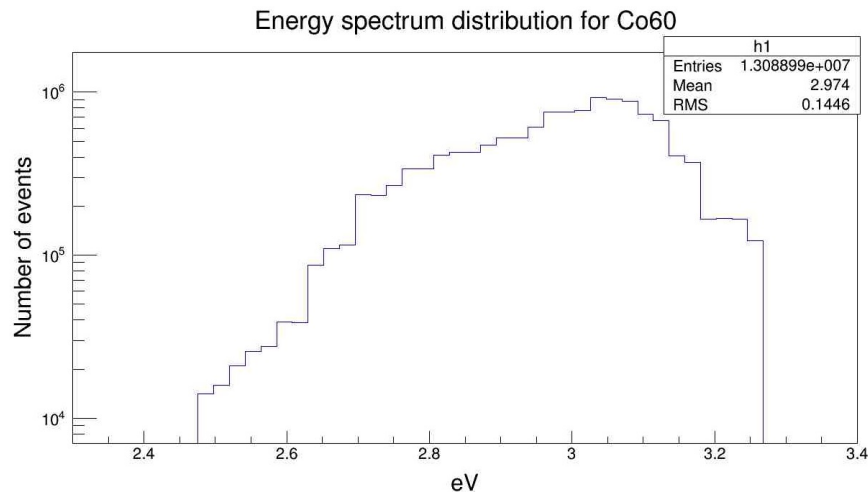


Figura 13: Distribución del espectro de energía para el Co^{60} .

· Corte en la energía de los fotones para saber si hay relación con el tiempo de llegada y con la que comprobamos que efectivamente no lo hay

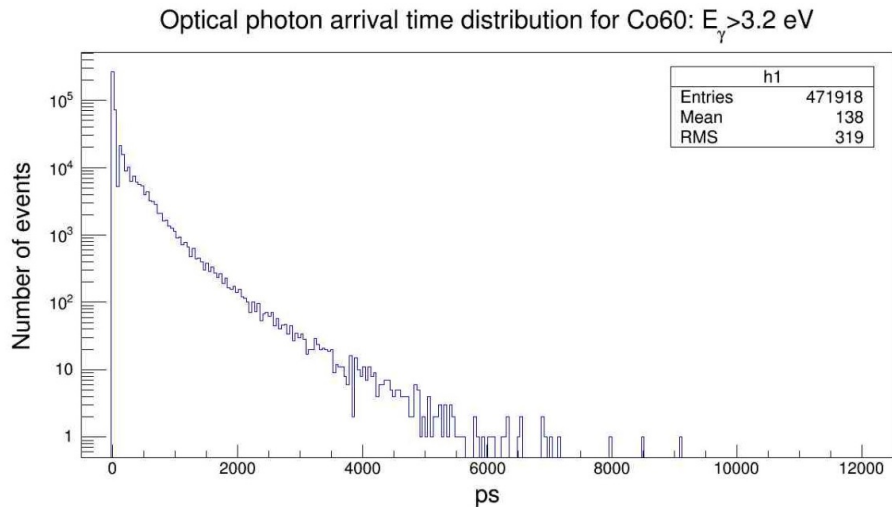


Figura 14: Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos con energía mayor a 3.2 eV.

· Resolución temporal como función de la energía depositada

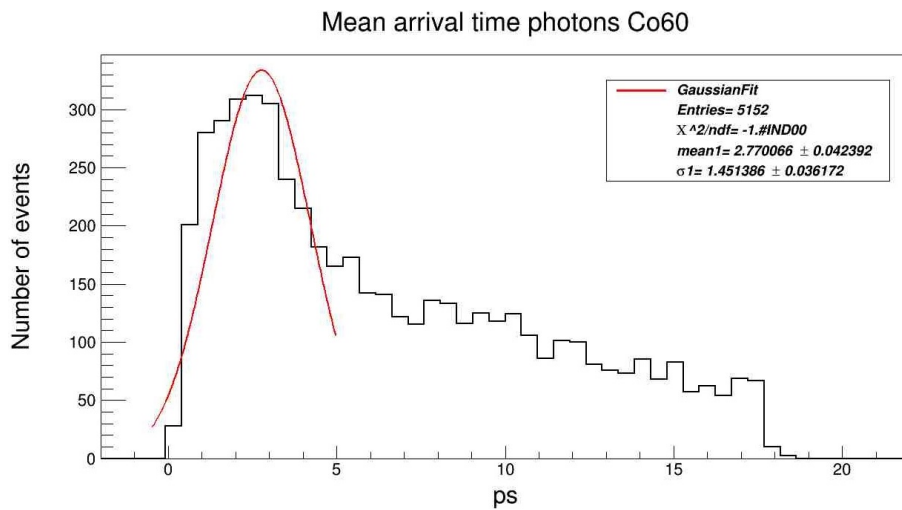


Figura 15: Ajuste gaussiano de la distribución del tiempo de llegada promedio de los fotones ópticos.

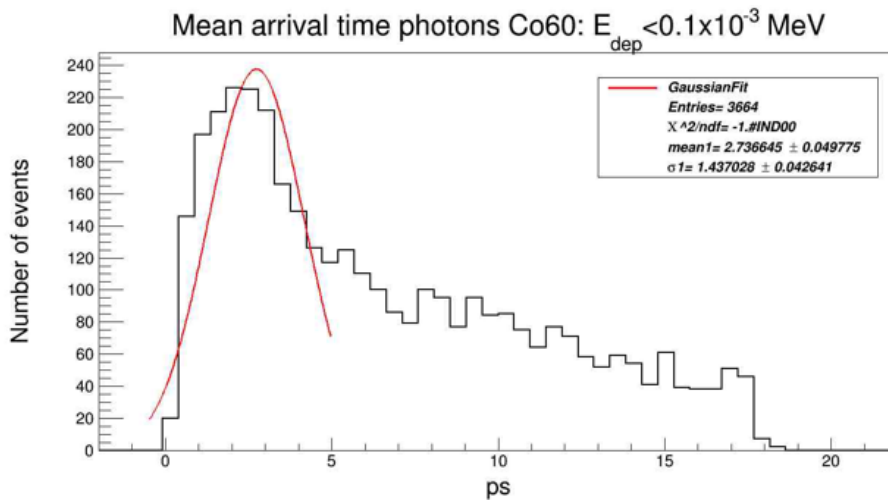


Figura 16: Ajuste de Gauss con corte de energía menor a 0.1×10^{-3} MeV.

Sodio 22

· La energía depositada es

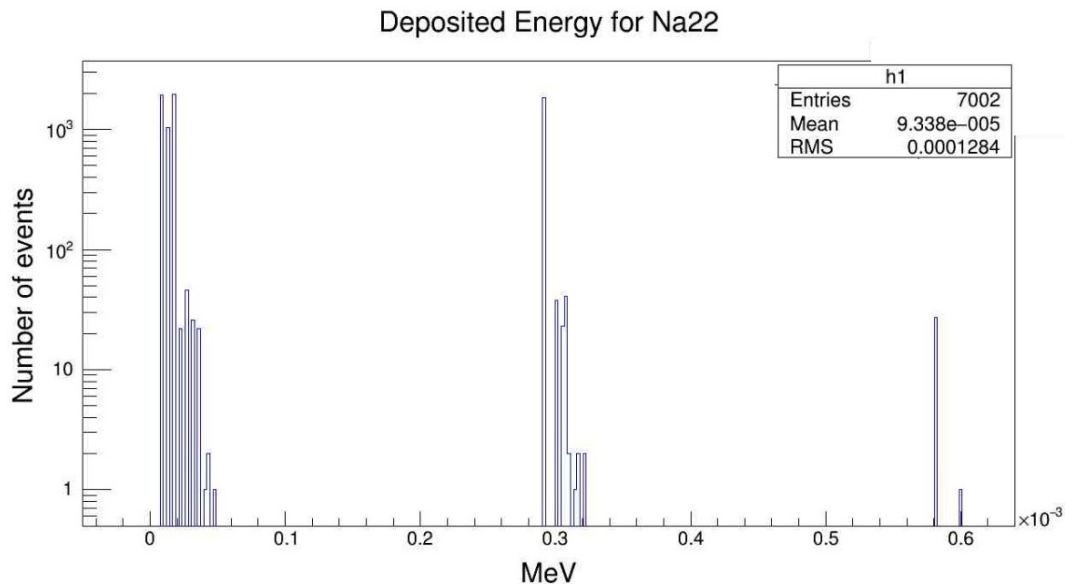


Figura 17: Energía depositada por la fuente Na²².

· El tiempo de llegada

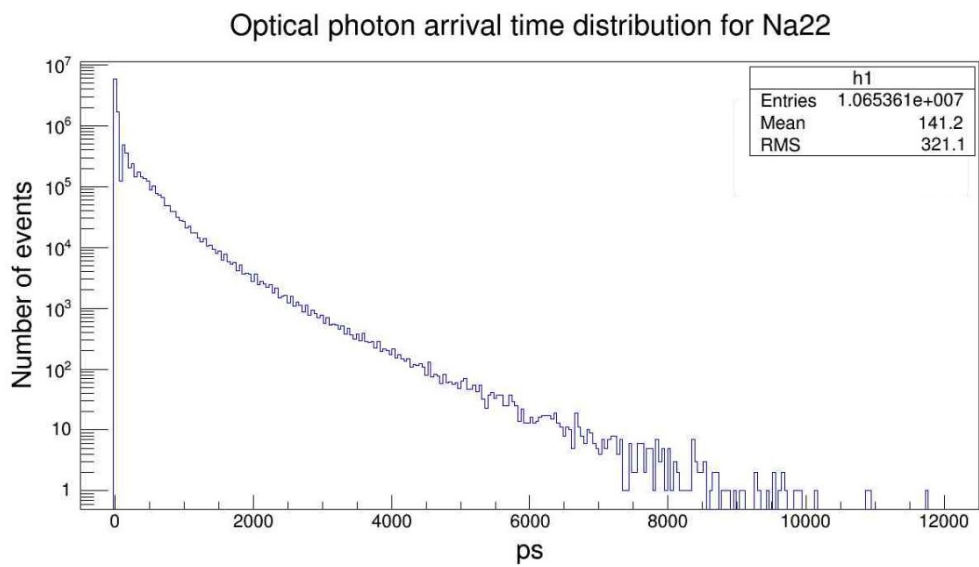


Figura 18: Distribución del tiempo de llegada para todos los eventos.

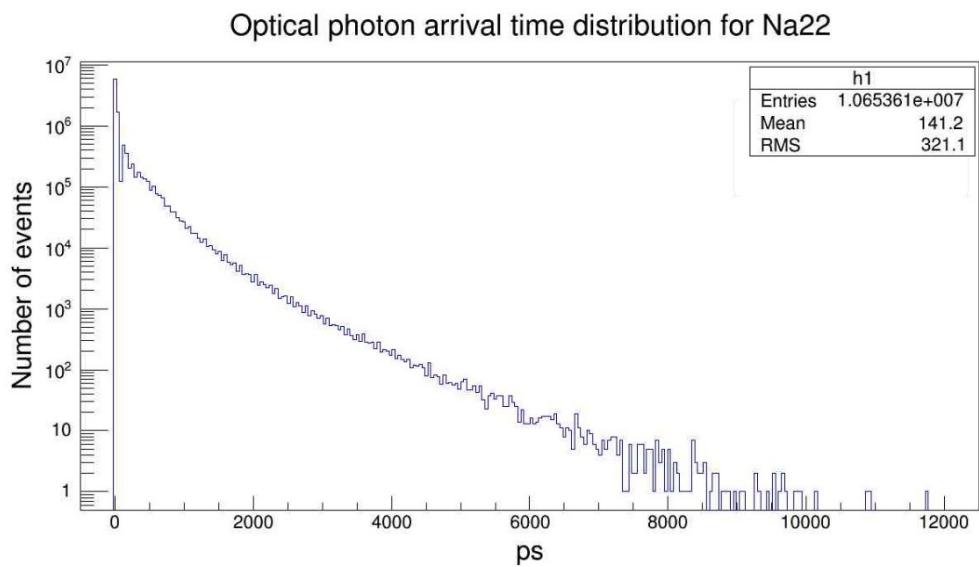


Figura 19: Distribución del tiempo de llegada para todos los eventos.

· Corte en la energía depositada para comprobar si está relacionada con el tiempo de llegada, donde se puede demostrar que efectivamente no existe ninguna relación entre el tiempo de llegada y la energía depositada.

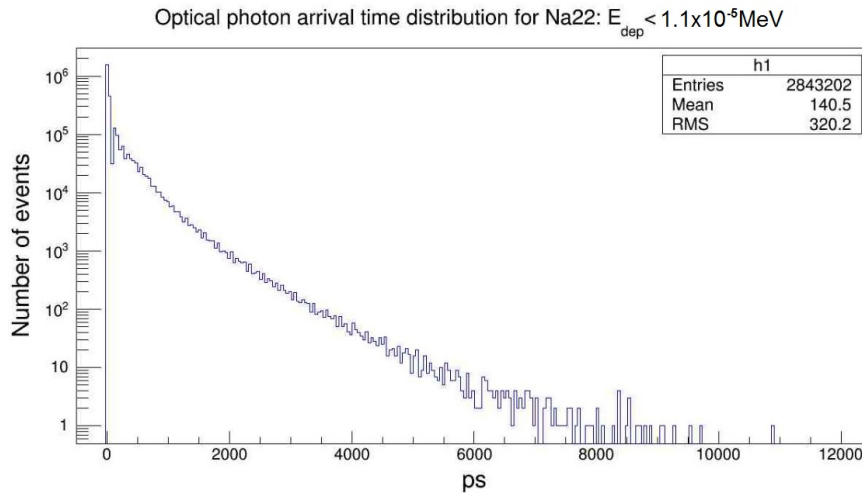


Figura 20: Distribución del tiempo de llegada de todos los fotones ópticos con energía menor a $1.1 \times 10^{-5} \text{MeV}$.

· El espectro de energía simulado para el plástico centellador BC-404 es

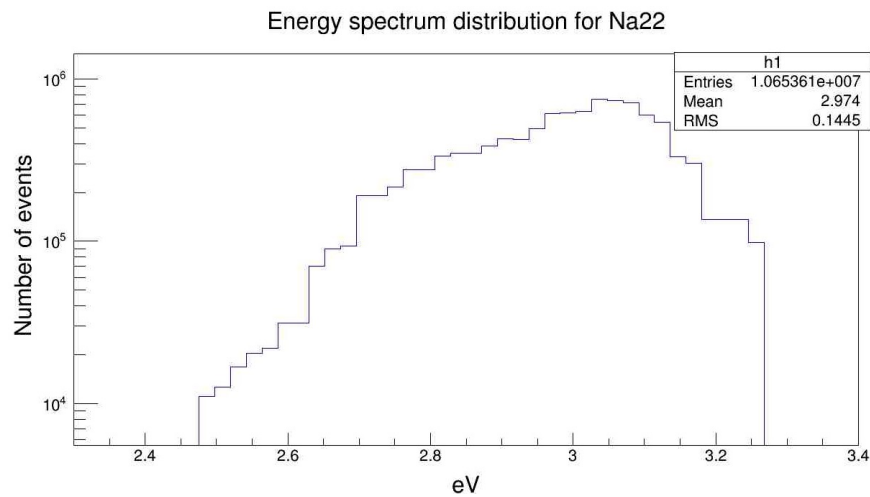


Figura 21: Distribución del espectro de energía para el Na^{22} .

· Corte en la energía de los fotones para saber si hay relación con el tiempo de llegada y con la que comprobamos que efectivamente no lo hay

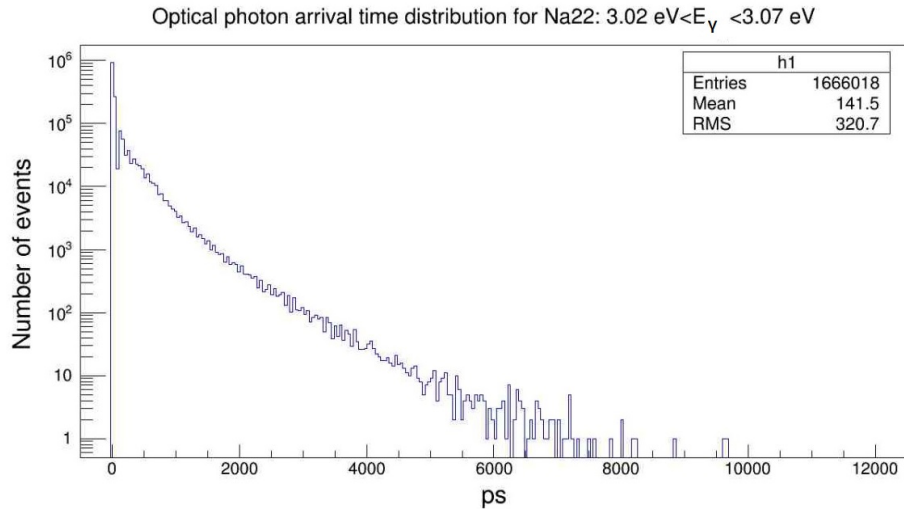


Figura 22: Distribución del tiempo de llegada de los fotones ópticos con energía menor a 3.07 eV.

· Resolución temporal como función de la energía depositada

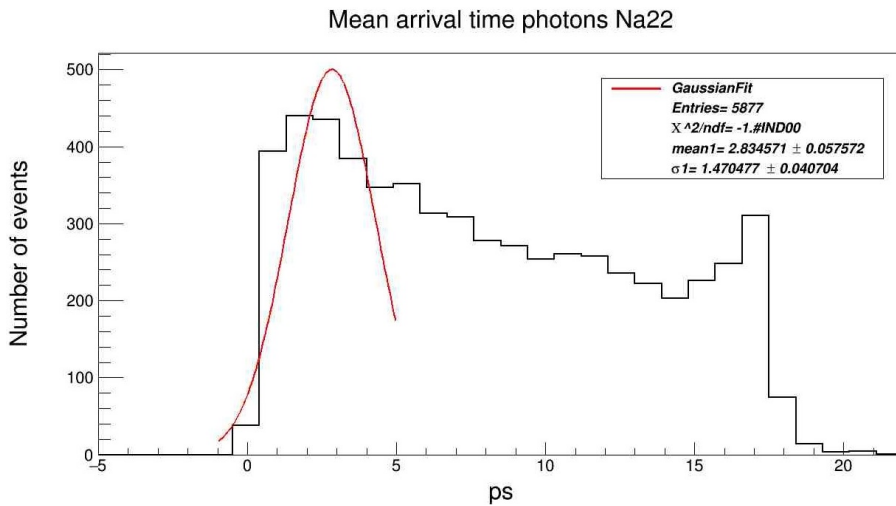


Figura 23: Ajuste gaussiano de la distribución del tiempo de llegada promedio de los fotones ópticos.

· Resolución temporal con corte para la energía depositada menor a $0.1 \times 10^{-3} \text{ MeV}$

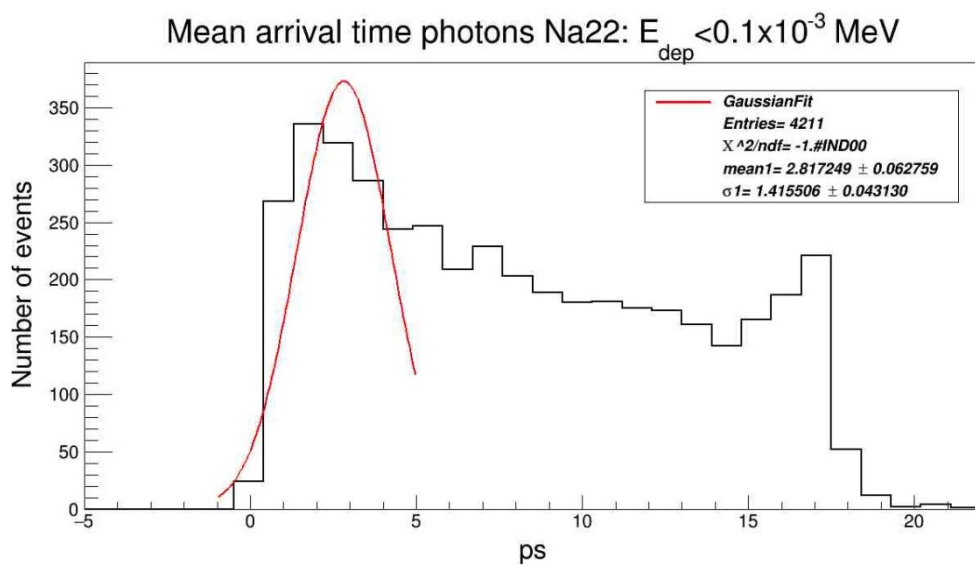


Figura 24: Ajuste de Gauss con corte de energía menor a $0.1 \times 10^{-3} \text{ MeV}$.