



**Universidad
Zaragoza**

Trabajo Fin de Máster

**Estudio y desarrollo de una solución para eliminar
el efecto tallo en dosímetros con fibra óptica**

**Study and development of a solution to remove the
stem effect from dosimeters with optical fibre**

Autor

Ignacio Iglesias Rodríguez

Director

Daniel Rodríguez Latorre

Ponente

Santiago Cruz Llanas

Titulación del autor

Máster Universitario en Ingeniería Biomédica

Escuela de Ingeniería y Arquitectura

2025

Agradecimientos

A Dani, por todos estos años de trabajo y aprendizaje a su lado, que, de momento, culminan con este estudio.

A Santiago por su ayuda y accesibilidad a la hora de completar este trabajo.

A mi familia, pareja y amigos, por acompañarme y ayudarme a llegar hasta este punto.

Estudio y desarrollo de una solución para eliminar el efecto tallo en dosímetros con fibra óptica

Este trabajo nace a partir de las investigaciones realizadas durante el proyecto *ORIGIN H2020*, financiado por la Unión Europea bajo el marco del programa *Horizon*, sobre el estudio y producción de detectores de centelleo para su uso dosimetría in vivo en braquiterapia, uno de los tratamientos más eficaces en la lucha contra el cáncer.

Durante dicho proyecto, se generaron ciertos modelos de detectores de centelleo de material inorgánico, los cuales fueron probados bajo la acción de diversas fuentes de radiación presentes en las diferentes salas de quirófano de braquiterapia de distintos centros clínicos de Europa. Una de estas fuentes con la que se probó fue el ^{60}Co , la cual presentaba resultados insatisfactorios debido a la existencia de una perturbación en todas sus medidas, el efecto tallo o Cherenkov. En líneas generales, esta perturbación genera un aumento de hasta el 70 % en las medidas de tales detectores, lo que imposibilita su uso en la práctica.

Este estudio surge de la necesidad de comprender las perturbaciones que genera dicho efecto y buscar una solución que guíe el camino de futuras líneas de investigación para eliminar este problema. Para ello, se presenta una adaptación de un método de medida ya existente, a partir de trabajos realizados en otros ámbitos, el cual no busca erradicar este efecto sino convivir con el mismo y ser capaces de filtrar y obtener las medidas de radiación reales. Siendo este un método ya conocido, lo que realmente resulta novedoso de este estudio es su integración con el uso de detectores de centelleo inorgánicos y en braquiterapia de alta tasa (HDR).

En este contexto, se comenzará este trabajo realizando una breve introducción en la que se presentarán los conceptos básicos que ayudan a entender tanto la problemática como las motivaciones de la cuestión a resolver. Posteriormente, se presentarán los materiales utilizados a lo largo de este estudio y los diferentes dispositivos clínicos de cierta relevancia para el mismo, así como el fundamento teórico sobre el cual se sustenta este método de medida y, más concretamente, esta adaptación ideada.

Finalmente, se conocerán los resultados de este proceso de experimentación, los cuales son positivos, como también se expondrán diferentes ideas acerca de los mismos como de los siguientes pasos a realizar y el camino que queda hasta el objetivo final, que no es otro que la implantación clínica del dispositivo.

Trabajo basado en el estudio realizado en el artículo Santoro et al. ([2025](#)).

Índice

1. Introducción	1
1.1. Braquiterapia	1
1.2. Dosimetría in vivo	1
1.3. Detectores de centelleo	1
1.4. Efecto Cherenkov	3
1.4.1. Concepto y origen de la radiación Cherenkov	3
1.4.2. De la radiación Cherenkov al efecto Cherenkov	4
2. Materiales y métodos	5
2.1. Materiales y dispositivos	5
2.2. Método experimental	6
2.3. Fundamento teórico	9
3. Resultados	10
4. Discusión	18
5. Conclusiones	19
Anexo I	I
Anexo II	III
Anexo III	IV
Anexo IV	VI
Bibliografía	

1. Introducción

En esta sección se presentarán los diferentes conceptos básicos necesarios para entender el transcurso de este estudio. Es importante recalcar que todos estos conceptos serán explicados bajo el paraguas de la radioterapia.

1.1. Braquiterapia

La braquiterapia es el tratamiento que se realiza mediante fuentes radiactivas encapsuladas colocadas en los tejidos. Para insertar tales fuentes, se pueden usar aplicadores o guías que se ajusten a la forma anatómica y que permitan conseguir la distribución de dosis que se desea. Incluso existen ciertos casos en los que se inserta la fuente directamente, cuando el tamaño de la misma es muy pequeño, de tal manera que esas pequeñas fuentes se las denomina *semillas*. Dependiendo de la intensidad de la fuente se puede distinguir entre distintos tipos de braquiterapia: de baja tasa (LDR), de alta tasa (HDR) y de tasa pulsada (PDR). Debido a que en este estudio se trabajará con una fuente de ^{60}Co , se estará en el caso de un estudio en braquiterapia de alta tasa (HDR).

1.2. Dosimetría in vivo

Una de las ventajas que presenta la braquiterapia es su significativo gradiente de dosis, lo que permite focalizar muy bien la dosis radiactiva en la zona de interés. No obstante, en el caso de que aparezca un error, esta característica puede acarrear consecuencias fatales, de ahí la necesidad de realizar tratamientos precisos y, por lo tanto, comprobar esto mediante el uso de la dosimetría in vivo.

En su momento, la introducción de la planificación de dosis en tratamiento en $3D$ supuso un gran avance que ha conllevado incluso a una mayor necesidad del uso de la dosimetría in vivo, debido a la personalización de los tratamientos y al aumento de la complejidad de los tratamientos. Es por esto último que, en ocasiones, se producen significativas incertidumbres en el cálculo de la dosis, en particular para fuentes que emiten fotones de baja energía y para medios heterogéneos, como es el caso del organismo humano, en las que la dosimetría in vivo es de gran ayuda para comprobar que la dosis administrada al paciente es la correcta.

Además, durante el proceso de planificación del tratamiento, pueden ocurrir sucesos naturales que pueden alterar el resultado, como el movimiento de los órganos o el desplazamiento de los aplicadores debido a las estructuras anatómicas.

Para el estudio de las dosis se utilizan diversos detectores. Este trabajo se centrará en el estudio de detectores de centelleo inorgánicos, los cuales serán explicados con mayor detalle en la [Subsección 1.3](#).

1.3. Detectores de centelleo

Como se ha comentado previamente, en este estudio se trabajará con detectores de centelleo. Los detectores de centelleo son aquellos que transforman la radiación ionizante que perciben en una señal de luz visible. Estos detectores son posicionados en el extremo

de una fibra óptica, la cual será la encargada de transportar los cuantos de luz al sistema de medición. Según el material del que están compuestos, se pueden encontrar detectores orgánicos e inorgánicos, siendo este último el tipo de detector con el que se trabajó.

Como se puede conocer a partir de Kang et al. (2020), los detectores de centelleo orgánicos e inorgánicos tienen comportamientos diversos debido a su diferente composición. Por un lado, los detectores de centelleo orgánicos presentan tiempos de decaimiento muy cortos (del orden de nanosegundos), lo que es beneficioso en casos de alta resolución temporal, pero también presentan una baja densidad y número atómico, que resultan en una menor eficiencia a la hora de detectar fotones de alta energía y un menor rendimiento lumínico. Por otro lado, los detectores inorgánicos suelen caracterizarse por su estructura cristalina modificada por la introducción de otros elementos que *dopan* la estructura. Esto supone que tengan una mayor densidad y número atómico, lo que mejora la detección de radiación gamma y la resolución energética gracias a su mayor producción de luz. Por el contrario, presentan tiempos de decaimiento más largos (uno o dos órdenes mayores que los orgánicos) y suelen ser más costosos y frágiles, Michail et al. (2024).

Los detectores de centelleo inorgánicos, como se ha comentado antes, vienen principalmente determinados por la estructura de la red cristalina y el cristal activador que los compone. El proceso por el cual esta estructura genera fotones dentro del espectro visible es explicado con mayor exactitud en la [Sección 5](#).

En la actualidad, el uso de estos detectores se ha visto incrementado, sobre todo, por su reducido tamaño, el cual permite medir campos de un alto gradiente y usar las herramientas actuales en braquiterapia.

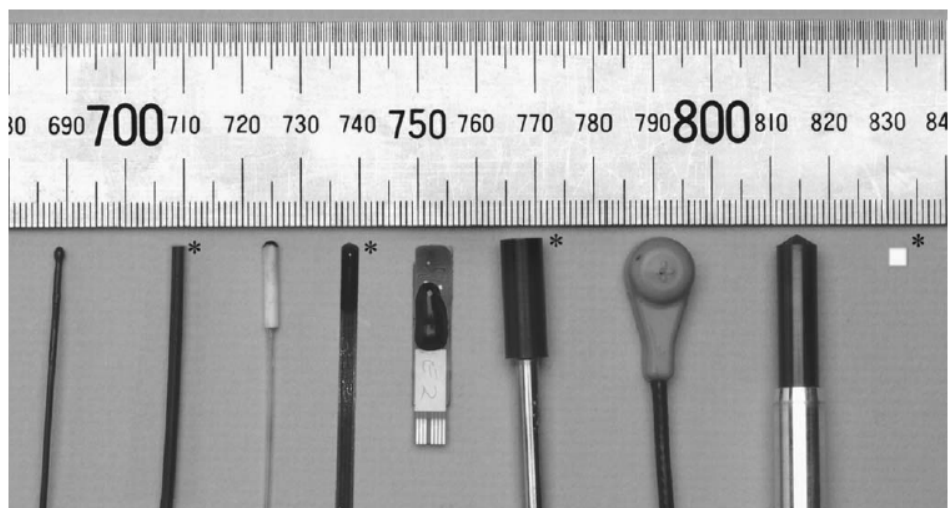


Figura 1: De izquierda a derecha se pueden ver: 0,5 mm BrachyFOD, 1 mm BrachyFOD, detector de centelleo conectado a una fibra óptica, Thomson and Nielsen RD502 MOSFET, PTW-Freiburg OneDose MOSFET, PTW-Freiburg type 60003 diamond detector, diodo tipo in vivo, cámara de ionización y un $3 \times 3 \times 0,9 \text{ mm}^3$ LiF TLD. Figura de Lambert et al. (2007).

1.4. Efecto Cherenkov

En esta sección se introducirá el concepto de la radiación Cherenkov y su origen, cómo se genera el efecto Cherenkov en las mediciones a raíz de esta radiación y un pequeño ejemplo que ilustre la importancia de deshacerse del mismo.

1.4.1. Concepto y origen de la radiación Cherenkov

Según cuenta Jelley (1955), el Efecto Cherenkov es una consecuencia directa en la medición de la radiación que surge a partir de la generación de radiación de Cherenkov. Esta radiación se produce cuando una partícula cargada viaja a una velocidad mayor que la velocidad de fase de la luz en un medio dieléctrico.

Cuando una partícula cargada atraviesa un medio dieléctrico, genera un campo electromagnético que interactúa con los átomos del medio. Este campo polariza los electrones de los átomos a lo largo de la trayectoria de la partícula, causando pequeños desplazamientos en su posición. Es importante destacar que estos átomos no son excitados ni ionizados, sino que simplemente experimentan una ligera perturbación debido al paso de la partícula.

En condiciones normales, cuando la partícula se mueve a una velocidad menor que la velocidad de fase de la luz en el medio, las ondas emitidas por los electrones desplazados se cancelan entre sí debido a la interferencia destructiva. No obstante, en el caso de que esa velocidad sea mayor que la de fase de la luz, que es la condición necesaria para la generación de radiación Cherenkov, las ondas emitidas por los electrones desplazados se alinean en fase, lo que genera una radiación coherente observable. Este fenómeno suele compararse a la formación de una onda de choque que se genera cuando un avión supera la velocidad del sonido.

Es importante resaltar, como se verá más adelante en la Figura 2, que la radiación Cherenkov tiene un espectro de emisión que cubre todo el dominio visible y su intensidad depende de factores como el índice de refracción y la energía de las partículas. Esto último cobra especial importancia en el caso del ^{60}Co y la radiación que produce, pues acaba generando en segunda instancia electrones de muy alta energía.

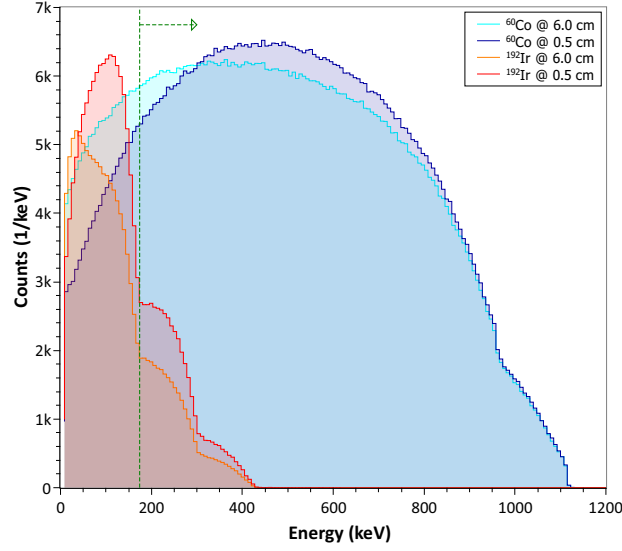


Figura 2: Esta gráfica, cortesía de Daniel R. Latorre (en comunicación privada), muestra la frecuencia de electrones secundarios existentes según una simulación con *Monte Carlo* según la energía de los mismos. Podemos ver como en el caso del ^{60}Co el número de electrones secundarios de alta energía es mucho mayor que para el ^{192}Ir , lo que produce que el efecto Cherenkov sea más crítico para el cobalto.

En la Figura 2, es posible observar, de color verde y de manera vertical, el umbral de 175 keV, el cual representa la energía mínima necesaria para que un electrón viaje a mayor velocidad que la luz en un medio con un índice de refracción $n = 1,5$. También es posible concluir que, al aumentar la distancia, solo se produce una pequeña reducción en la población de electrones con una energía mayor a la del umbral, por lo tanto, se espera tener efecto Cherenkov a toda distancia relevante en tratamientos de braquiterapia con ^{60}Co .

1.4.2. De la radiación Cherenkov al efecto Cherenkov

En el caso de realizar mediciones con detectores de centelleo, la radiación Cherenkov se produce principalmente en las fibras ópticas que transportan la luz de centelleo hacia el fotodetector. Más concretamente, se genera cuando los electrones secundarios producidos por el ^{60}Co viajan a una velocidad mayor que la velocidad de la luz en el medio dieléctrico de las fibras ópticas, normalmente formado por poliestireno o PMMA, tal y como recoge Guillot et al. (2011).

La consecuencia final de la radiación Cherenkov es la generación de una señal de ruido adicional en el espectro visible que aumenta considerablemente el número de fotones que van a ser recogidos por el fotodetector y que, por lo tanto, va a suponer una falsa medición de una mayor radiación en el medio. Esta consecuencia que se recoge en las medidas de radiación es lo que ya se conoce como efecto Cherenkov.

2. Materiales y métodos

A continuación, se expondrán primero los diferentes materiales y dispositivos usados en este estudio para, posteriormente, dar a conocer la metodología experimental llevada a cabo.

2.1. Materiales y dispositivos

En primer lugar se presentará el detector de centelleo utilizado, el cual proviene de la propia investigación realizada durante el proyecto *ORIGIN H2020*. La fibra óptica usada está compuesta por polimetilmetacrilato (PMMA) a la cual se encuentra adherido un cono truncado de 1 mm de largo de compuesto inorgánico, más concretamente de una combinación de óxido de itrio y ortovanadato de itrio dopados ambos con europio ($1\text{Y}_2\text{O}_3 : \text{Eu}^{3+} + 4\text{YVO}_4 : \text{Eu}^{3+}$), que funcionará como dispositivo centelleador. Este material centelleador tiene su máximo de emisión en 619 nm de longitud de onda.

Este dispositivo de detección se encontrará conectado a un fotomultiplicador de silicio (SiPM, en inglés) que será el encargado de registrar el número de fotones percibidos. Más concretamente, el SiPM utilizado es el *S13360-1375* producido por Hamamatsu que mandará la señal recibida a una placa de lectura electrónica de la marca CAEN donde esta será amplificada y procesada para obtener, finalmente, el registro de los datos.

Por otro lado, se usará una fuente radiactiva de braquiterapia de alta tasa (HDR, en inglés) de ^{60}Co , modelo Co0.A86 de Bebig Medical, la cual se muestra en la [Figura 3](#) y que es albergada por un cargador automático de la misma marca, modelo SagiNova, el cual será el encargado también de desplazar la fuente por las posiciones requeridas.

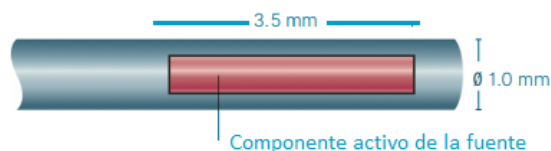


Figura 3: Imagen de la fuente de ^{60}Co usada para este estudio, en la cual se muestran su morfología y sus dimensiones

Para la realización de las medidas se usará también un maniquí de 1 cm de grosor de fabricación propia a partir de un material equivalente a agua, con una superficie de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Este maniquí tendrá en los laterales diferentes agujeros a distintas distancias donde se irán insertando las agujas que contienen los detectores, estando ubicada la aguja por la que va a pasar la fuente al extremo del maniquí. Este, a su vez, se encontrará sumergido en agua dentro de un tanque de $80 \times 80 \times 80 \text{ cm}^3$ para conseguir condiciones de dispersión completa.

De especial importancia en este estudio, se produjo también un divisor de haz para la fibra óptica, de tal manera que una de las ramas es dirigida hacia un SiPM sin filtro, mientras que la otra es dirigida hacia un SiPM con un filtro Kodak Wratten

N^o16 interpuesto entre la fibra y el SiPM. Este filtro seleccionará únicamente aquellas señales que superen los 550 nm de longitud de onda.

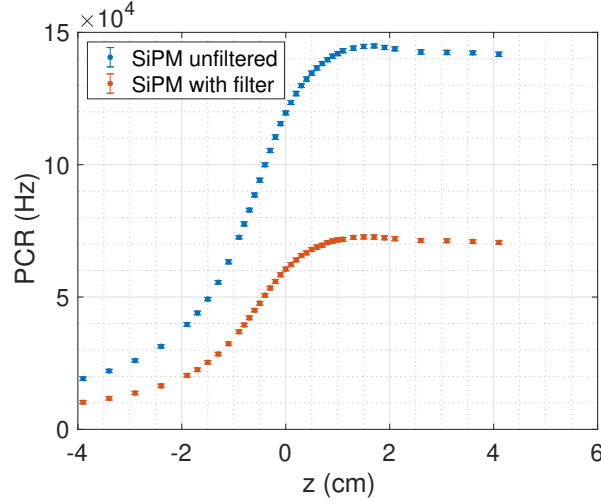


Figura 4: Efecto del filtro en la medición de señal de una fibra óptica sin detector.

2.2. Método experimental

Para este estudio, se diseñó el siguiente dispositivo experimental, el cual se puede ver con detalle en la [Figura 5](#).

Con este dispositivo, lo que se consigue es una separación entre la fuente y el detector gracias al maniquí personalizado, el cual está formado de un material que tiene una densidad similar a la del agua, para conseguir condiciones de dispersión completa. Por un lado de la plancha, se disponía una aguja que contendría la fuente, la cual se iría desplazando por diferentes posiciones a lo largo del eje z . Por el otro lado, estaría fijada una aguja con el detector, el cual sí que se mantendría inmóvil en todas las medidas. El objetivo de este método era recabar medidas en situaciones donde la fuente está enfrentada a la fibra óptica (y por tanto se espera un mayor efecto Cherenkov) y compararlas con las medidas obtenidas en el caso de que la fibra óptica no estuviese enfrentada a la fuente.

Estos experimentos se llevaron a cabo posicionando el maniquí en medio de la cuba de agua con el objetivo de lograr condiciones de dispersión completa, tal y como se observa en la [Figura 6](#). En un extremo del maniquí, se colocó una aguja quirúrgica conectada al cargador automático de la fuente por medio de un tubo conector. Dentro de esta aguja, la fuente se desplazará a lo largo de 39 posiciones diferentes, tomando diferentes emplazamientos entre $z = -4$ cm y $z = 4$ cm. Si la distancia entre la aguja del detector y la aguja de la fuente es mayor a 3 cm, el número de posiciones diferentes de la fuente se verá reducido a 17 por razones prácticas, debido a que las distancias totales a esas distancias no se ven casi afectadas por pequeños desplazamientos en el eje z .

En el resto de cavidades del maniquí, se insertarán, de una en una para evitar un efecto de apantallamiento, agujas quirúrgicas dentro de las cuales irán colocados los detectores. Como es lógico, es muy importante la colocación del detector respecto al

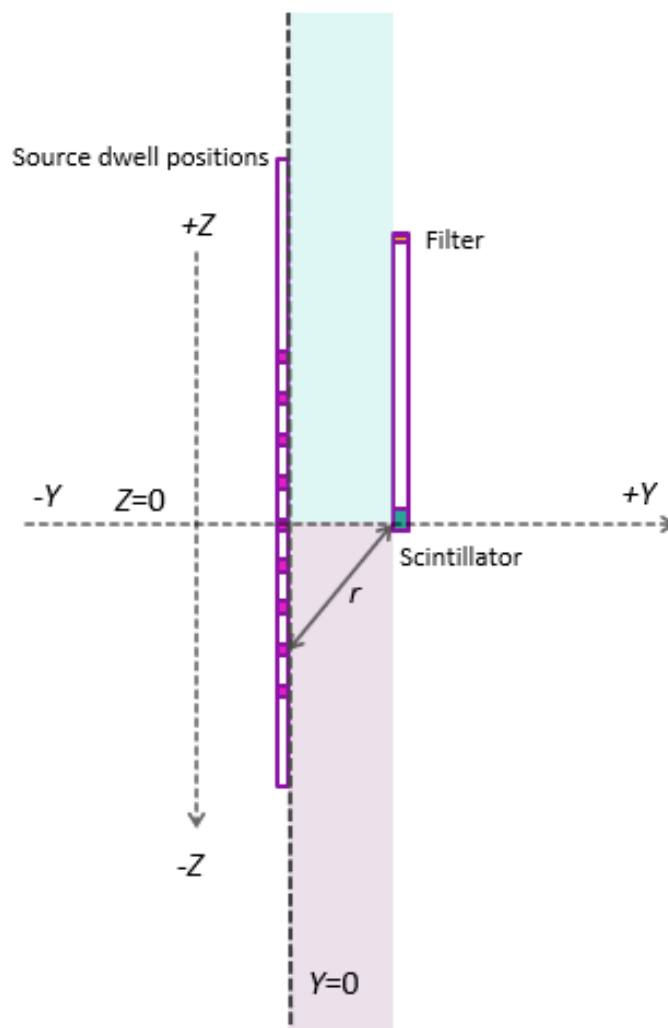


Figura 5: Dispositivo experimental usado para estas medidas. A la izquierda se sitúa la aguja con la fuente radiactiva y las diferentes posiciones a lo largo del eje z . A la derecha se puede ver el detector, con el centelleador marcado de color azul y la fibra óptica conectada a este.

eje z , pero no es sencilla, al estar introducido tanto en una aguja como en maniqués opacos. Para ello se realizaron diferentes medidas con el objetivo de alinear el detector con la posición $z = 0$ de la fuente radiactiva y se construyó un tope mecánico para evitar desplazamientos indeseados.

Las diferentes cavidades usadas se encuentran en diferentes distancias que oscilan entre 1 cm y 8 cm con respecto de la vertical de la fuente radiactiva. Teniendo en cuenta los desplazamientos de la fuente radiactiva a lo largo del eje z se medirá a distancias que van desde 1 cm hasta los 8,95 cm.

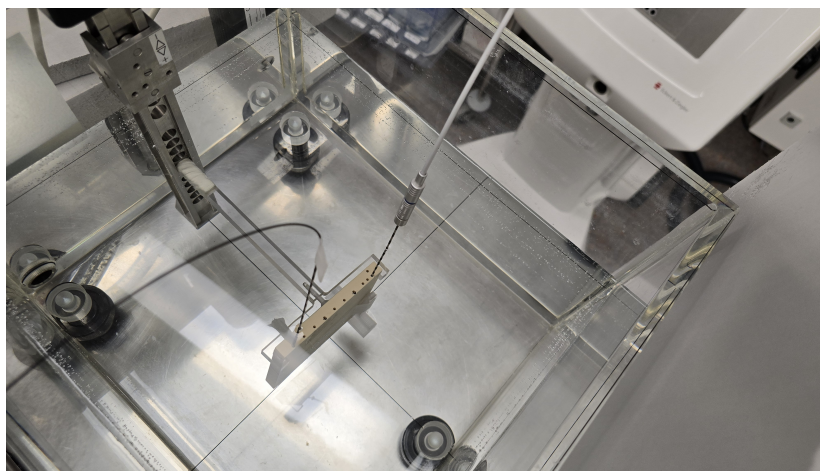


Figura 6: Imagen del dispositivo experimental con el maniquí sumergido dentro del tanque de agua. Se pueden observar las diferentes cavidades y ambas agujas. En la aguja izquierda ya se encuentra el detector, mientras que a la aguja derecha está conectado el cable por donde pasará la fuente radiactiva.

De manera particular para este estudio, se colocará el divisor de señal de la fibra óptica a mitad del recorrido de la misma. Tras el divisor de haz, se conectarán otras dos fibras ópticas que se encargarán de transportar la señal a un fotomultiplicador diferente cada una. Cabe recordar que en uno de esos extremos de una de las extensiones de fibra óptica se encontrará el filtro Kodak. Este esquema podrá verse en la [Figura 7](#).

Debido a la gran cantidad de diferentes dispositivos utilizados en este estudio, existen múltiples variables intrínsecas de cada uno que hay que tener en cuenta. Por un lado, tenemos el divisor de fibra óptica, el cual produce en todos los casos una atenuación de la señal que produce el centelleador. También relacionado con el divisor de la fibra, hay que considerar una posible asimetría entre las ramas del mismo que produciría una división desigual de la cantidad de luz que recibe. En este caso, mientras el primero de los efectos está siempre presente, el segundo se debe a un error del propio dispositivo que, en ocasiones, se puede presentar al realizar el estudio.

Por otro lado, al estar trabajando con fotomultiplicadores diferentes, hay que tener en cuenta las capacidades de ambos a la hora de percibir y reproducir la luz de la señal, que muy probablemente sean diferentes.

Todos estos factores inherentes al método experimental son calculados con anterioridad con el objetivo de conseguir que las medidas sean lo más fieles posibles a la realidad.

Posteriormente encontraremos estos factores introducidos en el fundamento teórico del estudio en la [Subsección 2.3](#).

Cada episodio de radiación consistirá en el desplazamiento de la fuente por las 39 o 17 posiciones de la fuente, mientras el detector se encuentra inmóvil. En cada una de estas posiciones, la fuente se mantendrá inmóvil durante 30 s emitiendo radiación. A partir de la radiación emitida en cada emplazamiento serán tomadas 60 medidas diferentes por el detector correspondiente, sobre las cuales se tomará el promedio. Cada una de estas 60 medidas representa la medición realizada en una ventana de 10 ms.

2.3. Fundamento teórico

En esta sección se presentará el fundamento teórico de la solución propuesta, indicando la raíz del problema y explicando la base teórica que fundamenta este método.

Para explicar esto, se va a descomponer la señal en las diversas contribuciones que la componen tomando como referencia la [Figura 7](#). Se obtienen entonces las siguientes expresiones para las señales de ambas ramas:

$$M_1 = \alpha_1 \cdot (C_1 + C_2 + \beta \cdot S) \quad (1)$$

$$M_2 = \alpha_2 \cdot (C_2 + \beta \cdot S) \quad (2)$$

En estas expresiones, α_1 y α_2 son los ratios de la luz detectada por cada uno de los fotomultiplicadores, teniendo en cuenta también la atenuación y la disparidad en cada una de las ramas introducidas por el divisor de haz. Por otro lado, C_1 representa la radiación Cherenkov total, mientras que C_2 representa la radiación Cherenkov que se transmite a través del filtro. Finalmente, S es la señal producida por el centelleador, que en el fondo es lo que se desea obtener, y β es el coeficiente de transmisión de la luz a través del filtro.

Por lo tanto, si se resuelve el sistema de las dos ecuaciones (1) y (2), se puede obtener una expresión para S que representa únicamente la luz emitida por el centelleador, tras el cálculo de ciertas constantes que son dependientes de la configuración experimental. El resultado es el siguiente:

$$S = \frac{M_2 - R \cdot M_1}{\alpha_2 \cdot \beta - \alpha_1 \cdot R} \quad (3)$$

$$R = \frac{\alpha_2 \cdot C_2}{\alpha_1 \cdot (C_1 + C_2)} \quad (4)$$

En estas dos ecuaciones, (3) y (4), la variable R está definida como el ratio entre la luz producida por la radiación Cherenkov percibida por el fotomultiplicador con y sin filtro. Mientras β es medido previamente en el laboratorio, α_1 y α_2 son medidos exponiendo al detector y la fibra a la misma fuente radiactiva de ^{60}Co . Las constantes α_1 y α_2 se definen como el cociente de la luz percibida por el fotomultiplicador con divisor de haz

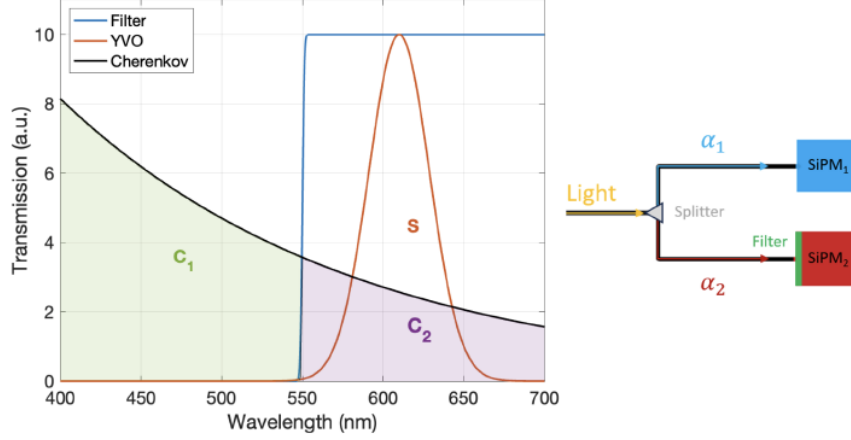


Figura 7: Ilustración explicativa (izquierda) de la contribución de la luz producida por la radiación Cherenkov y la luz producida por el centelleador sobre la luz total en función de la longitud de onda. A la derecha, un esquema de la estructura del divisor de haz en las fibras.

y sin divisor de haz, mientras que R se obtiene a partir de la medida realizada con una fibra óptica sin detector en la punta, ya que se busca cuantificar únicamente el efecto Cherenkov. Todo este procedimiento de obtención de diferentes constantes puede ser considerado como el proceso de calibración.

Tras completar estos pasos, es posible obtener el valor de S , es decir, de la luz producida exclusivamente por el detector a partir de las mediciones de M_1 y M_2 que se pueden conseguir experimentalmente. Cabe destacar que en todo este procedimiento se asume que R es constante para distintas configuraciones geométricas, afirmación que se debe comprobar experimentalmente.

3. Resultados

En primer lugar, cabe destacar que, de manera inherente a todos los sistemas de medición, se tiene un ruido de fondo o *background noise* debido a múltiples factores tanto internos como externos del sistema de medición. Estos factores internos son difícilmente reducibles, pero no los externos, que pueden ser generados por dispositivos como cámaras de vigilancia (las cuáles emiten luz infrarroja) o simplemente cualquier elemento que emita luz roja en la sala.

Para deshacerse de este ruido, antes de cada medida se tomará otra en la que solo se obtenga ruido o, más concretamente, *Dark Count Rate* (DCR) para cuantificar este y posteriormente sustraerlo de las medidas con radiación o, más concretamente, del *Photon Count Rate* (PCR). Además, la estabilidad del DCR es una buena figura de mérito que sirve para comprobar que el sistema funciona correctamente previo a la medición con radiación. En línea con esto, se realizaron medidas del DCR tras cada radiación para compararlas con las previas y comprobar así también la reproducibilidad del sistema.

Una vez explicado el concepto del DCR, comenzaremos con las primeras medidas en las que se visualizó de manera contundente el efecto Cherenkov. En estas medidas se utilizó el mismo método experimental que fue explicado en la [Subsección 2.2](#).

El primer resultado de las mismas se puede ver en la [Figura 8](#), donde se puede comprobar que las posiciones en las que z es positivo se percibe un mayor número de cuantos de luz respecto a las posiciones en las que z es negativo. Es esta diferencia en el valor de ambas *ramas* de la figura lo que demuestra la existencia del efecto Cherenkov. El máximo central, por su parte, se corresponde a la posición de la fuente que se encuentra directamente enfrentada al detector, que realmente es la posición más óptima para medir.

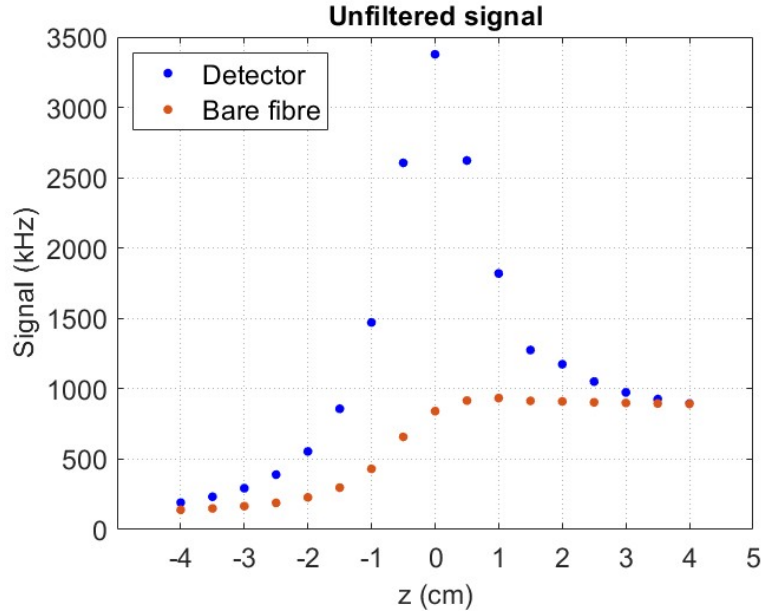


Figura 8: Medidas registradas con el detector completo y con, únicamente, el cable de fibra óptica que evidencian la existencia del efecto Cherenkov.

No obstante, para poder ilustrar mejor el efecto Cherenkov, se registraron también medidas solo con la fibra óptica, es decir, con un cable de fibra óptica en cuyo extremo no está conectado ningún detector de centelleo. Los resultados se muestran también en la [Figura 8](#). En ella, se pueden ver claras diferencias respecto a la anterior. La primera es que desaparece ese máximo central debido a la ausencia del centelleador y, de hecho, el máximo se desplaza hacia el lado positivo del eje z . Y la segunda y más clara es el aumento de la diferencia entre ambos semiejes debido a la falta de la señal generada por el detector, lo cual evidencia aún más la existencia del efecto Cherenkov.

Habiendo demostrado la existencia y la influencia del efecto Cherenkov, surge la necesidad de buscar métodos de medición que consigan minimizar las consecuencias del mismo. Con el objetivo de demostrar la eficacia del método presentado en la [Subsección 2.3](#), se presentarán medidas con el método experimental descrito sin ningún ajuste, con filtro y con la señal reconstruida por nuestro método. Por motivos de visualización, se presentarán únicamente medidas realizadas a $y = 1, 2$ y 4 cm.

Sin embargo, para estas medidas se introduce una nueva magnitud que es la *Tasa de dosis*, la cual viene medida en Gy/s. El origen de los *Grays* (Gy) como medida de radiación y su interpretación como magnitud física vendrán explicados de manera más precisa en la [Sección 5](#). Cabe recordar que hasta el momento se venía trabajando con Hz como unidad fundamental, es decir, basándose en la frecuencia de cuantos de luz recogidos por el sistema como manera de medir la radiación percibida por el detector.

Por lo tanto, para realizar el cambio descrito se toma como referencia la medida tomada en el momento en el que el detector se encuentra en las coordenadas $(y, z) = (1, 0)$ [cm] y se realiza un factor de conversión junto con la tasa de dosis esperada en esa posición por el *TG-43*, que recordemos viene descrito en la [Sección 5](#). Se suele tomar esta medida debido a que esa configuración es considerada la menos afectada por diversos factores internos y externos con respecto a la cantidad de señal medida de todo el espacio que rodea a la fuente. Una vez realizado este factor de conversión, lo que se obtiene es una equivalencia entre Hz y Gy/s que será usada para el resto de medidas obtenidas en términos de frecuencia.

En este punto también se introduce una nueva corrección debida a la anisotropía de la fuente. Teniendo en cuenta la imagen de la fuente radiactiva usada, presentada en la [Figura 3](#), se generan dos efectos diferentes en la radiación producida por la misma:

- El primero se debe a la propia morfología de la fuente, la cual hace que haya más intensidad de radiación sobre el eje perpendicular debido a una menor atenuación de la cápsula y una menor autoatenuación del propio material radiactivo.
- Otro factor importante es la existencia del cable del propio sistema, el cual es el responsable del desplazamiento de la fuente. Este cable puede absorber y dispersar la radiación que viaja en ciertas direcciones, generando una ligera atenuación en ese lado del campo.

Todos estos fenómenos se visualizan más claramente en la gráfica de la [Figura 9](#) de Strohmaier y Zwierzchowski ([2011](#)). Como se puede observar en la misma figura, a 0° y 180° el valor de la radiación emitida por la fuente es menor si se compara con el resto del campo.

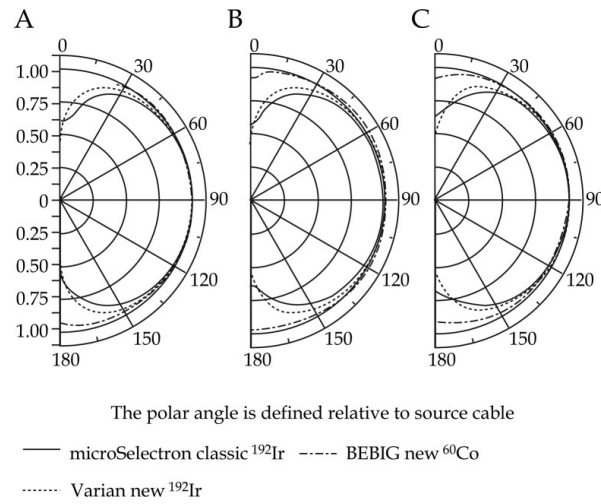


Figura 9: Función de anisotropía para las diferentes fuentes de HDR a diferentes distancias: (A) = 0,5 cm, (B) = 1 cm y (C) = 5 cm

Dicho esto, se presentan las diferentes mediciones con este último cambio aplicado, las cuales son recogidas en la [Figura 10](#). La primera imagen que se puede observar es la realizada con una configuración que podríamos describir básica, al no usarse ningún filtro ni haberse aplicado el método de lectura dual propuesto. En esta gráfica podemos ver la disminución en la cantidad de señal registrada a medida que aumenta la distancia en el eje y , lo cual evidencia el elevado gradiente que presenta el campo radiactivo creado por la fuente de ^{60}Co . Por otro lado, también se pueden observar ciertas diferencias entre ambos semiejes del eje z que, como se ha explicado anteriormente, vienen debidas a ese efecto Cherenkov.

La gráfica central de la [Figura 10](#) corresponde a la configuración en la que se usa un filtro. En esta gráfica se pueden evidenciar dos diferencias con respecto a la configuración anterior. La primera de ellas es una ligera pérdida de la señal generada por el detector, lo cual se debe al efecto del filtro sobre la misma. Si bien es verdad que por la propia configuración del filtro este no debería afectar a la señal generada por el centelleador, en la práctica esto no se cumple al 100 % y es por ello que se ven estas pequeñas pérdidas. La segunda, y más importante, es la obtención de un mayor nivel de simetría de las gráficas debido a esa retención de la luz generada por la radiación Cherenkov producida por el filtro, la cual es lógicamente más visible en la gráfica tomada a $y = 1$ cm. Esta mejora de la simetría ya supone que el uso del filtro suponga un avance ya que la pérdida de señal es mínima respecto a la notable reducción del efecto Cherenkov.

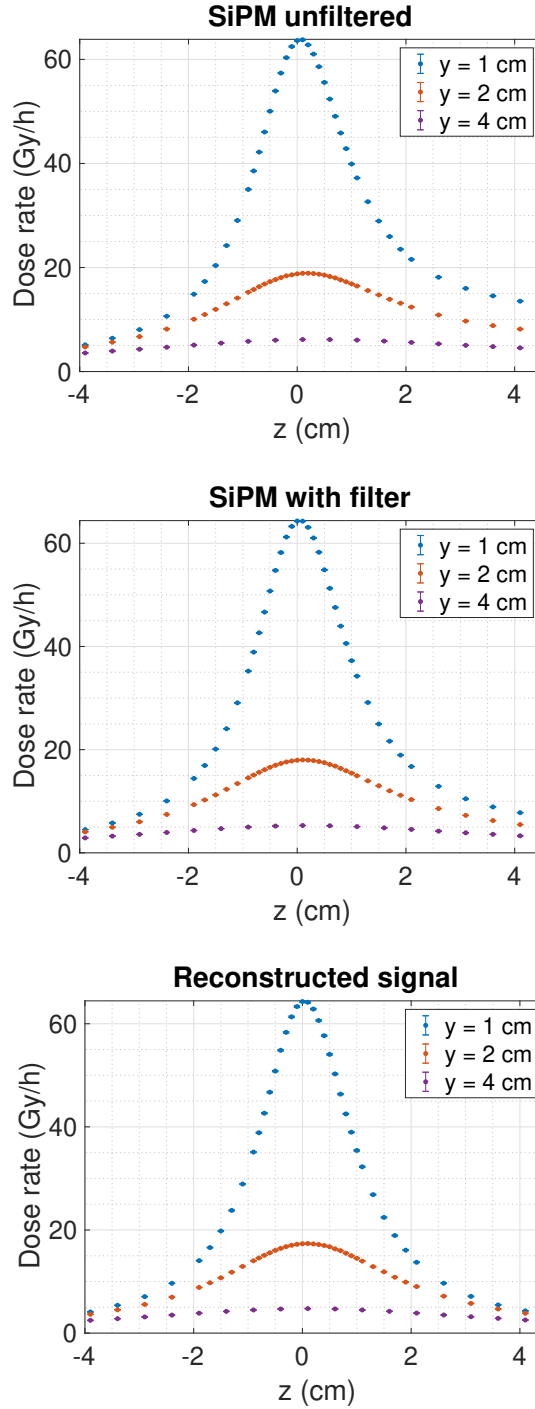


Figura 10: Tasa de dosis medida a partir del posicionamiento de la fuente de ^{60}Co y el detector en diferentes cavidades para conseguir distintas distancias de $y = 1, 2$ y 4 cm. Para cada conjunto de datos, el detector se encuentra fijado en el centro del maniquí, mientras la fuente radiactiva se mueve a lo largo del eje z . Cada una de las gráficas representa una configuración diferente: sin filtro (arriba), con filtro (centro) y tras aplicar el método de lectura dual con un valor de R igual a 0,51.

Por último, la figura de abajo representa las medidas obtenidas con el método de lectura dual propuesto en este estudio. En este caso, no se produce ninguna pérdida de señal

respecto a la configuración en la que se usa el filtro, debido a que las medidas están corregidas respecto a los diferentes factores que pudiesen introducir dicha pérdida. No obstante, en lo que sí se diferencia respecto a la gráfica anterior es en la simetría de ambos semiejes del eje z , donde a simple vista se podría asumir una simetría casi completa, la cual es fácilmente observable en aquellos tramos más sensibles frente al efecto Cherenkov, que son aquellos tramos en los que el eje z tiene un valor mayor.

Por lo tanto, estas gráficas ya podrían representar una mejora de las medidas y que el método de lectura dual propuesto ya funciona. Sin embargo, esta comparación visual carece de rigor, principalmente estadístico, y es por ello que se siguió avanzando con el análisis de los datos para proporcionar evidencias sobre esta mejoría.

El siguiente análisis consistió en una comparación entre la tasa de dosis obtenida en procedimientos anteriores y la tasa de dosis esperada que es descrita por el *TG-43*. Por lo tanto, el objetivo es obtener unos resultados muy cercanos a uno, lo cual significaría que la tasa de dosis obtenida es muy parecida a la descrita por el *TG-43*. Como se puede intuir y se observará a continuación, la mayoría de resultados obtienen un valor mayor a la unidad debido, entre otros, al efecto Cherenkov.

Para este análisis, se comenzará observando los resultados para la configuración más básica. En la gráfica de la [Figura 11](#), se pueden observar diferentes muestras de datos en distintos colores para cada una de las medidas tomadas. Cada una de estas representan a un único escaneo de la fuente, es decir, a un episodio de radiación en el que la fuente ha viajado por todas las posiciones del eje z para cierta distancia de y con respecto al detector. En este caso, sobre el eje horizontal se representa la distancia r entre el detector y cada posición de la fuente en cada momento, que se calcula mediante relaciones trigonométricas y explica las diferencias sobre este eje. Es por ello que, para entender mejor estos resultados, la posición de mayor radiación, que es aquella en la que la fuente y el detector están alineados en $z = 0$ cm, corresponde al punto que se encuentra más cercano al $(0, 0)$.

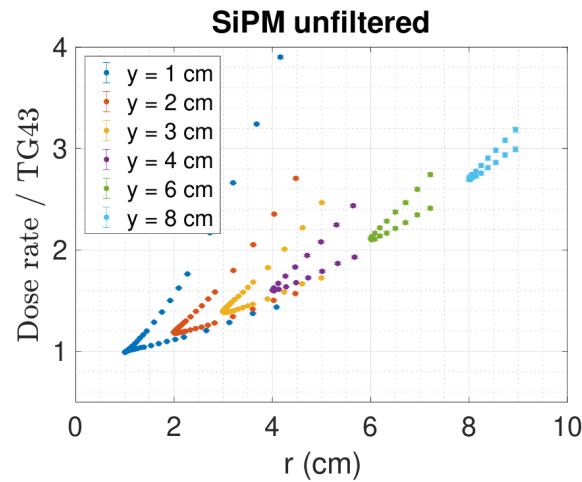


Figura 11: Ratio entre la tasa de dosis medida y la tasa de dosis esperada (*TG-43*) para la configuración con un único fotomultiplicador que, además, no contiene un filtro. Los diferentes colores dentro del gráfico corresponden a los diferentes episodios de radiación de la fuente para distintas distancias de y .

Tras esta explicación, se pueden observar varios fenómenos diferentes en estas medidas. El primero, y más importante en este estudio, se observa en las diferencias entre ambas ramas de cada muestra, obteniendo una diferencia clara entre ambas producida por la aportación del efecto Cherenkov a las posiciones en las que z es positivo.

Por otro lado, también se puede observar una tendencia creciente para un mayor valor de la distancia del eje y , en la cual no influye el efecto Cherenkov sino una nueva dependencia respecto a la tasa de energía característica del uso de fuentes de ^{60}Co . Esto suele evitarse mediante una corrección por ajuste exponenciales la cual, al ser bastante laboriosa, no se ha decidido hacer en este estudio, pues no influye sobre los objetivos del mismo. El origen y explicación de este fenómeno se verá con mayor detalle en la [Sección 5](#) de este documento.

Por último, es posible observar como esas diferencias generadas por el efecto Cherenkov van disminuyendo a medida que el detector se aleja de la fuente sobre el eje y . Esto se debe básicamente a que la magnitud del propio efecto Cherenkov es proporcional a la distancia de la fuente con respecto al material que genera la radiación Cherenkov, que en este caso es la fibra óptica que recordemos se sitúa sobre el mismo eje y del detector.

También se analizaron con este método los resultados obtenidos a partir de las mediciones realizadas con un único fotomultiplicador que, además, tiene un filtro introducido en el mismo.

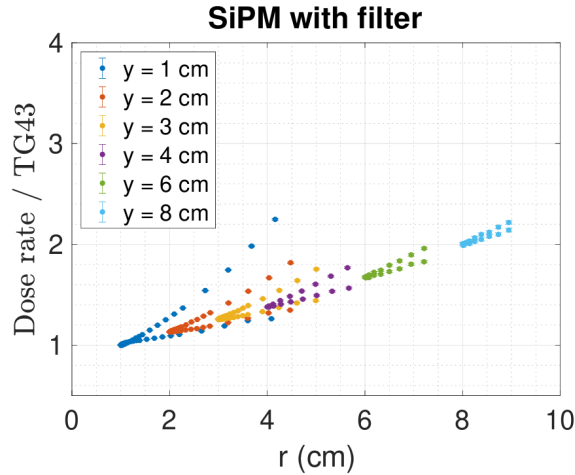


Figura 12: Ratio entre la tasa de dosis medida y la tasa de dosis esperada ($TG-43$) para la configuración con un único fotomultiplicador que contiene el filtro. Los diferentes colores dentro del gráfico corresponden a los diferentes episodios de radiación de la fuente para distintas distancias de y .

En la gráfica de la [Figura 12](#) se pueden observar los mismos fenómenos descritos para la configuración anterior, pero con distinta magnitud. Como ya se había podido predecir anteriormente, el filtro es capaz de remover una gran cantidad del efecto Cherenkov que llega a la unidad lectora del sistema, pero aún así no es suficiente al observarse grandes diferencias a cortas distancias, como $y = 1$ cm e $y = 2$ cm.

Recordemos que se trabaja con un filtro paso bajo que permite pasar todas aquellas

señales con longitud de onda superior a 550 nm , por lo que debe retener la mayor parte del efecto Cherenkov pero, como el espectro de éste es muy grande, no es capaz de bloquearlo al completo. Si bien es cierto que con un filtro paso banda sería posible obtener mejores resultados, el uso de éste también supondría una notable reducción de la señal en el caso de que no estuviese debidamente ajustado con el espectro de emisión del centelleador.

Por último, se presentarán los datos con el método de lectura dual propuesto en este estudio, los cuales se pueden ver en la gráfica de la [Figura 13](#).

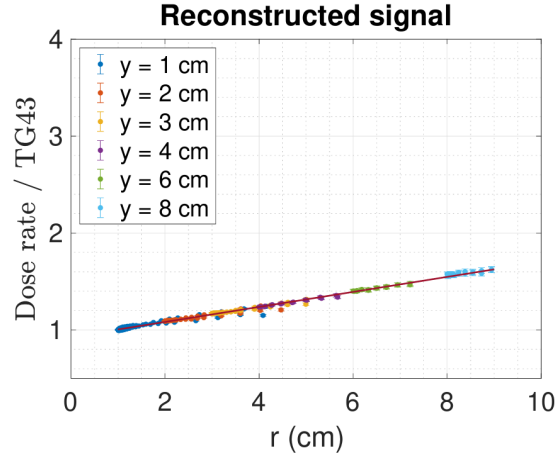


Figura 13: Ratio entre la tasa de dosis medida y la tasa de dosis esperada ($TG-43$) para la configuración con el dispositivo experimental descrito en el estudio. Los diferentes colores dentro del gráfico corresponden a los diferentes episodios de radiación de la fuente para distintas distancias de y . Además, a esta gráfica se le ha añadido un ajuste lineal de los diferentes datos para apreciar mejor las diferencias entre los diferentes puntos.

Siguiendo la tónica de los resultados con la tasa de dosis presentes en la [Figura 10](#), se obtiene una mejoría cuando se realiza este método de lectura dual respecto al uso de un filtro de paso bajo. De hecho, la mejoría en la simetría llega a tal punto en el que ya no se pueden reconocer las diferentes ramas de cada muestra, quedando minimizado al máximo el efecto Cherenkov. Apoyando a esta afirmación, se ha dibujado una regresión lineal con la que se pueden apreciar mejor esas mínimas diferencias existentes. De hecho, las únicas diferencias de los resultados respecto al eje $y = 1$ son debidas a la dependencia con la energía comentada anteriormente y, de hecho, se presentan en todas las medidas tomadas a lo largo del eje z , lo que evidencia aún más que la asimetría producida por el efecto Cherenkov ha sido erradicada.

Para darle magnitud a estas diferencias, se ha realizado un nuevo análisis calculando los residuos de cada uno de los puntos respecto a la regresión lineal calculada. La gráfica de la [Figura 14](#) demuestra que, una vez aplicada la corrección de la dependencia con la energía, todas las mediciones medidas son compatibles con los errores propios del ajuste lineal hasta distancias de $r = 9 \text{ cm}$, con una discrepancia no mayor al 4 %, sin considerar dos outliers.

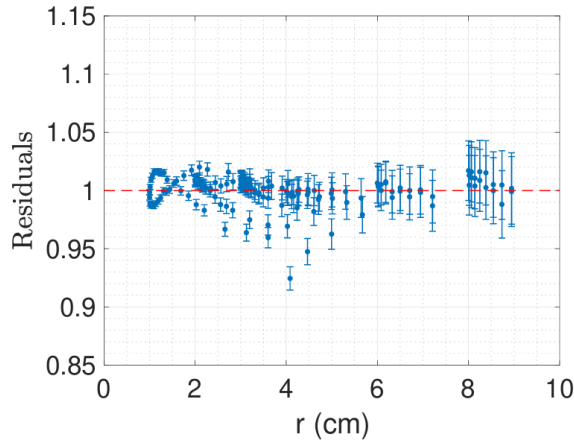


Figura 14: Gráfica de los residuos obtenidos a partir de la comparación de los datos con la regresión lineal mostrados en la Figura 13. Se puede observar como estos residuos no superan una discrepancia del 4% salvo dos outliers, así como muestran un patrón de comportamiento característico para $r < 3$ cm relacionado con una pequeña incertidumbre en la posición de la fuente.

Sobre esta gráfica, si se presta atención a los puntos para los que $y = 1$ cm o $y = 2$ cm, es decir, para aquellos puntos para los que $r < 3$ cm, se evidencia que los datos no están distribuidos de manera aleatoria sobre la línea del ajuste sino que tienen una forma determinada bien definida. Este efecto es consistente con una incertidumbre de unas pocas cientos de micras en la posición de la fuente radioactiva dentro de la cavidad, lo que conlleva a introducir un error sistemático cuando se comparan la tasa de dosis medida y el valor del $TG-43$ obtenido a partir de una posición teórica.

4. Discusión

Como se ha ido probando a lo largo del documento, se ha presentado un método para realizar dosimetría in vivo en braquiterapia que garantiza la obtención de buenos resultados que no se encuentran afectados por el efecto Cherenkov y que, por tanto, permite obtener mediciones realistas en todas las configuraciones.

Como se ha comentado a lo largo de este documento, no se cierra la puerta al uso de un filtro pasa banda en vez de un filtro paso bajo, pues probablemente tenga un mejor rendimiento pero supondría un mayor cuidado a la hora de seleccionar del mismo, pues un fallo en esta elección podría suponer un bloqueo de la mayoría de la luz generada por el detector.

Por otro lado, y dentro del fundamento teórico, falta evidencia sobre la importancia de dicho factor R y, sobre todo, sobre su optimización. Si bien es cierto que en este estudio se obtiene de manera exitosa, la falta de experimentación con otras fuentes radiactivas, fotomultiplicadores, detectores... se desconocen las dependencias de este factor, lo que permitiría obtener un modelo de optimización del mismo en función de la configuración usada.

Otro factor relevante de este estudio, es la cantidad de mediciones que se deben realizar previas a un primer ensayo, para determinar las diversas correcciones necesarias, lo que supondrá un aumento de los tiempos y costes logísticos en el servicio sanitario. Unido a la aplicación de todas estas correcciones y cálculos, se une la necesidad de generar softwares especializados en la aplicación de estas soluciones, pues si bien los métodos de cálculo no son sumamente complicados, sí que conllevan un buen tiempo de análisis y estudio que, aunque puedan ser automatizados, necesitan un buen proceso de integración.

No obstante, se trata de un primer enfoque de esta solución al que, probablemente, se le puedan mejorar detalles del propio funcionamiento. En definitiva, se propone un fundamento teórico debidamente demostrado y se prueba y se evidencia su eficacia al hacerlo en pruebas controladas dentro de un quirófano. Pero aquí se puede encontrar la primera discrepancia, en como se podría trasladar este método experimental a un caso de uso clínico real.

Si bien es cierto que el dispositivo experimental se ha generado con lo mínimo necesario, aún así se trata de un montaje ciertamente complicado, en el que existen muchos factores que podrían complicar el uso clínico. En primer lugar, este método supone el uso de dos fotomultiplicadores en vez de uno, lo que supondría el doble de conexiones, ya que todas las fibras ópticas que se utilizan (que pueden llegar hasta un máximo de 16) deben desdoblarse en dos para dirigirse cada una a un fotomultiplicador diferente, lo cual supondrían 32 conexiones que, para añadir, son sumamente sensibles. Por otro lado, habría que doblar también el número de unidades lectoras y, en consecuencia, el número de conexiones al sistema operativo central. A todo esto hay que añadir los problemas ya existentes en el uso de detectores de centelleo para dosimetría in vivo, pues la manipulación de los mismos necesita de sumo cuidado para que su funcionamiento sea el óptimo.

Pese a que en esta sección se estén presentando una gran cantidad de retos y tareas a realizar en el futuro para la implantación de este mecanismo, ninguna de ellas supone realmente una barrera que no pueda ser superada con dedicación y esfuerzo, pues lo que se consideraba la parte más difícil, que era la de encontrar el mecanismo científico que pudiese suprimir el efecto Cherenkov, ya está superada.

5. Conclusiones

Cabe destacar que este método de eliminación del efecto Cherenkov ya existe en la bibliografía. Más concretamente, se describe por primera vez, llamado como *discriminación espectral*, en un artículo de Fontbonne et al. (2002) que no llega a probarlo pero que es probado años después por Guillot et al. (2011) consiguiendo unas discrepancias menores del 1 %. No obstante, sus trabajos se centraron en el estudio de detectores de centelleo de plástico, mientras que este trabajo aporta un nuevo enfoque en el uso de detectores de centelleo inorgánicos en braquiterapia, la cual tampoco fue abordada con anterioridad.

La braquiterapia es, hoy en día, uno de los tratamientos más importantes a la hora de tratar enfermedades oncológicas, sobre todo si hablamos de enfermedades ginecológicas,

prostáticas y de mama. Se trata de uno de los tratamientos más eficaces a la hora de erradicar la enfermedad si se realiza con el debido cuidado, pues un error en el mismo puede acarrear graves consecuencias para el paciente. De entre todos los errores que pueden suceder, los hay de factor humano y no, por lo que es fundamental tener métodos que permitan detectarlos a tiempo, de ahí la especial relevancia de la dosimetría in vivo.

Dentro de la braquiterapia, este estudio se especializa en la braquiterapia de alta tasa (HDR) en la cual predominan sobre todo las fuentes de ^{192}Ir y de ^{60}Co . Si bien nuestro estudio se centra en la segunda, es cierto que el caso del ^{60}Co es el caso más desfavorable, por lo que demostrar que funciona para este tipo de fuente implicaría que también funciona para fuentes de ^{192}Ir . De hecho, en la actualidad hay muchos métodos para eliminar el efecto Cherenkov para fuentes de ^{192}Ir pero que desgraciadamente no son exitosos en medidas de ^{60}Co .

Aunque los datos con la fuente de ^{192}Ir son mejores que los de la fuente de ^{60}Co , existe cierto interés en incrementar el uso de esta segunda fuente y esto se debe a su periodo de semidesintegración. Mientras el iridio se ve reducido a la mitad en un periodo de 74 días, el cobalto lo hace en aproximadamente 5,3 años, lo que en la práctica supone que, mientras una fuente de iridio debe ser sustituida cada 4 meses, la del cobalto dura hasta 5 años. Por lo tanto, el uso del cobalto supone una gran reducción en los costes de este tratamiento y, en consecuencia, una oportunidad para la implantación del mismo en un mayor número de centros clínicos.

Si bien es cierto que ya existen métodos estudiados y conocidos para deshacerse del efecto Cherenkov, no son del todo eficaces debido a la dificultad de su implantación o a su falta de contundencia.

Dicho esto, este trabajo supone, por lo tanto, un avance en el tratamiento del efecto Cherenkov con respecto a su uso en dosimetría in vivo en braquiterapia, puesto que se ha demostrado una eficacia del método implementado, obteniendo discrepancias respecto a la tasa de dosis esperada de menos de un 3 %. Por lo tanto, confirma la existencia de una primera aproximación para erradicar el efecto Cherenkov en los tratamientos de braquiterapia, al haberse probado sobre el caso más desfavorable, que es aquel que se corresponde al ^{60}Co .

Desde un punto de vista personal, ha sido un orgullo poder participar en un estudio de tan alta calidad y capacidad de innovación, así como ha supuesto un profundo aprendizaje por haber trabajado con excelentes profesionales de la materia. Y lo más importante de todo, es un gusto poder ver cómo tu trabajo siembra parte de una pequeña semilla que el día de mañana servirá para que se sienten las bases de un nuevo método que mejore la calidad de vida de los pacientes.

Anexo I: Funcionamiento de los detectores de centelleo inorgánicos

En este anexo se dará explicación a cómo funcionan los detectores de centelleo inorgánicos y todo el proceso que se genera desde que la radiación llega al detector y se forma el fotón visible.

Estos detectores vienen caracterizados por la estructura de la red cristalina del material del que están formados. Dentro de esa red cristalina, los electrones dispondrán de un número discreto de bandas de energía, de las cuales, la de energía más baja se llama la *banda de valencia*, en la cual se encuentran los electrones que están atados a la estructura del átomo, mientras la más alta, se llama la *banda de conducción*, en la que se encuentran los electrones que son libres de viajar por toda la red cristalina. Entre ambas bandas, es posible encontrar una banda de energías intermedias denominada *banda prohibida*, denominada así porque no es posible encontrar electrones en ella si se está hablando de una estructura cristalina pura, Knoll (2010).

Entonces, cuando una partícula cargada pasa cerca de estas estructuras, los electrones pueden excitarse y subir a la banda de conducción, dejando un hueco en la banda de valencia. Posteriormente, se produciría una desexcitación del electrón, pasando de nuevo a la banda de valencia y liberando un fotón en este proceso. No obstante, debido a que la distancia energética entre ambas bandas es muy grande, este fotón tendría más energía de la buscada y se situaría fuera del rango visible. Por lo tanto, para aumentar la probabilidad de que se produzca una emisión de un fotón en un rango visible, se procede a incluir pequeñas cantidades de impurezas en la red cristalina. Estas impurezas, cuando se encuentran inmersas en la red, generan diferentes niveles de energía dentro de la banda prohibida, desde los cuales los electrones podrían desexcitarse hasta la banda de valencia.

Como la energía de estos niveles es menor que la energía de la banda de conducción, es más probable que los electrones al desexcitarse generen un fotón que se encuentre dentro del rango visible. Estas zonas, donde se encuentran las impurezas en combinación con la estructura del cristal puro, se llaman *centros de luminiscencia* o *centros de recombinación*.

El proceso en detalle es el siguiente:

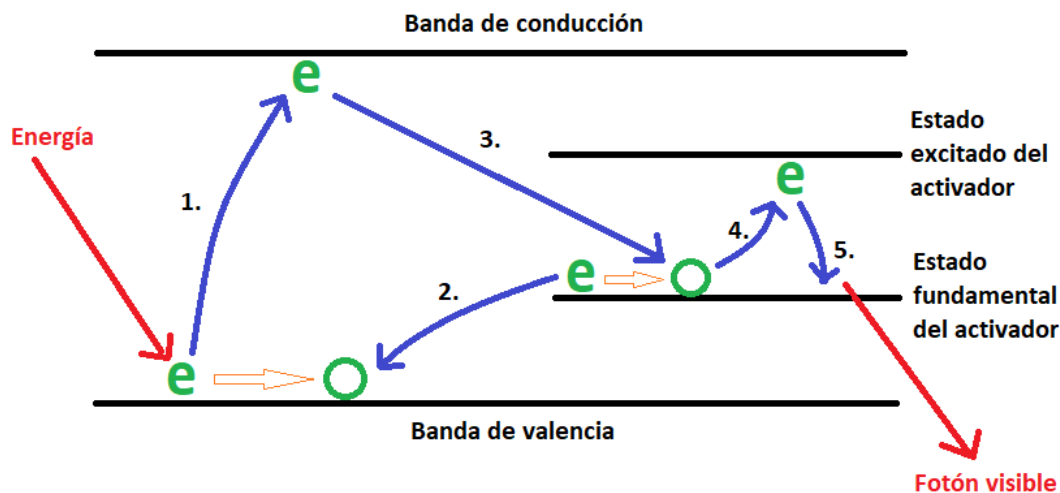


Figura 15: Esquema del proceso de centelleo que se produce en el detector.

1. Una partícula cargada va a irradiar energía a un e^- de la banda de valencia, por lo que dicho electrón pasa a estar en la banda de conducción. De esta manera se genera un hueco en la banda de valencia.
2. Este hueco en la banda de valencia se irá desplazando hasta que 1 e^- del activador pase a la banda de valencia ionizando al mismo. Esto sucederá puesto que la energía de ionización del activador es menor que la del cristal puro y, por tanto, esta transición es más probable.
3. A su vez, el electrón excitado que se encuentra en la banda de conducción se desplaza por la estructura cristalina hasta que encuentra un activador ionizado. En ese momento es posible que se produzca una desexcitación del electrón, creando una configuración neutra del activador que tiene su propio conjunto de estados de energía excitados.
4. Se supone que el estado del activador que es generado es una configuración excitada con una transición permitida al estado fundamental.
5. La desexcitación del electrón se produce de una manera rápida y con alta probabilidad de emitir un fotón. Si el activador ha sido correctamente elegido, esta transición emitirá un fotón en el rango visible.

Anexo II: Protocolo TG-43

El objetivo de este anexo es conocer más a fondo el concepto del TG-43 y el por qué de su importancia.

El TG-43 (*Task Group 43*) es un protocolo publicado por la *Asociación Americana de Física Médica* (AAPM, en inglés) que introduce un nuevo formalismo de cálculo de dosis en el campo de la braquiterapia. Supone un avance respecto a protocolos anteriores ya que es el primero que emplea constantes de tasas de dosis y otros parámetros dosimétricos que dependen del diseño de la fuente específica y, además, se miden o calculan directamente para cada diseño de fuente Chozo Tuñoque y Mendoza Moreno (2017).

La ecuación de la tasa de dosis bidimensional es la siguiente:

$$\dot{D}(r, \theta) = S_K \times \Lambda \times \frac{G_L(r, \theta)}{G_L(r_0, \theta_0)} \times g_L(r) \times F(r, \theta) \quad (5)$$

donde:

- r es la distancia desde el centro de la fuente activa al punto de interés.
- r_0 es la distancia de referencia que se toma en 1 cm en este protocolo.
- θ es el ángulo polar especificando el punto de interés, $P(r, \theta)$, relativo al eje longitudinal de la fuente.
- θ_0 es el ángulo de referencia, tomado como $\frac{\pi}{2} \text{ rad}$, que define el plano transversal de la fuente.
- S_K representa la intensidad de Kerma en aire, es decir, una cuantificación de la energía depositada por las partículas radiactivas en un punto de su entorno.
- Λ es la constante de tasa de dosis absorbida en agua.
- $G_L(r, \theta)$ representa la función de geometría.
- $g_X(r)$ define la caída de dosis en el plano transversal.
- $F(r, \theta)$ representa la anisotropía de la fuente como la variación de la dosis en función del ángulo polar respecto al plano transversal.

Anexo III: Dosis absorbida y Grays

Como se explica en Attix (2004), el *Gray* (Gy) es la unidad de medida de la *dosis absorbida*, la cual es considerada la magnitud dosimétrica más importante debido a que es aplicable a partículas de todo tipo y a que los efectos de la radiación son proporcionales a esta magnitud o depende de ella indirectamente.

Para entender mejor lo que es la dosis absorbida, es importante conocer un par de conceptos previos. El primero de ellos es la magnitud dosimétrica conocida como *depósito de energía* que expresa la energía depositada en una única interacción y que se define como:

$$\epsilon_i = \epsilon_{in} - \epsilon_{out} + Q$$

donde ϵ_{in} es la energía de la partícula ionizante que incide (obviando su energía en reposo), ϵ_{out} es la suma de las energías de todas las partículas ionizantes que abandonan la interacción (excluyendo la energía en reposo) y Q es el cambio en las energías en reposo de los núcleos y de todas las partículas envueltas en la interacción ($Q > 0$: decrecimiento de la energía en reposo; $Q < 0$: incremento de la energía en reposo). Esta magnitud se mide en Julios (J).

A partir de esta, es posible obtener otra magnitud dosimétrica conocida como *energía impartida* (ϵ) que representa la suma de todos los depósitos de energía en un volumen dado, V , de cierto material:

$$\epsilon = \sum_i \epsilon_i$$

Es directo ver que esta magnitud también se mide en Julios, J .

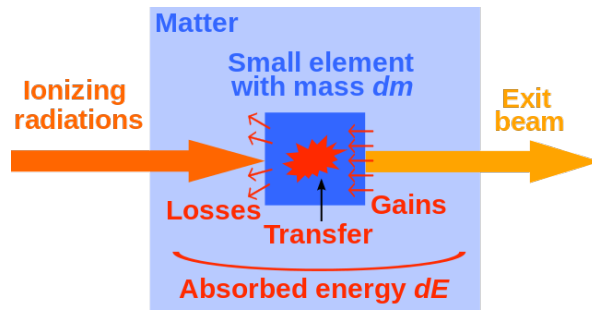


Figura 16: Esquema explicativo de la dosis absorbida. en este caso se obtendría como el cociente dE/dm .

Una vez presentadas estas dos magnitudes, es posible definir la *dosis absorbida* como el cociente

$$D = \frac{d\tilde{\epsilon}}{dm}$$

donde $d\tilde{\epsilon}$ es la media de la energía impartida por la radiación ionizante en un elemento de masa dm .

Anexo IV: Dependencia de los detectores con respecto a la energía y su espectro

Como cuenta Tanderup et al. (2013), un gran desafío para la dosimetría in vivo (IVD) en braquiterapia (BT) es la dependencia energética (sensibilidad relativa de dosis absorbida) de los detectores existentes en el rango de energía intermedia-baja del espectro de fotones o rayos gamma comúnmente encontrado (desde fuentes como el ^{60}Co , ^{137}Cs hasta ^{103}Pd), que cubren fotones de energía > 1 y $< 0,03$ MeV. En nuestro caso el ^{60}Co desprende fotones con una energía superior a 1 MeV.

La dependencia energética de un detector se define como la variación de la lectura del detector en función de la dosis absorbida en agua respecto al espectro de energía de fotones o electrones. Esta dependencia adquiere importancia tanto para la calibración del dosímetro como para la conversión de la lectura del detector en dosis medida durante las mediciones en pacientes.

La mayoría de los detectores comúnmente utilizados muestran una mayor dependencia energética en BT que en haces de megavoltaje, debido a que el efecto fotoeléctrico causa una sobrerrespuesta en el rango energético de BT. Esto se debe a que la respuesta del detector depende más de los coeficientes de atenuación másica por absorción (en cavidades grandes) que de los poderes de frenado másico colisional (en cavidades pequeñas que cumplen con las condiciones de Bragg-Gray).

Por lo tanto, la dependencia energética (sensibilidad de dosis absorbida) debe determinarse específicamente para el tipo de detector utilizado con la fuente radiactiva correspondiente, ya que el espectro energético también depende del modelo de fuente (especialmente en fuentes de baja energía). La sensibilidad de dosis absorbida debe corregirse si la fuente ha sido calibrada con una radiación diferente a la fuente utilizada en BT.

Este problema se convierte en un reto de mayor dificultad cuando aumenta la profundidad en el tejido (la distancia) desde la fuente, debido a que el espectro de energía de los fotones en BT varía en función de la distancia a la fuente, como sucede en este estudio.

Bibliografía

Referencias

- Attix, F. H. (2004). *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. Wiley-VCH.
- Chozo Tuñoque, F., & Mendoza Moreno, J. d. P. (2017). Verificación Dosimétrica del Tg-43 para una Fuente de Co-60 de Batd Mediante el Método Monte Carlo (Mcnp) y Medidas Experimentales con Ebt-3 [Accedido: [Fecha en que accediste al artículo]]. <https://repositorio.unprg.edu.pe/handle/20.500.12893/1362>
- Fontbonne, J., Iltis, G., Ban, G., Battala, A., Vernhes, J., Tillier, J., Bellaize, N., Le Brun, C., Tamain, B., Mercier, K., & Motin, J. (2002). Scintillating fiber dosimeter for radiation therapy accelerator. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(5), 2223-2227. <https://doi.org/10.1109/tns.2002.803680>
- Guillot, M., Gingras, L., Archambault, L., Beddar, S., & Beaulieu, L. (2011). Spectral method for the correction of the Cerenkov light effect in plastic scintillation detectors: A comparison study of calibration procedures and validation in Cerenkov light-dominated situations. *Medical Physics*, 38(4), 2140-2150. <https://doi.org/10.1118/1.3562896>
- Jelley, J. V. (1955). Cerenkov radiation and its applications. *British Journal of Applied Physics*, 6(7), 227-232. <https://doi.org/10.1088/0508-3443/6/7/301>
- Kang, H., Min, S., Seo, B., Roh, C., Hong, S., & Cheong, J. H. (2020). Low Energy Beta Emitter Measurement: A Review. *Chemosensors*, 8(4), 106. <https://doi.org/10.3390/chemosensors8040106>
- Knoll, G. F. (2010, agosto). *Radiation Detection and Measurement*. WILEY. https://www.ebook.de/de/product/12251381/glenn_f_knoll_radiation_detection_and_measurement.html
- Lambert, J., Nakano, T., Law, S., Elsey, J., McKenzie, D. R., & Suchowerska, N. (2007). In vivo dosimeters for HDR brachytherapy: A comparison of a diamond detector, MOSFET, TLD, and scintillation detector. *Medical Physics*, 34(5), 1759-1765. <https://doi.org/10.1118/1.2727248>
- Michail, C., Liaparinos, P., Kalyvas, N., Kandarakis, I., Fountos, G., & Valais, I. (2024). Radiation Detectors and Sensors in Medical Imaging. *Sensors*, 24(19), 6251. <https://doi.org/10.3390/s24196251>
- Santoro, R., Caccia, M., Tomaciello, G., Latorre, D., Daci, L., & Iglesias, I. (2025). Validation of a Cherenkov light removal technique in optical fibre dosimetry for HDR brachytherapy [Preprint o Submitted for publication]. *Not published yet*.
- Strohmaier, S., & Zwierzchowski, G. (2011). Comparison of 60 Co and 192 Ir sources in HDR brachytherapy. *Journal of Contemporary Brachytherapy*, 4, 199-208. <https://doi.org/10.5114/jcb.2011.26471>
- Tanderup, K., Beddar, S., Andersen, C. E., Kertzscher, G., & Cygler, J. E. (2013). In vivo dosimetry in brachytherapy. *Medical Physics*, 40(7). <https://doi.org/10.1118/1.4810943>