



# Universidad Autónoma del Estado de México

---

---

Facultad de Ciencias

**Caracterización de Sondas  
semiconductoras utilizadas para  
dosimetría "in-vivo" en radioterapia.**

**Tesis**

**Que para obtener el título de:  
Licenciatura en Física**

**Presenta:**

**Karen González Pérez**

**Asesores:**

**Dra. María Isabel Gamboa de Buen  
Dr. Pedro Guillermo Reyes Romero**



**Julio 2015**

# ÍNDICE

<b>INTRODUCCIÓN</b>	<b>1</b>
<b>1 MARCO TEÓRICO</b>	<b>4</b>
1.1 Interacción de la radiación con la materia	4
1.2 Producción de Rayos X:	14
1.3 Atenuación de los rayos X	16
1.4 Dosimetría	18
<b>2 MÉTODO EXPERIMENTAL</b>	<b>22</b>
2.1 Material y equipo	22
2.2 Método	23
<b>3 RESULTADOS</b>	<b>29</b>
3.1 Campo de radiación con y sin filtro de aplanado	29
3.2 Caracterización de las sondas semiconductoras	31
<b>4 CONCLUSIONES</b>	<b>48</b>
<b>5 BIBLIOGRAFÍA</b>	<b>50</b>

## INTRODUCCIÓN

La dosimetría tuvo sus orígenes en aplicaciones médicas con el descubrimiento de los rayos-X por Roentgen en 1895. Se requieren métodos cuantitativos para obtener la dosis, ya que es importante para la protección contra la radiación ionizante y las aplicaciones en medicina, por lo que los dispositivos utilizados para una determinación de la energía depositada en un medio dado por la radiación directa o indirectamente ionizante son esenciales.

La dosimetría es la determinación de la dosis absorbida en un medio como resultado de la exposición a la radiación ionizante [1]. El propósito de la dosimetría es predecir efectos asociados a la radiación y reproducir resultados clínicos. El instrumento de medición en la dosimetría es el dosímetro, con el cual se puede determinar la dosis real en el medio de interés.

Para la radioterapia, el tipo de dosímetro es de gran trascendencia pues es capaz de proporcionar una lectura que es una medida de la dosis absorbida depositada en un volumen sensible por la radiación ionizante y con él se verifica la dosis impartida al paciente. La forma y el tamaño del dosímetro son de gran importancia ya que esto facilitará su manejo y aprovechamiento, existen diferentes tipos de dosímetros los cuales se pueden caracterizar de acuerdo con su absolutidad, precisión y exactitud, intervalo útil de dosis, intervalo útil de rapidez de dosis y estabilidad; en este trabajo se caracterizaron sondas semiconductoras que por su tamaño y su lectura inmediata son adecuadas para realizar dosimetría in vivo.

Para el uso clínico “in-vivo” de las sondas semiconductoras (SSC) se necesita caracterizarlas determinando sus factores de calibración, su respuesta como función de la dosis o de las unidades monitor (UM), del ángulo de incidencia del haz, de la distancia fuente superficie (DFS) y del tamaño del campo tomando en cuenta las dependencias físicas y las dependencias geométricas. [2]

Dependencias físicas:

- La señal de las SSC depende de la energía de los fotones. Esto se debe a que el número atómico del silicio es mayor que el del tejido suave, teniéndose una mayor contribución debido al efecto fotoeléctrico en la SSC.
- La señal de las SSC depende de la tasa de dosis. A tasas de dosis altas la señal es mayor que a tasas de dosis bajas ya que en el primer caso hay menor recombinación de los portadores de carga porque los centros de recombinación están ocupados.
- La señal de las SSC dependen de la temperatura. Al incrementar la temperatura aumenta la sensibilidad de las SSC.

Debido a las dependencias físicas, la dosis “verdadera” depende de parámetros geométricos tales como la DFS, el ángulo de incidencia de la radiación y el tamaño de campo. Las condiciones estándar son:

- 100 cm de distancia fuente superficie (DFS).
- tamaño de campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .
- 100 unidades monitor (UM), que corresponden a 1 Gy aproximadamente a la profundidad de dosis máxima.

El objetivo de este trabajo es caracterizar tres tipos de SSC, para rayos X de baja (5 a 13 MV) y alta (13 a 25 MV) energía y electrones (4 a 30 MeV); con los haces del acelerador Varian TrueBeam del Departamento de Radioterapia del Instituto Nacional de Ciencias Médicas y Nutrición Salvador Zubirán (INCMNSZ).

Para las sondas para rayos X se obtuvieron los factores de calibración de entrada y de salida los haces disponibles en el acelerador (6, 10 y 15 MV) utilizando el filtro de aplanado y para 6 y 10 MV sin utilizarlo. Para los haces de electrones (6, 9, 12, 15, 18, 20 y 22 MeV) se midió el factor de calibración de entrada con filtro de aplanado. Los factores de calibración se determinan bajo las condiciones estándar.

También se determinó la señal de las SSC respecto de las UM, del ángulo de incidencia, de la distancia fuente superficie y del tamaño del campo para los haces de rayos X. Para los haces de electrones sólo se determinó la señal de las SSC respecto de las UM y del ángulo de incidencia ya que los tratamientos con electrones se hacen a una DFS de 100 cm y, dado que el alcance de los electrones secundarios es pequeño, no se espera una dependencia con el tamaño de campo.

# 1 MARCO TEÓRICO.

## 1.1 Interacción de la radiación con la materia:

### 1.1.1 Radiación ionizante

Como su nombre lo dice ioniza el medio, esto es, saca electrones orbitales del átomo del atenuador; esta ionización se presenta de dos maneras:

- Directa: Es producida por partículas cargadas primarias, o bien por el haz con el que se es irradiado el atenuador.
- Indirecta: Es producida por partículas cargadas de los átomos del atenuador producidas por las interacciones de las partículas no cargadas del haz.

### 1.1.2 Fotones

Los fotones pueden sufrir diversas interacciones con los átomos de un atenuador (blanco), la probabilidad o sección transversal para cada interacción depende de la energía  $h\nu$  del fotón y del número atómico  $Z$  del atenuador.

Las interacciones de los fotones pueden ser con un electrón fuertemente unido, con el campo del núcleo o con un electrón orbital esencialmente libre.

En el contexto de las interacciones de los fotones, un electrón fuertemente unido es un electrón orbital con una energía de enlace del orden de la energía del fotón o ligeramente mayor que esta, mientras que un electrón libre es un electrón con una energía de enlace que es mucho menor que la energía del fotón. [3]

Durante la interacción del fotón con el atenuador, puede desaparecer por completo (efecto fotoeléctrico, producción de pares) o puede ser dispersado de manera coherente (dispersión de Raleigh) o incoherente (efecto Compton).

- Efecto Fotoeléctrico

En este efecto el fotón interacciona con un electrón orbital fuertemente ligado y desaparece, mientras que el electrón orbital es expulsado del átomo como un fotoelectrón, como se observa en la Figura 1-1, con una energía cinética  $E_k$  igual a:

$$E_k = h\nu - E_B.$$

Ecuación 1-1

$h\nu$  = Energía del fotón incidente.

$E_B$  = Energía de enlace del electrón.

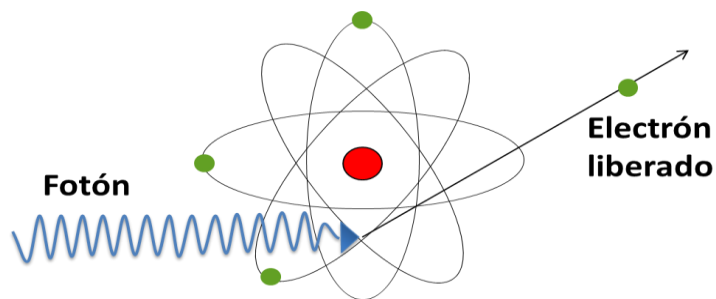


Figura 1-1 Efecto fotoeléctrico

El coeficiente lineal de atenuación para el efecto fotoeléctrico,  $\tau$ , es proporcional a  $Z^4 (h\nu)^3$ , mientras que el coeficiente másico de atenuación  $\tau_p$  es proporcional a  $(Z/h\nu)^3$ , donde  $Z$  es el número atómico del atenuador y  $h\nu$  es la energía del fotón.

Además de una disminución constante en  $\tau_p$  con un aumento de  $h\nu$ , la gráfica de  $\tau_p$  en función de  $h\nu$  también muestra discontinuidades bruscas en  $\tau_p$  cuando  $h\nu$  es igual a la energía de enlace para una capa electrónica particular del atenuador, como se observa en la Figura 1-2. Estas discontinuidades, llamadas bordes de absorción, reflejan el hecho de que para fotones con energía  $h\nu$  menor que la energía de enlace de una capa en particular, no puede ocurrir el efecto fotoeléctrico con los electrones de dicha capa, mientras que para  $h\nu$  mayor que o igual a la energía de enlace sí puede producirse. [3]

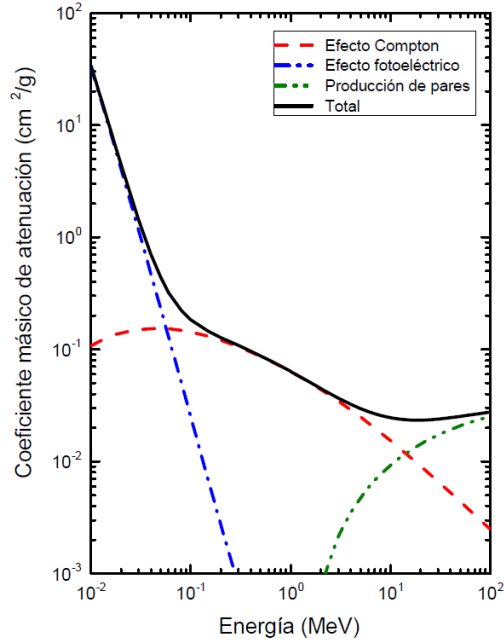


Figura 1-2 Coeficiente másico de atenuación para los efectos fotoeléctrico, Compton y producción de pares y total de silicio.

El promedio de la energía transferida  $E_k$  por un fotón con energía  $h\nu$  a un electrón  $E_k$  en el efecto fotoeléctrico está dada por:

$$(E_k)_{tr}^{PE} = h\nu - P_k \omega_k E_B K, \quad \text{Ecuación 1-2}$$

con

$E_B(K)$  = Energía de ligadura del electrón de la capa K.

$P_k$  = Es la fracción de que ocurra el efecto fotoeléctrico con un electrón de la capa K.

$\omega_k$  = rendimiento de fluorescencia de la capa K.

El rango de  $P_k$  es de 1 para  $Z$  bajo y 0.8 para  $Z$  alto.



- Efecto Compton

El efecto Compton representa la interacción de un fotón con un electrón orbital externo del atenuador. El fotón incide con una energía  $h\nu$  que es mayor que la energía de enlace del electrón orbital, el fotón cede parte de su energía al electrón, y éste es dispersado a un ángulo  $\theta$ , como se muestra en la Figura 1-3.

El ángulo  $\varphi$  representa el ángulo entre la dirección del fotón incidente y el fotón dispersado con una energía  $h\nu'$ , después de la interacción.

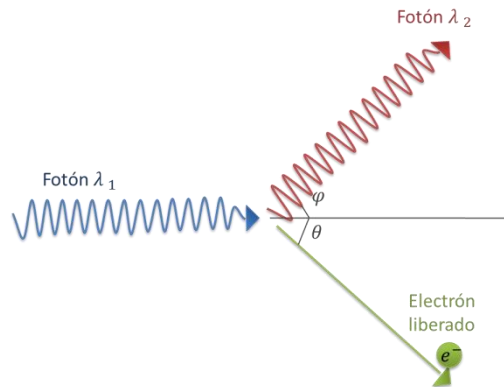


Figura 1-3 Proceso Compton.

La energía del fotón dispersado  $h\nu'$  y la energía cinética del electrón Compton  $E_k$  están dadas por:

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \varphi)}, \quad \text{Ecuación 1-3}$$

$$E_k = h\nu \frac{\varepsilon(1 - \cos \varphi)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \varphi)}, \quad \text{Ecuación 1-4}$$

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2} = \text{La energía del fotón normalizada.}$$

con

$m_e$  = Masa del electrón.

$c$  = La velocidad de la luz.

El coeficiente lineal de atenuación para el efecto Compton,  $\sigma$ , es proporcional a  $Z$ , mientras que el coeficiente másico de atenuación,  $\sigma_p$ , es casi independiente de  $Z$ , ya que es proporcional al número de electrones por gramo del atenuador. [3]

- Producción de pares

En la producción de pares el fotón desaparece y se crea un par de electrón-positrón con una energía cinética combinada igual a  $h\nu - 2m_e c^2$ , como se observa en la Figura 1-4.

Ya que la energía de los fotones es transformada en masa, en la forma de un par electrón-positrón, la producción de pares tiene un umbral de energía (energía del fotón mínima requerida para que el efecto ocurra) de  $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ .

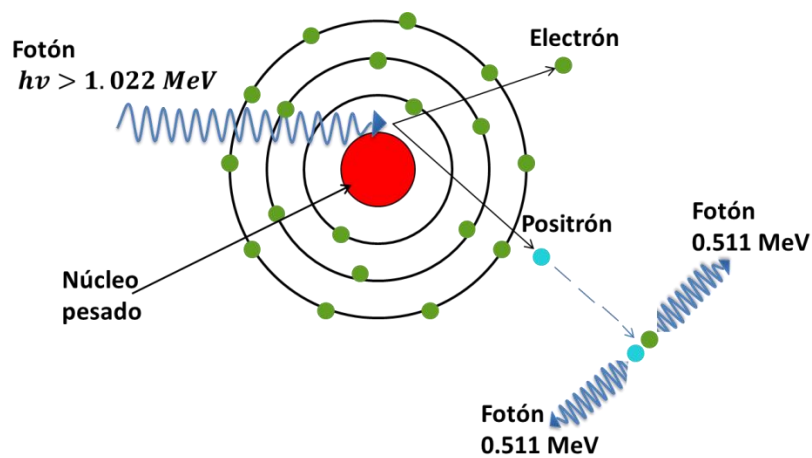


Figura 1-4 Esquema de la producción de pares.

La probabilidad para la producción de pares es cero para energías de fotones por debajo de la energía umbral y aumenta rápidamente con la energía del fotón por encima del umbral.

El coeficiente lineal de atenuación para la producción de pares,  $\kappa$ , es proporcional a  $Z^2$ , mientras que el coeficiente másico de atenuación  $\kappa_p$ , es proporcional a  $Z$ . [3]

Estos procesos ocurren para las energías utilizadas en este trabajo.

### 1.1.3 Electrones

Al interactuar un electrón con un blanco, se va frenando gradualmente hasta detenerse, en el trayecto puede sufrir grandes desviaciones al interactuar con los electrones o los núcleos del blanco, de donde se tiene:

- Interacción electrón incidente - electrón orbital:

Esta interacción da como resultado la ionización y la excitación del átomo.

La ionización y la excitación son el resultado de pérdidas de energía y se caracterizan por el poder de frenado por colisión.

1. Ionización: Es la expulsión de un electrón orbital del átomo.
2. Excitación: Es la transferencia de un electrón del átomo de una órbita a otra (de menor a mayor energía).

- Interacción electrón - núcleo:

Esta interacción da como resultado la desviación del electrón incidente teniéndose que el 97-98% de las interacciones son elásticas. En el 2-3% de las interacciones el electrón pierde energía por medio de la producción de rayos X, este tipo de pérdida se caracteriza por el poder de frenado radiativo. A esta interacción también se le llama bremsstrahlung. [3]

- Poder de frenado

El poder de frenado se define como el valor esperado de la rapidez de pérdida de energía por unidad de longitud  $x$  por una partícula cargada, con energía cinética  $T$ , en un medio de número atómico  $Z$ . [4] Se denota por:

$$\frac{dT}{dx} \quad \frac{Mev}{cm}, \quad \text{Ecuación 1-5}$$

El poder de frenado depende del estado físico del medio, para que esto no ocurra, se divide entre la densidad obteniéndose el poder másico de frenado, dado por:

$$\frac{dT}{\rho dx} \quad \frac{Mev}{g/cm^2}, \quad \text{Ecuación 1-6}$$

El poder másico de frenado se divide en poder de frenado por colisión y poder de frenado radiativo.

1. Poder másico de frenado por colisión: Es la rapidez de pérdida de energía ( $T$ ) por unidad de longitud ( $x$ ) debida a las interacciones de colisión responsables de las ionizaciones y excitaciones atómicas. [4] Se denota por:

$$\frac{dT}{\rho dx} \quad \frac{MeV}{g/cm^2}, \quad \text{Ecuación 1-7}$$

y está dado por:

$$\frac{dT}{\rho dx} = k \ln \frac{\tau^2 \tau + 2}{2 I m_0 c^2} + F^\pm \tau, \quad \text{Ecuación 1-8}$$

donde

$$\tau \equiv \frac{T}{m_0 c^2},$$

$$k = \frac{2\pi N_A Z z^2 e^4}{m_0 c^2 A \beta^2} = 0.1535 \frac{Z z^2}{A \beta^2} \frac{MeV}{g \text{ cm}^2}$$

$z$  y  $\beta = \frac{v}{c}$  son el número atómico y la velocidad relativa de la partícula cargada incidente, respectivamente.

$Z$ ,  $A$ , e  $I$  son los números atómicos y de masa y la energía de excitación promedio del átomo blanco, respectivamente.

$m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$  y  $e = 4.8032 \times 10^{-10} \text{ esu}$  son la energía de la masa en reposo y la carga del electrón, respectivamente.

$N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ moléculas/mol}$  es el número de Avogadro.

$\frac{N_A Z}{A}$  es el número de electrones por gramo del medio absorbente.

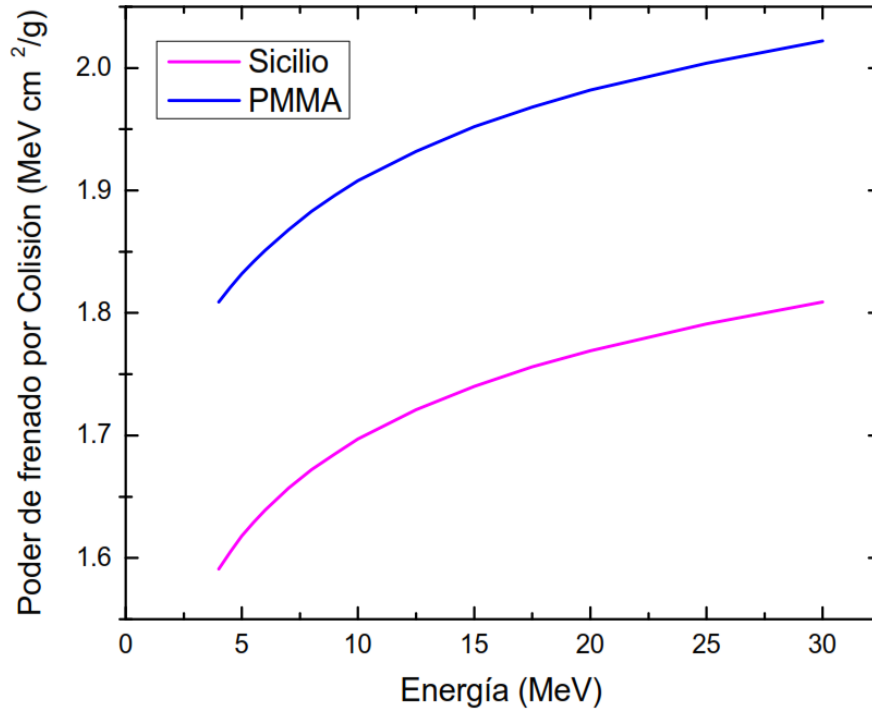
La función  $F$  es diferente para electrones y positrones, para electrones ( $e^-$ ) se tiene:

$$F^- \tau \equiv 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2}{\tau + 1} \frac{8 - 2\tau + 1 \ln 2}{2},$$

y para positrones ( $e^+$ ) se tiene:

$$F^+ \tau \equiv 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left( 23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{\tau + 2} \frac{1}{\tau + 2} + \frac{4}{\tau + 2} \frac{1}{\tau + 2} \right),$$

En la Gráfica 1-1 se muestra el poder másico de frenado por colisión para el silicio que es el material de la región sensible y para el polimetil-metacrilato (PMMA) que es el medio que la rodea en las SSC para electrones.



Gráfica 1-1 Poder másico de frenado por colisión.

2. Poder másico de frenado radiativo: Es la rapidez de pérdida de energía ( $T$ ) por unidad de longitud ( $x$ ) debida a interacciones radiativas responsables de la producción de radiación de frenado. [4]

$$\frac{dT}{\rho dx}_r = \frac{MeV}{g/cm^2}, \quad \text{Ecuación 1-9}$$

El poder másico de frenado radiativo está dado por:

$$\frac{dT}{\rho dx}_r = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A} T + m_0 c^2 B_r = \frac{MeV}{cm^2}, \quad \text{Ecuación 1-10}$$

donde

$$\sigma_0 = \frac{1}{137} \frac{e^2}{m_0 c^2} = 5.80 \times 10^{-28} \frac{cm^2}{\text{átomo}},$$

$B_r$  es el valor promedio de  $B$   $Z, T$  , que es una función que varía suavemente desde  $h\nu = 0$  hasta  $h\nu_{max} = T$ ,

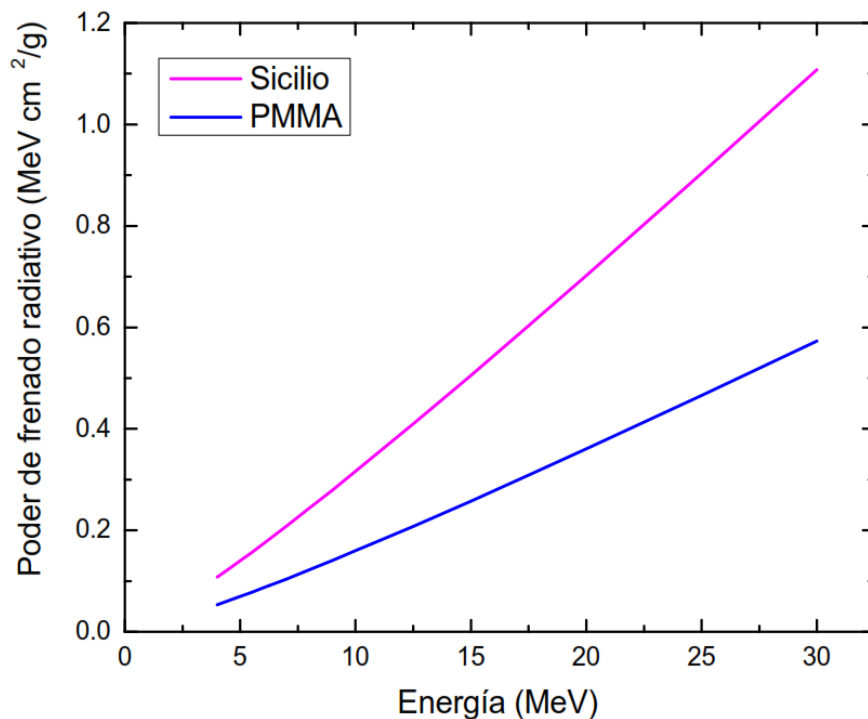
$$B_r = \frac{16}{3} \text{ para } T \ll 0.05 \text{ MeV}$$

$$B_r \approx 6 \text{ para } T = 1 \text{ MeV}$$

$$B_r \approx 12 \text{ para } T = 10 \text{ MeV}$$

$$B_r \approx 15 \text{ para } T = 100 \text{ MeV}$$

En la Gráfica 1-2 se muestra el poder másico de frenado radiativo para el silicio y para el PMMA.



Gráfica 1-2 Poder másico de frenado radiativo.

La intensidad de la radiación de frenado por átomo varía como el cuadrado del número atómico del blanco ( $Z$ ) por tanto a mayor número atómico mayor pérdida de energía radiativa, y varía inversamente con el cuadrado de la masa de la partícula cargada incidente de modo que será insignificante para partículas cargadas pesadas y mayor para partículas cargadas ligeras (electrones y positrones). De manera que la intensidad de la radiación de frenado esta dada por:

$$I \propto \frac{Ze^2 ze^2}{m^2}, \quad \text{Ecuación 1-11}$$

donde

$m$  = Masa de la partícula cargada.

$Ze$  = Carga del blanco.

$ze$  = Carga de la partícula cargada.

La producción de radiación se define como la fracción total de dicha energía que es emitida como radiación electromagnética de fotones de frenado mientras la partícula se frena y llega al reposo, para el caso de los electrones la única contribución significativa en la producción de radiación es la producción de rayos X de frenado en colisiones radiativas. Si electrones de energía cinética inicial  $T$  en MeV son parados en un medio absorbente de número atómico  $Z$ , la producción de radiación está dada aproximadamente por

$$Y \cong \frac{6 \times 10^{-4} ZT}{1 + 6 \times 10^{-4} ZT}, \quad \text{Ecuación 1-12}$$

El alcance es la distancia total recorrida por la partícula cargada sobre la trayectoria, desde el punto de incidencia hasta que se detiene; a mayor energía incidente, es mayor el alcance. Para los electrones, las colisiones que sufren hacen que se desvíen tanto que su esparcimiento llega al orden de la magnitud del mismo alcance, es importante considerar la retrodispersión de los electrones en el blanco.

La relación entre el alcance másico y el poder de frenado total es la siguiente:

$$R T_0 = \int_0^{T_0} \frac{dT}{\rho dx_{tot}}^{-1} \quad g/cm^2, \quad \text{Ecuación 1-13}$$

donde el poder másico de frenado total es:

$$\frac{dT}{\rho dx_{tot}} = \frac{dT}{\rho dx_c} + \frac{dT}{\rho dx_r},$$

y el alcance másico está dado por

$$R = R_L \rho \frac{g}{cm^2}.$$

La importancia del poder de frenado es que proporciona la energía perdida por un electrón que se mueve a través de un medio. Cuando se observa el medio absorbente, es importante ver la tasa lineal de absorción de energía por el medio que el electrón atraviesa, que es proporcional a la tasa de dosis (dosis por unidad de tiempo). [4]

## 1.2 Producción de Rayos X:

### 1.2.1 Acelerador Lineal

El objetivo de un acelerador de electrones es producir haces de fotones o de electrones de alta energía. Para ello se inyectan electrones en una guía aceleradora. Los electrones incrementan su energía a partir de una señal de microonda que alimenta la guía aceleradora. Al final de la guía se encuentra un discriminador magnético de energías que selecciona los electrones con la energía requerida. Si se desea utilizar directamente el haz de electrones, se harán impactar sobre elementos dispersores de bajo número atómico que proporcionen un haz extenso, pero prácticamente monoenergético, o bien sobre un blanco de alto número atómico, para producir un haz de fotones con una distribución espectral compleja por radiación de frenado. [5]

Las principales partes de un acelerador son:

- La estructura estacionaria donde se encuentra la mayor parte de la electrónica del equipo (fuentes de alta tensión, controladores).
- El klystron (amplificador de microondas).
- El gantry, el cual permite el giro y en él se encuentran:
  1. El cañón de electrones.
  2. La guía aceleradora.
  3. El discriminador magnético.
  4. El cabezal
  5. El sistema de imagen portal (opuesto al cabezal y solidario con el gantry).

En la Figura 1-5 se muestra el acelerador Varian trueBEAM, del Instituto Nacional de Ciencias Médicas y Nutrición Salvador Zubirán (INCMNSZ), donde fue realizado este trabajo.



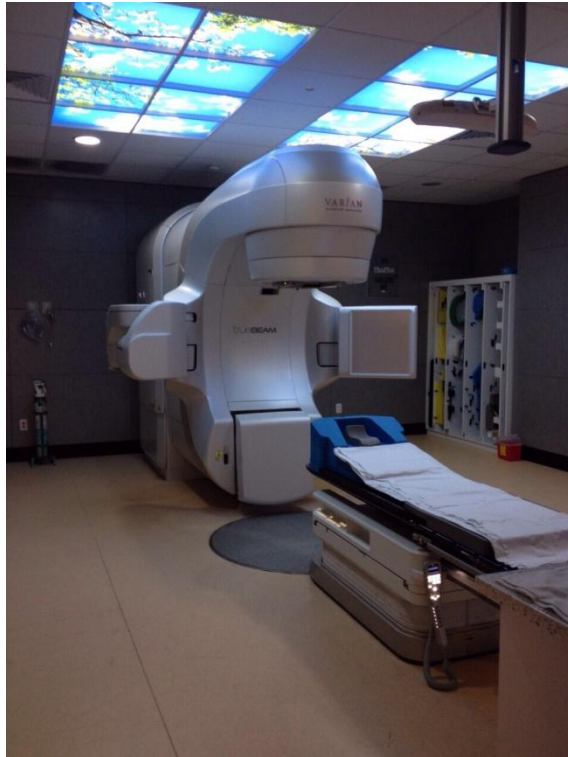


Figura 1-5 Acelerador lineal Varian trueBEAM.

### 1.2.2 Espectro de rayos X

Existen rayos X continuos y rayos X característicos, los continuos son producidos por electrones que al pasar por un medio van perdiendo energía, como ya se ha mencionado esto es radiación de frenado.

Los rayos X característicos son producidos por la transferencia de un electrón de una capa a otra capa del átomo, estos se presentan a energías establecidas.

A energías de MV los filtros absorben los fotones de baja energía entre ellos los rayos x característicos.

Un espectro de rayos X continuo de 6 MV, se presenta en la Figura 1-66 [6]

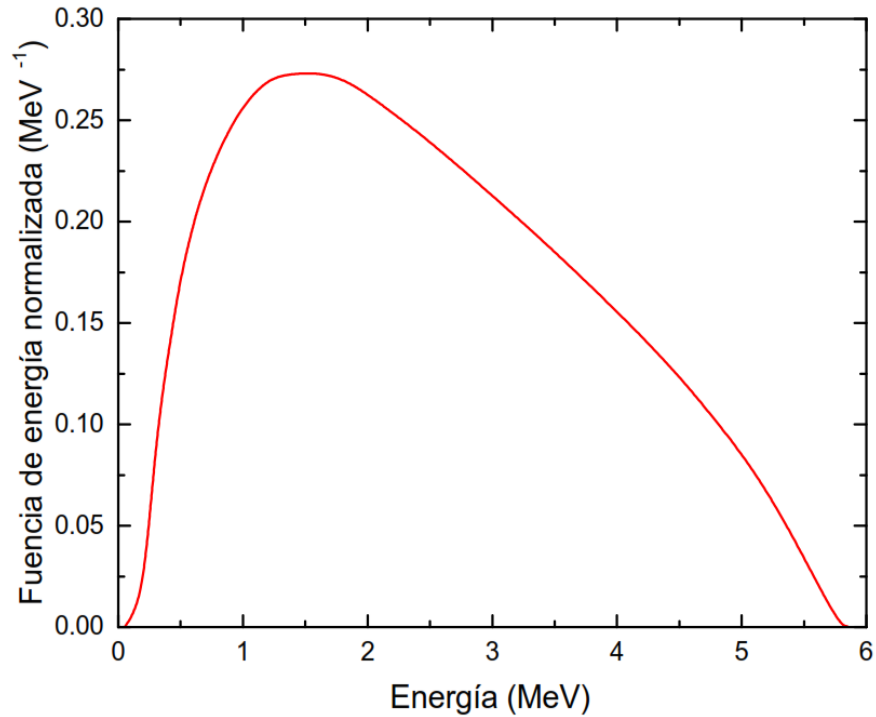


Figura 1-6 Espectro de rayos X continuo.

### 1.3 Atenuación de los rayos X

#### 1.3.1 Atenuación exponencial

La intensidad de un haz monoenergético de fotones, atenuada por un atenuador de espesor  $x$ , está dada por:

$$I(x) = I(0)e^{-\mu(h\nu, Z)x}, \quad \text{Ecuación 1-14}$$

donde:

$I(0)$  = Es la intensidad original del haz sin atenuarse.

$\mu(h\nu, Z)$  = Coeficiente lineal de atenuación con dependencia en la energía del fotón y el número atómico del atenuador.

El coeficiente másico de atenuación,  $\mu_p$ , es proporcional al coeficiente lineal de atenuación  $\mu$  por medio de la siguiente ecuación:

$$\mu = \rho\mu_p, \quad \text{Ecuación 1-15}$$

donde  $\rho$  es la densidad del atenuador.

Las unidades utilizadas para los coeficientes lineal y másico de atenuación son  $\text{cm}^{-1}$  y  $\text{cm}^2/\text{g}$ , respectivamente, lo que implica que el espesor  $x$  en el exponente debe darse en  $\text{cm}$  y  $\text{g}/\text{cm}^2$ , para el coeficiente lineal y el másico, respectivamente.

### 1.3.2 Coeficientes de transferencia y de absorción de energía

Para el uso en dosimetría de radiación se definen dos coeficientes adicionales:

- El coeficiente de transferencia de energía  $\mu_{tr}$
- El coeficiente de absorción de energía  $\mu_{ab}$ .

Estos coeficientes están relacionados con  $\mu$  de la siguiente manera:

$$\mu_{tr} = \mu \frac{E_{tr}}{h\nu}, \quad \text{Ecuación 1-16}$$

y

$$\mu_{ab} = \mu \frac{E_{ab}}{h\nu}, \quad \text{Ecuación 1-17}$$

donde

$E_{tr}$  = Promedio de la energía transferida a las partículas cargadas en el atenuador.

$E_{ab}$  = Promedio de la energía absorbida en el atenuador.

El coeficiente de transferencia de energía y el coeficiente de absorción de energía se relacionan a través de la fracción de radiación  $g$  como:

$$\mu_{ab} = \mu_{tr}(1 - g), \quad \text{Ecuación 1-18}$$

La fracción  $g$  es la energía que pierde un electrón de energía inicial  $T_i$  en emisión de radiación de frenado hasta que se detiene dividida entre la energía inicial [3].

## **1.4 Dosimetría**

### *1.4.1 Dosimetría*

La dosimetría es la determinación (medida o cálculo) de la dosis absorbida en un medio como resultado de la exposición a la radiación ionizante. [1] El propósito de la dosimetría es predecir efectos asociados a la radiación y reproducir resultados clínicos. Para ello se han definido magnitudes y unidades que describen su interacción con un medio.

### **Dosis absorbida**

La dosis absorbida es la cantidad de energía que la radiación deposita en la unidad de masa del material irradiado o bien es el cociente entre la energía promedio depositada por la radiación ionizante en una porción de materia y su masa; su unidad es el Gray (Gy).

### *1.4.2 Sistemas dosimétricos*

Para obtener la dosis absorbida se tiene diferentes dosímetros. En este trabajo se utilizan sondas semiconductoras (diodos) y cámaras de ionización, a continuación se describe su funcionamiento.

#### ***1.4.2.1 Sondas semiconductoras (diodos)***

Los diodos son fabricados con silicio y pueden ser de tipo-n y de tipo-p, la diferencia entre ellos es que el primero tiene menos huecos que electrones, y el segundo menos electrones que huecos. [7]

Los utilizados en este trabajo son de tipo-p; cabe mencionar que en un diodo se tiene una parte de tipo-p y una parte de tipo-n.

La zona entre una región de tipo-p y otra de tipo-n implica que exista una falta de portadores de carga.

Los diodos están dopados asimétricamente lo que involucra que la región-n este más dopada que la región-p y se produce un flujo de carga (electrones).

Podría decirse que el funcionamiento de los diodos se asemeja a los cristales, algunos electrones son atrapados por su red cristalina y estos no contribuyen a la señal del diodo.

La sensibilidad de los diodos depende del tiempo de vida de los portadores de carga en consecuencia de la cantidad de centros de recombinación del cristal que se determina por el tipo de diodo, el nivel de dopaje y la acumulación de dosis. Como la radiación induce los centros de recombinación dentro del cristal, la sensibilidad puede disminuir con la acumulación de dosis.

Algunas ventajas y desventajas que se tiene [7]:

Los efectos dañinos de la radiación representan la principal limitación de los diodos, de igual manera se tienen otros efectos que están relacionados con el material del detector que deben ser considerados.

La señal del diodo depende de la energía de los fotones. Esto es debido al número atómico del silicio comparado con el número atómico del tejido blando y la mayor contribución de la señal del diodo corresponde al efecto fotoeléctrico.

La señal del diodo es dependiente de la tasa de dosis. Entre más alta la tasa de dosis es proporcionalmente más alta la respuesta. Este efecto es mayor para los diodos de tipo-n que para los de tipo-p. La dependencia con la tasa de dosis puede cambiar con la dosis acumulada debido al daño por irradiación.

La temperatura influye en la señal del diodo. En general la sensibilidad incrementa con la temperatura. Este efecto es menor para un diodo no irradiado, el incremento en este caso es por la dosis acumulada. Sin embargo, la sensibilidad tiende a estabilizarse con el incremento de la dosis acumulada.

Debido a estas dependencias, la dosis de entrada depende de parámetros geométricos, tales como la distancia fuente superficie, el tamaño de campo, la presencia de filtros, bandejas y bloques.

#### **1.4.2.2 Cámara de ionización**

Existen diferentes diseños de cámaras de ionización los cuales son diseñados de acuerdo a su función, estas son conectadas a un electrómetro para obtener su respuesta.

Para el trabajo se utilizó una cámara cilíndrica para fotones y una cámara plano-paralela para electrones. Su funcionamiento es el mismo lo que cambia es la diferencia de potencial y la posición de los electrodos.

Su funcionamiento está basado en la ionización del gas (aire) que se encuentra dentro del volumen de la cámara. Al interaccionar la radiación con el gas se producen pares de iones y, debido a la diferencia de potencial que se aplica a los electrodos, se produce una corriente que puede ser cuantificada y esta es proporcional a la tasa de exposición. [8]

Para fotones se utilizan cámaras cilíndricas y, para electrones, plano paralelas, tales como la tipo Farmer y Markus mostradas en las Figura 1-7, respectivamente.

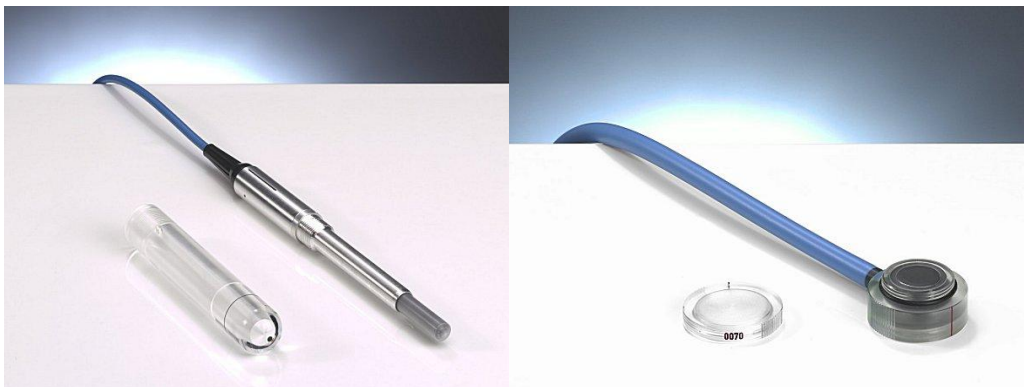


Figura 1-7 Cámara cilíndrica y cámara plano paralela.

### ***1.4.2.3 Películas de tinte radiocrómico***

Estas películas son especiales ya que están compuestas por un tinte precursor, llamado tinte radiocrómico. Al ser expuestas a radiación ionizante sufren un cambio de color, debido al proceso de polimerización que se lleva a cabo cuando la radiación ionizante interacciona con la película. El cambio de color se genera justo durante el proceso de polimerización. [8]

La polimerización es el proceso químico mediante la cual se asocia una gran cantidad de moléculas pequeñas llamadas monómeros para formar una molécula de cadena muy larga llamada polímero.

El cambio de color es lo que hace posible la determinación de la dosis impartida por el campo de radiación ionizante al cual fue expuesta la película. Un mayor oscurecimiento indica que una mayor cantidad de radiación interaccionó con la película y, por ende, la dosis impartida es mayor.

## 2 MÉTODO EXPERIMENTAL

### 2.1 Material y equipo:

- Acelerador Varian TrueBeam con haces de rayos X de 6, 10 y 15 MV y de electrones de 6, 9, 12, 15, 18, 20 y 22 MeV utilizando filtro de aplanado y haces de rayos X de 6 y 10 MV sin filtro de aplanado (FFF).

- Sondas semiconductoras acopladas a un multicanal VIVIDOS, PTW, al que se pueden conectar hasta 12 SSC.

Se caracterizaron tres tipos de SSC:

1. T60010MP, PTW, para rayos X de 5 a 13 MV. Material de acumulación plomo.
2. T60010HP, PTW, para rayos X de 13 a 25 MV. Material de acumulación tungsteno.
3. T60010EP, PTW, para electrones de energías entre 4 y 30 MeV. Material de acumulación resina epoxi y PMMA.

- Placas de agua sólida.

Se utilizaron placas de agua sólida de  $30 \times 30 \times 1 \text{ cm}^3$ ,  $30 \times 30 \times 0.5 \text{ cm}^3$ ,  $30 \times 30 \times 0.3 \text{ cm}^3$ ,  $30 \times 30 \times 0.2 \text{ cm}^3$  y  $30 \times 30 \times 0.1 \text{ cm}^3$  y placas de  $30 \times 30 \times 1 \text{ cm}^3$  que tienen perforaciones para colocar las cámaras de ionización tanto para rayos X como para electrones. Las placas de agua sólida tienen las mismas propiedades de absorción y de retrodispersión que el agua líquida. Las placas en conjunto forman el maniquí con el se realizaron las medidas.

- Cámaras de ionización calibradas.

1. Cámara cilíndrica tipo Farmer de  $0.6 \text{ cm}^3$  T30010 acoplada a un electrómetro para los campos de rayos X con un factor de calibración para dosis en agua de  $0.0539 \text{ Gy/nC}$  para la cámara utilizada en haces con filtro de aplanado y de  $0.313 \text{ Gy/nC}$  para la cámara utilizada en haces sin filtro de aplanado.

2. Cámara plano paralela Markus TM34045 para el campo de electrones con un factor de calibración para dosis en agua de  $1.53 \text{ Gy/nC}$ .



## 2.2 Método

En el INCMNSZ se realizó la caracterización de tres tipos de SSC, obteniendo los factores de calibración de entrada y salida para rayos X con y sin filtro de aplanado, y el factor de calibración de entrada para los de electrones, la respuesta como función de la dosis o UM, la respuesta como función del ángulo de incidencia, la dependencia de la respuesta como función de la distancia fuente superficie (DFS) y la respuesta como función del campo del haz. [2]

### 2.2.1 Medida de los factores de calibración

a) Factor de calibración de entrada para rayos X y electrones:

La placa que tiene el hueco y la forma de la CI se colocó a la profundidad de dosis máxima  $d_{max}$ , que depende de la diferencia de potencial o bien de la energía, debajo de esta placa se colocaron nueve placas de agua sólida con el grueso de un centímetro cada una, estas tiene como función ser el material de retrodispersión, se recomienda colocar la misma cantidad para todas las energías, todo este sistema se colocó en la cama del paciente. Cabe mencionar que no se hacen medidas en pacientes.

En las Tablas 2-1 y 2-2 se muestra la profundidad de dosis máxima para cada haz de rayos X y cada energía de electrones, respectivamente, las curvas de porcentaje de dosis en profundidad fueron medidas previamente en el INCMNSZ.

Diferencia de potencial (MV)	Profundidad de dosis máxima (mm)
6	15.0
10	24.0
15	27.0
6 FFF	13.5
10FFF	22.0

Tabla 2-1 Profundidad de dosis máxima de los haces de rayos X.

Energía (MeV)	Profundidad de dosis máxima (mm)
6	13.0
9	20.0
12	28.5
15	33.5
18	30.0
20	30.5
22	26.5

Tabla 2-2 Profundidad de dosis máxima de los haces de electrones

Se establecieron las condiciones estándar:

- Campo:  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .
- Distancia Fuente Superficie: 100 cm.
- 100 UM.
- Tasa de dosis: 600 UM.

Las SSC se colocaron a dos centímetros del centro del haz para que no interfirieran en la medida de la CI.

Las SSC y la cámara de ionización (CI) se conectaron al multicanal VIVIDOS y al electrómetro, respectivamente, con una diferencia de potencial de +400 V para la cámara Farmer, y de +300 V para la cámara Marcus. Tanto el multicanal como el electrómetro fueron conectados para medir la carga producida por la radiación ionizante.

En la Figura 2-1 se muestran las posiciones de las SSC y de la CI utilizadas durante las medidas del factor de calibración de entrada.

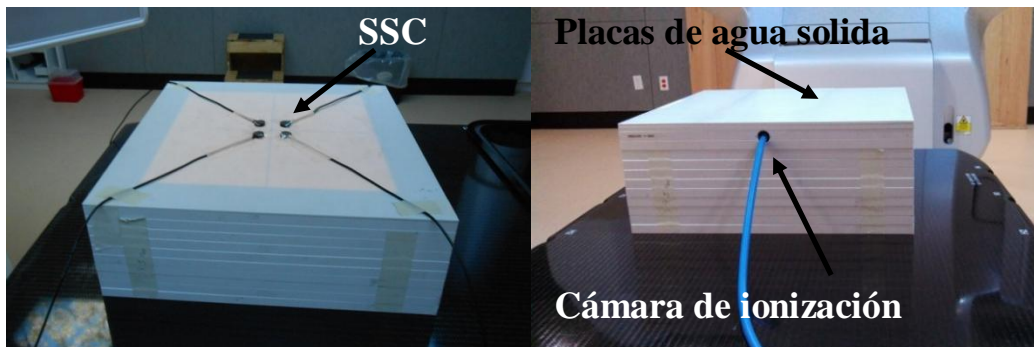


Figura 2-1 Disposición experimental

Se irradiaron las SSC conjuntamente con la CI y se leyeron los valores de la carga  $M_{entrada,SSC} (nC)$  y  $M_{entrada,CI} (nC)$ , respectivamente. Con el factor de calibración de la CI,  $N_D \frac{Gy}{nC}$ , se determinó la dosis absorbida para cada diferencia de potencial y para cada energía,  $D_{entrada} = M_{entrada,CI} N_D (Gy)$  y el factor de calibración de entrada de las SSC, dado por:

$$F_{entrada} = \frac{D_{entrada}}{M_{entrada}} \frac{Gy}{nC},$$

Ecuación 2-1

Los factores de calibración de entrada se midieron para tres haces de rayos X con diferencias de potencial entre 6, 10 y 15 MV y siete haces de electrones con energías entre 6 y 22 MeV.

b) Factor de calibración de salida para rayos X.

La geometría utilizada en el punto 2.2.1 a) se rotó 180 grados, de manera que las SSC se encuentren en la parte inferior, teniendo precaución de que no sean comprimidas por el maniquí, (conjunto de placas de agua solida).

Se mantuvieron las condiciones estándar y la CI queda debajo de nueve placas de agua sólida, las mismas que se tuvieron como material de retrodispersión.

En las Figura 2-2 se muestran las posiciones de las SSC y de la CI utilizadas durante las medidas del factor de calibración de salida.

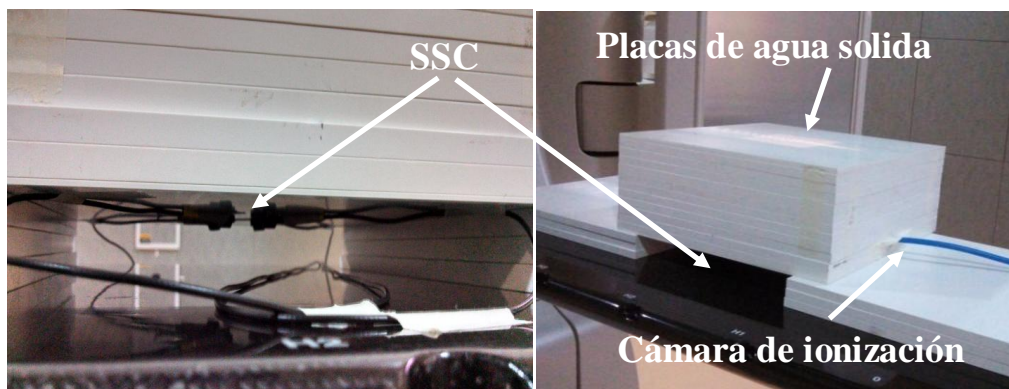


Figura 2-2 Colocación de las SSC y de la CI en la medida del factor de calibración de salida.

Se irradiaron las SSC conjuntamente con la cámara de ionización y se leyeron los valores de la carga  $M_{salida,SSC}$  (nC) y  $M_{salida,CI}$  (nC), respectivamente. Con el factor de calibración de la CI,  $N_D$  ( $\frac{Gy}{nC}$ ), se determinaron la dosis absorbida,  $D_{salida} = M_{salida,CI} N_D$  (Gy) y el factor de calibración de salida de las SSC, dado por:

$$F_{salida} = \frac{D_{salida}}{M_{salida}} \frac{Gy}{nC}, \quad \text{Ecuación 2-2}$$

Los factores de calibración de salida se midieron para rayos X de 6, 10 y 15 MV.

### 2.2.2 Respuesta de las Sondas semi-conductoras como función de las Unidades Monitor

Con la misma geometría del punto 2.2.1 a), y manteniendo las condiciones estándar, se determinó la respuesta como función de las UM, estas variaron entre 5 UM y 900 UM para fotones mientras que para electrones entre 100 UM a 900 UM. Se midió para rayos X de 6, 10 y 15 MV y electrones con energías entre 6 y 22 MeV.

### 2.2.3 Respuesta como función del ángulo de incidencia de las Sondas semi-conductoras.

Se mantuvo la geometría del punto 2.2.1 a) sin colocar la CI, en la superficie se colocaron dos SSC paralelas al eje de la camilla y una frente a la otra; centradas en el campo. En la Figura 2-3 se muestra la disposición que se usó para obtener la respuesta como función del ángulo de incidencia.

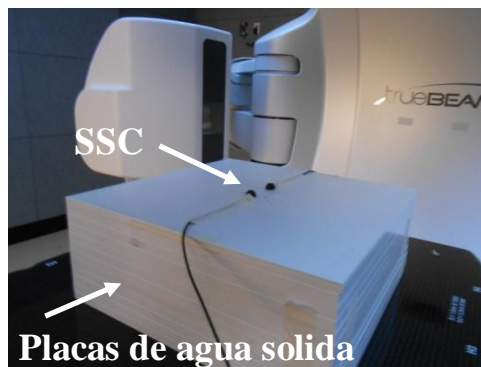


Figura 2-3 Disposición angular experimental.

Se midió a  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $270^\circ$ ,  $285^\circ$ ,  $300^\circ$ ,  $315^\circ$ ,  $330^\circ$  y  $345^\circ$ , donde  $0^\circ$  corresponde a la dirección perpendicular a la camilla, tomando los valores de la carga  $M_\theta$ . Para obtener la dependencia direccional de la respuesta de las SSC, se normalizaron los datos con respecto a la medida obtenida a  $0^\circ$ , usando la siguiente ecuación.

$$\text{Dato normalizado} = \frac{M_\theta}{M_{0^\circ}}, \quad \text{Ecuación 2-3}$$

En este procedimiento no se utilizó la CI debido a que se determinarán valores relativos. Se midió para los haces de rayos X y electrones utilizados en el punto 1.2.1.

#### *2.2.4 Dependencia de la respuesta de las Sondas semi-conductoras como función de la distancia fuente superficie.*

Con la geometría descrita en 2.2.1 a) y con las condiciones estándar, se varió la distancia fuente superficie de 80 a 120 cm, para rayos X de 6, 10, 15 MV, y de 100 a 156.2 cm para electrones de energías entre 6 y 22 MeV.

Para obtener la dependencia como función de la distancia fuente superficie de las SSC, se usaron, la Ecuación 2-4 para que  $M_x$  no incluya la dependencia  $1/r^2$  y a la radiación dispersa, y la Ecuación 2-5 que es el cociente de la señal de la SSC entre la de la CI de ionización normalizada con respecto al valor a 100 cm.

$$M_x = \frac{M_{SSC}}{M_{Cámara}}, \quad \text{Ecuación 2-4}$$

$$M_N = \frac{M_x}{M_{100}}, \quad \text{Ecuación 2-5}$$

### 2.2.5 Respuesta de las Sondas semi-conductoras en función del tamaño de campo

Con las mismas condiciones del punto 2.2.1 a), se midió para los campos de 3x3, 5x5, 10x10, 15x15, 20x20 y 25x25 cm<sup>2</sup>, para rayos X de 6,10 y 15 MV con filtro de aplano y de 6 y 10 MV sin filtro de aplano.

Para obtener la dependencia como función del tamaño de campo, se usó la Ecuación 2-6 que describe el cociente de la señal de la SSC  $M_x$  entre la señal de la SSC a un campo de 10x10cm<sup>2</sup>.

$$M_{NC} = \frac{M_x}{M_{10x10cm^2}},$$

Ecuación 2-6

### 3 RESULTADOS

Se presentan los datos de las irradiaciones de las SSC realizadas en el INCMNSZ, con haces de electrones, haces de rayos X con filtro de aplanado y sin filtro de aplanado (FFF).

#### 3.1 Campo de radiación con y sin filtro de aplanado

La diferencia de un haz de rayos X con filtro de aplanado y un haz sin filtro de aplanado, se observó irradiando películas de tinte radiocrómico XR-QA2, de 10x10 cm<sup>2</sup>, a 100 cm de DFS, con un campo de 8x8 cm<sup>2</sup>, a 500 UM, con una tasa de dosis de 600 UM/s para los haces con filtro de aplanado de 6 y 10 MV. Para los haces de rayos X sin filtro de aplanado se utilizaron las mismas condiciones excepto la tasa de dosis que fue de 1400 UM/s para 6 MV y de 2400 UM/s para 10 MV.

Las películas fueron irradiadas y posteriormente escaneadas en color, a 75 ppp y 48 bits para ser analizadas con OriginPro 9.1 (OriginLab Corporation 1991-2013) para obtener la distribución de tonos de color para la componente roja (TCR) para cada película. Los TCR cercanos a 0 corresponden a una región más oscura de la PTR y los cercanos a 65536 a la más clara, que corresponden a dosis altas y bajas, respectivamente.

La Figura 3-1 muestra las distribuciones de tono de color obtenidas para el haz de 6 MV con filtro de aplanado y sin filtro de aplanado, y la Figura 3-2 las obtenidas para el haz de 10 MV. Para las dos diferencias de potencial, la dosis es mayor (TCR menor) cuando no se utiliza filtro de aplanado, debido a que no hay atenuación del haz por el filtro. Cuando se utiliza filtro de aplanado, la desviación estándar de los TCR en la zona irradiada es de 2% para 6 MV y 1% para 10 MV. Cuando no se utiliza el filtro de aplanado la dosis disminuye radialmente debido a que el número de fotones tiene este comportamiento siendo mayor en el eje del haz.

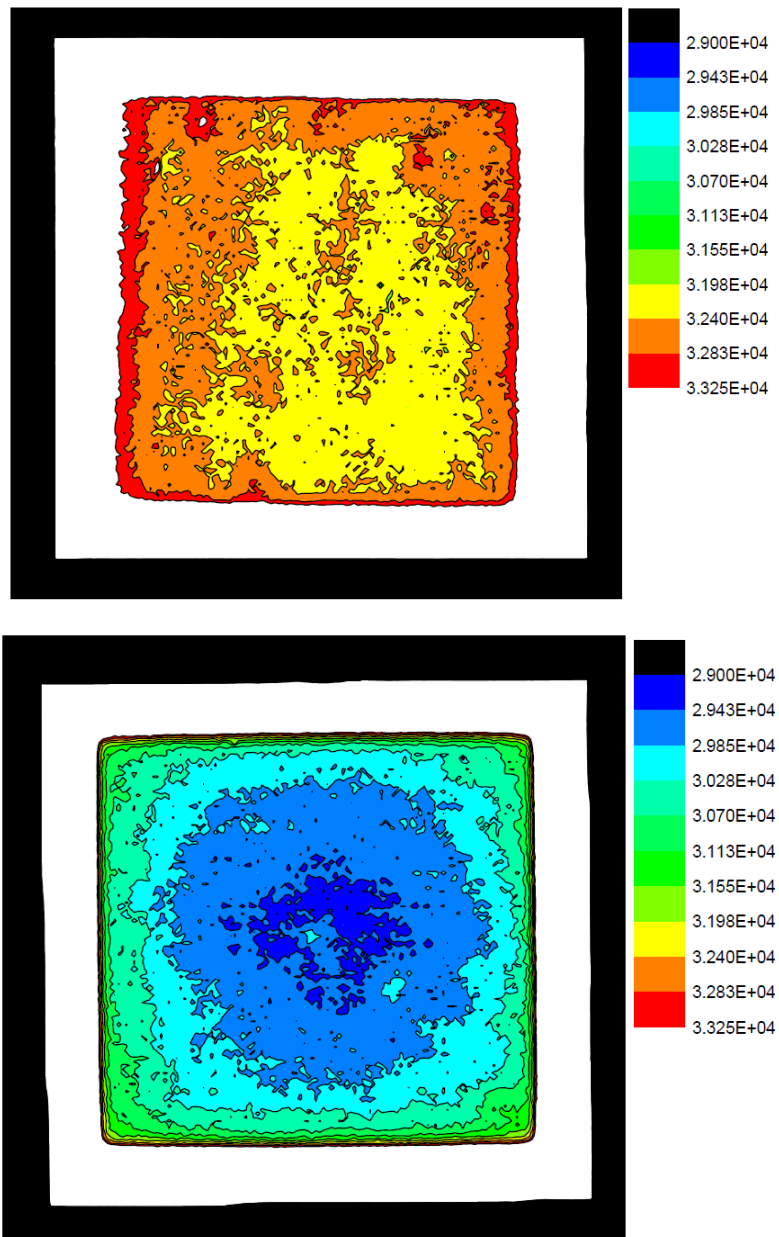


Figura 3-3-1: Película irradiada con rayos X de 6 MV, a) con filtro de aplanado y b) sin filtro de aplanado.



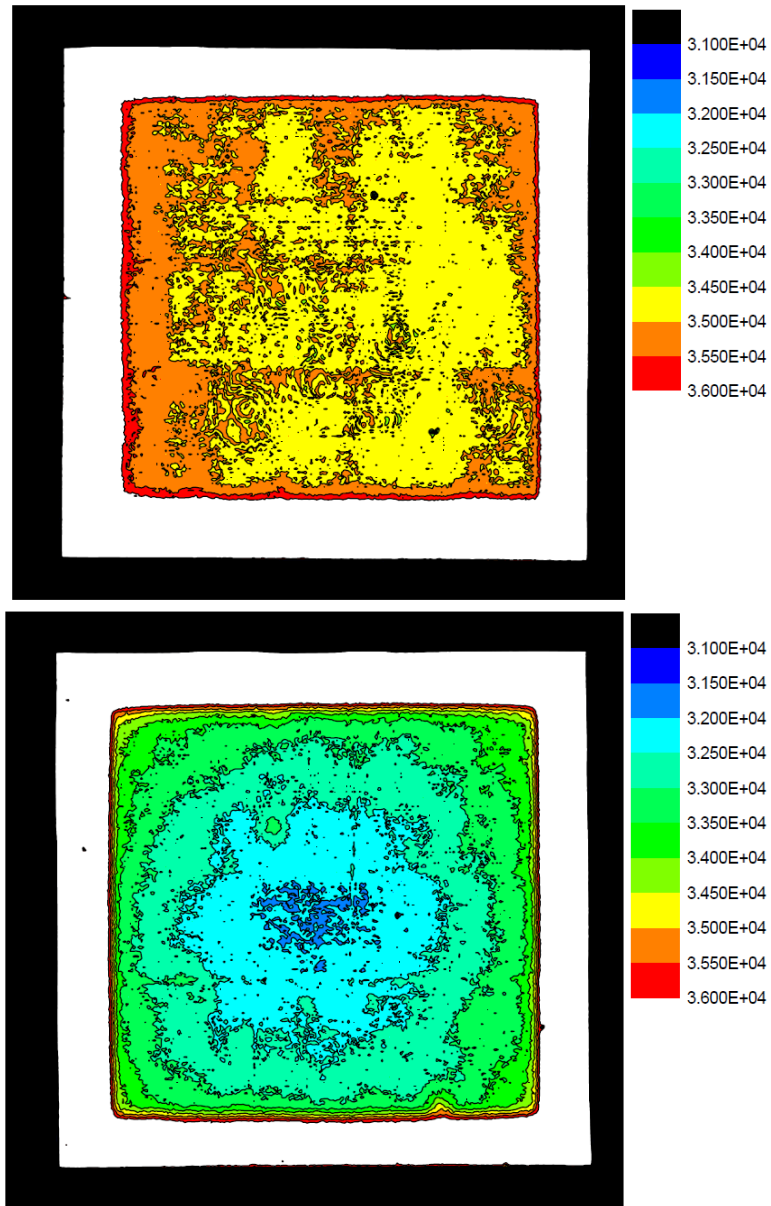


Figura 3-3-2: Película irradiada con rayos X de 10 MV, a) con filtro de aplanado y b) sin filtro de aplanado.

### 3.2 Caracterización de las sondas semiconductoras

Debido al gran número de SSC caracterizadas (seis y cinco para fotones de baja y alta energía, respectivamente y 12 para electrones) únicamente se presentan los resultados de dos SSC para rayos X (000-523 para 6 y 10 MV y 000-270 para 15 MV) y una SSC para

electrones (000-356 para todas las energías). Los resultados obtenidos para las demás sondas son parecidos.

### 3.2.1 Factores de calibración

En la Tabla 3-1y en la Tabla 3-2se presentan los factores de calibración de entrada y de salida para rayos X de 6, 10, y 15 MV con (FF, flattening filter) y sin filtro de aplanado (FFF, flattening filter-free) y en la Tabla 3-3 se presenta el factor de entrada para electrones de 6 a 22 MeV. El factor de calibración de entrada se obtuvo con la Ecuación 2-1 y el factor de salida con la Ecuación 2-2. Para fotones de 6 y 10 MV los factores de entrada y de salida y para electrones los factores de calibración de entrada dependen de la calidad del haz incidente.

SSC	Diferencia de potencial (MV)	Señal (nC)	F <sub>entrada</sub> (Gy/nC)
000-523	6	10.56	0.09321±0.00005
000-523	10	13.20	0.07260±0.00123
000-270	15	14.75	0.06595±0.00002
000-523	6 FFF	10.05	0.09788±0.00005
000-523	10 FFF	12.65	0.07747±0.00002

Tabla 3-1: Factores de calibración de entrada para rayos X, con y sin filtro de aplanado.

SSC	Energía (MeV)	Señal (nC)	F <sub>salida</sub> (Gy/nC)
000-523	6	6.605	0.09781±0.00005
000-523	10	9.358	0.07709±0.00002
000-270	15	9.621	0.07750±0.00006
000-523	6 FFF	5.966	0.10739±0.00003
000-523	10 FFF	7.872	0.06258±0.00003

Tabla 3-2: Factores de calibración de salida para rayos X, con y sin filtro de aplanado.

Energía (MeV)	Señal (nC)	F <sub>entrada</sub> (Gy/nC)
6	7.512	0.13991±0.00007
9	7.960	0.13205±0.00013
12	8.307	0.12510±0.00011
15	8.511	0.1204±0.0002
18	8.611	0.1207±0.0004
20	8.611	0.1214±0.0002
22	8.592	0.12226±0.00011

Tabla 3-3: Factores de calibración de entrada para electrones de la SSC 000-356.

En general, cada medida corresponde al promedio de tres mediciones de la señal, y su incertidumbre corresponde a una desviación estándar. Para obtener los factores de calibración y de las medidas normalizadas (dependencias angular, con la distancia fuente-superficie y con el tamaño de campo) se lleva a cabo un cociente.

La incertidumbre del cociente dado por la función F

$$F = \frac{x}{y},$$

donde las medidas y sus incertidumbres son

$$x \pm \Delta x,$$

$$y \pm \Delta y,$$

se determina obteniendo las derivadas parciales de la función F respecto de x y respecto de y dadas por:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{1}{y},$$

$$\frac{\partial F}{\partial y} = \frac{-x}{y^2},$$

Se tiene entonces que

$$\delta x = \frac{\Delta x}{y},$$

$$\delta y = \frac{-x\Delta y}{y^2},$$

Por tanto la incertidumbre del cociente está dada por

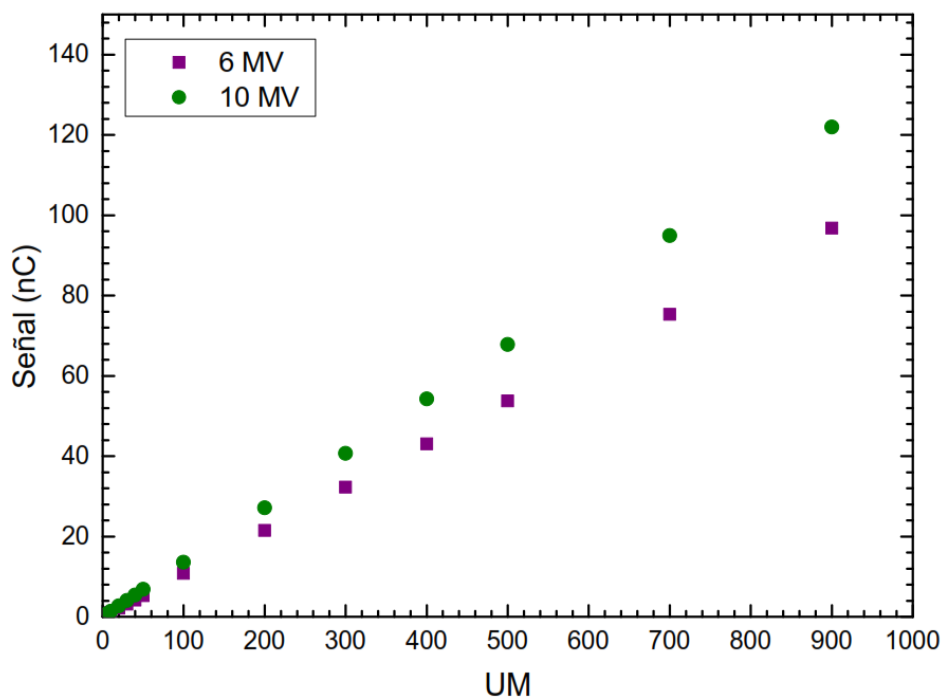
$$\delta F = \sqrt{\delta x^2 + \delta y^2} = \sqrt{\frac{\Delta x^2}{y^2} + \frac{x^2 \Delta y^2}{y^4}} = \frac{x}{y} \sqrt{\frac{\Delta x^2}{x^2} + \frac{\Delta y^2}{y^2}}$$

$$\delta F = F \sqrt{\frac{\Delta x^2}{x} + \frac{\Delta y^2}{y}}$$

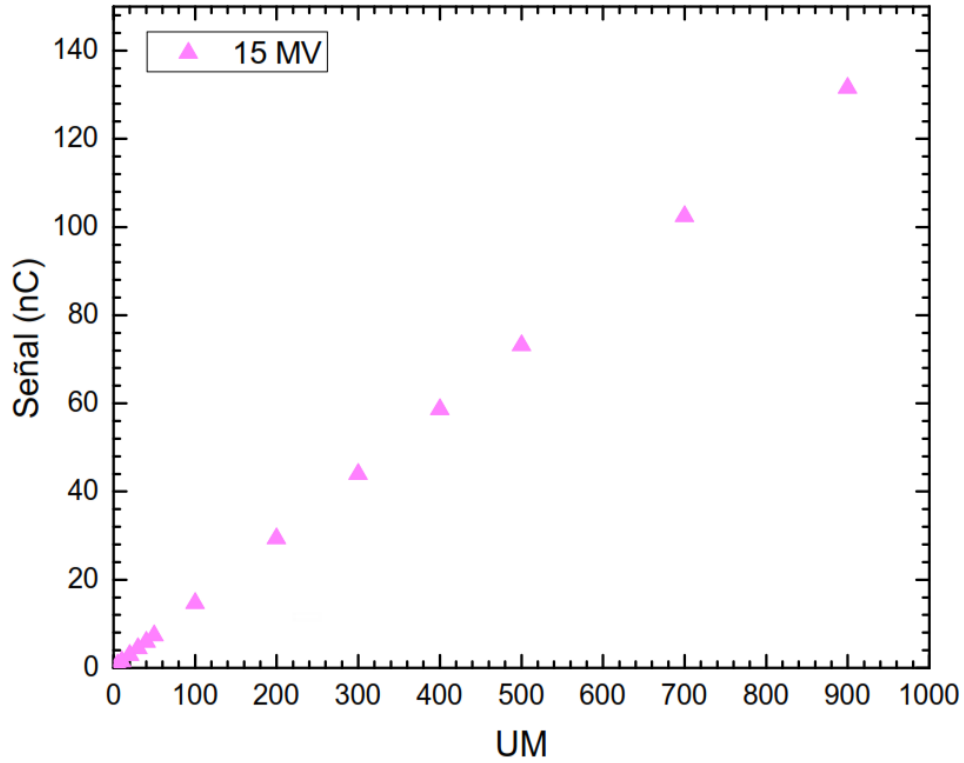
### 3.2.2 Respuesta de las SSC como función de las Unidades Monitor.

La respuesta como función de las UM se presenta en las Gráficas 3-1, 3-2 y 3-3 en donde se observa que la señal de las SSC es lineal desde 5 UM hasta 900 UM (de 5 cGy a 9 Gy aproximadamente), para rayos X y de 100 UM a 900 UM (1 a 9 Gy) para electrones. Para electrones el mínimo de UM usadas en el INCMNSZ es de 100 UM. Todas las sondas caracterizadas tienen un comportamiento lineal. Para rayos X se usó el filtro de aplanado. Como se observa en las Gráficas 3-1 y 3-3 la señal para las sondas para fotones de baja energía y para electrones depende de la energía del haz incidente.

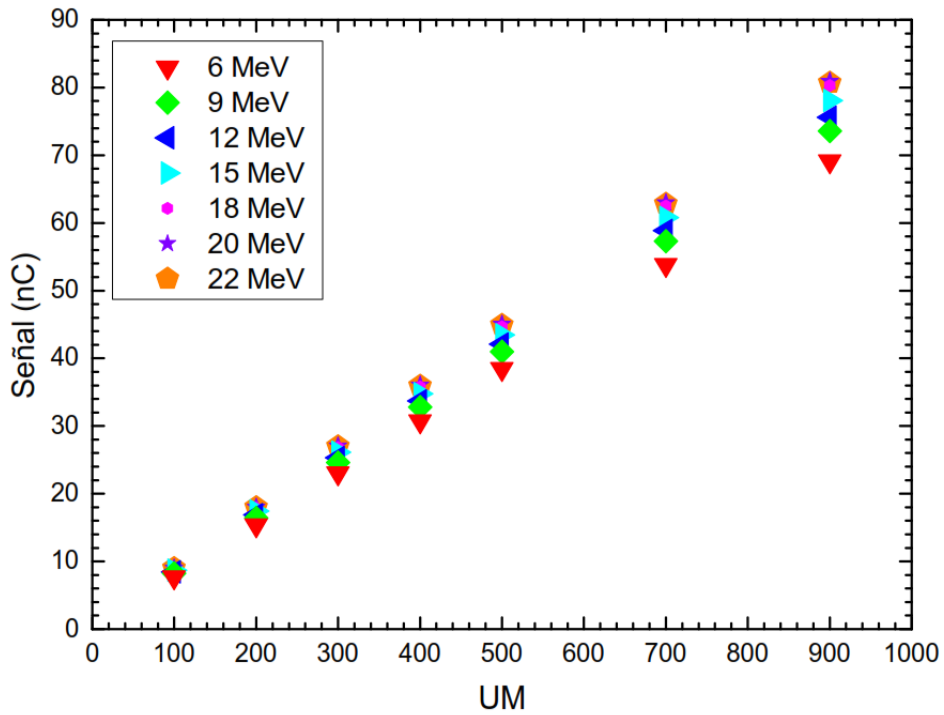
Las incertidumbres son menores que el tamaño de los símbolos, de manera que no ven en las gráficas.



Gráfica 3-1: Señal como función de las UM medida para la sonda 000-523 para 6 y 10 MV usando filtro de aplanado.

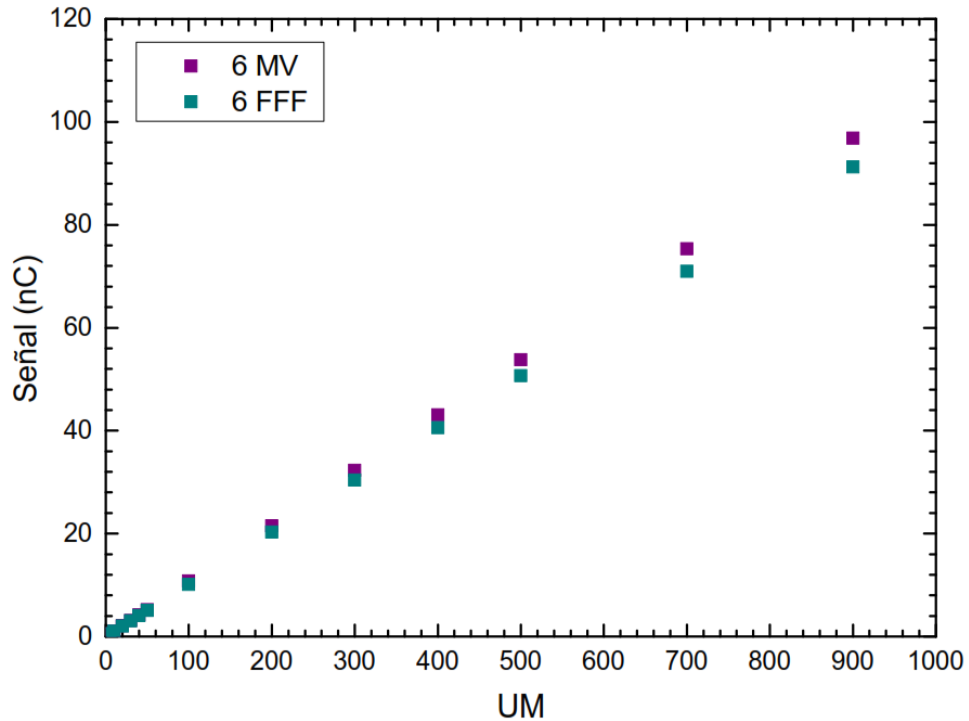


Gráfica 3-2: Señal como función de las UM medida para la sonda 000-270 para 15 MV usando filtro de aplanado.

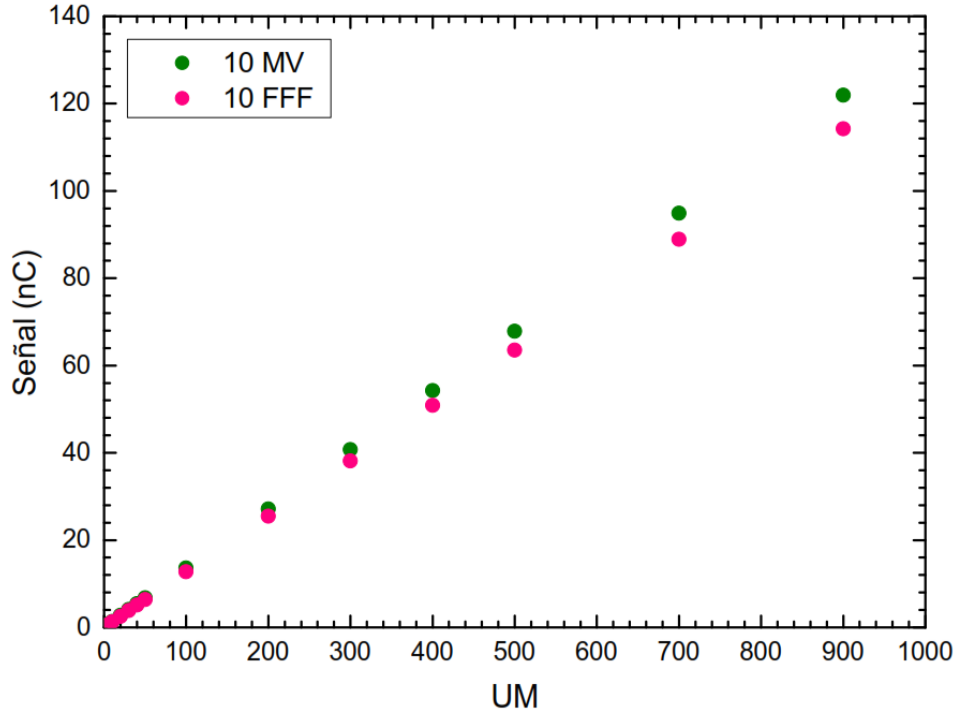


Gráfica 3-3: Señal como función de las UM medida para la sonda 000-356 para electrones.

Las Gráficas 3-4 y 3-5 muestran las señales obtenidas con filtro de aplanado y sin filtro de aplanado para la misma SSC (000-523), con rayos X de 6 y 10 MV, obteniendo una diferencia porcentual máxima de 8.5% para 6 MV y de 11.6% para 10 MV.



Gráfica 3-4 Comparación de la señal como función de las UM para la sonda 000-523 para 6 MV con y sin filtro de aplanado.

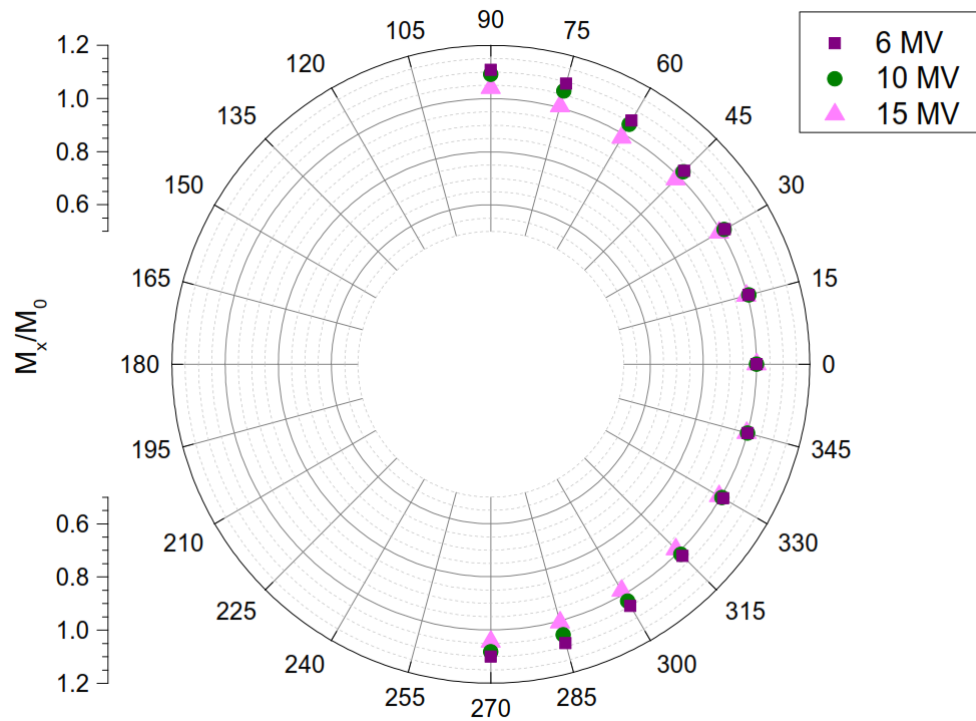


Gráfica 3-5 Comparación de la señal como función de las UM para la sonda 000-523 para 10 MV con y sin filtro de aplanado.

### 3.2.3 Respuesta angular de las SSC

La respuesta angular de las SSC, normalizada con respecto a  $0^\circ$  (Ecuación 2-3), se presenta en las Gráficas 3-6 y 3-7 para los haces de rayos X y electrones, respectivamente.

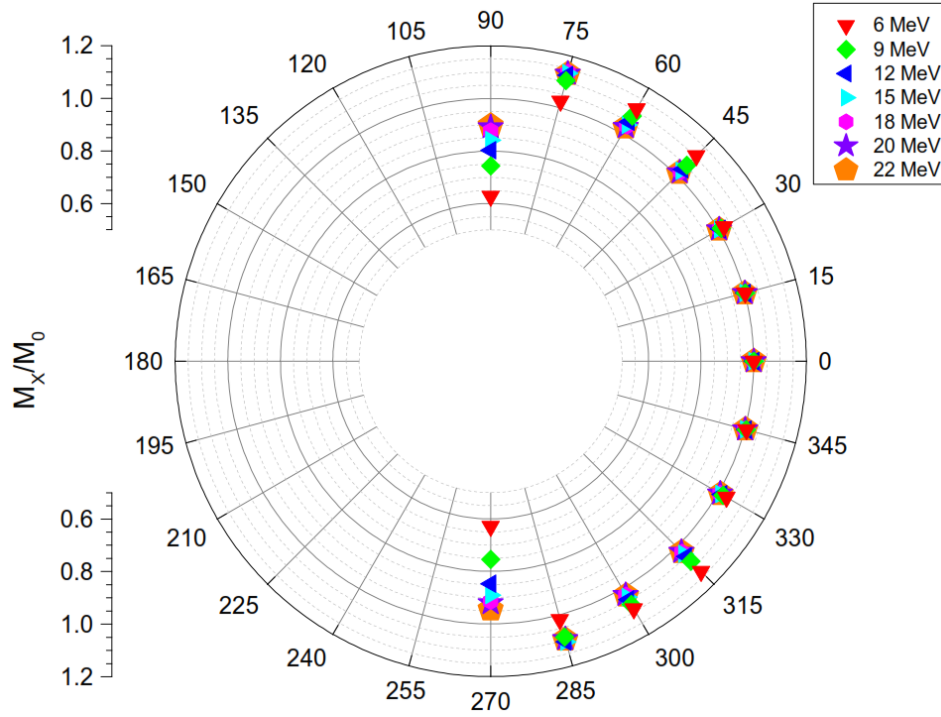
Para los haces de fotones, el aumento de la señal con el ángulo puede ser debido a que la profundidad de dosis máxima es mayor que el espesor de acumulación de las SSC ( $0^\circ$ ), teniéndose que conforme aumenta el ángulo el espesor que atraviesa el haz de fotones aumenta y tiende al espesor de equilibrio. Las incertidumbres son menores que el tamaño de los símbolos, de manera que no ven en las gráficas.



Gráfica 3-6 Dependencia direccional de las SSC 000-523 para 6 y 10 MV y 000-270 para 15 MV, usando filtro de aplanado.

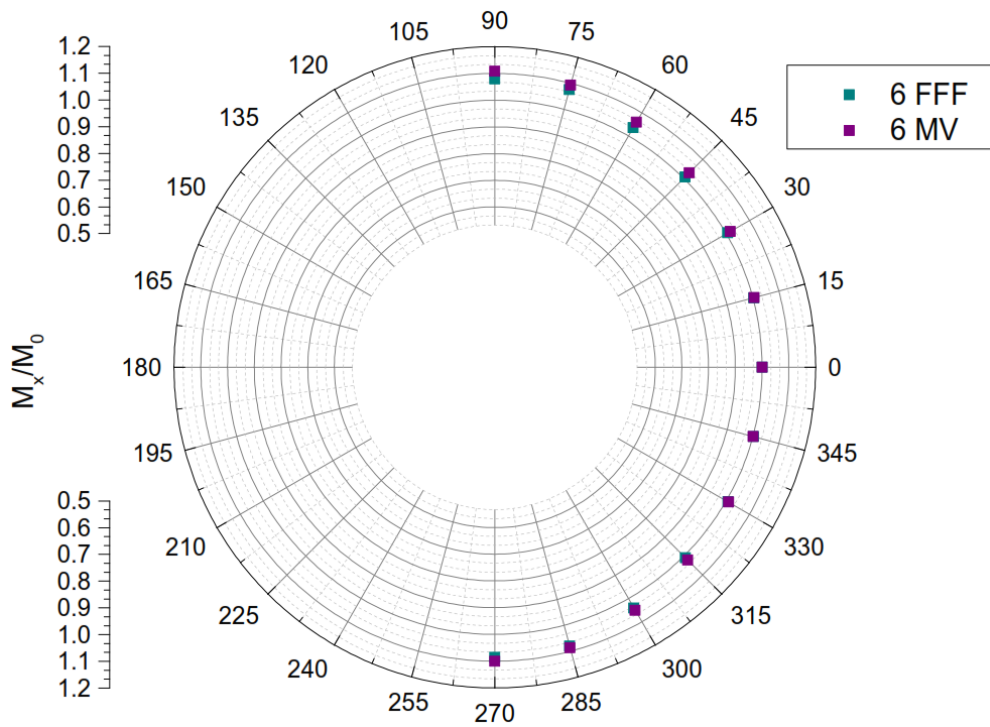
El incremento de la señal con el ángulo entre 0 y 75° puede ser debido a los electrones dispersos en el maniquí y la SSC y la disminución a 90° a que únicamente la mitad del haz irradia el maniquí por lo cual hay menos material retrodispersor.



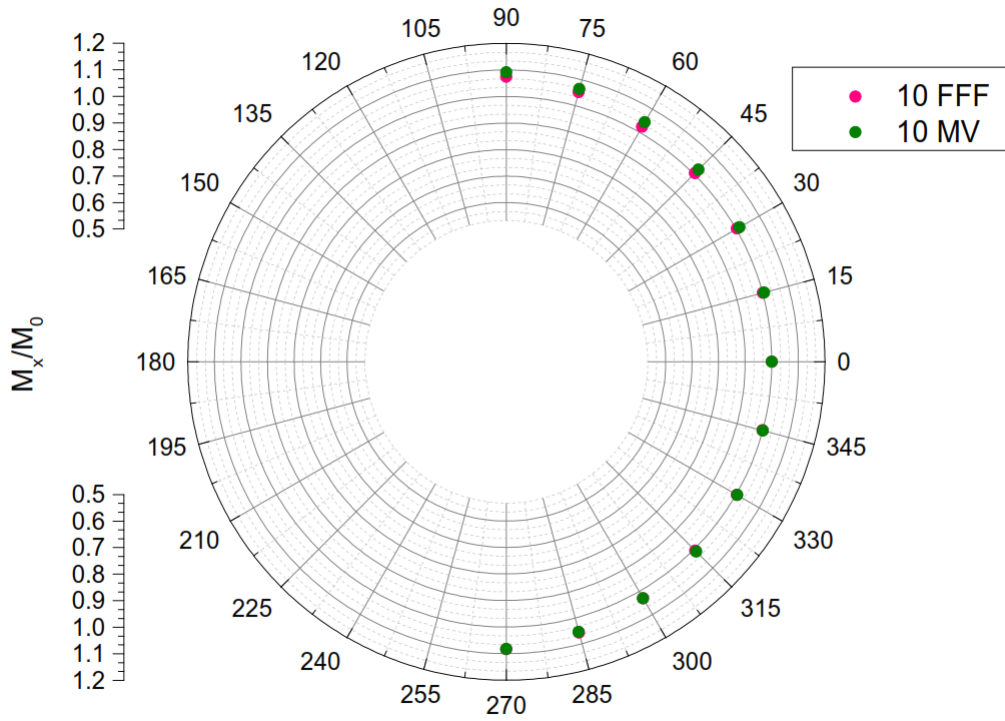


Gráfica 3-7 Dependencia direccional de la SSC 000-356 para electrones.

Las Gráficas 3-8 y 3-9 presentan la comparación de los haces de rayos X con y sin filtro de aplanado para 6 y 10 MV, donde la diferencia porcentual a  $60^\circ$  es de un 8.2% para 6MV mientras que para 10 MV es de un 5.9%.



Gráfica 3-8 Dependencia direccional obtenida con y sin filtro de aplanado para la SSC 000-523 para 6 MV.



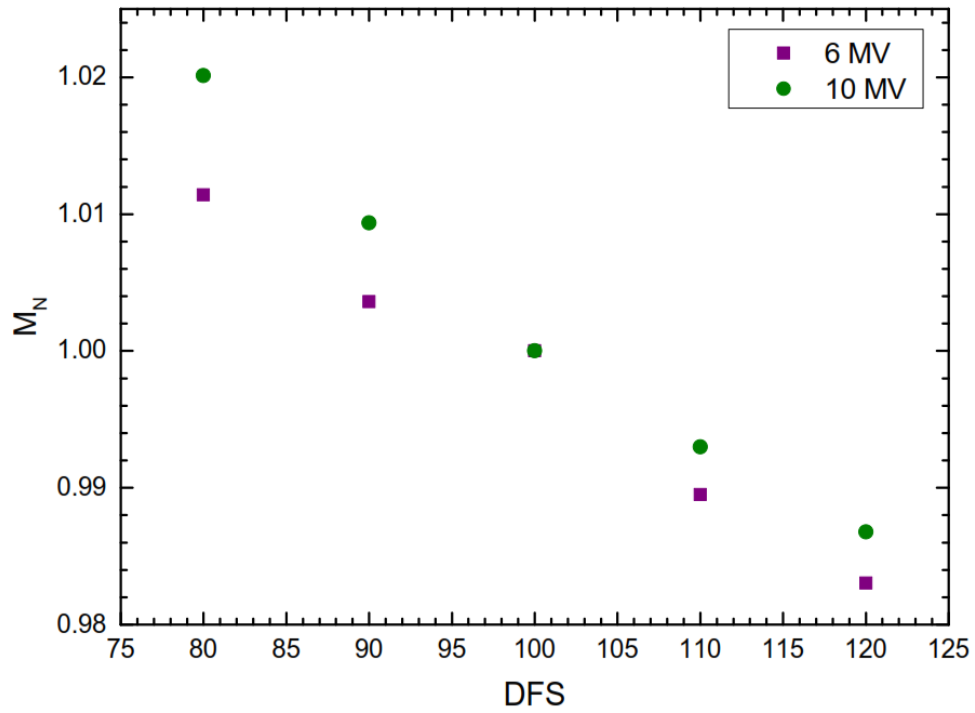
Gráfica 3-9 Dependencia direccional con y sin filtro de aplanado para la SSC 000-523 para 10 MV.

### 3.2.4 Dependencia de la respuesta de las SSC como función de la distancia fuente superficie (DFS).

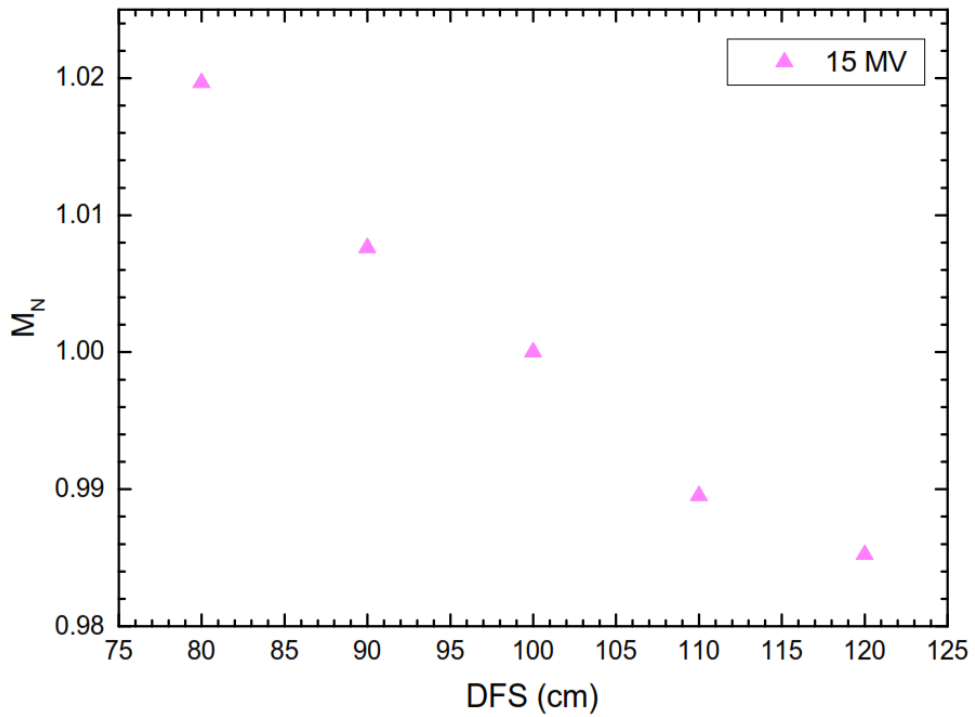
Para obtener la dependencia de las SSC como función de la distancia fuente superficie se divide la señal de la SSC entre la señal de la CI (Ecuación 2-4). Posteriormente haciendo uso de la Ecuación 2-5 se normaliza respecto al valor del cociente obtenido a 100 cm.

Para electrones no fue necesario determinar esta dependencia ya que los tratamientos con haces de electrones son planeados a condiciones estándares, con 100 cm de distancia fuente superficie.

La medida realizada con la CI incluye la divergencia del haz, que se comporta como  $1/r^2$  y la señal debida a la radiación dispersa que llega a la CI, de manera que se elimina el efecto de la divergencia y de la radiación dispersa al dividir entre la señal obtenida. Como se observa en las Gráficas 3-10 y 3-11 el cociente de la señal de la SSC entre la de la CI de ionización normalizada con respecto al valor a 100 cm,  $M_N$ , es diferente de 1 y disminuye al aumentar la DFS, lo que puede deberse a la diferencia entre la respuesta de la CI y de la SSC a la radiación dispersa. Las incertidumbres son menores que el tamaño de los símbolos, de manera que no ven en las gráficas.

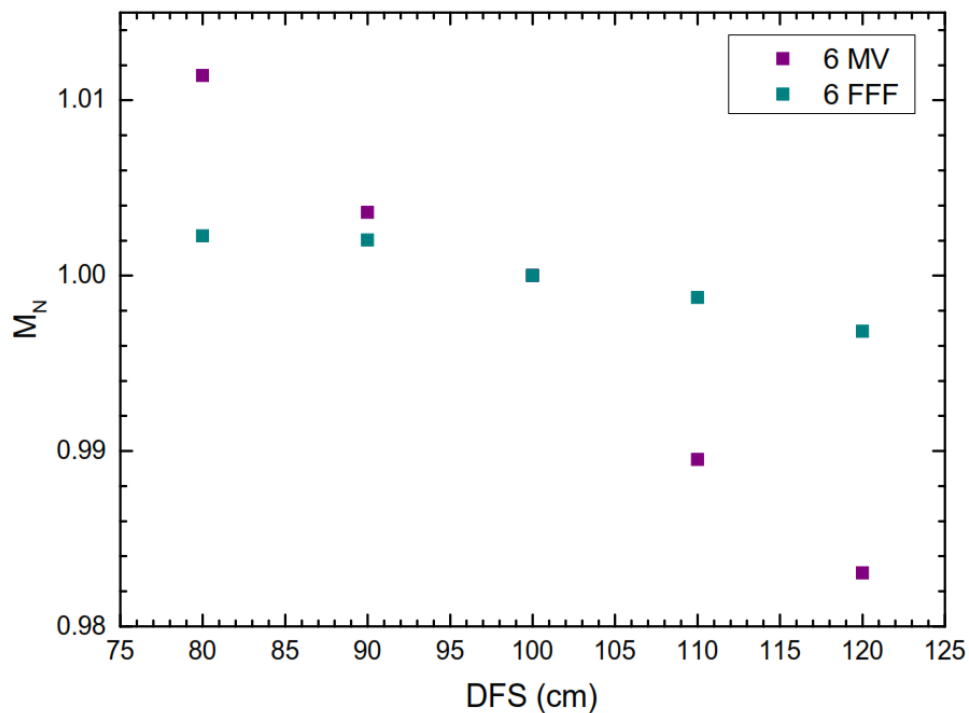


Gráfica 3-10 Dependencia con la distancia fuente superficie obtenida para la SSC 000-523 para 6 y 10 MV.

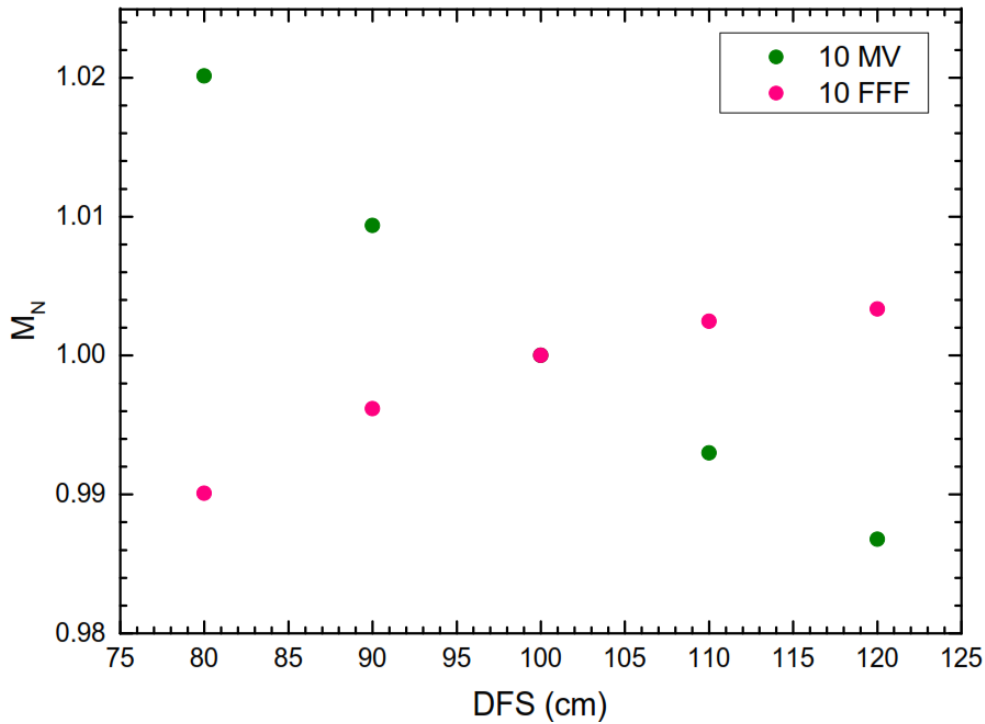


Gráfica 3-11 Dependencia con la distancia fuente superficie obtenida para la SSC 000-270 para 15 MV

En las Gráficas 3-12 y 3-13 se observa que el cociente de la señal de la SSC entre la de la CI de ionización normalizada con respecto al valor a 100 cm depende de la distancia fuente-superficie teniendo una variación menor que un 4% y un 1% para haces obtenidos con y sin filtro de aplanado, respectivamente. Debido a que el número de fotones disminuye radialmente con respecto al centro del campo para el haz no filtrado y se mantiene aproximadamente constante para el filtrado, se tiene que una menor cantidad de radiación dispersa interacciona con la SSC para el haz FFF por lo cual la variación de  $M_N$  es menor que para el haz FF. Las incertidumbres son menores que el tamaño de los símbolos, de manera que no ven en las gráficas.



Gráfica 3-12 Dependencia con la distancia fuente superficie obtenida con y sin filtro de aplanado para la SSC 000-523 para 6 MV.

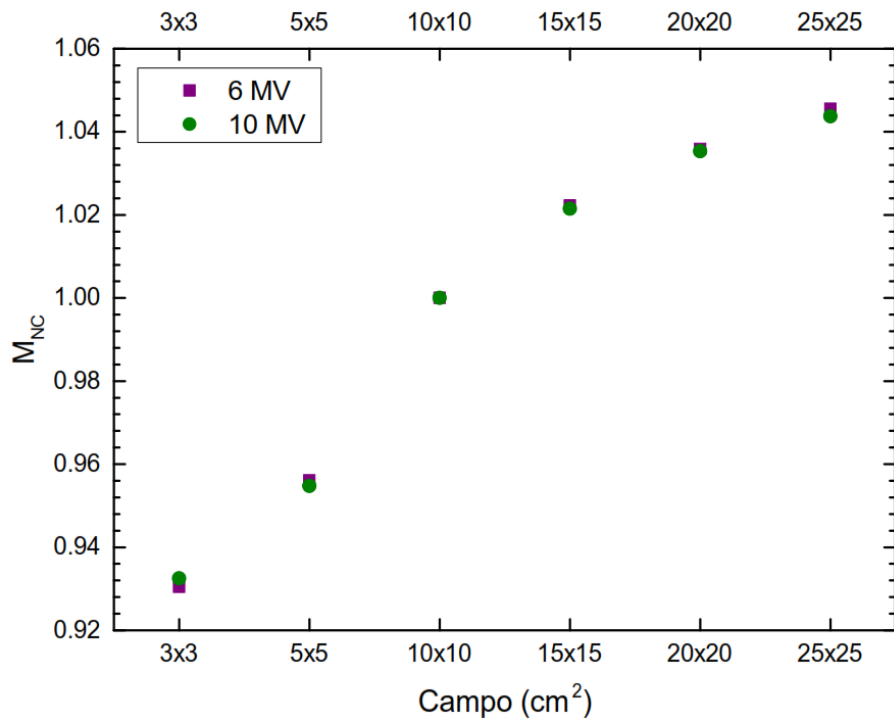


Gráfica 3-13 Dependencia con la distancia fuente superficie obtenida con y sin filtro para la SSC 000-523 para 10 MV.

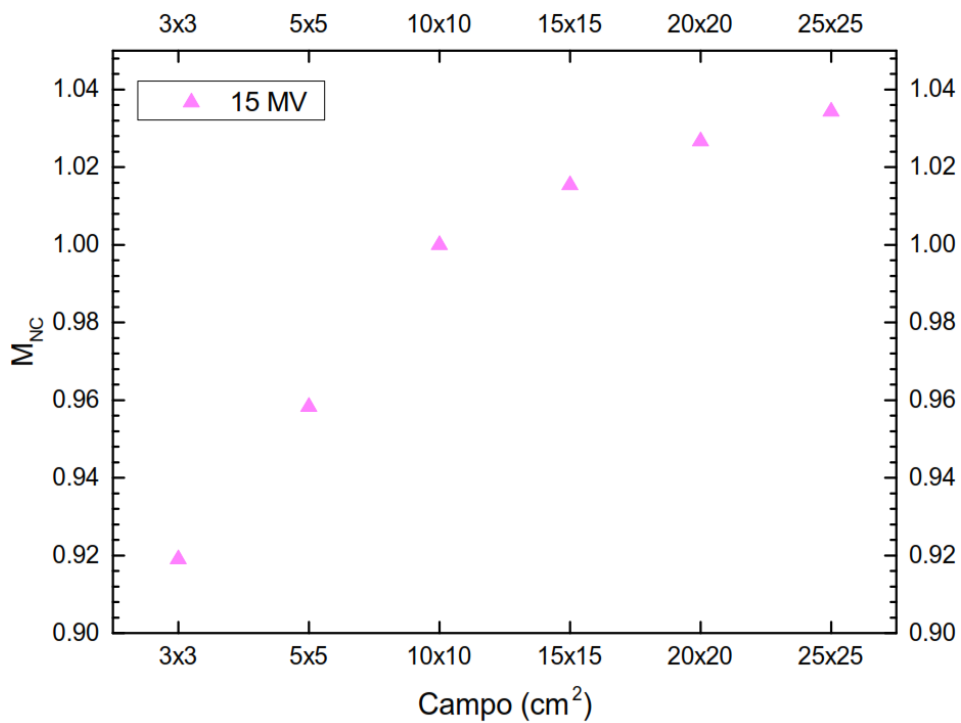
### 3.2.5 Respuesta en función del tamaño de campo

Para electrones es innecesario este procedimiento pues la radiación de frenado y de dispersión es mínima, de igual manera los electrones son utilizados para radiación en piel.

Las Gráficas 3-12 y 3-13 presentan el comportamiento como función del tamaño de campo de la dos SSC para rayos X. Se observa que al aumentar el tamaño de campo la señal aumenta rápidamente para los campos menores debido a que se incrementa la cantidad de material irradiado y por ende el número de fotones dispersos que llegan a la SSC y tiende a un valor constante para los campos mayores debido a que la probabilidad de que los fotones dispersos generados en las zonas más lejanas de los campos más grandes, lleguen a la SSC es baja. Las incertidumbres son menores que el tamaño de los símbolos, de manera que no ven en las gráficas.

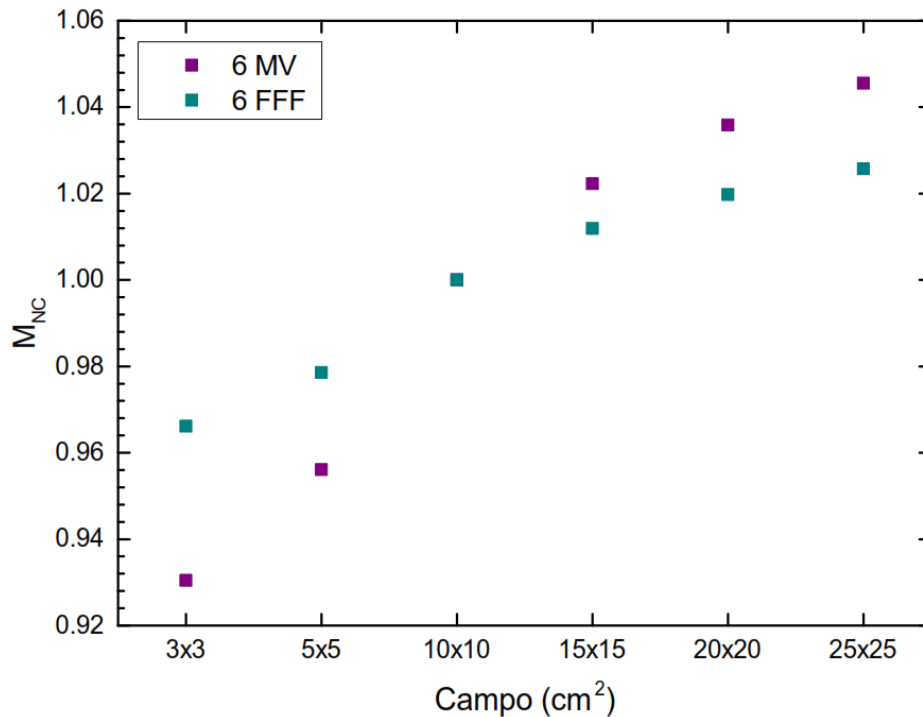


Gráfica 3-14 Dependencia con el tamaño de campo obtenida para la SSC 000-523 para 6 y 10 MV.



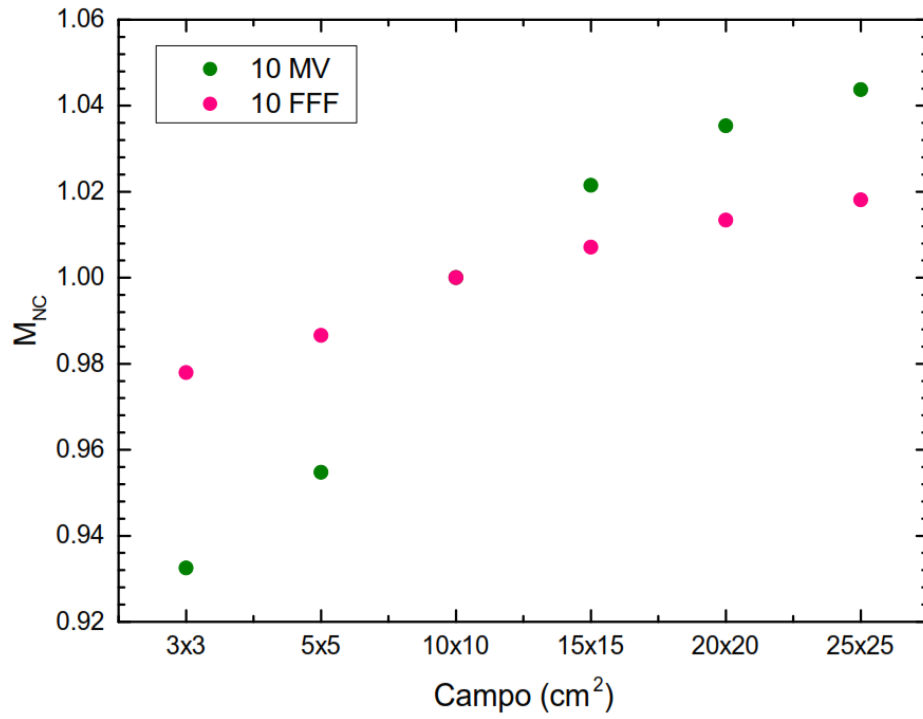
Gráfica 3-15 Dependencia con el tamaño de campo obtenida para la SSC 000-270 para 15 MV.

Las Gráficas 4-16 y 4-17 muestran la dependencia de la señal de la SSC normalizada respecto al valor del tamaño de campo de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  para haces obtenidos con y sin filtro de aplanado para 6 y 10 MV, respectivamente. El incremento de  $M_{NC}$  al aumentar el tamaño de campo es menor para el haz FFF (6% para 6 MV y 4% para 10 MV) debido a que una menor cantidad de radiación dispersa llega a la SSC que cuando se utiliza el haz FF (12 % para 6 MV y 11% para 10 MV). Las incertidumbres son menores que el tamaño de los símbolos, de manera que no ven en las gráficas.



Gráfica 3-16 Dependencia con el tamaño de campo obtenida con y sin filtro de aplanado para la SSC 000-523 para 6 MV.





Gráfica 3-17 Dependencia con el tamaño de campo obtenida con y sin filtro de aplanado para la SSC 000-523 para 10 MV.

#### 4 CONCLUSIONES

En este trabajo se caracterizaron tres tipos de sondas semiconductoras (SSC), para rayos X de baja energía (con filtro de aplanado: 6 y 10 MV y sin filtro de aplanado: 6FFF y 10FFF MV) y alta energía (con filtro de aplanado: 15 MV) y para electrones de 6 a 22 MeV, del Departamento de Radioterapia del Instituto Nacional de Ciencias Médicas y Nutrición Salvador Zubirán. Para las SSC para rayos X se determinaron los factores de calibración de entrada y de salida, la linealidad de la señal como función de las UM y las dependencias de la señal con el ángulo de irradiación, con la energía del haz, con la distancia fuente superficie y con el tamaño de campo. Para las SSC para electrones se determinaron los factores de calibración de entrada, la linealidad de la señal como función de las UM y la dependencia de la señal con el ángulo de irradiación.

Los factores de calibración de entrada y de salida de las SSC para rayos X de baja energía y de entrada de las SSC para electrones dependen de la energía del haz. Cuando se utiliza el filtro de aplanado las medidas se pueden realizar para grupos de 4 sondas colocadas equidistantes a 2 cm del centro del haz. Si no se utiliza el filtro de aplanado el factor de calibración de las SSC se debe medir individualmente colocando la sonda en el centro del campo.

La señal de los tres tipos de SSC se comporta linealmente como función de las UM y depende de la energía del haz, para los cinco haces de rayos X y todos haces de electrones.

La señal de los tres tipos de SSC depende del ángulo de incidencia del haz. La diferencia entre las señales obtenidas desde la dirección perpendicular ( $0^\circ$ ) hasta  $\pm 60^\circ$  es menor o igual que 6% y 4% para las SSC para fotones de baja energía para 6 y 10 MV y 6FFF y 10FFF, respectivamente. Para las SSC para rayos X de alta energía es menor igual que 2% y para las SSC para electrones que 11%. La diferencia varía dependiendo de la radiación dispersa.

La señal medida con las SSC por unidad de carga medida con la cámara de ionización disminuye al aumentar la distancia fuente-superficie. La diferencia entre los valores

obtenidos respecto a la estándar (100 cm) desde 80 hasta 120 cm, es menor o igual que 2% y 1% para las SSC para fotones de baja energía para 6 y 10 MV y 6FFF y 10FFF, respectivamente. Para las SSC para rayos X de alta energía es menor que el 2%.

La señal de las SSC aumenta con el tamaño de campo, teniéndose que la diferencia entre las señales obtenidas desde  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  hasta  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  comparando con el campo estándar ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ), es menor que 7% y 4% para las SSC para rayos X de baja energía para 6 y 10 MV y 6FFF y 10FFF, respectivamente. Para las SSC para rayos X de alta energía es menor igual que el 8%. lo que indica en ambos casos que las SSC son sensibles a la radiación dispersa para todos los haces con diferentes energías.

Se determinó que las SSC son un dosímetro óptimo para realizar una dosimetría “in vivo” ya que son de lectura inmediata y las medidas se realizan fácilmente comparado con otros dosímetros que existen para realizar dosimetría, tales como los termoluminiscentes y las películas de tinte radiocrómico, que son integradores (su respuesta se obtiene después de la irradiación). Asimismo, no se requiere colocar material de acumulación para que el dosímetro quede próximo a la profundidad de dosis máxima puesto que las SSC ya contienen el material y debido a su tamaño no interfieren en el tratamiento del paciente.

Con la caracterización de las SSC realizada en este trabajo, se puede determinar la dosis impartida durante tratamientos de radioterapia de manera precisa. Si se llevan a cabo irradiaciones en condiciones diferentes a las estándar (ángulo de irradiación, distancia fuente-superficie y tamaño de campo) se deben hacer las correcciones pertinentes.

## 5 BIBLIOGRAFÍA

- [1] F. Itube, «Curso de protección radiológica para uso de fuentes abiertas en laboratorios de investigación médica o biológica,» México, 1999.
- [2] PTW, «Manual del usuario Sonda semi-conductora in-vivo T60010MP, T60010HP, T60010L, T60010RO y T60010EP del número de serie 200.,» Germany, 2010.
- [3] E. B. Podgorsak, *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*, Viena: NOTE, 2005.
- [4] F. Herbert Attix, «Introduction to radiological physics and radiation dosimetry,» USA, John Wiley and Sons, 1986.
- [5] I. Rodríguez-Jiménez, «Dosimetría para la planeación de un tratamiento de irradiación de cuerpo entero con electrones,» 2010.
- [6] M. A. E S y O. R. D W, «Functional forms for photon spectra of clinical linacs,» *Phys. Med. Biol.*, vol. 57, p. 31–50, 2012.
- [7] P. Huyskens D., R. Boggaerts, J. Verstraete y e. al., «Practical guidelines for the implementation of in vivo dosimetry with diodes in external radiotherapy with photon beams(entrance dose),» 2001.
- [8] X. López-Rendón, «Criterios de calidad en estudios pediátricos de tomografía computarizada en el área craneal,» 2010.