

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA  
FACULTAD DE CIENCIAS**

**Sección de Posgrado y Segunda Especialización  
Profesional**



**Tesis para Optar el Grado Académico de  
Maestro en Ciencias con mención en  
Física Médica**

**“IMPLEMENTACIÓN CLÍNICA DE DOSIMETRÍA DE  
ELECTRONES DE CAMPOS IRREGULARES USANDO  
CÁMARA DE IONIZACIÓN, INTEGRACIÓN POR  
SECTORES Y MÉTODO DE MONTECARLO”**

Presentada por:

**Juan Abraham Méndez Velásquez**

**LIMA - PERU**

**2009**

# DEDICATORIA

*A DIOS POR SER, GUIA DE MI CAMINO*

*A MIS PADRES, POR SER EJEMPLO EN MI VIDA*

*A MI ESPOSA NORA, POR SER MI CONSTANTE APOYO*

*Y A MIS HIJOS: JUDITH, MARGARITA Y PAZLEY, PORQUE SON LA FUERZA DE MI VIDA*

## AGRADECIMIENTOS

Quiero expresar mi más sinceros agradecimiento a las personas e instituciones que han ayudado al desarrollo del presente trabajo de tesis:

- Msc. César Picón Chávez por el apoyo y asesoramiento en la tesis.
- Dra. Sandra Guzmán Calcina por ayuda y asesoría en la tesis.
- Dr. Carlos Eduardo De Almeida por sus valiosas sugerencias y asesoría en la tesis.
- Dr. Federico Gutt por sus sugerencias y asesoría en la tesis.
- Dr. Zaharia Mayer por infundirme su ejemplo y espíritu constante de investigación.
- A la Clínica Radioncología S.A.C., por el apoyo brindado en la parte experimental.
- Al Instituto Peruano de Energía Nuclear, por el apoyo brindado en el trabajo teórico.
- A la Universidad Nacional de Ingeniería y en especial a los compañeros y profesores de la Maestría con mención en Física Médica.
- A la Universidad Nacional del Callao y en especial a los colegas docentes de la Facultad de Ciencias Naturales y Matemática, por su ayuda en el desarrollo de la tesis.

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERIA**  
**FACULTAD DE CIENCIAS**

**Sección de Posgrado y Segunda Especialización Profesional**  
**Maestría en Ciencias con mención en Física Médica**

Titulo de la tesis: **IMPLEMENTACION CLINICA DE DOSIMETRIA DE ELECTRONES DE CAMPOS IRREGULARES USANDO CAMARA DE IONIZACION, INTEGRACION POR SECTORES Y METODO DE MONTE CARLO**

**Resumen**

El presente trabajo tiene como objetivo principal resolver la dosimetría de electrones de campos irregulares mediante tres métodos: cámara de ionización (CI), integración por sectores (IS) y Monte Carlo (MC). Para ello se utilizó el acelerador lineal (Siemens/Mevatrón) con energías del haz de electrones de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV, aplicador 15x15 cm<sup>2</sup>, fantomas de agua de 40x40x40 cm<sup>3</sup>, colocado a un distancia fuente superficie (DFS) de 100 cm y protectores de cerroben con campos de forma: (i) circular, (ii) rectangular y (iii) complejo, de espesor 6.5 mm, (transmisión <3% para 12 MeV). El método CI, requiere la calibración de la unidad mediante el protocolo TRS-398 y el Factor de campo (FC). Por otro lado, el método IS fue implementado en un software y codificado en Fortran 90 usando programación estructurada, la cual requiere el ingreso de los radios de cada uno de los sectores en la que fue dividido el campo irregular. Por último, para el método MC se usó el código Penélope (versión 2006), la cual permitió determinar mediante simulación los FC de los campos irregulares, a partir del cual se realizó la dosimetría de los campos irregulares. Al comparar los resultados obtenidos por el método de IS con CI fue <1.0% y el método de MC con CI fue <1.6%. A partir del cual se concluye que ambos métodos pueden ser implementados clínicamente.

  
**Msc. Cesar Picón Chávez**  
**Asesor de Tesis**

  
**Lic. Juan Abraham Méndez Velásquez**  
**Autor de la Tesis**

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERIA  
FACULTAD DE CIENCIAS**

**Sección de Posgrado y Segunda Especialización Profesional  
Maestría en Ciencias con mención en Física Médica**

**Title of the thesis: CLINICAL IMPLEMENTATION OF ELECTRON  
DOSIMETRY OF IRREGULAR FIELDS USING CHAMBER OF IONIZATION,  
INTEGRATION BY SECTORS AND METHOD MONTE CARLO**

**Abstract**

The main objective of this work is to solve the dosimetry of electrons of irregular fields by of three methods: ionization chamber, integration by sectors, Monte Carlo. For it the linear accelerator (Siemens/Mevatrón) with energy of the electron beam of 5, 6, 7, 9, 10 and 12 MeV was used, aplicador 15x15 cm<sup>2</sup>, phantoms of water of 40x40x40 cm<sup>3</sup>, placed to a distance source surface of 100 cm and protectors of cerroben with form fields: (i) circular, (ii) rectangular and (iii) complex, of 6,5 mm thickness, (transmission <3% for 12 MeV). Method ionization chamber requires the calibration of the unit by means of protocol TRS-398 and the factor of field. On the other hand, method integration by sectors was implemented in software and codified in Fortran 90 using structured programming, which requires entered of the radii of each one of the sectors in which the irregular field was divided. Finally, for method Monte Carlo, the Penelope code was used (version 2006), which allowed to determine by means of simulation the factor of field of the irregular fields, from as the dosimetry of the irregular fields was made. When comparing the results obtained by the method of integration by sectors with ionization chamber were <1.0% the method of Monte Carlo with ionization chamber was <1.6%. From that one can conclude that both methods can clinically be implemented.

  
\_\_\_\_\_  
**Msc. Cesar Picón Chávez**  
**Asesor de Tesis**

  
\_\_\_\_\_  
**Abraham Méndez**  
**Autor de la Tesis**

## Lista de figuras

<b>Figura 2.1.</b> Acelerador Lineal.....	10
<b>Figura 2.2.</b> Curva de dosis en profundidad ilustra la definición de $R_p$ y $R_{50}$ .....	16
<b>Figura 2.3.</b> Interacción de un electrón con un átomo.....	40
<b>Figura 2.4.</b> Ángulo polar y azimutal del vector dirección $\hat{d}_i$ .....	44
<b>Figura 2.5.</b> Desviación angular en evento de una sola dispersión.....	46
<b>Figura 2.6.</b> Generación de trayectorias aleatorias.....	47
<b>Figura 2.7.</b> Árbol del Directorio del sistema de código Penelope.....	62
<b>Figura 2.8.</b> Diagrama de flujo del programa MAIN.....	68
<b>Figura 3.1.</b> Cámara de ionización plana paralela.....	71
<b>Figura 3.2.</b> Electrómetro PTW UNIDOS E.....	72
<b>Figura 3.3.</b> Fantoma de agua automatizado.....	73
<b>Figura 3.4.</b> Protectores de cerroben de diversas formas.....	75
<b>Figura 3.5.</b> Disposición experimental del método CI.....	77
<b>Figura 3.6.</b> Lámina primaria.....	85
<b>Figura 3.7.</b> Rotación de la lámina primaria en 3D.....	85
<b>Figura 3.8.</b> Lámina secundaria.....	87
<b>Figura 3.9.</b> Rotación de la lámina secundaria en 3D.....	87
<b>Figura 3.10.</b> Cámara de ionización de electrones.....	89
<b>Figura 3.11.</b> Rotación de la cámara de ionización de electrones en 3D.....	89
<b>Figura 3.12.</b> Mandíbulas o colimadores para fotones.....	91
<b>Figura 3.13.</b> Rotación de Mandíbulas o colimadores para fotones en 3D.....	91
<b>Figura 3.14.</b> Aplicador de tratamiento para electrones.....	93

<b>Figura 3.15.</b> Rotación de aplicador de tratamiento para electrones en 3D.....	93
<b>Figura 3.16.</b> Protectores de cerroben.....	95
<b>Figura 3.17.</b> Rotación de Protectores de cerroben en 3D.....	95
<b>Figura 3.18.</b> Fantoma de agua.....	96
<b>Figura 3.19.</b> Cabezal de un Linac para electrones .....	97
<b>Figura 3.20.</b> Cabezal de un Linac para electrones .....	98
<b>Figura 3.21.</b> Cabezal de un Linac para electrones .....	99
<b>Figura 4.1.</b> Curvas de PDP para electrones medidos en agua con Cl.....	110
<b>Figura 4.2.</b> Parámetros de físicos del haz de electrones para 12 MeV.....	111
<b>Figura 4.3.</b> Parámetros de físicos del haz de electrones en función.....	113
<b>Figura 4.4.</b> Variación del FC en función de la energía.....	119
<b>Figura 4.5.</b> Lecturas obtenidas usando mediante una Cl.....	122
<b>Figura 4.6.</b> Curvas de FC calculadas a partir de las lecturas.....	123
<b>Figura 4.7.</b> Curvas de FC ajustadas para (a) 5 MeV.....	126
<b>Figura 4.8.</b> Estructura del software del método de IS.....	128
<b>Figura 4.9. (a)</b> Protector de cerroben.....	133
<b>Figura 4.10.</b> Curvas de PDP simuladas con MC.....	135
<b>Figura 4.11.</b> Comparación de PDP.....	141
<b>Figura 4.12.</b> Comparación de PDP.....	142
<b>Figura 4.13.</b> FC para dos métodos (a) protector .....	148
<b>Figura 4.14.</b> FC en función de la energía.....	149
<b>Figura 4.15.</b> FC para electrones de 9 MeV.....	151
<b>Figura 4.16.</b> FC unidimensional para electrones de 9 MeV.....	152

## Lista de tablas

<b>Tabla 3.1.</b> Especificaciones técnicas de la CI [33].....	72
<b>Tabla 3.2.</b> Tiempo de irradiación en unidades de monitor (UM).....	78
<b>Tabla 3.3.</b> Diámetro y radio de los protectores de cerroben.....	81
<b>Tabla 3.4.</b> Características de Penelope 2006.....	82
<b>Tabla 3.5.</b> Dimensiones de la lámina primaria dado en cm.....	84
<b>Tabla 3.6.</b> Dimensiones de la lámina secundaria dado en cm.....	86
<b>Tabla 3.7.</b> Dimensiones de la cámara de ionización de electrones en cm.....	88
<b>Tabla 3.8.</b> Dimensiones de las mandíbulas del Linac dado en cm.....	90
<b>Tabla 3.9.</b> Dimensiones del aplicador de tratamiento del Linac dado en cm...	92
<b>Tabla 3.10.</b> Dimensiones de diversos protectores de cerroben en cm.....	94
<b>Tabla 3.11.</b> Orden de los materiales usados en la simulación.....	101
<b>Tabla 3.12.</b> Parámetros para obtener el PDP simulada para 12 MeV.....	107
<b>Tabla 3.13.</b> Volumen del voxel usados en la simulación con MC.....	108
<b>Tabla 3.14.</b> Archivos de salida que proporciona Penélope (versión 2006)....	109
<b>Tabla 4.1.</b> Parámetros físicos del haz de electrones.....	112
<b>Tabla 4.2.</b> Promedio de las medidas experimentales.....	114
<b>Tabla 4.3.</b> Medidas experimentales para cálculo de factores de corrección...	114
<b>Tabla 4.4.</b> Calculo de la incertidumbre típica relativa.....	115
<b>Tabla 4.5.</b> Tasa de dosis con su respectiva ITRP(%).....	117
<b>Tabla 4.6.</b> Medidas experimentales para cálculo de factores de campo.....	118
<b>Tabla 4.7.</b> Factores de campo de varios protectores de cerroben.....	119
<b>Tabla 4.8.</b> Tasa de dosis absorbida de campos irregulares usando CI.....	120

<b>Tabla 4.9.</b> Datos experimentales obtenidos usando la CI.....	121
<b>Tabla 4.10.</b> FC en función del radio para diversas energías.....	123
<b>Tabla 4.11.</b> Coeficientes del polinomio de cuarto orden para el FC .....	124
<b>Tabla 4.12.</b> Diferencia Porcentual del FC ajustado.....	127
<b>Tabla 4.13.</b> Radio de cada uno de los sectores.....	133
<b>Tabla 4.14.</b> Tasa de dosis absorbida de campos irregulares usando IS.....	134
<b>Tabla 4.15.</b> Parámetros físicos del haz de electrones.....	136
<b>Tabla 4.16.</b> Archivo pm-z-dose.dat, quien proporciona la tasa de dosis.....	137
<b>Tabla 4.17.</b> Factores de campo para el protector de cerroben.....	138
<b>Tabla 4.18.</b> Tasa de dosis absorbida de campos irregulares usando MC.....	139
<b>Tabla 4.19.</b> Diferencia porcentual de los parámetros físicos.....	143
<b>Tabla 4.20.</b> Comparación de IS con CI para 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV.....	144
<b>Tabla 4.21.</b> Comparación de MC con CI para 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV.....	146
<b>Tabla 4.22.</b> Comparación de FC de 9 MeV.....	151
<b>Tabla 4.23.</b> Comparación de FC medido.....	153
<b>Tabla 4.24.</b> Comparación de FC medido.....	154
<b>Tabla 4.25.</b> Comparación de FC medido.....	155
<b>Tabla 4.26.</b> Comparación de FC medido.....	155

## Índice de siglas

CI : Cámara de ionización

IS : Integración por sectores

MC : Monte Carlo

DFS : Distancia fuente superficie

LINAC: Acelerador lineal

ICRU : International Commission on Radiological Units and Measurements.

TLD : Dosímetros Termoluminiscentes

$\Delta$  : Energía de corte

FDP : Función de Distribución de Probabilidad

Colisión elástica dura: tiene lugar cuando el electrón interactúa con el átomo a una distancia menor que el parámetro de impacto.

Espacio de fase: es un lugar del espacio definido por el usuario, el cual contiene toda la información sobre el haz de radiación, la cual puede usarse en futuras simulaciones.

SED : Sección Eficaz Diferencial

OIEA : Organismo Internacional de Energía Atómica

2D : dos dimensiones

3D : tres dimensiones

FDP : Función de Distribución de Probabilidad

v. : versión

ITRP : Incertidumbre típica relativa porcentual

LCP : Laboratorio de calibración primaria

M1D : Método unidimensional

MRC : Método raíz cuadrada

MCE : Método cuadrado equivalente

# Indice

1. INTRODUCCION.....	1
1.1 Antecedentes.....	2
1.2 Objetivos.....	8
2. FUNDAMENTO TEORICO.....	9
2.1 Acelerador Lineal Clínico.....	9
2.1.1 Producción del haz de electrones.....	9
2.1.2 Distribución espectral del haz de electrones.....	11
2.1.3 Parámetros de la distribución espectral de un haz de electrones.....	13
2.2 Dosimetría de electrones.....	18
2.2.1 Teoría de la cavidad.....	19
2.2.2 Teoría de la cavidad de Bragg-Gray.....	19
2.2.3 Teoría de la cavidad de Spencer-Attix.....	21
2.2.4 Determinación de tasa de dosis absorbida para electrones.....	23
2.3 Método de Integración por sectores.....	26
2.3.1 Desarrollo del modelo semi-empírico.....	27
2.4 Método de Monte Carlo.....	29
2.4.1 Fundamentación teórica del método de Monte Carlo.....	31
2.4.2 Aplicación al transporte de electrones.....	32
2.4.3 Interacción de electrones con la materia.....	38
2.4.4 Simulación detallada de trayectorias de electrones.....	43
2.4.5 Algoritmos de simulación condensada de electrones.....	47
2.4.6 Promedios y estimación de la precisión con Monte Carlo.....	50
2.4.7 Reducción de varianza.....	51
2.4.8 Código de simulación Penelope.....	56
3. MATERIALES Y METODOS.....	69
3.1 Método usando Cámara de Ionización.....	69
3.1.1 Equipos y materiales.....	69
3.1.2 Mediciones experimentales.....	76
3.2 Método de Integración por sectores.....	81
3.2.1 Mediciones experimentales.....	81
3.3 Método de Monte Carlo.....	82
3.3.1 Arreglo para la simulación.....	82
3.3.1.a Construcción geométrica del cabezal.....	83
3.3.1.b Elaboración de un archivo de secciones eficaces.....	100
3.3.1.c Archivo usuario para control de los parámetros de la simulación.....	103
3.3.2 Porcentaje de dosis en profundidad.....	107
3.3.3 Incertidumbre relativa porcentual del método de Monte Carlo.....	108

4. RESULTADOS Y DISCUSIONES.....	110
4.1 Método usando cámara de ionización.....	110
4.1.1 Porcentaje de dosis en profundidad.....	110
4.1.2 Mediciones experimentales usando $^{60}\text{Co}$ .....	113
4.1.3 Cálculo de la incertidumbre típica relativa de la tasa de dosis.....	
absorbida en la profundidad de referencia en agua.....	115
4.1.4 Tasa de dosis absorbida.....	116
4.1.5 Determinación de los factores de campo.....	117
4.1.6 Dosimetría de electrones de campos irregulares usando el.....	
método Cámara de Ionización.....	120
4.2 Método de integración por sectores.....	121
4.2.1 Determinación de la curva del factor de campo.....	121
4.2.2 Aproximación de la curva del factor de campo mediante una.....	
Función polinomial usando métodos de mínimos cuadrados.....	124
4.2.3 Evaluación del error relativo porcentual al usar la función.....	
polinomial de ajuste para el factor de campo.....	127
4.2.4 Diseño de un software para el método Integración por Sectores.....	128
4.2.5 Dosimetría de electrones de campos irregulares usando el.....	
método Integración por Sectores.....	132
4.3 Método de Monte Carlo.....	135
4.3.1 Curvas de porcentaje de dosis en profundidad.....	135
4.3.2 Dosimetría de electrones de campos irregulares usando.....	
el método Monte Carlo.....	138
4.4. Convalidación de los Métodos.....	140
4.4.1 Comparación de curvas de porcentaje de dosis en.....	
profundidad simuladas con las experimentales.....	140
4.4.2 Comparación del método de Integración por Sectores con.....	
Cámara de Ionización.....	143
4.4.3 Comparación del método de Monte Carlo con.....	
Cámara de Ionización.....	145
5. CONCLUSIONES.....	157
6. RECOMENDACIONES PARA TRABAJOS FUTUROS.....	160
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.....	161
ANEXOS.....	170
Anexo 1: Software del método IS.....	170
Anexo 2: Aplicación del método IS.....	178
Anexo 3: Coeficientes de Interacción de fotones y electrones.....	180

# 1. INTRODUCCION

---

En la práctica clínica de radioterapia hay muchos casos de campos de irradiación irregular, la cual esta relacionado con la forma del tumor. En los casos de tratamiento que requieran el uso de haces de electrones, se deben realizar una dosimetría usando el método cámara de ionización (CI), la cual requiere mucho tiempo de uso del Linac y no es adecuada para los centros hospitalarios que cuente con una gran cantidad de pacientes. Para resolver este problema, se han desarrollado en el pasado varios métodos como integración por sectores (IS) y monte carlo (MC), las cuales permitirán realizar dosimetría de electrones de campos complejos en forma rápida y segura [1], evitando que la dosis recibida por el paciente con respecto a la dosis prescrita por el médico, según la ICRU, este valor no debe exceder al  $\pm 5\%$  [2]. A continuación describimos en forma resumida la metodología usada para ambos métodos: (i) IS, requiere mediciones de factores de campo (FC) para protectores de diferentes radios, a partir del cual se obtiene una función polinomial de cuarto orden usando el método de mínimos cuadrados. A partir de la función se puede realizar la dosimetría de electrones de campos irregulares utilizando el modelo de contribución; (ii) En los últimos años se esta utilizando el modelo probabilístico MC, se debe construir primero la geometría del cabezal a partir de datos proporcionados por el fabricante del Linac, así como el archivo de las magnitudes coeficientes de interacción y el archivo usuario donde se indica los parámetros tales como: la energía, el tipo de

partícula, la dirección del haz, tiempo de simulación, número de partículas y otros con todos estos datos el modelo simula todo el proceso experimental. Ambos métodos se desarrollarán en el presente trabajo en forma detallada y sus resultados serán convalidados con la parte experimental (método CI). Finalmente se discutirán las ventajas y desventajas que ofrecen cada uno de ellos en relación a otros métodos existentes que han sido desarrollados para resolver el problema antes planteado. El presente trabajo se ha distribuido de la siguiente manera: (i) Fundamento teórico, se describe de manera detallada los métodos de CI, IS y MC. (ii) Materiales y métodos, se desarrolla la parte experimental de cada uno de los métodos antes descritos, (iii) Resultados y discusiones, se discute los resultados obtenidos con otros métodos desarrollados, (iv) Conclusiones y (v) recomendaciones para trabajos futuros. Cabe señalar, que este problema se intentó resolver a partir de los años 1980, desarrollándose varios métodos empíricos para predecir el efecto de insertar un protector de cerroben en el campo de tratamiento [3], las cuales son discutidas a continuación.

## **1.1 ANTECEDENTES**

De acuerdo a revisiones bibliográficas, para resolver el problema descrito anteriormente se han desarrollado una serie de métodos semi-empíricos, las cuales se mencionan a continuación y son los siguientes:

**Primer método: Equivalente cuadrado (Equivalent square)**, a partir del trabajo desarrollado por Rashid [4], este método consiste en:

- Medir los FC para diferentes campos cuadrados [2x2, 3x3, 4x4, 5x5, 6x6 y 10x10(campo abierto)], manteniendo fijo la energía, DFS. Los datos se ajustan a una función polinomial mediante el método de mínimos cuadrados.

$$FC(L) = c_0 + c_1 \cdot L + c_2 \cdot L^2 + \dots + c_n \cdot L^n \quad (1.1)$$

donde:

$L$  : Lado del campo.

$c_0, c_1, \dots, c_n$  : Coeficientes de ajustes.

- El método cuadrado equivalente consiste en calcular el cuadrado equivalente de tamaño del campo,  $L$ , esta dado por:

$$L = \frac{4 \cdot A}{P} \quad (1.2)$$

donde:

A: Área del campo.

P: Perímetro del campo.

- La aplicación de este método consiste en los siguientes pasos:
  - Medir el área del campo.
  - Medir el perímetro del campo.
  - Los valores del área y perímetro medidos, reemplazar en la ec. (1.2).
  - Finalmente, el FC se obtiene reemplazado el valor  $L$  en la ec. (1.1).
- La tasa de dosis de cualquier campo rectangular,  $D_{\text{rectangular}}$  se obtiene mediante la siguiente expresión,

$$\dot{D}_{\text{rectangular}} = \dot{D}(d_{\text{max}}) \cdot FC(L) \quad (1.3)$$

donde:

$\dot{D}(d_{\text{max}})$  : Tasa de dosis absorbida medida usando el protocolo TRS-398.

$FC(L)$  : Factor de campo calculado por la ec. (1.1).

- El tiempo de tratamiento,  $t$ , se obtiene mediante la siguiente expresión,

$$t(UM) = \frac{D_{\text{tumor}}}{\dot{D}_{\text{rectangular}}} \quad (1.4)$$

donde:

$D_{\text{tumor}}$  : Dosis tumor dado por el Médico Radioterapeuta.

$\dot{D}_{\text{rectangular}}$  : Tasa de dosis absorbida calculado por el Físico Médico, usando la ec. (1.3).

- Las diferencias porcentuales con la parte experimental son:
  - < 5.0 % [4]
  - < 3.0 % [5]

**Segundo método: Raíz Cuadrada (Square root)**, a partir del trabajo desarrollado por Mills [6], este método consiste en:

- Medir los FC para diferente campos cuadrados [4x4, 5x5, 6x6, 8x8, 10x10(campo referencia), 12x12, 15x15, 20x20, 25x25, 30x30], manteniendo fijo la energía, DFS. Ajustar estos datos a una función polinomial mediante el método de mínimos cuadrados.

$$FC = c_0 + c_1 \cdot L + c_2 \cdot L^2 + \dots + c_n \cdot L^n \quad (1.5)$$

donde:

$L$  : Lado del campo.

$c_0, c_1, \dots, c_n$ : Coeficientes de ajustes.

- El método de la raíz cuadrada predice FC de campos rectangulares a partir de la curva de FC cuadrados de acuerdo a la siguiente expresión:

$$FC(x, y) = [FC(x, x) \cdot FC(y, y)]^{1/2} \quad (1.6)$$

donde:

$FC(x, x), FC(y, y)$ : Factores de campo evaluado por (1.5) para el lado x e y del campo rectangular.

- La aplicación de este método consiste en los siguientes pasos:
  - Medir el lado x e y del campo rectangular.
  - Los valores de los lados del campo rectangular medidos, reemplazar en la ec. (1.6) y se obtiene el FC.
- La tasa de dosis de cualquier campo rectangular,  $D_{\text{rectangular}}^*$ , se obtiene reemplazando el FC en la ec (1.3) para finalmente obtener el tiempo de tratamiento, t, mediante la ec. (1.4).
- Las diferencias porcentuales con la parte experimental son:
  - < 4.6 % [4]
  - < 3.0 % [6]
  - < 3.0 % [7]

**Tercer método: Unidimensional (One-dimensional)**, a partir del trabajo desarrollado por McParland [8], este método consiste en:

- Medir los FC para diferente campos cuadrados [4x10, 5x10, 6x10, 8x10, 10x10(campo referencia), 12x10, 15x10, 20x10, 25x10, 30x10] y [10x4, 10x5, 10x6, 10x8, 10x10(campo referencia), 10x12, 10x15, 10x20, 10x25, 10x30], manteniendo fijo la energía, DFS. Ambos conjuntos de datos son ajustados a dos funciones polinomiales mediante el método de mínimos cuadrados.

$$\begin{aligned} FC(x,10) &= c_0 + c_1 \cdot x + c_2 \cdot x^2 + \dots + c_n \cdot x^n \\ FC(10,y) &= c_0 + c_1 \cdot y + c_2 \cdot y^2 + \dots + c_n \cdot y^n \end{aligned} \quad (1.7)$$

donde:

$x, y$  : Lados del campo.

$c_0, c_1, \dots, c_n$  : Coeficientes de ajustes.

- El método de la raíz cuadrada predice FC de campos rectangulares a partir de la curva de FC cuadrados de acuerdo a la siguiente expresión:

$$FC(x, y) = FC(x,10) \cdot FC(10, y) \quad (1.8)$$

donde:

$FC(x,10), FC(10, y)$  : Factores de campo evaluado por (1.7) para el lado x e y del campo rectangular.

- La aplicación de este método consiste en los siguientes pasos:
  - Medir el lado x e y del campo rectangular.
  - Los valores de los lados del campo rectangular medidos, reemplazar en la ec. (1.8) y se obtiene el FC.

- La tasa de dosis de cualquier campo rectangular,  $D_{\text{rectangular}}$ , se obtiene reemplazando el FC en la ec (1.3) para finalmente obtener el tiempo de tratamiento, t, mediante la ec. (1.4).
- Las diferencias porcentuales con la parte experimental son:
  - < 2.1 % [4]
  - < 3.0 % [6]
  - < 2.0 % [8]

**Cuarto método: Haz fino (pencil beam)**, a partir del trabajo desarrollado por Bruinvis [9], el modelo de pencil beam utiliza una Gaussiana en 2D para calcular la distribución de dosis a varias profundidades, cuya expresión es,

$$D(x, y, z) = P(z) \cdot \phi(x, y, z) \quad (1.9)$$

donde:

$P(z)$  : Curva de PDP medido experimentalmente.

$\phi(x, y, z)$  : La fluencia planar de los electrones primarios en (x,y,z), depende de  $(r_w, \sigma_z)$ , las cuales son medidos experimentalmente, las cuales son explicados con detalle en el artículo antes mencionado.

- Las diferencias porcentuales con la parte experimental son:
  - < 2.7 % [9]
  - < 2.7 % [10]
  - < 2.0 % [11]

## 1.2 OBJETIVOS

El objetivo principal del presente trabajo de tesis es:

- La implementación clínica de la dosimetría de electrones para cualquier campo irregular, para todas las energías del Linac Siemens/Mevatrón usada en la práctica médica.

Para el cumplimiento de este objetivo se tuvo que cumplir con otros objetivos específicos tales como:

- Desarrollar un software para el método de IS.
- Elaborar el archivo Pemain.geo, la cual contiene la geometría del cabezal del Linac Siemens/Mevatrón para ser usado en la simulación.
- Construir un archivo Pemain.mat, la cual contenga los coeficientes de interacción de todos los materiales usados en la simulación.
- Simular la parte experimental usando el código Penélope 2006.

## 2. FUNDAMENTO TEORICO

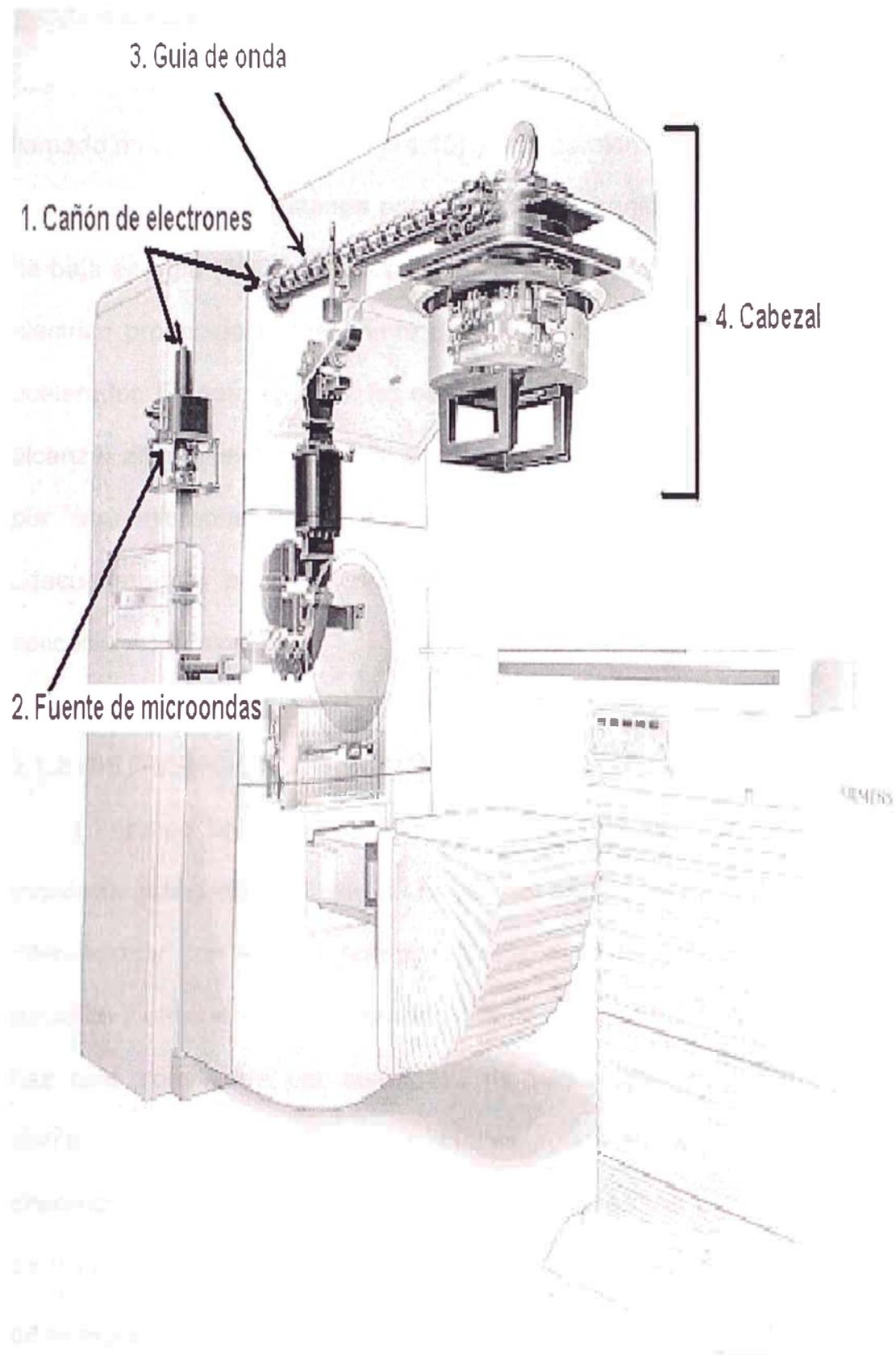
---

### 2.1 ACELERADOR LINEAL CLINICO

En la actualidad, los Linac son ampliamente usados en el tratamiento de radioterapia, mediante haces de electrones y fotones. Cabe indicar que los tumores superficiales son tratados mediante haces de electrones, mientras que para tumores profundos se utilizan haces de fotones de rayos x. Comúnmente un Linac permiten obtener haces de electrones de múltiples energías, siendo los más usadas de 5 a 20 MeV, cuyos valores pueden ser controlados por el usuario, así como las altas tasas de dosis, por lo que, los tiempos de tratamiento son cortos aún a distancias blanco-paciente relativamente grande. Actualmente, los Linacs médicos son compactos, estables y pueden rotar alrededor del paciente para proveer flexibilidad en el tratamiento. Debido a estas ventajas los Linacs han llegado a ser los principales mecanismos de irradiación de haces externos en la mayoría de los tratamientos [12]. Las principales ventajas del Linac en relación a la unidad de cobalto, son: (i) seleccionar la energía del haz requerido, (ii) disminuir la penumbra del haz de tratamiento, esto se debe al reducido tamaño del blanco. (iii) aumentar la tasa de dosis, disminuyendo el tiempo de tratamiento y otros [13].

#### 2.1.1 PRODUCCION DEL HAZ DE ELECTRONES

Un Linac médico de electrones puede ser considerado que tiene cuatro partes principales: (i) Cañón de electrones, (ii) Fuente de microondas, (iii) Guía de onda aceleradora y (iv) Cabezal, usado para el manejo del haz, ver Fig. 2.1



**Figura 2.1.** Acelerador Lineal (Tutorial Mevatron/Siemens).

Se suministra un voltaje alterno a la sección de fuente de corriente directa, la cual proporciona pulsos de alto voltaje a la sección de la fuente de microondas, llamado magnetrón o klystrón [14,15] y otra porción del pulso del alto voltaje es usada de manera simultánea por el cañón electrónico para producir electrones de baja energía (50-70 keV). Las cuales son inyectados en fase con el campo eléctrico producido por la fuente de microondas y son extendidos en el tubo acelerador. En esta sección, los electrones son acelerados en línea recta hasta alcanzar altas energías, debido a la fuerza de los campos eléctricos generados por las microondas. El haz de electrones resultante es manipulado adecuadamente para proporcionar la forma del campo que requieren las aplicaciones clínicas [16].

### **2.1.2 DISTRIBUCIÓN ESPECTRAL DEL HAZ DE ELECTRONES**

El campo de radiación emitido por un Linac de electrones tiende a ser monoenergético cuando sale de la guía de onda aceleradora. Sin embargo, al interactuar con el filtro homogenizador, los colimadores, aire, aplicadores, paciente y otros el espectro cambia. Tal es así, que cuando llega al paciente el haz está constituida por electrones de varias energías, las cuales forman distribuciones espectrales. Las cuales, pueden representarse en forma diferencial e integral, ya sea en función del número de electrones o la energía de los electrones. Por ello, se utilizan la fluencia de fotones  $\Phi(E)$  o la fluencia de energía  $\Psi(E)$  [17].

### a) Distribuciones espectrales diferenciales

(i) Distribución espectral diferencial de la fluencia de electrones ( $\Phi_E$ ), con respecto a la energía es por definición,

$$\Phi_E(E) = \frac{d\Phi(E)}{dE} \quad (2.1)$$

donde:

$d\Phi(E)$  Incremento de la fluencia de electrones en el intervalo de energía  $dE$ .

(ii) Distribución espectral diferencial de la fluencia de energía ( $\Psi_E$ ), se relaciona con la distribución diferencial de fluencia de electrones,  $\Phi_E(E)$ , por,

$$\Psi_E(E) = E \cdot \Phi_E(E) \quad (2.2)$$

donde:

$E$  : Energía del haz de electrones.

(iii) Distribución Espectral Diferencial de la Dosis Absorbida ( $D_E$ ), se determina a partir de la distribución diferencial de la fluencia de electrones,  $\Phi_E(E)$ , de la siguiente manera,

$$D_E = \Phi_E \cdot (L/\rho)_{col} \quad (2.3)$$

donde:

$(L/\rho)_{col}$  : Poder de frenado colisional restringido.

## b) Distribuciones espectrales integrales

(i) Distribución espectral integral de la fluencia de electrones ( $\Phi(E)$ ), es aquella parte de la fluencia debido a los electrones con energía entre 0 y E.

$$\Phi(E) = \int_0^E \Phi_E(E') dE' \quad (2.4)$$

donde:

$\Phi_E(E')$  : Fluencia espectral diferencial de la fluencia de electrones.

(ii) Distribución espectral integral de la fluencia de energía ( $\Psi(E)$ ), es aquella parte de la fluencia de energía debido a electrones con energía entre 0 y E.

$$\Psi(E) = \int_0^E \Psi_E(E') dE' \quad (2.5)$$

donde:

$\Psi_E(E')$  : Fluencia espectral diferencial de la fluencia de energía.

(iii) La Distribución Espectral Integral de Dosis Absorbida ( $D(E)$ ), es aquella parte de la exposición debido a los electrones con energía entre 0 y E.

$$D(E) = \int_0^E D_E(E') dE' \quad (2.6)$$

donde:

$D_E(E')$  : Distribución espectral diferencial de la dosis absorbida.

### 2.1.3 PARAMETROS DE LA DISTRIBUCIÓN ESPECTRAL DE UN HAZ DE ELECTRONES

El espectro energético en la ventana de salida del Linac, puede caracterizarse por un número relativamente pequeño de parámetros tales

como: (i) la energía máxima, (ii) la energía media de los electrones, (iii) la energía más probable de los electrones y (iv) la anchura espectral, evaluado a la mitad de su máximo. A medida que el haz de electrones atraviesa los diferentes materiales existentes entre la salida del Linac y la superficie del medio, las pérdidas de energía hacen que el espectro se desplace hacia energías más bajas, la cual ensanchan el espectro. Igualmente, ocurre cuando los electrones penetran en el fantomas de agua. Por lo tanto, la anchura espectral aumenta a medida que el haz pasa por la ventana del Linac, aire y a diversas profundidades del medio.

La calidad del haz de electrones puede especificarse en forma práctica por dos parámetros, (1) la energía media de los electrones en la superficie del medio y (2) la energía más probable de los electrones. En la práctica clínica, un haz de electrón es usualmente caracterizado por la energía en la superficie del cuerpo. Existen varios métodos que pueden ser usados para determinar esta energía: (i) medida de la energía de entrada por reacciones nucleares; (ii) medición del rango práctico [18]. De estos, el método del rango es la más práctico y conveniente para uso clínico. Conociendo la energía más probable a partir del rango práctico, se calcula los coeficientes de interacción y varios factores de perturbación. Los cuales, son requeridos para la determinación de dosis absorbida.

### a) Energía Más Probable

La Asociación Nórdica de Física Clínica (Nordic Association of Clinical Physics) [19] recomienda la especificación de la energía más probable,  $(E_p)_0$  (definido por la posición del pico del espectro) en la superficie del fantomas y el uso de la siguiente relación:

$$(E_p)_0 = C_1 + C_2 \cdot R_p + C_3 \cdot R_p^2 \quad (2.7)$$

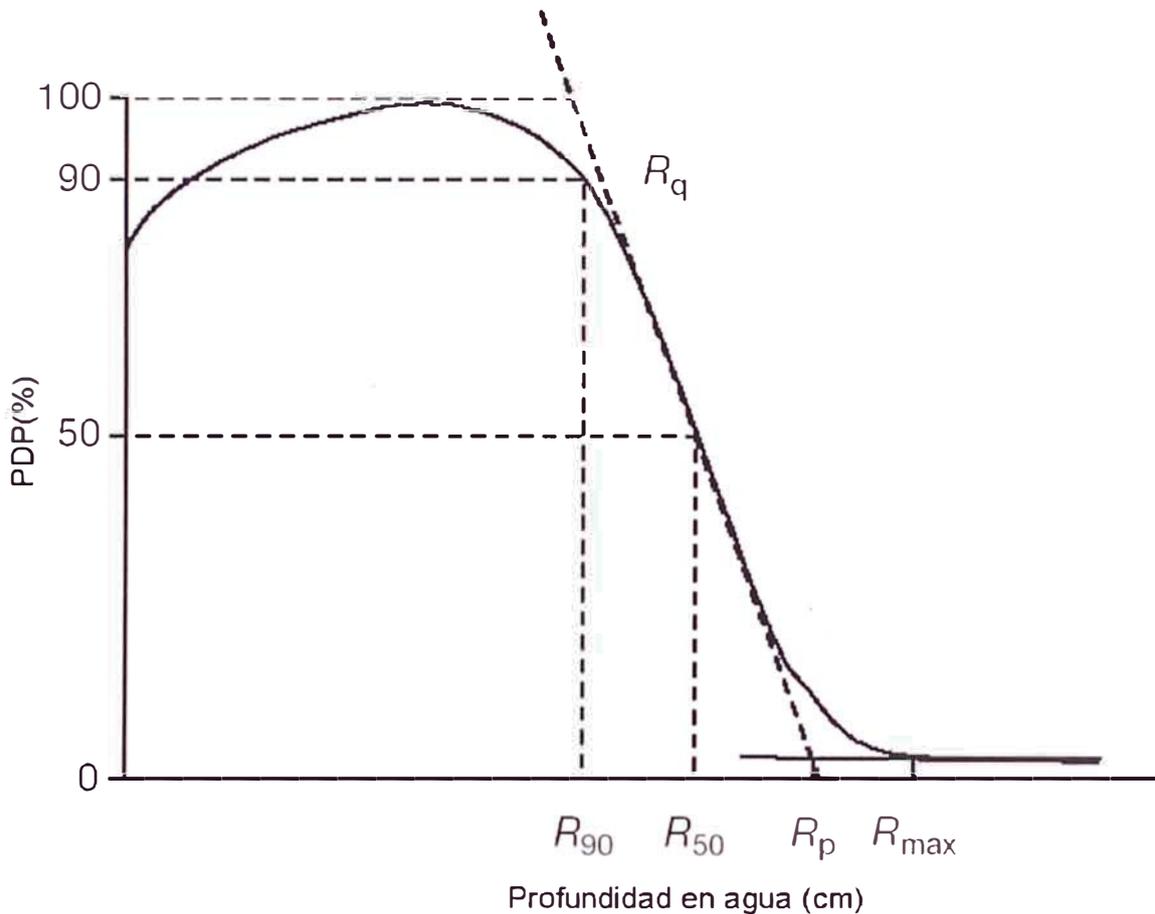
donde:

$$R_p \quad : \text{Rango práctico en centímetros. Para el agua, } C_1 = 0.22[\text{MeV}], \\ C_2 = 1.98[\text{MeV} \cdot \text{cm}^{-1}] \text{ y } C_3 = 1.98[\text{MeV} \cdot \text{cm}^{-2}] \text{ [20].}$$

Ellos, además recomiendan que el tamaño de campo para medir el rango no sea menor que  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  para energías mayores a 10 MeV y no menor que  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  para altas energías. Para la determinación del rango se pueden usar, CI, diodos o películas. Aunque, la medición del rango usualmente se realiza usando la curva de ionización en profundidad, el resultado solamente se diferencia ligeramente de aquellas que se obtendrían usando la curva de dosis en profundidad [21]. El rango práctico,  $R_p$ , es la profundidad en el punto donde la tangente al descender la porción lineal de la curva intercepta el fondo extrapolado, como se muestra en la **Figura 2.2**.

Para ser estricto de acuerdo con la ec. (2.9), cada punto en la curva de ionización sería corregido por divergencia del haz antes de que el rango sea determinado. El factor de corrección es  $\left(\frac{f+z}{f}\right)^2$ , donde  $f$  es la distancia

fuente-superficie efectiva y  $z$  es la profundidad. Sin embargo, esta corrección en  $R_p$  no es clínicamente significativa en términos de su impacto sobre la ionización al factor de conversión en dosis [22].



**Figura 2.2.** Curva de dosis en profundidad ilustra la definición de  $R_p$  y  $R_{50}$  [23].

### b) Energía Media

Ha sido demostrado [24] que la energía media del haz de electrones,  $\bar{E}_0$ , en la superficie del fantomas esta relacionado  $R_{50}$  (la profundidad en el cual, la dosis es 50% de la dosis máxima) por la siguiente relación:

$$\bar{E}_0 = C_4 \cdot R_{50} \quad (2.8)$$

donde:

$$C_4 = 2.33[\text{MeV} \cdot \text{cm}^{-1}] \text{ para agua.}$$

Otra vez la corrección de divergencia es aplicada para cada punto sobre la curva de dosis en profundidad, antes de determinar  $R_{50}$ . El protocolo TRS-398, recomienda el valor de  $C_4$  como 2,33 [MeV·cm<sup>-1</sup>]. Sin embargo, los más recientes cálculos por MC de Rogers y Bielajew [25] ha mostrado que el valor  $C_4$  como también la corrección de divergencia mencionado anteriormente tienen un impacto pequeño en la dosimetría clínica.

### c) Energía en Profundidad

Harder [26] ha mostrado que la energía más probable y aproximadamente la energía media del espectro decrecen linealmente con la profundidad  $z$ ,  $(E_p)_z$ , puede ser calculado por:

$$(E_p)_z = (E_p)_0 \cdot \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (2.9)$$

donde:

$(E_p)_0$  : Energía más probable dado por la ec. (2.7).

$R_p$  : Rango práctico.

y aproximadamente,

$$\bar{E}_z = \bar{E}_0 \cdot \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (2.10)$$

donde:

$\bar{E}_0$  : Energía media del haz de electrones evaluado en la superficie, dado por la ec. (2.7).

$R_p$  : Rango práctico.

La ec. (2.10), es importante en dosimetría porque para medir dosis absorbida, es necesario conocer la energía media del electrón en la localización de la CI.

## 2.2 DOSIMETRIA DE ELECTRONES

La determinación de dosis absorbida es fundamental para el éxito de los tratamientos con radiaciones ionizantes, ya que el único método directo de medir dosis absorbida es mediante el calorímetro. Sin embargo, debido a sus dificultades técnicas, el uso de este instrumento no es práctico en el escenario clínico. Sin embargo, los métodos indirectos más usados son la cámara de ionización, el compuesto químico fricke y otros tales como, películas, TLD, diodos de estado sólido, las cuales son usados para hallar la razón de dosis en un punto de referencia del fantomas a la dosis en otro punto. Todos los métodos mencionados anteriormente determinan la dosis absorbida a partir de mediciones indirectas y la aplicación de la teoría de la cavidad de Bragg-Gray [27]. La cual, se discutirá a continuación.

### **2.2.1 TEORÍA DE LA CAVIDAD**

Para medir la dosis en un medio, es necesario introducir un aparato sensible a la radiación (dosímetro) en el medio. Generalmente, el medio sensible del dosímetro no será del mismo material como el medio en el cual está sumergido. La teoría de la cavidad relaciona la dosis absorbida en el medio sensitivo del dosímetro (cavidad) a la dosis absorbida en el medio circundante que contiene la cavidad. Los tamaños de la cavidad son referidos como pequeños, intermedios o grande en comparación con los rangos de las partículas cargadas secundarias producido por fotones en el medio de la cavidad. Si, por ejemplo, el rango de las partículas cargadas (electrones) es mucho mayor que las dimensiones de la cavidad, la cavidad es mantenida como pequeña. Varias teorías han sido desarrolladas dependiendo sobre el tamaño de la cavidad, tal como la teoría de Bragg-Gray y Spencer-Attix para cavidades pequeñas y la teoría de Burlin para cavidades de tamaños intermedios [28].

### **2.2.2 TEORÍA DE LA CAVIDAD DE BRAGG-GRAY**

La teoría de la cavidad de Bragg-Gray, fue la primera teoría desarrollada para proveer una relación entre dosis absorbida en dosímetro y la dosis absorbida en el medio que contiene el dosímetro. Las condiciones para la aplicación de la teoría de la cavidad de Bragg-Gray son: (i) La cavidad debe ser pequeña comparada con el rango de partículas cargadas incidente sobre la cavidad tal que su presencia no perturbe la fluencia de partículas cargadas en

el medio; (ii) la dosis absorbida en la cavidad es depositada solamente por partículas cargadas que cruzan esto, es decir, las interacciones con fotones en la cavidad son asumidos despreciables y así ignorada. Bajo estas dos condiciones, de acuerdo a la teoría de Bragg-Gray, la dosis al medio  $D_{med}$  está relacionada a la dosis en la cavidad  $D_{cav}$  como sigue,

$$D_{med} = D_{cav} \cdot \left( \frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{cav}^{med} \quad (2.11)$$

donde:

$D_{med}$  : Dosis absorbida en el medio (en ausencia de la cavidad).

$\left( \frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{cav}^{med}$  : Razón del poder de frenado colisional másico promedio total (sin restricciones) del medio y cavidad para los electrones que cruzan la cavidad.

La relación básica de Bragg-Gray ha sido examinada cuidadosamente por muchos investigadores y varias modificaciones a la teoría han sido propuestas [29]. De estos refinamientos resultó que consideraciones más detalladas, se debe hacer a la razón del poder de frenamiento másico dado en la ec. (2.11). El término *poder de frenado* se refiere a la energía perdida por los electrones por unidad de longitud recorrida de un material. Una amplia gama de valores calculados del poder de frenado han sido publicados [30]. Como se mencionó recientemente, el uso de la razón del poder de frenado en la formula de Bragg-Gray, es necesario para determinar el peso medio de la razón del poder de frenado para el espectro de electrones puestos en movimiento por el espectro

de fotones en el material referido. Los métodos para el cálculo del poder de frenado promedio  $\bar{S}/\rho$  para el haz de fotones han sido publicado [31].

### 2.2.3 TEORÍA DE LA CAVIDAD DE SPENCER-ATTIX

La teoría de la cavidad de Bragg-Gray no toma en cuenta a creación de electrones secundarios (delta) generados como resultado del frenado de los electrones primarios en el volumen sensible del dosímetro. La teoría de la cavidad de Spencer-Attix es una formulación más general que toma en cuenta la creación de estos electrones los cuales tienen energía suficiente para producir además ionización sobre sus propios caminos. Algunos de estos electrones producidos en la cavidad tendrían suficiente energía para escapar llevando algo de su energía con ellos. Esto reduce la energía absorbida en el volumen sensible por lo que requiere modificar el poder de frenado de la cavidad. Muchos autores han trabajado en la teoría de la razón del poder de frenado para una cavidad lleno de aire en un medio tal como agua bajo la irradiación de electrones. Una buena aproximación es dada por la formulación de Spencer - Attix [32].

$$\bar{L}/\rho = \frac{\int_{E_0}^{E_{\text{in}}} \Phi(E) \cdot L/\rho(E) dE}{\int_{E_0}^{E_{\text{in}}} \Phi(E) dE} \quad (2.12)$$

donde:

$\Phi(E)$  : Distribución energética de la fluencia de electrones.

$L/\rho$  : Poder de frenamiento colisional másico restringido con  $\Delta$ , como la energía de corte.

Los "electrones primarios" (electrones originales o electrones generados por fotones) dando origen a la ionización como también "electrones secundarios" o rayos  $\delta$ . Los efectos tardíos son considerados en la formulación Spencer-Attix usando un límite de energía arbitraria,  $\Delta$  bajo el cual la energía transferida se consideran disipadas, esto es, como los electrones secundarios de menores energías que  $\Delta$  se asume que su energía se disipa cerca del sitio de su liberación. Así cuando su integración es llevada a cabo por la ec. (2.12) para obtener la energía disipada en la cavidad por la fluencia de electrones, el límite de baja energía sería  $\Delta$ , mayor que cero. Para cámaras de ionización este debe tener el orden de la energía de un electrón que es justo el que atravesará la cavidad. El valor de  $\Delta$  para la mayoría de las aplicaciones de la cavidad con la cámara de ionización variara entre 10 y 20 keV. La formulación de Spencer-Attix es,

$$D_{med} = D_{cav} \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{cav}^{med} \quad (2.13)$$

donde:

$D_{med}$  y  $D_{cav}$  : Dosis absorbida en la medio y la cavidad.

$\left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{cav}^{med}$  : Poder de frenamiento colisional másico restringido promedio de electrones del medio a la cavidad.

## 2.2.4 DETERMINACIÓN DE TASA DE DOSIS ABSORBIDA PARA ELECTRONES

La cámara de ionización es el más práctico y más ampliamente usado tipo de dosímetro para medir la dosis absorbida de unidades en radioterapia. Su volumen esta usualmente lleno con aire del ambiente, cuya masa sensible es  $m_{air}$ , la carga de ionización  $Q$  producida por la radiación que la atraviesa, la cual están relacionados con la tasa de dosis en aire  $D_{air}$  por,

$$D_{air} = \frac{Q}{m_{air}} \cdot \left( \frac{W_{air}}{e} \right) \quad (2.14)$$

donde:

$W_{air}/e$  : Energía media requerida para producir un par iónico por unidad de carga (para aire seco es 33.97 eV/par iónico o 33.97 J/C).

La conversión subsecuente de la dosis en la cavidad de aire,  $D_{air}$ , a la dosis en el medio (usualmente agua),  $D_w$ , está basado sobre la teoría de la cavidad de Brag-Gray o Spencer-Attix y es,

$$D_w = D_{air} \cdot \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{air}^w = \frac{Q}{m} \cdot \left( \frac{W_{air}}{e} \right) \cdot \left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{air}^w \quad (2.15)$$

donde:

$\left( \frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{air}^w$  : Poder de frenamiento colisional másico restringido promedio de electrones del medio agua a la cavidad de aire.

En el caso de una cámara de ionización de pared delgada en un haz de electrones de alta energía, la pared, la cavidad y electrodo central son tratados

como perturbaciones a la fluencia del medio. Además, teniendo en cuenta el factor de calibración de la cámara de ionización, la recombinación de iones y la corrección por temperatura, presión y otros, la ec. (2.15) se puede escribir como:

$$D_w = \frac{Q}{m} \cdot \left( \frac{W_{air}}{e} \right) \cdot \left( \frac{\bar{L}}{\rho_{air}} \right)^w \cdot N_D \cdot P_{elec} \cdot P_{fl} \cdot P_{dis} \cdot P_{wall} \cdot P_{cel} \cdot P_{ion} \cdot P_{pol} \cdot P_{tp} \quad (2.16)$$

donde:

$N_D$  : factor de calibración de la cámara de ionización.

$P_{elec}$  : factor de calibración del electrómetro.

$P_{fl}$  : factor de corrección por perturbación en la fluencia de electrones.

$P_{dis}$  : factor de corrección por desplazamiento del punto efectivo de medida.

$P_{wall}$  : factor de corrección de la pared de la cámara.

$P_{cel}$  : factor de corrección por el electrodo central.

$P_{ion}$  : factor de corrección por recombinación de iones.

$P_{pol}$  : factor de corrección por polaridad.

$P_{tp}$  : factor de corrección por temperatura y presión.

Los valores de estos factores de corrección son dados en protocolos de calibración de Práctica Internacional, entre los usados en la comunidad científica de los físicos médicos, se encuentran: (i) TSR-398 [33], desarrollado por Investigadores del Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA); (ii) AAPM TG-21 [34], la versión para electrones fue mejorada y ampliada por TG-25 [35], ambos fueron desarrollados por Investigadores de la Asociación Americana de Físicos en Medicina.

Seguendo la notación del Protocolo TRS-398, la ec. (2.16) se puede escribir de dos maneras:

(i) Cuando el factor de calibración del usuario está dado en términos de kerma en aire, la ec. (2.16) se puede escribir como:

$$D_w = M_Q N_{D,air} S_{air}^w P_Q \quad (2.17)$$

donde:

$M_Q$  : Lectura dado por electrómetro corregido por temperatura y presión.

$N_{D,air}$  : Factor de calibración de la cámara de ionización dado en dosis en aire.

$S_{air}^w$  : Razón del poder de frenado colisional másico promedio total (sin restricciones) del medio agua y cavidad de aire para los electrones que cruzan la cavidad.

$P_Q$  : Producto de factores de corrección por perturbación.

(ii) Cuando el factor de calibración del usuario está dado en términos de dosis absorbida en agua, la ec. (2.16) se puede escribir como:

$$D_w = M_Q N_{D,w} k_{Q,Q_0} \quad (2.18)$$

donde:

$M_Q$  : Lectura dado por electrómetro corregido por temperatura y presión.

$N_{D,w}$  : Factor de calibración de la cámara de ionización dado en dosis en agua.

$k_{Q,Q_0}$  : Factor que corrige la diferencia entre la calidad del haz  $Q_0$  y la actual calidad del usuario  $Q$ .

## 2.3 MÉTODO DE INTEGRACIÓN POR SECTORES

La dosis liberada por un haz de electrones a una profundidad en particular en un medio fantomas de agua, tiene una compleja dependencia de la energía del haz, diseño del sistema colimador, aplicador, tamaño y forma del campo de tratamiento. El tamaño y forma del campo de tratamiento con electrones puede ser definido por: (1) la fijación de las mandíbulas del Linac en modo rayos x; (2) Un sistema colimador secundario establecido por un cono de tratamiento, aplicadores o barras de recortes (trimmer); (3) Protectores cortados de forma irregular, obtenidos a partir de la aleación de plomo, que son insertados dentro del sistema colimador secundario; (4) hojas de plomo que son recortados y colocados sobre la piel del paciente. Este complicado comportamiento de la producción de electrones ocurre debido a la dosis liberada por un haz de electrones proveniente de electrones que han sufrido interacción-dispersión múltiple en el Linac, en el aire, fuera de los blindajes que forman el campo, fuera de las paredes del cono, y en el paciente. Los factores de campo, pueden ser medidos para cada campo irregular formado por el protector de cerroben que es usado. Sin embargo, en un departamento de radioterapia con muchos pacientes, hacer estas medidas con los Linacs no es práctico. Para resolver este problema, numerosos artículos han sido publicados los cuales describen algoritmos basados en métodos empíricos, los cuales predicen el factor de campo como una función de la geometría del campo irradiado.

Actualmente, los centros de radioterapia utilizan el protector de cerroben, la cual puede ser colocada en el extremo final del aplicador de tratamiento o

sobre el paciente [36]. En ambos casos, se requiere realizar la dosimetría de electrones de campos irregulares. Sin embargo, la medida experimental de dosis absorbida requiere mucho tiempo de uso de la unidad de tratamiento. Para resolver este problema en los años 1980, varios métodos empíricos fueron desarrollados para predecir el efecto de insertar un protector en el campo de tratamiento, explicadas con detalle anteriormente. A continuación se presenta el método IS, la cual explica los cambios en la fluencia de electrones, dispersión lateral de los aplicadores y dispersión procedente de los bordes del protector.

### 2.3.1 DESARROLLO DEL MODELO SEMI-EMPIRICO

Este es un modelo semi-empírico que usa el método de integración por sectores y tiene el mismo principio que el método de Clarkson para fotones [37]. Este método consiste, en generar las funciones de los factores de campo a partir de las lecturas medidas experimentalmente,  $FC_{exp}(r_i)$ , se fija la energía, E; la distancia fuente superficie, DFS; aplicador, solo se cambia los protectores circulares de diferentes radios, la cual se define como,

$$FC_{exp}(r_i) = \frac{L(E, DFS, aplicador, r_i)}{L(E, DFS, aplicador, r_0)} \quad (2.19)$$

donde:

$L(E, DFS, aplicador, r_i)$  : Lectura del campo modificado por los protectores circulares de radio,  $r_i$ .

$L(E, DFS, aplicador, r_0)$  : Lectura del campo abierto.

Se grafica, el factor de campo en función del radio de los protectores circulares.

La curva obtenida se ajusta a una función polinomial,  $FC_{teo}(r_i)$ , es decir,

$$FC_{teo}(r_i) = c_0 + c_1 \cdot r_i + c_2 \cdot r_i^2 + \dots + c_n \cdot r_i^n \quad (2.20)$$

donde:

$r_i$  : Radio del protector de cerroben  $i$ .

$c_0, c_1, \dots, c_n$  : Coeficientes de ajuste.

Esta función describe el FC como una función del radio de los protectores circulares para cada energía, DFS y aplicador usado en el tratamiento.

Para realizar la dosimetría de un campo irregular con energía E, DFS y aplicador conocido, se procede a dividir el campo en n sectores iguales y se toma como dato el radio de cada sector,  $r_i$ . Para calcular el FC promedio se usa la siguiente relación,

$$FC = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n FC_{teo}(r_i) \quad (2.21)$$

donde:

$FC_{teo}(r_i)$ : FC calculado por la función de ajuste, dado por ec. (2.20).

Además, el factor de campo puede definirse en términos de la tasa de dosis en agua a la profundidad donde su valor es máxima, como,

$$FC = \frac{D_{\max}(r)}{D_{\max}(r_0)} \quad (2.22)$$

donde:

$\dot{D}_{\max}(r)$  : Tasa de dosis absorbida evaluada en el punto donde la dosis es máxima para un protector de radio  $r$ .

$\dot{D}_{\max}(r_0)$ : Tasa de dosis absorbida evaluada en el punto donde la dosis es máxima para campo abierto en condiciones de referencia.

Reemplazando, (2.21) en (2.22) y ordenando se tiene,

$$\dot{D}_{\max}(r) = \frac{1}{n} \cdot \dot{D}_{\max}(r_0) \cdot \sum_{i=1}^n FC_{teo}(r_i) \quad (2.23)$$

Finalmente, usando la ec. (2.23) permite calcular la tasa de dosis absorbida para un campo irregular. Por otro lado, para facilitar el cálculo de este método se diseñó un software que permite realizar la dosimetría de electrones de campos irregulares en forma rápida y segura. Para ello se requiere, el ingreso de la energía nominal máxima del haz de electrones,  $E$ ; distancia fuente superficie, DFS; tamaño del aplicador y los valores de los radios de los  $n$  sectores igualmente espaciados, las cuales son medidos para cada uno de los protectores de cerroben construidos [38].

## 2.4 MÉTODO DE MONTE CARLO

El método de MC permite simular el transporte de la radiación a través de la materia. La radiación (fotones, electrones, positrones y otros) de alta energía que penetra la materia sufre interacciones múltiples mediante las cuales transfiere energía a los átomos y moléculas del medio material produciéndose

así una lluvia de partículas secundarias. Después de cada interacción de una partícula, su energía disminuye con las interacciones, la energía es progresivamente depositada en el medio, lo que queda permite aumentar el número de partículas secundarias. Una descripción confiable de la evolución de la lluvia de partículas es requerida en la dosimetría de radiación y en radioterapia [39]. El estudio del problema del transporte de la radiación se intentó resolviendo la ecuación de transporte de Boltzmann. Sin embargo, este procedimiento solo sirve cuando las geometrías son simples [40].

Para electrones y positrones de alta-energía, la mayoría de los códigos de MC actualmente disponible, por ejemplo, ETRAN [41], ITS3 [42], EGS4 [43], EGSnrc [44], GEANT3 [45], MCNP4b [46], recurre a teorías de dispersión múltiple que permiten la simulación del efecto global de un número grande de eventos en un segmento de trayectoria de una longitud de paso dada. A este proceso de simulación se llama método "condensado" de MC. La teoría de dispersión múltiple llevadas a cabo en los algoritmos de simulación condensados son sólo aproximados y podría llevarnos a errores sistemáticos, que pueden hacerse evidente por la dependencia de los resultados de la simulación sobre la longitud del paso adoptada [47]. Analizar sus magnitudes, uno puede realizar simulaciones del mismo arreglo con longitudes de pasos diferentes. Los resultados usualmente son hallados estables cuando la longitud del paso es reducida, mientras el tiempo de cómputo aumenta rápidamente, aproximadamente en proporción al inverso de la longitud del paso. Así, para cada problema particular, uno debe alcanzar un cierto compromiso entre el

tiempo de cómputo disponible y la exactitud asequible. Se debe tener en cuenta que el uso de longitudes de paso muy cortas puede introducir errores en los resultados de la simulación. Por ejemplo, la teoría de dispersión elástica múltiple de Moliere (1948), que es el modelo usado en los códigos fuente-EGS4, no es aplicable para longitudes de pasos más corto que el libre camino medio elástica y la dispersión elástica múltiple debe ser cortado cuando la longitud del paso llega a ser más pequeña que este valor. Como consecuencia, para longitudes de paso corto necesariamente no implica que los resultados de la simulación sean correctos. Un esquema condensado también tiene dificultades en la generación de huellas de la partícula en la vecindad de una interfaz, es decir, una superficie separada por dos medios de composiciones diferentes. Cuando las partículas se mueven acercan a una interfaz, la longitud de paso debe ser mantenida más pequeña que la distancia mínima a la interfaz para asegurarse que el paso está completamente contenido en el medio inicial. Esto puede complicar el código considerablemente, incluso para geometrías relativamente simples.

#### **2.4.1 FUNDAMENTACIÓN TEÓRICA DEL MÉTODO DE MONTE CARLO**

Una Función de Distribución de Probabilidad (FDP) asocia una probabilidad,  $P$ , a cada intervalo numérico [48]. Una FDP de una variable  $X$  puede ser únicamente descrita por:

$$F(x) = P(X \leq x) \quad (2.24)$$

donde:

$F(x)$  es una función de distribución acumulativa de  $X$ .

Si esta función no posee ninguna discontinuidad, demos describirla por medio de una función de densidad de probabilidad  $f(t)$  así,

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(t) dt \quad (2.25)$$

Donde una función de probabilidad es siempre positiva en todo su dominio y normalizada,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(t) dt = 1 \quad (2.26)$$

Así, una probabilidad de ocurrir un evento  $x$  en el intervalo  $[a, b]$  está dado por,

$$P[a \leq x \leq b] = \int_a^b f(t) dt \quad (2.27)$$

#### 2.4.2 APLICACIÓN AL TRANSPORTE DE ELECTRONES

De una manera simplificada, una simulación de transporte e interacción de electrones en medios materiales, comprende los siguientes pasos:

1. Mostrar una posición de interacción
2. Mostrar el tipo de interacción
3. Mostrar el estado final de la partícula

En una primera etapa se determina la posición donde ocurre la interacción de la partícula a lo largo de su trayectoria. En seguida determinamos la interacción que irá a suceder, que depende del tipo de partícula, su energía cinética y el medio material. Por último, determinamos el estado final de la partícula que,

depende del tipo de interacción, podemos llevar la creación o aniquilación de partículas.

Por otro lado, para conocer el tipo de interacción que ha sufrido el haz de electrones con la materia es necesario conocer la definición de la sección eficaz de un blanco elemental,  $\sigma$ , cuya unidad es  $m^2$ , que para una interacción producida por incidencia de partículas se define como:

$$\sigma = \frac{P}{\Phi} \quad (2.28)$$

donde:

$P$  : Probabilidad de interacción de la partícula sobre el material usado como blanco.

$\Phi$  : Fluencia de partículas.

La sección eficaz atómico total para interacciones de los electrones con la materia,  $\sigma_T^{(h)}$ , se define como la suma de las secciones eficaces para todos los tipos de interacciones [49], es decir,

$$\sigma_T^{(h)} = \sigma_{el}^{(h)} + \sigma_m^{(h)} + \sigma_{br}^{(h)} + \sigma_{si} + \sigma_{an} \quad (2.29)$$

donde:

$\sigma_{el}^{(h)}$  : Sección eficaz para la colisión elástica dura "el".

$\sigma_m^{(h)}$  : Sección eficaz para colisión inelástica dura "in".

$\sigma_{br}^{(h)}$  : Sección eficaz para emisión de fotones de bresstrahlung dura.

$\sigma_{si}$  : Sección eficaz para ionización de capas internas, "si".

$\sigma_{an}$  : Sección eficaz para aniquilación de positrones "an"

Para la interacción de electrones moviéndose en un medio material, con  $N$  centros de dispersión por unidad de volumen, la relación entre la sección eficaz atómico total y el camino libre medio entre eventos consecutivos,  $\lambda_T^{(h)}$ , es dado por,

$$[\lambda_T^{(h)}]^{-1} = N \cdot \sigma_T^{(h)} = N \cdot [\sigma_{el}^{(h)} + \sigma_m^{(h)} + \sigma_{br}^{(h)} + \sigma_{si} + \sigma_{an}] = \sum_h \quad (2.30)$$

donde:

$N$  : Numero de centros de dispersión.

$\sum_h$  : Probabilidad de interacción total por unidad de longitud.

Se sabe que el inverso del camino libre medio, nos da la probabilidad de interacción por unidad de longitud,  $\sum_h$ , es decir,

$$\sum_h = [\lambda_T^{(h)}]^{-1} = N \cdot [\sigma_{el}^{(h)}] + N \cdot [\sigma_m^{(h)}] + N \cdot [\sigma_{br}^{(h)}] + N \cdot [\sigma_{si}] + N \cdot [\sigma_{an}] + \sum_\delta \quad (2.31)$$

donde:

$\sum_\delta$  : Probabilidad de interacción por unidad de longitud de la interacción delta la cual es incluida.

En la ausencia de eventos de pérdida de energía suave, la FDP de la longitud de paso entre dos eventos sucesivos duros,  $p(s)$ , (o desde un punto dado en la trayectoria al próximo evento duro) es,

$$p(s) = \sum_h e^{-\sum_h s} \quad (2.32)$$

donde:

$s$  : Longitud del paso entre dos eventos sucesivos duros.

$\sum_h$  : Probabilidad de interacción total por unidad de longitud.

Una probabilidad de interacción de una partícula a lo largo del transporte,  $p(s)ds$ , esta dado por,

$$p(s)ds = \sum_h e^{-\sum_h s} ds \quad (2.33)$$

donde:

$ds$  : Longitud de desplazamiento de la partícula.

Por medio de esta probabilidad obtenemos la siguiente función de distribución acumulativa,  $F(x)$ , la cual es,

$$F(x) = \int_0^x \sum_h e^{-\sum_h s} ds \quad (2.34)$$

Observe que, una función de densidad de probabilidad está normalizada,

$$\int_0^\infty \sum_h e^{-\sum_h s} ds = 1 \quad (2.35)$$

Una simulación de transporte de partícula por el método de MC consiste, primeramente en saber en qué posición,  $s$ , la partícula ira a interaccionar.

Para mostrar una posición de interacción precisamos invertir la ec. (2.35), así tenemos:

$$s = -\ln(1 - F(x)) / \sum_h \quad (2.36)$$

Observe ahora que  $F(x)$  esta como variable independiente contenida en el intervalo  $[0,1)$ . Esta es una base del llamado método directo, en que  $F(x) = \chi$  un número aleatorio uniformemente distribuido en un mismo intervalo. Asimismo, una ec. (2.36) puede ser reescrita como:

$$s = -\ln(1 - \chi) / \sum_h \quad (2.37)$$

Sea  $\xi$  es un número aleatorio uniforme distribuido en el intervalo  $[0,1)$ ,  $1 - \chi$  también es un intervalo  $(0,1]$ . Asimismo, podemos sustituir  $1 - \chi$  por  $\xi$ , siendo que este último es un número aleatorio uniformemente distribuido en  $(0,1]$ , asimismo reescribimos la ec. (2.37) como:

$$s = -\ln(\xi) / \sum_h \quad (2.38)$$

Para simular el evento duro, se debe muestrear que clase de interacción ocurre de acuerdo a las probabilidades puntuales,

$$p_{el} = \frac{N \cdot \sigma_{el}^{(h)}}{\sum_h}; \quad p_m = \frac{N \cdot \sigma_m^{(h)}}{\sum_h}; \quad p_{hr} = \frac{N \cdot \sigma_{hr}^{(h)}}{\sum_h}; \quad (2.39)$$

$$p_{st} = \frac{N \cdot \sigma_{st}}{\sum_h}; \quad p_\delta = \frac{\sum \delta}{\sum_h}; \quad p_{an} = \frac{N \cdot \sigma_{an}}{\sum_h} \text{ en el caso de positrones}$$

La probabilidad acumulativa, se define como

$$\begin{aligned}
a_1 &= p_{el} \\
a_2 &= p_{el} + p_{in} \\
a_3 &= p_{el} + p_{in} + p_{br} \\
a_4 &= p_{el} + p_{in} + p_{br} + p_{si} \\
a_5 &= p_{el} + p_{in} + p_{br} + p_{si} + p_{\delta} \\
a_6 &= p_{el} + p_{in} + p_{br} + p_{si} + p_{\delta} + p_{an}
\end{aligned}
\tag{2.40}$$

La probabilidad acumulada, normalizada a la unidad, es

$$\begin{aligned}
A_1 &= a_1/a_6 \\
A_2 &= a_2/a_6 \\
A_3 &= a_3/a_6 \\
A_4 &= a_4/a_6 \\
A_5 &= a_5/a_6 \\
A_6 &= 1
\end{aligned}
\tag{2.41}$$

Se utiliza un generador de número aleatorio,  $\xi$ , distribuido, uniformemente en  $(0,1]$ . El cual, permitirá elegir aleatoriamente, el tipo de interacción que sufrirá el electrón cuando viaja a través de la materia, es decir,

Si  $\xi \leq A_1$ ; ocurre una colisión elástica dura

Si  $A_1 < \xi \leq A_2$ ; ocurre una colisión inelástica dura

Si  $A_2 < \xi \leq A_3$ ; ocurre una emisión de un fotón por Bremsstrahlung dura

Si  $A_3 < \xi \leq A_4$ ; ocurre la ionización de capas internas

Si  $A_4 < \xi \leq A_5$ ; ocurre una interacción delta

Si  $A_5 < \xi \leq A_6$ ; ocurre una aniquilación de positrón

### 2.4.3 INTERACCION DE ELECTRONES CON LA MATERIA

Cuando un electrón energético atraviesa la materia, este interacciona con la materia a través de interacciones Coulombianas con electrones orbitales atómicos y núcleo atómico. A través de estas colisiones los electrones podrían perder sus energías cinéticas (perdidas colisional y radiativo) o cambio de su dirección de viaje (dispersión). Las pérdidas de energía son descritas mediante los poderes de frenado y la dispersión es descrita mediante los poderes de dispersión. Las colisiones entre el electrón incidente y un electrón orbital o núcleo de un átomo pueden ser elástico o inelástico. Estos procesos de interacción de electrones con la materia pueden clasificarse en: (i) dispersión elástica, (ii) colisiones inelásticas, (iii) emisión de Bremsstrahlung [50].

**a) Dispersión elástica.-** La deflexión angular de la trayectoria de los electrones en la materia son principalmente debido a dispersión elástica (pero no completamente), es decir, se considera que los electrones solo cambian de dirección pero no transfieren energía al medio material. Sin embargo, existe una cierta transferencia de energía del proyectil al blanco, el cual causa el

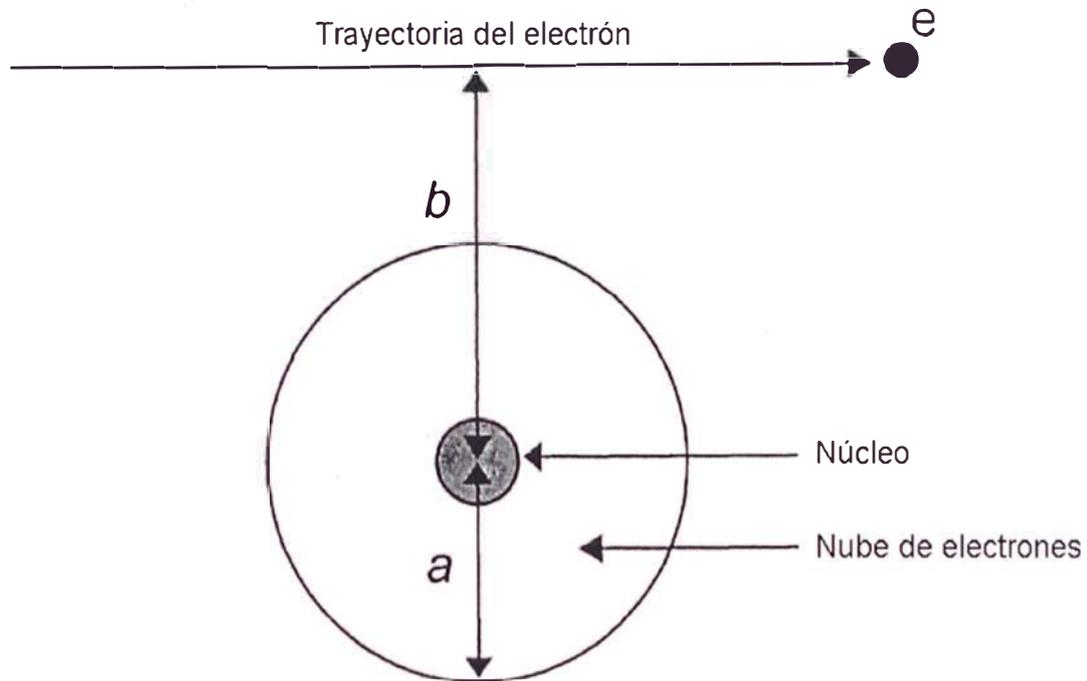
retroceso de este último. Debido a la gran masa del blanco ( $\sim 3600Zm_e$ ), la energía perdida promedio por el proyectil es una pequeña fracción de su energía inicial (por ejemplo, electrones con algunos MeV transfieren alrededor de 30 keV a los átomos de aluminio) y es usualmente despreciable, la cual es equivalente a asumir que el blanco tiene una masa infinita y no retrocede.

**b) Colisiones inelásticas.-** Es el principal mecanismo dominante de pérdida de energía para electrones con energías intermedias y bajas. En este proceso el electrón es deflelado de su trayectoria original y parte de su energía es transferido al átomo blanco produciendo excitaciones e ionizaciones electrónicas en el medio material. Dentro de este proceso, se encuentran los rayos delta, es decir, cuando el electrón incidente, interacciona con electrones internos del átomo puede ocurrir grandes transferencias de energía.

**c) Emisión de Bremsstrahlung.-** Alrededor de 2 a 3% de las interacciones del electrón con el núcleo son inelásticas y producen fotones llamados de bremsstrahlung. En este proceso también pueden ocurrir grandes transferencias de energía.

A continuación se explicará los procesos físicos de la interacción de los electrones con la materia, ver **Figura 2.3**. Los tipos de interacción que los electrones experimentan con un átomo en particular de radio  $a$  depende del parámetro de impacto  $b$  de la interacción, definido como la distancia

perpendicular entre la dirección del electrón antes de la interacción y el núcleo atómico.



**Figura 2.3.** Interacción de un electrón con un átomo, donde  $a$  es el radio del átomo y  $b$  es el parámetro de impacto [23].

Este proceso se dividirá en tres casos:

**Caso 1:** Para  $b \gg a$  el electrón experimentará una colisión suave con todo el átomo y solamente una pequeña cantidad de energía será transferida desde el electrón incidente al átomo, pudiendo ocurrir una colisión inelástica suave o dispersión elástica. En este caso las interacciones Colombianas entre el electrón incidente y los electrones orbitales del material son débiles, a pesar de ello, pueden producir ionización o excitación de los átomos del blanco, las cuales son cuantificadas mediante el poder de frenado colisional. Además

puede suceder que la partícula sufra una dispersión, es decir, cambio de dirección sin transferencia de energía al medio, estos procesos son cuantificados a través del poder de dispersión másico.

**Caso 2:** Para  $b \approx a$  el electrón experimentará una colisión dura con un átomo y una fracción apreciable de la energía cinética del electrón será transferida al electrón orbital, ocurriendo solamente una colisión inelástica dura. En este caso las interacciones Colombianas entre el electrón incidente y los electrones orbitales del material producen la ionización o excitación de los átomos del blanco, las cuales son cuantificadas mediante el poder de frenado colisional.

**Caso 3:** Para  $b \ll a$  el electrón incidente experimentara una interacción radiativa (colisión) con el núcleo del átomo. El electrón emite un fotón (bremsstrahlung) con energía entre cero y la energía cinética del electrón incidente. La energía del fotón de bremsstrahlung emitido depende de la magnitud del parámetro de impacto  $b$ ; cuando el parámetro de impacto es mas pequeño, mas alta será la energía del fotón de bremsstrahlung. En este caso las interacciones Colombianas entre el electrón incidente y el núcleo del átomo del blanco originan la dispersión del electrón y pérdida de energía del electrón a través de la producción de fotones de rayos X (bremsstrahlung), las cuales son cuantificadas mediante el poder de frenado radiativo.

El poder de frenamiento másico colisional para partículas cargadas que sufren colisiones suaves y duras (casos 1 y 2), es explicado por la teoría de Bethe [27]. Para una partícula cargada con masa  $M$  y velocidad  $v$ , donde la

transferencia entregada por la colisión dura es limitada a  $2m_e c^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)$ ,

donde  $\beta = v/c$ , es poder de frenamiento másico colisional,  $S_{col}/\rho$ , es:

$$\frac{S_{col}}{\rho} = \frac{4\pi N_A Z r_e^2 m_e c^2}{A \beta^2} z^2 \left[ \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z} \right] \quad (2.42)$$

donde:

- $r_e$  : Radio del electrón clásico (2.82 fm).
- $z$  : Carga del proyectil en unidades de la carga del electrón.
- $I$  : Potencial de excitación media del medio.
- $C/Z$  : Corrección de capas.

Al analizar la ec. (2.42), se puede ver que el poder de frenamiento másico colisional no depende de la masa del proyectil y es proporcional al inverso al cuadrado de la velocidad del mismo. Por otro lado, en un medio dado, la dependencia cuadrática sobre la carga del proyectil causa que una partícula doblemente pesada experimentara cuatro veces el poder de frenado.

El poder de frenamiento másico radiativo para partículas cargadas que resulta en la producción de bremsstrahlung (caso 3), es explicado por la teoría de Bethe-Heitler [27], cuya expresión es:

$$\frac{S_{ras}}{\rho} = \sigma \frac{N_A Z^2}{A} (E_K + m_e c^2) \bar{B}_r \quad (2.43)$$

donde:

$\sigma = \alpha \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 = 5.80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{atomos}$ , donde  $\alpha$  es la constante de la estructura fina.

$\bar{B}_r$ : Función de  $Z$  y  $E_k$ , sus valores varían entre 5.33 y 15 para energías en el rango 0.5 MeV a 100 MeV.

Note que el poder de frenamiento másico radiativo depende de  $Z^2$ , por lo que es mas predominante este término para materiales de alto  $Z$ .

Finalmente, definimos el poder de frenamiento másico total,  $S_{tot}/\rho$ , como la suma del poder de frenamiento másico colisional,  $S_{col}/\rho$  y el poder de frenamiento radiativo,  $S_{rad}/\rho$ , es decir,

$$\frac{S_{tot}}{\rho} = \frac{S_{col}}{\rho} + \frac{S_{rad}}{\rho} \quad (2.44)$$

Las cuales, son ampliamente usados en dosimetría de radiación y en el proceso de simulación con MC, cuyos valores están dados en la ICRU 37 [30].

#### 2.4.4 SIMULACION DETALLADA DE TRAYECTORIAS DE ELECTRONES

La trayectoria de una partícula comienza en:

- (i) Una posición conocida,  $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$
- (ii) Dirección inicial conocida,  $\hat{\mathbf{d}}_0 = (u_0, v_0, w_0)$  y
- (iii) Energía inicial de la partícula conocida,  $E_0$ .

Las tres variables que definen el estado de la partícula son fijadas inicialmente por el usuario,  $\mathbf{r}_0, E_0, \hat{\mathbf{d}}_0$ . La distancia donde ocurre la colisión, se calcula usando la ec. (2.38) y se llama longitud del camino libre medio,  $s_1$ . La interacción ocurre en la posición,

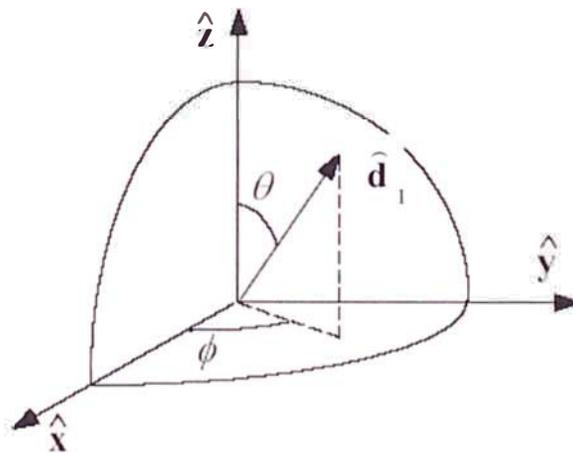
$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_0 + s_1 \hat{\mathbf{d}}_0 \quad (2.45)$$

En el transporte de la radiación, la nueva dirección del movimiento de la partícula será,  $\hat{\mathbf{d}}_1$ . Esta, puede ser especificada mediante los cósenos directores  $(u_1, v_1, w_1)$ , las cuales se calculan a partir del ángulo polar  $\theta$  y el ángulo azimutal  $\phi$ , definido como en la **Figura 2.4**.

$$\hat{\mathbf{d}}_1 = (u_1, v_1, w_1) = (\text{sen}\theta \cos \phi, \text{sen}\theta \text{sen}\phi, \cos \theta) \quad (2.46)$$

Note que  $\theta \in (0, \pi)$  y  $\phi \in (0, 2\pi)$ . Considere una fuente isotrópica de partículas, es decir, tal que la dirección inicial  $(\theta, \phi)$  de partículas emitidas es un punto aleatorio distribuido uniformemente sobre la superficie de la esfera, la FDP, es:

$$p(\theta, \phi) d\theta d\phi = \frac{1}{4\pi} \text{sen}\theta d\theta d\phi = \left[ \frac{\text{sen}\theta}{2} d\theta \right] \left[ \frac{1}{2\pi} d\phi \right] \quad (2.47)$$



**Figura 2.4.** Ángulo polar y azimutal del vector dirección  $\hat{\mathbf{d}}_1$  [58].

Es decir,  $\theta$  y  $\phi$  son variables aleatorias independientes con FDPs  $p_\theta(\theta) = \sin\theta/2$  y  $p_\phi(\phi) = 1/(2\pi)$ , respectivamente. Por lo tanto, la dirección inicial de una partícula proveniente de una fuente isotrópica puede generarse aplicando el método de transformada inversa a estas FDPs,

$$\theta = \arccos(1 - 2\xi_1), \quad \phi = 2\pi\xi_2 \quad (2.48)$$

donde:

$\xi_1$  y  $\xi_2$  : Números aleatorios que oscilan en  $[0,1)$ .

En el caso de la energía transferida al medio,  $W$ , se calcula usando la siguiente expresión:

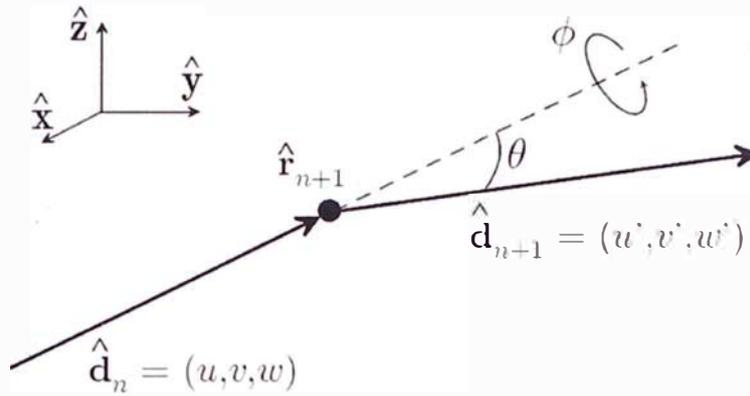
$$W = E_0 - E_1 = - \int_0^s \frac{dE}{ds} ds \quad (2.49)$$

donde:

$-dE/ds$  : Poder de frenado total en energía por unidad de longitud.

Esta magnitud depende de la energía y sobre el material en el cual el electrón se está moviendo. La energía de la partícula se calcula usando la siguiente expresión,

$$E_1 = E_0 - W \quad (2.50)$$



**Figura 2.5.** Desviación angular en evento de una sola dispersión [58].

Repetimos, el proceso de una sola partícula, ver **Figura 2.5**, en forma sucesiva y tendremos la trayectoria aleatoria de un electrón, que viaja a través de la materia, ver **Figura 2.6**, esto se puede escribir en términos de una secuencia de conjunto de valores,

$$(0, E_0, d_0, r_0), (s_1, E_1, d_1, r_1), (s_2, E_2, d_2, r_2), \dots, (s_n, E_n, d_n, r_n), (s_{n+1}, E_{n+1}, d_{n+1}, r_{n+1}) \dots \quad (2.51)$$

donde:

$s_1, s_2, \dots, s_n$  : Longitud de camino libre medio durante la simulación.

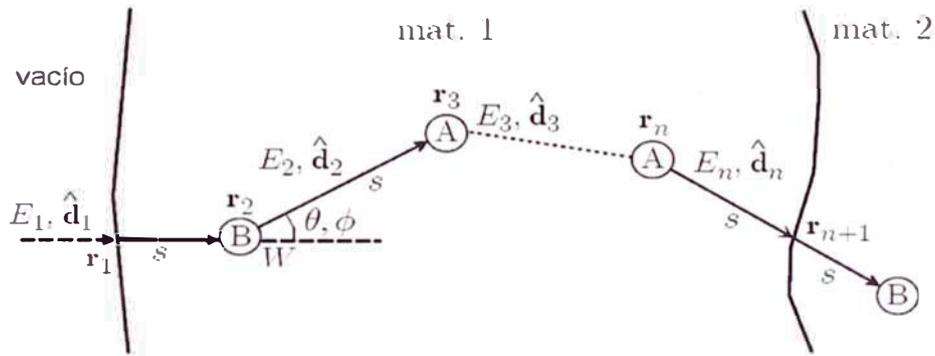
$E_0, E_1, \dots, E_n$  : Energía del electrón durante la simulación.

$d_0, d_1, \dots, d_n$  : Dirección del electrón durante la simulación.

$r_0, r_1, \dots, r_n$  : Posición del electrón durante la simulación.

La simulación de la trayectoria del electrón finaliza ya sea cuando sale del sistema material o cuando la energía llega a ser más pequeña que una energía dada por  $E_{abs}$ , que es la energía donde las partículas se asumen a ser parada y absorbida en el medio. El cambio de dirección expresado por las ecs. (2.46) y

(2.48) es realizado por el subprograma DIRECT (ver el listado de la fuente de PENELOPE).



**Figura 2.6.** Generación de trayectorias aleatorias usando simulación detallada [58].

#### 2.4.5 ALGORITMOS DE SIMULACION CONDENSADA DE ELECTRONES

En el transporte de electrones, cuyo camino libre medio son del orden de las micras, ocurren centenas de millares de interacciones antes de que la partícula alcance una energía cinética nula. Por tal razón, el tiempo de simulación que involucra el transporte de electrones pueden ser de varias horas de cálculo computacional. A fin de reducir los tiempos de simulación, se han desarrollado algoritmos de simulación condensada de electrones. Así como algoritmos de historia detallada de dispersión simple (Single Scattering), quien implementa todos los detalles del transporte de electrones. Los programas de simulación que usan el algoritmo de historia condensada, fueron agrupados en dos clases por Berger [51].

**Clase I**, transporta electrones por medio de pasos comprimidos predeterminados. Usualmente este paso es ajustado para que una fracción de

la energía transferida al medio material sea constante. A parte del transporte, se procede a correcciones del camino recorrido mediante el algoritmo de interacción colombiano múltiple (Multiple Scattering – MSC), así como las pérdidas de energías computadas por la pérdida continua de energía,  $dE/dx$ . Una desventaja de este método es que no permite modelar los procesos donde ocurren grandes transferencias de energía, tales como los fotones por bremsstrahlung o rayos delta. Las correcciones para el transporte de electrones se limitan solo al desvío lateral y a corrección de la trayectoria.

**Clase II**, son conocidos como algoritmos mixtos porque, ellos transportaría a los electrones de la misma manera que la clase I, también modelan eventos donde las grandes pérdidas de energía (bremsstrahlung y rayos delta). Los tiempos de simulación de esta clase son fuertemente dependiente de valores ajustados para limitar la producción de fotones y electrones secundarios y son típicamente mayores que la clase I.

A continuación veremos algunos modelos de historia condensada y sus aplicaciones:

**a) Modelo de Moliere.-** Este modelo es una aproximación que considera, una longitud de trayectoria del electrón, donde hay lo menos 20 colisiones elásticas y que el ángulo de dispersión es menor de 20 grados. Esta limitación, requiere una aproximación  $\sin\theta \approx \theta$ . El EGS4 implementa una versión del modelo de Moliere modificado por Bethe [52].

**b) Modelo de Goudsmit – Saunderson.-** Este modelo actualmente es una aproximación para pequeños ángulos, mas una expresión en series de

polinomios de Legendre. Por medio de ello, podemos saber exactamente el ángulo de dispersión independiente del número de colisiones elásticas que ocurren durante el paso. Una limitación de este modelo es justamente la expresión polinomial, que puede exigir muchos términos del polinomio de Legendre, cuando el paso del electrón es bastante reducido. Este modelo es implementado en EGSnrc [53].

**c) Modelo de Lewis.-** Este modelo es capaz de prever su desvío lateral y su distribución angular [54]. En Greant4 utiliza una modificación de este modelo realizado por Urban [55].

**d) Métodos de MC de Local a Global.-** Estos métodos consisten en usar datos de funciones de distribución de probabilidad que representan un cambio en el espacio de fase para electrones a la salida de las geometrías que pueden ser consideradas en un elemento de volumen. Un cálculo local consiste en simulaciones de esas funciones de distribuciones de probabilidad en diversas energías iniciales y en varios tipos de materiales, conformando una base de datos. El cálculo global comprende en la simulación de transporte de esas mismas partículas hasta la geometría final, mostrando sus posiciones, direcciones y energía a partir de las funciones de distribución de probabilidad previamente simuladas y almacenadas en una base de datos. Este método fue originalmente propuesto por Mackie y Battista [56] en 1984, con el nombre de *Macro MC*, donde las funciones de distribución de probabilidad serían obtenidas de simulación de electrones en voxeles cúbicos. Los algoritmos que

utilizan este método son: Evolución del espacio de fase con MC, (ii) Macro MC, (iii) Respuesta de Historias con MC, (iv) Macro Respuesta con MC.

#### 2.4.6 PROMEDIOS Y ESTIMACION DE LA PRECISION CON MONTE CARLO

Los resultados dados por el Método de MC representa un *promedio de las* contribuciones a partir de muchas historias muestreadas durante el curso del problema. Una cantidad importante igual que la respuesta, es el error o incertidumbre estadístico asociado con el resultado. Para iniciar el estudio de estos parámetros, consideramos la simulación de un haz de electrones de alta-energía que chocan sobre la superficie de un fantomas de agua semi-infinito. Cada electrón primario origina una lluvia de electrones y de fotones, los cuales son rastreados individualmente a lo largo de la energía de absorción correspondiente,  $q_i$ . La magnitud de interés Q se evalúa como la anotación promedio de un número grande N de lluvias aleatorias simuladas. La estimación de MC de Q es:

$$\bar{Q} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N q_i \quad (2.52)$$

Así, por ejemplo, la energía media  $E_{dep}$  depositada dentro del fantomas de agua por electrón incidente es obtenido como,

$$E_{dep} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e_i \quad (2.53)$$

donde:

$e_i$  : Energía depositada por todas las partículas de la  $i$ -ésima lluvia.

La incertidumbre estadística (desviación estándar) del estimado de MC,  $\sigma_Q$ , es:

$$\sigma_Q = \sqrt{\frac{\text{var}(q)}{N}} = \sqrt{\frac{1}{N} \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N q_i^2 - \bar{Q}^2 \right]} \quad (2.54)$$

donde:

$q_i$  : Energía depositada por todas las partículas de la  $i$ -ésima lluvia.

$\bar{Q}$  : Energía promedio depositada por N partículas.

Según lo mencionado anteriormente, expresaremos generalmente el resultado de la simulación en la forma  $\bar{Q} \pm 3\sigma_Q$ , de modo que el intervalo  $(\bar{Q} - 3\sigma_Q, \bar{Q} + 3\sigma_Q)$  contiene el valor verdadero Q con probabilidad de 99.7%.

#### 2.4.7 REDUCCIÓN DE VARIANZA

En principio, el error estadístico de una cantidad puede ser reducido un poco (sin incrementar el tiempo de simulación en la computadora) usando técnicas de reducción-varianza. Desafortunadamente, estas técnicas de optimización son extremadamente problema-dependientes, y en general no pueden darse recetas para reducir al mínimo la varianza. Por otro lado, la importancia de la reducción de varianza no debe ser sobrevalorada. En muchos casos, la simulación análoga (simulaciones detalladas, condensadas o mezcladas que no incorporan procedimientos de reducción-varianza) hace el trabajo en tiempo razonable. El consumo horas-hombre por complicar el programa, se obtiene una reducción modesta en el tiempo de cálculo pueden no ser una buena inversión. Es también importante comprender que un método

eficiente de reducción-varianza usualmente baja el error estadístico de una cantidad dada  $Q$  a expensas de aumentar las incertidumbres de otras cantidades. Así, las técnicas de reducción-varianza no son recomendadas cuando una descripción global del proceso de transporte se busca. Aquí damos una breve descripción de esas técnicas que, con un esfuerzo de programación modesto, puedan ser útiles en mejorar la solución de algunos problemas mal-acondicionadas. Para generalizar, se considera que las partículas secundarias se pueden generar en las interacciones con el medio. Una buena, y orientada práctica, revisión de los métodos de reducción-varianza en transporte de radiación ha sido dado por Bielajew y Rogers [57].

**a) Interacción forzada.-** A veces, una alta variación en la varianza resulta de una probabilidad de interacción extremadamente baja. Considere, por ejemplo, la simulación del espectro de energía de fotones de Bremsstrahlung emitidos por los electrones medios de energía ( $\sim 100$  keV) en una lamina delgada de cierto material. Pues los eventos radiativos son mucho menos probables que la dispersión elástica e inelástica, la incertidumbre del espectro de fotones simulada será relativamente grande. En tales casos, un método eficiente de la reducción-varianza es aumentar artificialmente la probabilidad de interacción del proceso A de interés. Nuestra aplicación práctica de interacción forzada consiste en sustituir el camino libre medio  $\lambda_A$  del proceso real por uno más corto,  $\lambda_{A,f}$ , es decir, forzamos interacciones A ocurra con más frecuencia que para el proceso real. Consideramos que la FDP para la pérdida de energía, las

deflexiones angulares (y las direcciones de partículas secundarias emitidas, si algunos) en las interacciones forzadas es la misma que para las interacciones reales. Para muestrear la longitud del salto libre a la siguiente interacción, utilizamos la distribución exponencial con la trayectoria libre media reducida  $\lambda_{A,f}$ . Esto es equivalente a aumentar la probabilidad de interacción por unidad de longitud de trayectoria del proceso A por un factor

$$F = \frac{\lambda_A}{\lambda_{A,f}} > 1 \quad (2.55)$$

Para mantener la simulación imparcial, debemos corregir por la distorsión introducida como sigue:

- (i) Un peso  $w_p^{(1)} = 1$  se asocia con cada partícula primaria. Las partículas secundarias producidas en interacciones forzadas tienen un peso asociado  $w_p^{(2)} = w_p^{(1)} / F$ ; los pesos de generaciones sucesivas de secundarios forzados son  $w_p^{(k)} = w_p^{(k-1)} / F$ . Las partículas secundarias generadas en interacciones no-forzadas (es decir, de tipos de otra manera que A) son dados un peso igual a aquello de su partícula padre.
- (ii) Las interacciones forzadas son simuladas para determinar la pérdida de energía y la posible emisión de radiación secundaria, pero las variables de estado de la partícula interactuante son alterados solamente con probabilidad  $1/F$ . Es decir, la energía  $E$  y dirección de movimiento  $\mathbf{d}$  del

proyectil son variados solamente cuando el valor  $\xi$  de un número aleatorio cae debajo de  $1/F$ , de otra manera  $E$  y  $\hat{d}$  son guardados sin cambios.

- (iii) Un peso  $w_E^{(k)} = w_p^{(k)} / F$  se da a la energía depositada (y cualquier otra alteración del medio tal como por ejemplo, deposición de carga) que resulta desde las interacciones forzadas de una partícula con peso  $w_p^{(k)}$ . Para las interacciones no-forzadas  $w_E^{(k)} = w_p^{(k)}$ .

Por supuesto, la interacción forzada debe ser aplicada solo a interacciones que son permitidos dinámicamente, es decir, para partículas con energía encima del umbral de la "reacción" correspondiente.

Las cantidades directamente relacionadas con las interacciones forzadas tendrán un error estadístico reducido, debido al aumento en el número de estas interacciones. Sin embargo, para un tiempo de simulación dado, otras cantidades pueden exhibir desviaciones estándares más grandes que aquellas de la simulación normales, debido al tiempo gastado en la simulación de las interacciones forzadas.

**b) División y Ruleta Rusa.-** Estas dos técnicas, las cuales son normalmente usadas juntas, son efectivas en problemas donde el interés se centra en una región espacial localizada. Los ejemplos típicos son el cálculo de funciones de dosis en regiones profundas de objetos irradiados y, en el caso de un haz de radiación colimado, la evaluación de dosis radial fuera del eje del haz. La idea básica de los métodos de división y la ruleta rusa es para favorecer el flujo de

radiación hacia la región de interés e inhabilitar la radiación que deja esa región.

Como en el caso de la interacción forzada, la reducción de variación está acompañada mediante la modificación de los pesos de las partículas. Se asume que las partículas primarias comienzan a moverse con el peso unidad y cada partícula secundaria producida por un primario se asigna un peso inicial igual al del primario. La división consiste en transformar una partícula, con el peso  $w_0$  y en un cierto estado, en un número  $S > 1$  de partículas idénticas con pesos  $w = w_0/S$  en el mismo estado inicial. La división debería aplicarse cuando la partícula "alcanza" la región de interés. La técnica ruleta rusa es, de una manera, el proceso reverso: cuando una partícula tiende a moverse fuera de la región de interés esto es "eliminado" con una cierta probabilidad,  $K < 1$ , y, si sobrevive, su peso es aumentado por un factor  $1/(1 - K)$ . Aquí, eliminar significa que la partícula simplemente está descartada (y no contribuya más a las cuentas). Evidentemente, dividiendo y eliminando abandona la simulación sesgada. La media y la desviación estándar de las cantidades calculadas son dados por las ecs. (2.48) y (2.49). La efectividad de estos métodos confía en los valores adoptados de los parámetros  $S$  y  $K$ , y en la estrategia usada para decidir cuándo aplicarse dividir y eliminar. Estos detalles sólo pueden dictarse por la experiencia del usuario.

**c) Otros métodos.-** Muy frecuentemente, una efectiva "reducción de varianza" puede ser obtenida simplemente evitando cálculos innecesarios. Esto es

generalmente verdad para los códigos de simulación que incorporan paquetes de geometría para "propósitos generales". En el caso de geometrías simples (por ejemplo: plana, esférico, cilíndrico) el programa puede ser simplificado substancialmente y éste puede acelerar la simulación apreciable. En general, el uso inteligente de las simetrías posibles del problema bajo consideración puede conducir a las reducciones espectaculares de la varianza. Como un último ejemplo, podemos citar el llamado método "rango de rechazo", el cual consiste simplemente en absorber una partícula cuando este (y sus posibles secundarios) no pueden dejar (o alcanzar) regiones de interés. El rango de rechazo es útil, por ejemplo, al computar la deposición total de energía de electrones o positrones en una región espacial dada. Cuando el rango residual de una partícula (y sus posibles secundarios) es menor que la distancia a la superficie limitadora más cercana de la región de interés, la partícula depositará toda su energía dentro o fuera de la región considerada (dependiendo de su posición actual) y la simulación de la pista puede ser detenido. El rango de rechazo no es adecuado para la simulación del transporte del fotón, puesto que, el concepto de rango del fotón no está bien definido (o, para ser más preciso, las fluctuaciones de la longitud de trayectoria del fotón son muy grandes) [57].

#### **2.4.8 CODIGO DE SIMULACION PENELOPE**

Penelope, es un algoritmo de MC y un código computacional para la simulación del transporte acoplado electrón-fotón. El nombre es una sigla que

proviene de “**PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons**” y significa, Penetración y Pérdida de Energía de Positrones y Electrones [58]. El algoritmo de simulación está basado en un modelo de dispersión que combina las bases de datos numéricos con modelos de secciones eficaces analíticos para los diferentes mecanismos de interacción y es aplicable a las energías desde unos ciento eV a  $\sim 1$  GeV. La simulación del transporte de electrón y positrón es realizado por medio de un procedimiento mixto. Las interacciones duras, con ángulo de dispersión  $\theta$  o energía pérdida  $W$  mayor que el valor de corte pre-seleccionado  $\theta_c$  y  $W_c$ , son simulados en forma detallada. Las interacciones suaves, con ángulo de dispersión o pérdida de energía menor que la correspondiente de corte, son descritos por medio de dispersión múltiples aproximadas. Este esquema de simulación maneja los desplazamientos laterales y cruza la interfaz apropiadamente y proporciona una descripción consistente de energía perdida. La simulación es estable bajo las variaciones de los límites ya indicados  $\theta_c$  y  $W_c$  y éstos pueden hacerse bastante grande, así acelerando los cálculos considerablemente, sin alterar los resultados. Un rasgo característico del código es que las partes más delicadas de la simulación son manejados internamente; los electrones, positrones y fotones son simulados llamando los mismos subprogramas. Así, desde el punto vista del usuario, Penelope hace la simulación práctica de electrones y positrones tan simples como eso de los fotones (aunque simular una partícula cargada puede tomar un tiempo más largo).

La versión actual de Penelope es el resultado de la evolución continuada de la primera versión, que fue lanzada en 1996. La versión actual 2006 contiene cambios/mejoras sustanciales a las versiones anteriores 1996, 2000, 2001 y 2003. Las rutinas de la simulación se han programado de una manera más estructurada (y más legible) y los programas MAIN del nuevo ejemplo se han escrito, con una entrada más flexible y una salida ampliada.

Se han realizado pruebas de los resultados de la simulación con los datos experimentales y fueron encontrados ser excelentes. Estos cálculos pueden ser reproducidos fácilmente usando los programas ejemplos incluidos en el paquete de distribución.

**a) Generador de números aleatorios.**- El código Penelope, utiliza la función RAND de Fortran 77, desarrollado por L'Ecuyer (1988) para generar números aleatorios  $\xi$  distribuidos uniformemente en el intervalo (0,1). Su período es del orden de  $10^{18}$ , el cual es virtualmente infinita para simulaciones prácticas.

**b) Determinación de las secciones eficaces.**- El Código de simulación Penelope 2006, cuantifica las posibles interacciones de electrones con el medio, mediante las secciones eficaces diferenciales (SEDs) atómicas, para ello utiliza funciones analíticas o tablas numéricas, o una combinación de ambas. Las SEDs, son suficientemente precisas para muchos propósitos de simulaciones prácticas, la cual, permite un muestreo aleatorio exacto y rápido de las interacciones individuales. Las SEDs que se describirán a continuación

representa un compromiso entre realizabilidad y simplicidad; ellos son suficientemente simple para permitir el uso de métodos de muestreo rápido y, al mismo tiempo, ellos son suficientemente flexible para responder a las características relevantes de las interacciones.

(i) Dispersión elástica.- Las secciones eficaces de las dispersiones elásticas fueron calculados mediante el programa ELSEPA (Elastic Scattering of Electrons and Positrons by Atoms) escrito por Salvat, la cual utiliza:

- El método de la onda-parcial para 50 eV – 100 MeV.
- El modelo modificado de Wentzel, para 100 MeV – 1 GeV, para ello se utilizó la aproximación de Born con corrección de apantallamiento de alta-energía.

(ii) Colisiones inelásticas.- Las secciones eficaces de las dispersiones inelásticas que se usan son las tablas dados en el ICRU 37 [30], las cuales son calculadas analíticamente a partir de:

- La teoría cuántica de las colisiones inelásticas para partículas cargadas con átomos y moléculas individuales fue formulado primero por Bethe, sobre la base de la aproximación de Born (onda-plana). La extensión de la teoría a las colisiones inelásticas en materiales condensados han sido discutidos por Fano [59].

(iii) Emisión de Bremsstrahlung.- Las secciones eficaces de la emisión de Bremsstrahlung fueron generados a partir de la base de las bases de datos originales de Seltzer y Berger, las cuales son calculadas analíticamente a partir de:

- La fórmula de Bethe - Heitler con apantallamiento, la cual es derivada a partir de la aproximación de Born [60], los cuales cubren rangos de energía de 1 keV a 10 GeV.

(iv) Aniquilación de pares electrón-positrón.- Las secciones eficaces de la aniquilación de pares electrón - positrón fueron calculadas analíticamente por Nelson [EGS4] a partir de la formula dado por Heitler [61].

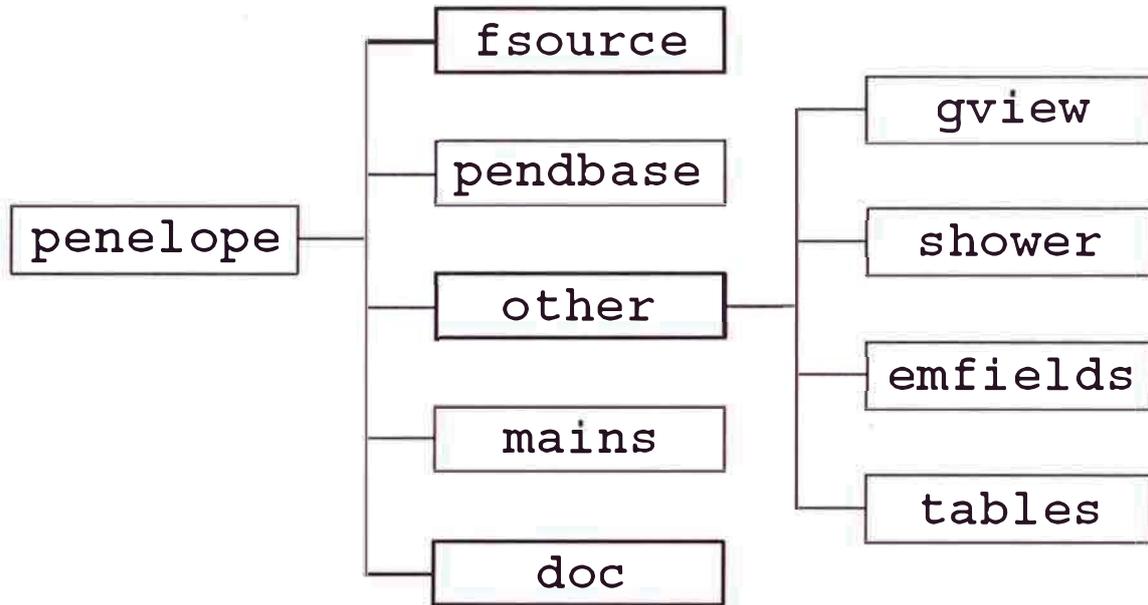
**c) Algoritmo del transporte de los electrones.**- Para ello, Penelope implementa un esquema de simulación "mixta", es decir, combina la simulación detallada de los eventos duros (es decir, los eventos con deflexión del angular polar  $\theta$  y pérdida de energía  $W$  mayor que los valores de corte seleccionado previamente  $\theta_c$  y  $W_c$ ) con simulación condensada para los eventos blandos, en que  $\theta < \theta_c$  o  $W < W_c$ . El tiempo computacional requerida para simular cada una de las pistas disminuye rápidamente cuando los valores de corte para la deflexión angular y la pérdida de energía son incrementadas.

**d) Construcción de la geometría.**- Para construir cualquier geometría compleja (cabezal de un Linac) se utiliza el paquete Pengeom, cuyo subprograma esta codificado en Fortran y está directamente vinculado a Penelope. Este paquete permite describir cualquier sistema material que consiste de cuerpos homogéneos limitados por superficies cuadráticas. Para acelerar las operaciones geométricas, los cuerpos, del sistema material pueden agruparse en módulos (volúmenes conectados, limitados por superficies

cuadráticas, que contienen uno o varios cuerpos); los módulos pueden a su vez formar parte de módulos más grandes, y así sucesivamente. Esta estructura modular jerárquica permite una reducción del trabajo de las rutinas geométricas, las cuales llegan a ser más efectivas cuando la complejidad del sistema aumenta. Para visualizar las geometrías en la pantalla de la computadora se utilizan un par de programas, llamados GVIEW2D y GVIEW3D. Ambos son herramientas simples y efectivas para eliminar errores en el archivo de la definición geométrica. Además, es necesario saber que Pengeom admite hasta 10,000 superficies y 5,000 cuerpos y módulos.

**e) Estructura del sistema del código Penelope.-** El núcleo del sistema Penelope es un paquete de subrutinas en Fortran 77, la cual, lleva a cabo la simulación de un haz de electrones y fotones en medios materiales de varias composiciones. Las historias de los fotones son generador mediante el uso del método de la simulación detallada, clase I, es decir, todos los eventos de interacción son simulados en sucesión cronológica. Mientras que, el transporte de electrones es llevado a cabo mediante la simulación mixta. El usuario debe proveer un programa MAIN que maneje su problema en particular, ya que solo controla la evolución de las huellas simuladas por Penelope y guarda las magnitudes físicas relevantes. Esto permite al usuario escribir su propio programa de simulación, con geometrías complejas usando el paquete Pengeom. El sistema completo del programa se escribió en Fortran 77 (ANSI/ISO forma estándar) y, por lo tanto, esto debería correrse sobre cualquier plataforma con un compilador de Fortran 77 o Fortran 90. Penelope

permite la simulación de transporte de electrón/positrón y fotón en el rango de energía desde 50 eV hasta 1 GeV. El árbol del directorio del código Penelope se muestra en la **Figura 2.7**.



**Figura 2.7.** Árbol del Directorio del sistema de código Penelope [58].

Se puede observar que existe 5 directorios principales:

**1. Directorio fsource.**- Esto contiene cinco archivos en Fortran y son:

(i) Penelope.f.- Es un paquete de subprogramas de simulación de transporte acoplado electrón-fotón, que tiene aproximadamente 11,000 líneas de código Fortran.

(ii) Pengeom.f.- Es un paquete de subprogramas para trazar partículas a través de las geometrías cuadráticas modular (se ocupa de sistemas hasta 10,000 superficies y 5,000 cuerpos).

(iii) Penvared.f.- Es un subprogramas de reducción-varianza (fraccionamiento, ruleta rusa e interacción forzada).

(iv) Timer.f.- Es una subrutina para control del tiempo y trabaja con compiladores de Fortran 77 y Fortran 90.

(v) Material.f.- Es un programa principal para generar los archivos de datos del material.

**2. Directorio pendbase.-** Este contiene 797 archivos escritos en código ASCII con extensión “.p06”, las cuales contienen: secciones eficaces diferenciales para diferentes tipos de interacciones, coeficientes másicos de atenuación para fotones y otros. Para conseguir el archivo ejecutable Material.exe, se debe compilar y vincular los archivos Material.f y Penelope.f en este directorio. A partir del cual se crea el archivo de datos del material, el cual extrae los datos de la interacción atómica de acuerdo el tipo de partícula. Para ello, el usuario debe proporcionar a través del teclado la siguiente información: 1) la composición química, 2) la densidad de masa, 3) la energía media de excitación y 4) la energía y fuerza del oscilador de excitaciones del plasmón.

**3. Directorio otro.-** Este contiene cuatro subdirectorios y son:

(i) gview.- Contiene dos visualizadores de geometrías en el plano (2D): gview2d y en el espacio (3D): gview3d, los cuales son operables bajo Windows de Microsoft.

(ii) Shower.- Contiene que un solo archivo binario llamado Shower.exe, el cual solo opera bajo Microsoft Windows. Este hace la física de la radiación “visible”.

(iii) Emfields.- Contiene el paquete del subprograma Penfield.f, el cual hace la simulación de transporte del electrón/positrón bajo el campo eléctrico y magnético estático externo y ejemplos de uso del programa.

(iv) Tables.- Este directorio contiene el programa Tables.f, el cual lee los datos del material y genera tablas de los datos de interacción (secciones eficaces, camino libre medio, rango, ...), y el gnuplot, traza los más relevantes de estas magnitudes como función de la energía. El programa tables.exe también calcula valores interpolados de estas magnitudes a energías específicas.

**4. Directorio main.-** Este contiene 3 subdirectorios y son:

(i) penslab.- Contiene el programa principal penslab.f para el transporte de partículas en una lamina.

(ii) pencyl.- Contiene el programa principal pencyl.f para el transporte de partículas en un estructura cilíndrica.

(iii) penmain.- Contiene el programa principal penmain.f para el transporte en geometrías cuadráticas.

Para obtener archivos ejecutables de los programas principales PENSLAB.EXE, PENCYL.EXE y PENDOSES.EXE se compilan y vinculan los siguientes grupos de archivos fuentes:

- PENSLAB       : PENSLAB.F, PENELOPE.F, TIMER.F
- PENCYL       : PENCYL.F, PENELOPE.F, PENVARED.F, TIMER.F
- PENDOSES     : PENDOSES.F, PENELOPE.F, PENGEOM.F, TIMER.F

**5. Directorio doc.-** Este contiene 2 subdirectorios y son:

(i) tutotial.pdf.- Es un guía de uso a través del sistema código Penelope. Incluye una descripción de los programas y subrutinas, instrucciones para instalar el sistema y como construir archivos ejecutables binarios.

(ii) penelope-2006-nea.pdf.- Manual del código Penelope.

**f) Operación del código Penelope.-** Para simular cualquier problema físico con el código Penelope, se requiere de cuatro archivos que estén juntos en un solo directorio y son:

**1. pendose.exe.-** Este es el programa principal que controla la geometría, evolución de huellas, guarda la cuenta de las magnitudes relevantes y realiza los promedios requeridos al final de la simulación. Este archivo se crea en el Directorio mains al compilar y ejecutar usando el lenguaje científico Fortran, el siguiente grupo de archivos fuentes: pendoses.f, penelope.f, pengeom.f, timer.f.

**2. pendose.geo.-** Este archivo contiene la geometría del fenómeno físico en estudio, por ejemplo, el cabezal de un Linac y se crea en el Directorio other/gview, siguiendo el formato de las superficies cuadráticas reducidas y se dividen en: (i) superficies (surface), (ii) cuerpos (body) y (iii) módulos (module).

**3. pendose.dat.-** Este archivo contiene los coeficientes de interacción para electrones, fotones y positrones de cada uno de los materiales usados en la geometría descritos según el número de orden de pendose.geo. Cabe señalar, que los coeficientes de interacción para cada uno de los materiales se crean en Pendbase, usando el archivo material.exe.

**4. pendose.in.-** Mediante este archivo el usuario controla completamente la simulación mediante el ingreso de valores adecuados de los siguientes parámetros físicos, tales como:

- Tipo de partículas primarias (electrón, fotón, positrón).
- Energía inicial para las partículas primarias.
- Posición inicial de la fuente de radiación.
- Ángulos de dirección del eje del haz, en grados.
- Abertura del haz, en grados.
- Número de partículas simuladas.
- Tiempo de simulación.
- Otros.

Alternativamente, el programa puede leer las variables del estado inicial de las partículas primarias a partir de archivos de espacios de fase pre-calculado. Esta opción es útil para dividir la simulación de problemas complejos en varias fases consecutivas. Cabe mencionar que los archivos antes mencionados son manejados a través del programa MAIN, la cual controla la geometría y la evolución de las huellas de los electrones y fotones a través de la materia, los resultados de las magnitudes físicas de interés son almacenados y son mostradas al fin de la simulación. La conexión de Penelope y el programa MAIN es hecho a través del bloque común llamada:

```
! COMMON/TRACK/E,X,Y,Z,U,V,W,WGHT,KPAR,IBODY,MAT,ILB(5)
```

donde: E, es la energía del electrón; X, Y, Z, coordenadas de posición; U, V, W, cosenos directores; WGHT, peso de la partícula que puede ser almacenada

aquí; KPAR, clase de partícula; IBODY, usada para identificar los diferentes cuerpos en una estructura compleja; MAT, material donde la partícula se mueve; ILB(5), un arreglo auxiliar de 5 etiquetas que describe el origen de las partículas secundarias, en el caso de los electrones: (1) eventos artificial suave; (2) colisión elástica dura; (3) colisión inelástica dura; (4) emisión de bremsstrahlung dura; (5) ionización de capas internas por impacto con electrones. En la **Figura 2.8**, se muestra el proceso de simulación del Código Penelope.

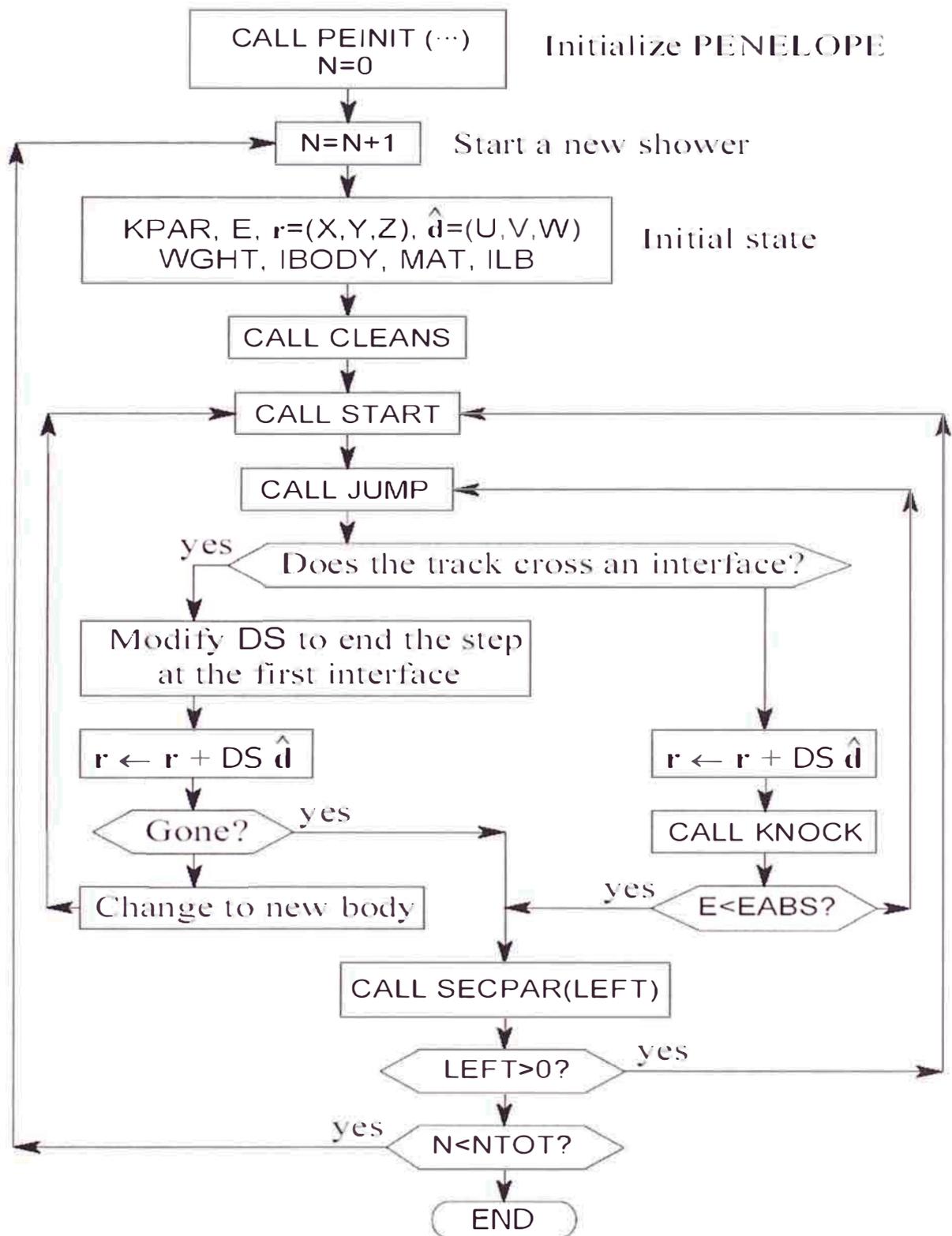


Figura 2.8. Diagrama de flujo del programa MAIN para simular las partículas electrón-fotón con el código Penelope [58].

## 3. MATERIALES Y METODOS

---

### 3.1 MÉTODO USANDO CÁMARA DE IONIZACIÓN

#### 3.1.1. EQUIPOS Y MATERIALES

Para llevar a cabo la parte experimental del método CI, se utilizó los siguientes equipos: (i) acelerador lineal (ii) CI, (iii) electrómetro, (iv) fantoma de agua, (v) termómetro, (vi) barómetro y (vii) protectores de cerroben. A continuación se da una descripción detallada de cada uno de los equipos usados en la disposición experimental.

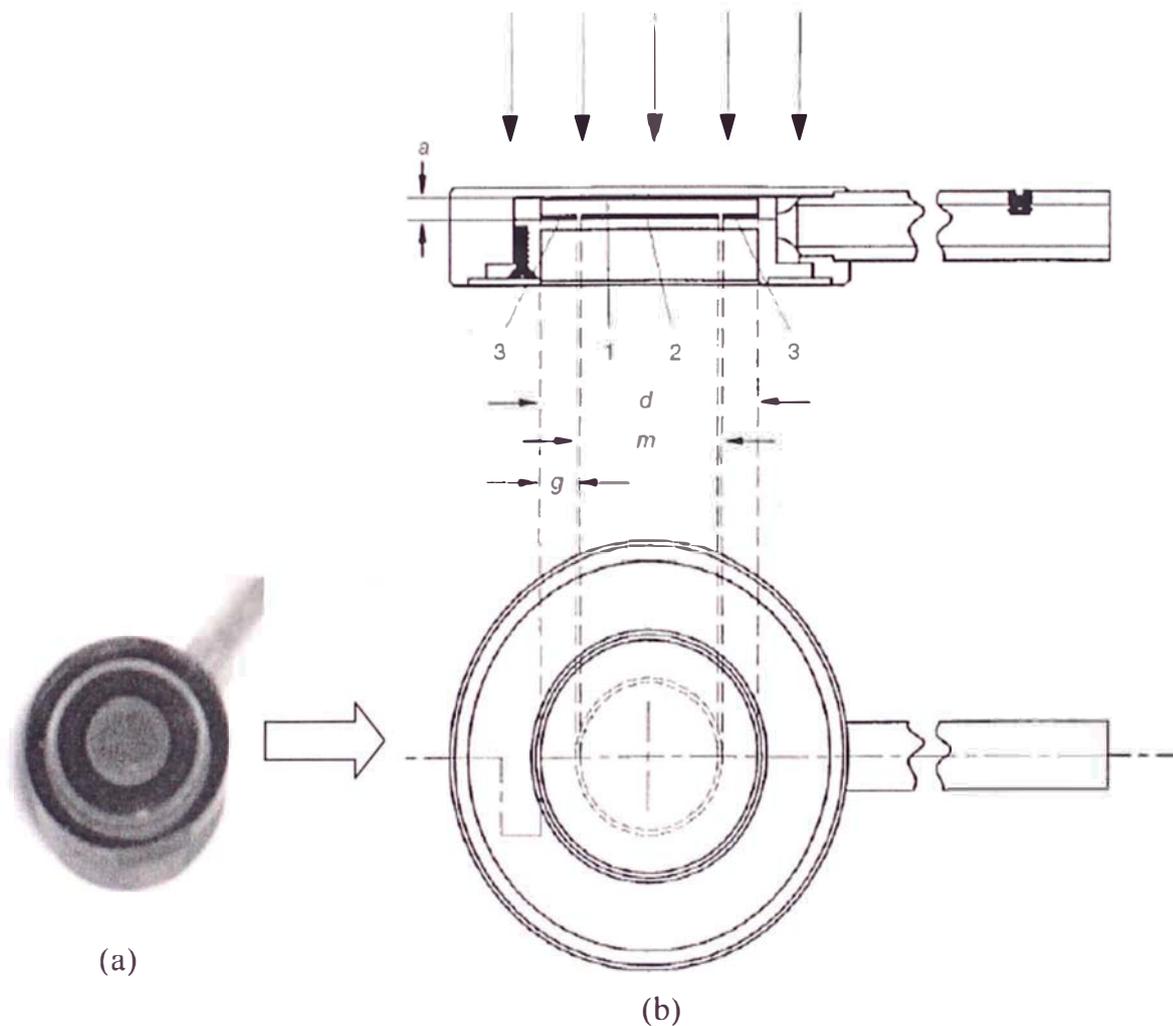
##### i) Acelerador lineal (Linac)

- Fabricante: Siemens
- Modelo: Mevatrón
- Modos de tratamientos: fotones y electrones
- Energías en modo electrones (MeV): 5, 6, 7, 9, 10 y 12
- Energía en modo fotones (MeV): 6
- Tamaños de aplicador de tratamiento para haces de electrones
  - Cuadrado, lado (cm<sup>2</sup>): 5x5, 10x10, 15x15, 20x20 y 25x25.
  - Circular, diámetro (cm): 5
- Tamaños de campo máximo en modo fotones (cm<sup>2</sup>): 40x40.
- Isocentro (cm): 100
- Tasa de dosis en modo electrones
  - Baja: 200 cGy/UM
  - Alta: 900 cGy/UM

ii) Cámara de ionización (CI)

- Fabricante: PTW-FREIBURG
- Modelo: 23343 Markus
- Tipo: Plana paralela
- Serie: 3149
- Factor de calibración:  $N_{D,W} = 562$  [mGy/nC] (emitido por el Laboratorio Div. de Radioprotección de Dosimetría del IPEN el 26 de junio de 2007).
- Magnitud dosimétrica medida: dosis absorbida en agua
- Punto de referencia: centro de la cámara sobre la lamina de entrada, 1.3 mm debajo de la superficie de la caperuza
- Dirección de incidencia del haz: perpendicular al plano de la cámara
- Estabilidad a largo plazo:  $\leq 1\%$  por año
- Efecto de polaridad:  $1\%$  para electrones  $\geq 9$  MeV
- Respuesta direccional en el agua:  $\leq \pm 0.1\%$  para inclinación de la CI  $\leq \pm 10^\circ$
- Corriente de fuga:  $\leq \pm 4$  fA
- Materiales de los componentes internos:
  - Ventana de lámina de polietileno grafitado
  - colector de poliestireno
  - cuerpo y caperuza de PMMA
- Rangos de uso de la CI
  - Voltaje de la cámara:  $\pm(100$  a  $300)$  V
  - Calidad del haz de radiación: (2 a 45) MeV
  - Tamaño de campo: (3x3 a 40x40) cm<sup>2</sup>
  - Temperatura: (10 a 40) °C

- Humedad: (10 a 80) %.
- Presión del aire: (700 a 1060) hPa
- Partes internas: ver **Figura 3.1**
- Especificaciones técnicas: ver **Tabla 3.1**



**Figura 3.1.** CI plana paralela. (a) Visión externa de la CI. (b) Componentes: (1) el electrodo polarizante, (2) electrodo de medición, (3) anillo de guarda; (a) altura (separación del electrodo) de la cavidad de aire, (d) diámetro del electrodo polarizante, (m) diámetro del electrodo colector, (g) ancho del anillo de guarda [23].

Tabla 3.1. Especificaciones técnicas de la CI [33].

Espesor de la ventana (incluye la caperuza)	Distancia entre electrodos	Diámetro del electrodo colector	Anchura del anillo de guarda	Volumen sensible
0,9 mm	2 mm	5,3 mm	0,2 mm	0,055 cm <sup>3</sup>

iii) Electrómetro

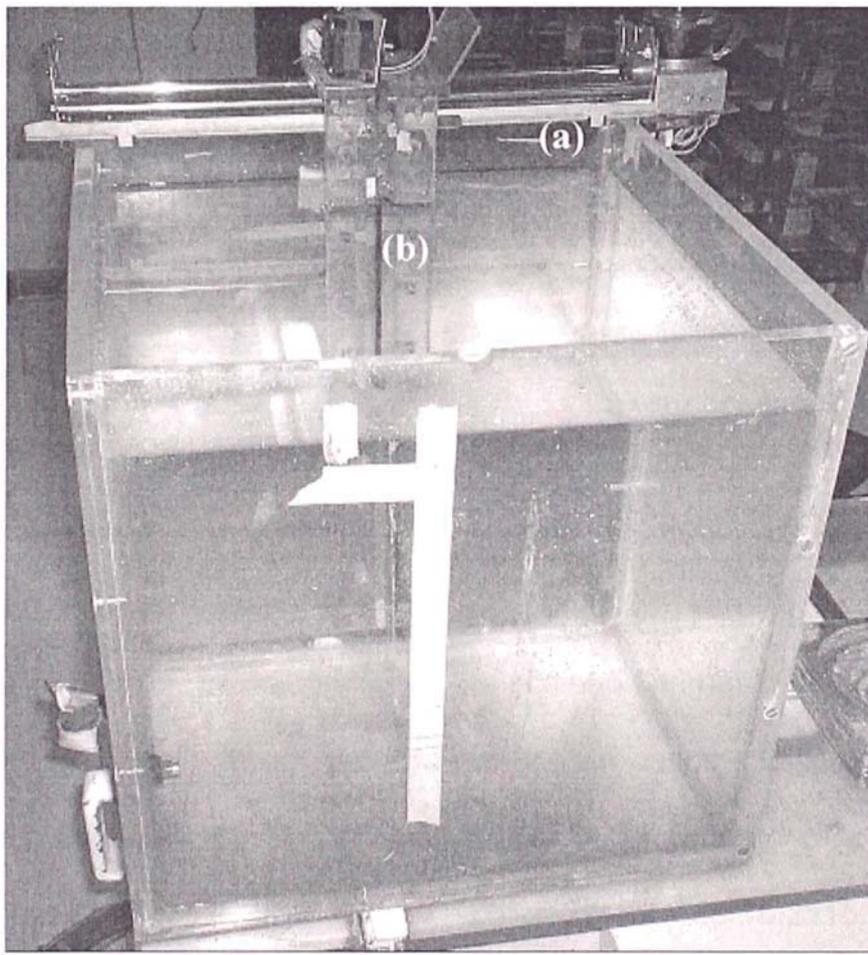
- Fabricante: PTW-FREIBURG
- Modelo: Unidos E T10010
- Serie: 00150
- Factor de calibración: 1.00, calibrado junto con a la CI. (emitido por el Laboratorio Div. de Radioprotección de Dosimetría del IPEN el 26 de junio de 2007).
- Parte externa: ver **Figura 3.2**



Figura 3.2. Electrómetro PTW UNIDOS E.

iv) Fantoma de agua automatizado

- Material externo: Acrílico ( $\rho=1.29 \text{ cm}^3/\text{gr}$ )
- Material interno: Agua ( $\rho=1.00 \text{ cm}^3/\text{gr}$ )
- Forma: Cúbica cuyas dimensiones son:  $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ .
- Funcionamiento: Movimiento en el eje vertical y horizontal están automatizados mediante un sistema electrónico, cuyas velocidades son controlados por la PC, ver **Figura 3.3**.
- Tamaño de paso en ambos ejes: 0.1 mm



**Figura 3.3.** Fantoma de agua automatizado, cuyos ejes son: (a) horizontal y (b) vertical.

v) Termómetro:

- Fabricante: SPRINGFIELD
- Modelo: Columna de mercurio.
- Precisión:  $\pm 0.5$  °C.

vi) Barómetro

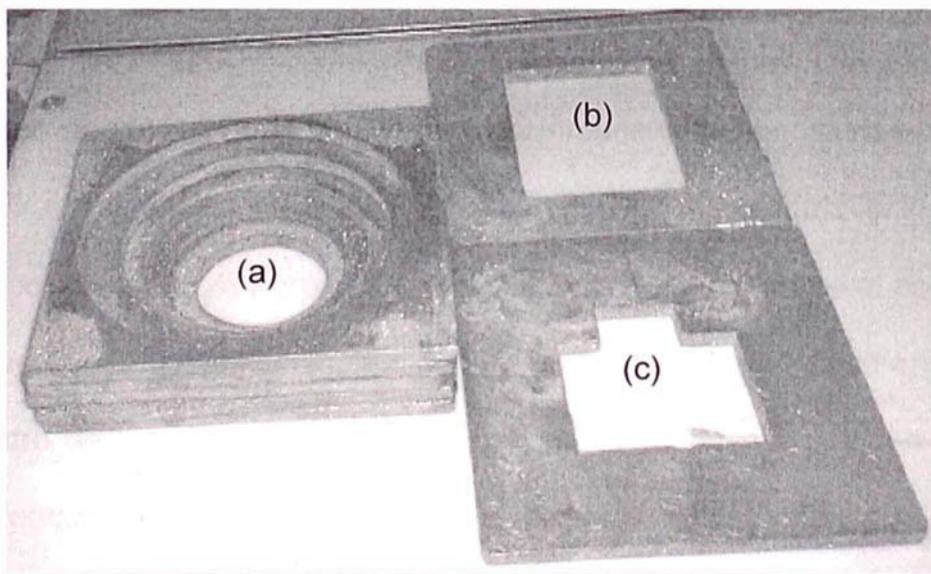
- Fabricante: AIR Atmospheric Instrumentation Research, INC
- Modelo: AIR-HB-1A
- Serial: 6J3856
- Precisión:  $\pm 0.1$  mBar.

vii) Protectores de cerroben.- llamado también metal de Lipowitz

- Aleación: bismuto (50%), plomo (26.5%), estaño (13.3%), cadmio (10.2%).
- Punto de fusión: 70 °C (158 °F).
- Densidad: 9.39 (cm<sup>3</sup>/gr).
- Espesor: 6.5 cm
- Factor de transmisión para 12 MeV: < 3%.
- Las Ventajas de este material son: (i) alta densidad; (ii) bajo punto de fusión; (c) relativamente no tóxico

Para construir estos protectores, se seleccionó primero el aplicador de tratamiento 15x15 cm<sup>2</sup>, debido a su mayor uso en casos clínicos. En seguida se tomó las medidas de la ubicación donde sería puesto el protector de cerroben, cuyas dimensiones de la parte externa fueron de 16.2x15.1 cm<sup>2</sup>, para lo cual se construyó seis discos de acrílico, las cuales se usaron como moldes para hacer los protectores de diferentes radios. Por otro lado, el cálculo del espesor de los protectores proviene del hecho que el paciente puede recibir en

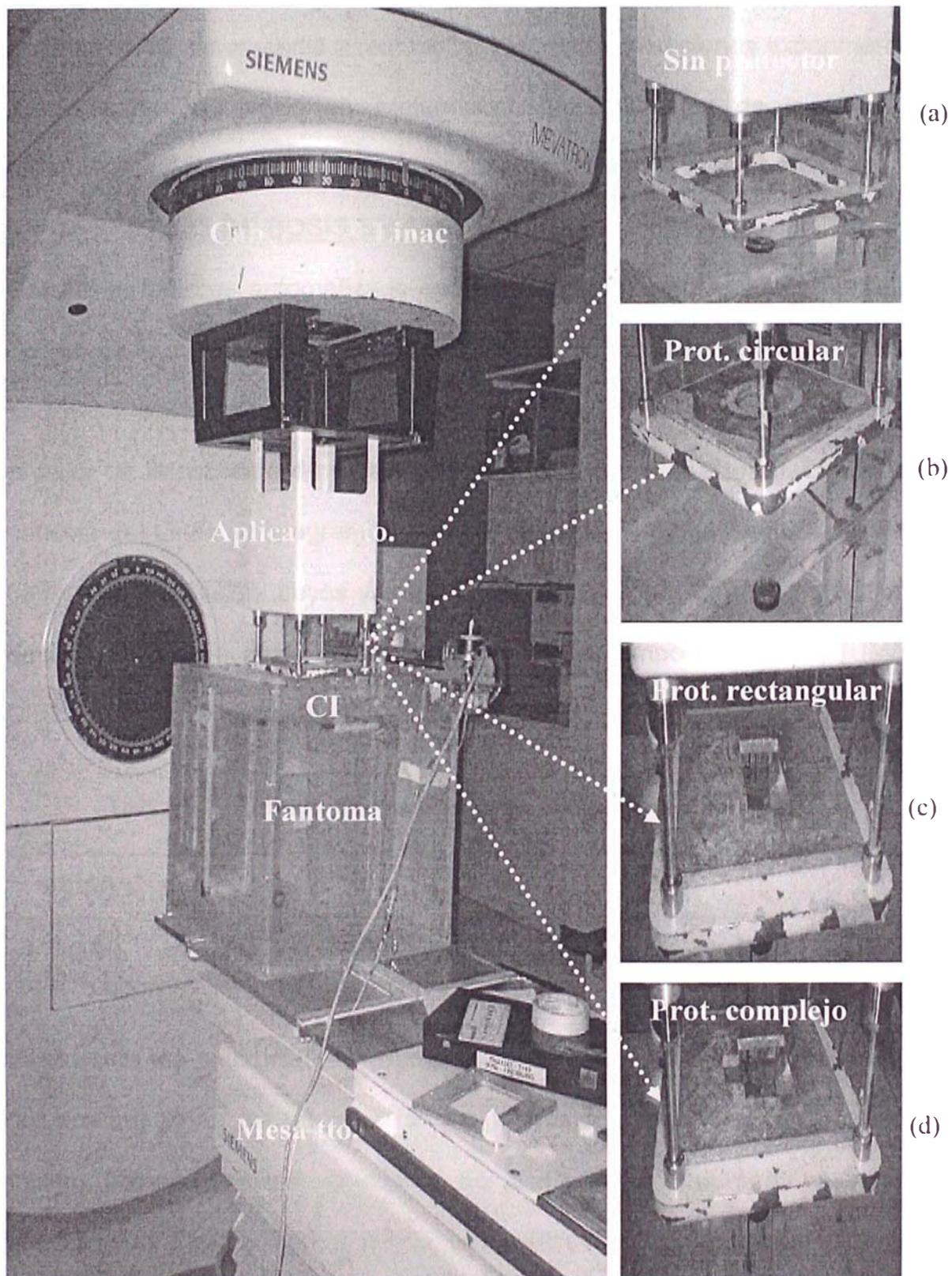
las zonas que no se requiere irradiar como máximo el 5% del haz útil, a partir del cual se desprende, la siguiente regla: "el espesor mínimo de plomo en milímetro que se requiere para el protector, esta dado por la energía del electrón en MeV dividido por dos, en caso de cerroben se debe añadir un 20% más" [50]. Teniendo en cuenta que estamos usando como energía máxima 12 MeV y siguiendo la regla se obtuvo alrededor de 7 mm, la cual fue aproximado al espesor con la que se fabricó los protectores, 6.5 mm, cuya transmisión fue <3% para 12 MeV. Cabe señalar que los protectores circulares que se fabricaron fueron: (a) circulares de diversos radios (1.91, 2.83, 3.68, 4.73, 5.63, 7.01 cm), siendo el mínimo señalado por el fabricante de la CI 1.5 cm de radio, ya que sólo en estas circunstancias se tiene un campo uniforme dentro del volumen de colección de la CI, teniendo una lectura correcta de la tasa de dosis absorbida, (b) rectangular ( $10.3 \times 7.4 \text{ cm}^2$ ) y (c) Complejo, ver **Figura 3.4**.



**Figura 3.4.** Protectores de cerroben de diversas formas: (a) circulares, (b) rectangular y (c) complejo.

### 3.1.2 MEDICIONES EXPERIMENTALES

Utilizando los equipos y materiales detallados anteriormente, se logró armar el arreglo experimental mostrado en la **Figura 3.5**, cuyo procedimiento se describe a continuación: (i) se colocó el aplicador de tratamiento de 15x15 cm<sup>2</sup> en el cabezal del acelerador lineal; (ii) se ubicó el fantoma automatizado en la mesa de tratamiento y se llenó de agua a un nivel adecuado; (iii) se fijó la CI dentro del agua y se conectó a una extensión de cable coaxial, la cual, llevó la señal eléctrica hasta el electrómetro y de este se conecta un cable a la PC; (iv) para controlar el movimiento de la CI dentro del fantoma automatizado se conectó un cable, la cual se llevó hasta la interfase ubicada fuera del búnquer, finalmente la interfase se conecta mediante un cable al puerto paralelo de la PC; (v) para colocar el fantoma a una DFS a 100 cm, se utilizó el puntero mecánico, cuyo valor fue chequeado regularmente; (vi) para ubicar la CI en el centro del eje del haz de tratamiento se utilizó los láseres de posicionamiento ubicado en las partes laterales de la sala de tratamiento; (vii) se colocó el termómetro dentro del fantoma de agua para medir la temperatura y para medir la presión en el medio se ubicó sobre la mesa un barómetro; (viii) se fijó el gantry y colimador a cero grados (ix) se puso en funcionamiento el acelerador y se chequeo que, la presión interna, temperatura, nivel de agua de enfriamiento este dentro de los niveles recomendados por el fabricante; (x) con todos los equipos encendidos y en funcionamiento, se esperó un tiempo prudencial, de tal manera que todos alcancen el equilibrio electrónico; (xi) finalmente, se realizó los disparos del haz de radiación para obtener la estabilidad del dispositivo experimental.



**Figura 3.5.** Disposición experimental del método CI con el Linac Siemens/Mevatrón y fantoma, (a) sin protector, (b) protector circular, (c) protector rectangular, (d) protector complejo, ubicados a una DFS de 93.7 cm.

Una vez probado el buen funcionamiento del dispositivo experimental descrito anteriormente, se procedió a realizar las siguientes mediciones experimentales:

(i) porcentaje de dosis en profundidad, (ii) calibración de la unidad de tratamiento en términos de tasa de dosis absorbida y (iii) factor de campo.

### **I) PORCENTAJE DE DOSIS EN PROFUNDIDAD**

Usando el fantoma automatizado se desplazó la CI aproximadamente a 7 cm debajo de la superficie del agua, se fijó el voltaje de operación al electrómetro de -300 V corriente continua (CC). Las medidas no fueron tomadas hasta que el valor de la corriente de fuga fuese <4.0 fA (según fabricante). Luego, en la consola del Linac se programó, el modo de tratamiento, la energía del haz, el tiempo de irradiación, cuyos valores se muestran en la **Tabla 3.2** y la tasa de dosis, cantidad de dosis liberada por unidad de tiempo fue de 900 [UM/min], DFS de 100 cm y aplicador 15x15cm<sup>2</sup>.

**Tabla 3.2.** Tiempo de irradiación en unidades de monitor (UM).

<b>E (MeV)</b>	5	6	7	9	10	12
<b>t (UM)</b>	500	550	600	700	800	900

Finalmente, se sincroniza el inicio de la subida de la CI con el momento del disparo del Linac de tal manera que ambos terminen aproximadamente al mismo tiempo. Durante la subida de la CI emite una señal eléctrica al electrómetro y este último a la PC, cuyo valor representa la ionización en su volumen sensible debido a la radiación. Una vez terminada la toma de datos los resultados fueron almacenados en un archivo de datos con un nombre

especifico para poder identificarlo adecuadamente. Este procedimiento se repitió para todas las energías de los electrones que dispone la unidad de tratamiento. Inmediatamente después de finalizar con todas las energías, se llevo estos datos a la hoja de cálculo Excel para poder graficar las curvas de PDP y a partir de ellos, determinar los parámetros físicos del haz de electrones que son importantes en la determinación de la tasa de dosis absorbida, tal como se discutió en el fundamento teórico, ver **Figura 2.2**.

## **II) CALIBRACIÓN DE LA UNIDAD DE TRATAMIENTO**

A partir de las curvas de PDP se determinó la profundidad donde la dosis es máxima,  $d_{max}$ , haciendo uso del fantoma automatizado (precisión fue 0.1 mm) se localizó la CI a esta profundidad, según la energía seleccionada. Por seguridad, se procedió a verificar este valor usando una regla milimetrada (precisión fue de 1 mm). En seguida, se procedió a realizar las mediciones, para ello, se programó en la consola del Linac, la energía, en modo electrones, tasa de dosis, su valor fue similar que el caso anterior y el tiempo de irradiación, cuyo valor fue de 100 UM. Se anotó en una tabla, los resultados mostrados por: (i) electrómetro, (ii) termómetro y (iii) barómetro, la cual se repitió cinco veces en promedio para cada energía. Cabe señalar, que la determinación de la tasa de dosis absorbida se realizó mediante el Protocolo TRS-398, desarrollado por la División de Salud Humana de la Organización Internacional de Energía Atómica (OIEA), quien indica que para la calibración de electrones de alta energía se requieren calcular algunos factores de corrección tales como: (i) Corrección por polaridad, para ello se necesitan dos mediciones, una lectura,  $M^+$  en  $+V_1$  y la otra lectura  $M^-$  en  $-V_1$  (ii) Corrección por

recombinación (método de las dos tensiones), para ello se requieren dos mediciones, una lectura,  $M_1$  en  $V_1$ (normal) y la otra lectura  $M_2$  en  $V_2=V_1/2$  (reducida). A partir del cual se calculó la tasa de dosis en  $d_{max}$  en condiciones de referencia (DFS 100 cm y aplicador  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  con campo abierto) para todas las energías.

### **III) FACTOR DE CAMPO**

El procedimiento seguido, para la toma de datos experimentales usados en el cálculo de los FC de los diversos protectores de cerroben, es similar al caso anterior. Se desplazó la CI a  $d_{max}$  y se tomó la lectura para el aplicador de tratamiento  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , sin protector, ver **Figura 3.5(a)** y luego, se colocó el protector de cerroben encima del aplicador de tratamiento adecuadamente y se realizó la medida correspondiente. Esto fue repetido para tres protectores: (i) circular (4.73 cm), ver **Figura 3.5(b)**, (ii) rectangular ( $10.3 \times 7.4 \text{ cm}^2$ ), ver **Figura 3.5(c)**, (iii) complejo, ver **Figura 3.5(d)** y para todas las energías usadas por el Linac en modo electrones (5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV).

## 3.2 MÉTODO DE INTEGRACIÓN POR SECTORES

El método de IS utilizó el dispositivo experimental mostrado en la **Figura 3.5**, cuyo procedimiento fue explicado anteriormente.

### 3.2.1 MEDICIONES EXPERIMENTALES

Según, el fundamento teórico, este método requiere de FC de protectores circulares de diferentes radios y campo abierto. Para ello, se desplazó la CI a  $d_{max}$ , según la energía y se tomó la lectura para el aplicador de tratamiento  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , ver **Figura 3.5(a)** y luego, se colocó el protector de cerroben circular encima del aplicador de tratamiento y se realizó la medida correspondiente, ver **Figura 3.5(b)**. Esto fue repetido para los seis protectores circulares ubicados sobre el aplicador a una DFS de 93.7 cm, ver **Tabla 3.3**, y para todas las energías usadas por el Linac (5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV). En la misma tabla se muestra la proyección de los campos circulares a 100 cm.

**Tabla 3.3.** El diámetro y radio de los protectores de cerroben con su correspondiente proyección a una DFS de 100 cm.

N	Diámetro (cm)	Radio – 93.7 cm (cm)	Radio – Proy. 100 cm (cm)
1	3.83	1.91	2.04
2	5.65	2.83	3.01
3	7.37	3.68	3.93
4	9.45	4.73	5.04
5	11.26	5.63	6.01
6	14.03	7.01	7.48

### 3.3 MÉTODO DE MONTE CARLO

#### 3.3.1 ARREGLO PARA LA SIMULACION

Para llevar a cabo la simulación del método MC, se utilizó una PC de 2.1 GHz y el Código de simulación Penélope (versión 2006), la cual fue desarrollada por Investigadores de la Universidad de Barcelona con el propósito de resolver problemas del transporte de fotones, electrones y positrones a través de la materia, cuyas características más importantes se muestran en la **Tabla 3.4**.

**Tabla 3.4.** Características de Penelope 2006.

Parámetros	Características de Penelope
Partículas	Electrón, fotón, positrón
Energías	50 eV – 1 GeV
Numero de partícula	$10^{18}$

Para poder usar el código Penelope se tuvo que instalar en una carpeta de la PC y se procedió a compilar mediante el Lenguaje de Programación Científico Fortran 90, obteniéndose archivos ejecutables, las cuales son: (i) MATERIAL.EXE, la cual sirve para elaborar los ficheros de las secciones eficaces de cualquier material; (ii) PENMAIN.EXE, se utiliza para simular los procesos del transporte de las partículas, tal como el acelerador lineal. Para correr el programa de simulación se ingresa los datos de la geometría del cabezal del Linac, a través del archivo PENMAIN.GEO y usando los materiales que lo forman mediante MATERIAL.EXE se crea el archivo PENMAIN.MAT, el

cual contiene las secciones eficaces. Para controlar las diversas variables de la simulación, tales como, los parámetros físicos, se utiliza el archivo PENMAIN.IN. En resumen, se puede decir que para correr una aplicación en Penelope se requiere de cuatro archivos, tales como:

- PENMAIN.EXE
- PENMAIN.GEO
- PENMAIN.MAT
- PENMAIN.IN

Luego, se procedió a simular el Linac mediante Monte Carlo a través del código Penelope, la cual permitió calcular la curva de PDP con y sin protector de cerroben para diferentes energías de haces de electrones. Los valores simulados se compararon con las medidas experimentales una vez superada esta etapa se determinó el FC usando el método de MC. A partir del cual se calculó la tasa de dosis absorbida de campos irregulares.

### **3.3.1.a CONSTRUCCIÓN GEOMETRICA DEL CABEZAL**

Para la construcción de la geometría del cabezal del Linac en modo electrones, se utilizó datos del fabricante a través de medidas propias del cabezal Siemens/Mevatrón, la cual está formado por siete componentes: (i) lamina primaria; (ii) lamina secundaria; (iii) CI de electrones; (iv) mandíbulas o colimadores para fotones; (v) aplicador de tratamiento; (vi) protector de cerroben; (vii) fantoma. A continuación detallamos la construcción de cada uno de los componentes.

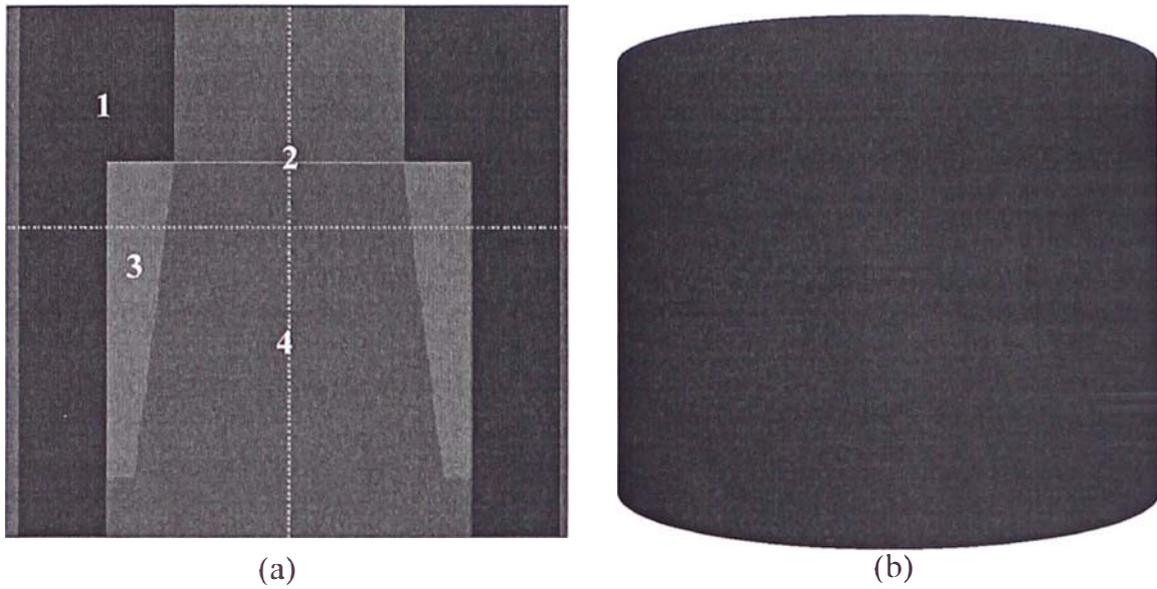
(i) **Lámina Primaria (Primary Foil).**- La función principal de este primer componente del Linac es dispersar el haz de electrones al ser interceptada a través de esta lámina de oro, cuyo espesor es 0.005 cm. La forma que tiene es de un cono truncado cilíndrico, siendo el radio máximo de 0.950 cm. Las dimensiones dadas por el fabricante, preparado por el Dr. Alfredo C. Siochi, en el año 2001, para este componente del acelerador Siemens/Mevatrón, se muestran en la **Tabla 3.5**. Los materiales que forman este componente son cuatro: oro, ledloy, brass y aire.

**Tabla 3.5.** Dimensiones de la lámina primaria dado en cm<sup>1</sup>.

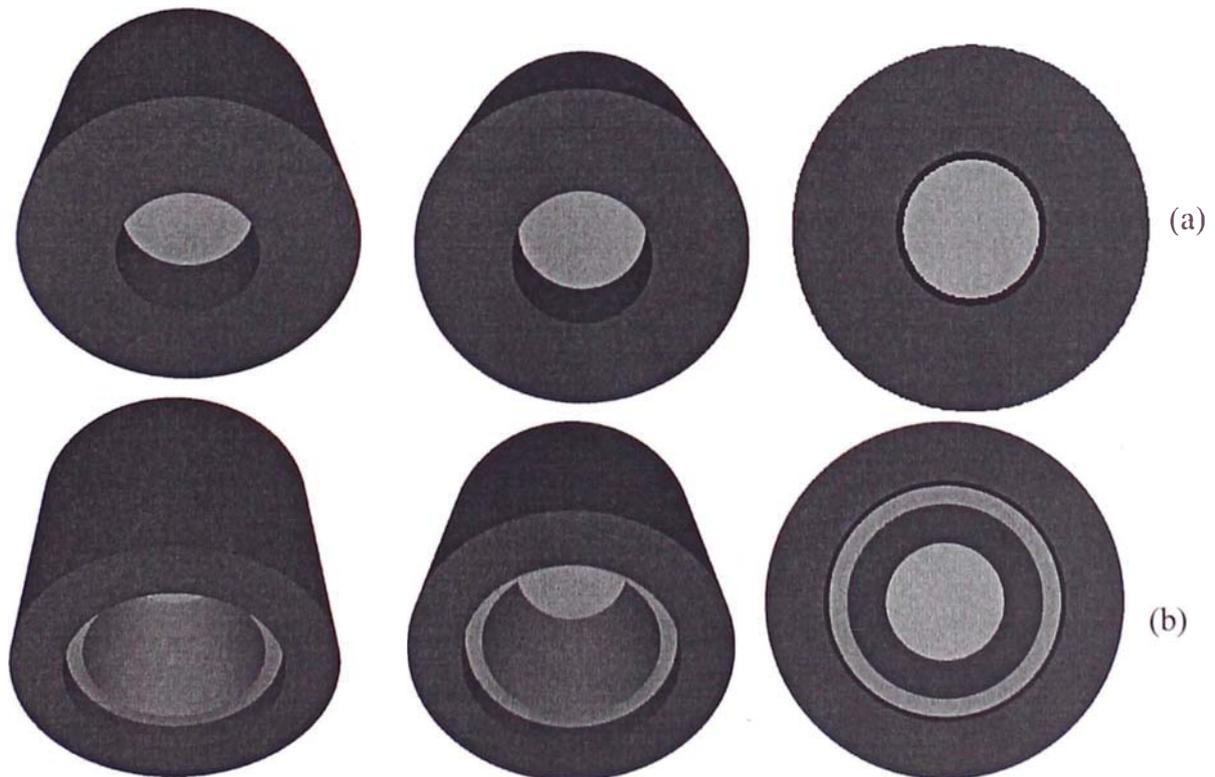
<i>Capa</i>	<i>Z<sub>min</sub></i>	<i>Espesor</i>	<i>R1 top</i>	<i>R1 bottom</i>	<i>Mat.1</i>	<i>R2 top</i>	<i>R2 bottom</i>	<i>Mat.2</i>	<i>R3 Top</i>	<i>R3 bottom</i>	<i>Mat.3</i>
1	0.000	0.462	0.401	0.401	aire	0.950	0.950	brass	na	na	na
2	0.462	0.005	0.639	0.639	oro	0.950	0.950	brass	na	na	na
3	0.467	0.935	0.401	0.541	aire	0.639	0.639	ledloy	0.950	0.950	brass
4	1.402	0.173	0.639	0.639	aire	0.950	0.950	brass	na	na	na

A partir de los datos dados en la **Tabla 3.5** y siguiendo la nomenclatura para la construcción de geometrías cuadráticas se prepara un archivo con extensión .GEO y luego, se grafica usando el GVIEW2D en 2D, y para poder verlo en 3D se utilizo GVIEW3D, tal como se muestra en la **Figura 3.6**. Si rotamos la figura en 3D se observará la **Figura 3.7**.

<sup>1</sup>File prepared by Ph.D. Alfredo C. Siochi; 27-Ago-01; Siemens Medical Systems, Oncology Care Systems; 1103 Smokewood Drive; Apex, NC 27502.



**Figura 3.6.** Lámina primaria graficado usando (a) GVIEW2D en 2D y (b) GVIEW3D en 3D de Penelope usando geometrías cuadráticas cuyos materiales son (1) brass, (2) oro, (3) ledloy y 4) aire.



**Figura 3.7.** Rotación de la lámina primaria en 3D: (a) vista desde la parte superior, (b) vista desde la parte inferior.

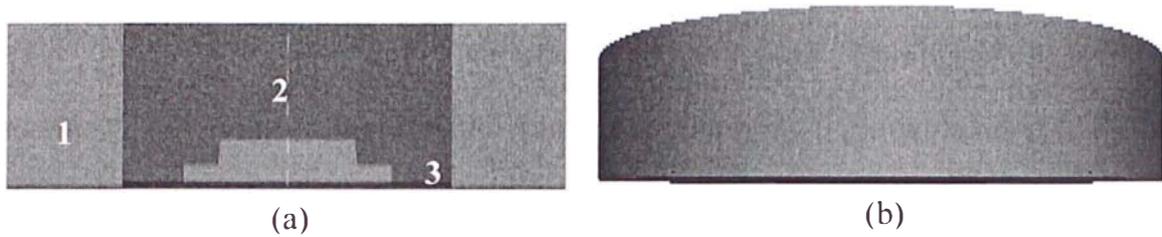
(ii) **Lamina secundaria (Secondary Foil).**- La función principal de este segundo componente del Linac es para homogenizar el haz de electrones, ya que en la parte interna se encuentra un filtro homogenizador, la cual tiene mayor espesor en la parte central, y menor espesor en las partes laterales, y tiene la forma de un cilindro cuyo radio externo es 3.810 cm. Las dimensiones dadas por el fabricante, preparado por el Dr. Alfredo C. Siochi, en el año 2001, para este componente del acelerador Siemens/Mevatron, se muestran en la **Tabla 3.6**. Los materiales que forman este componente son tres: aluminio (Al), aire y kapton.

**Tabla 3.6.** Dimensiones de la lámina secundaria dado en cm<sup>1</sup>.

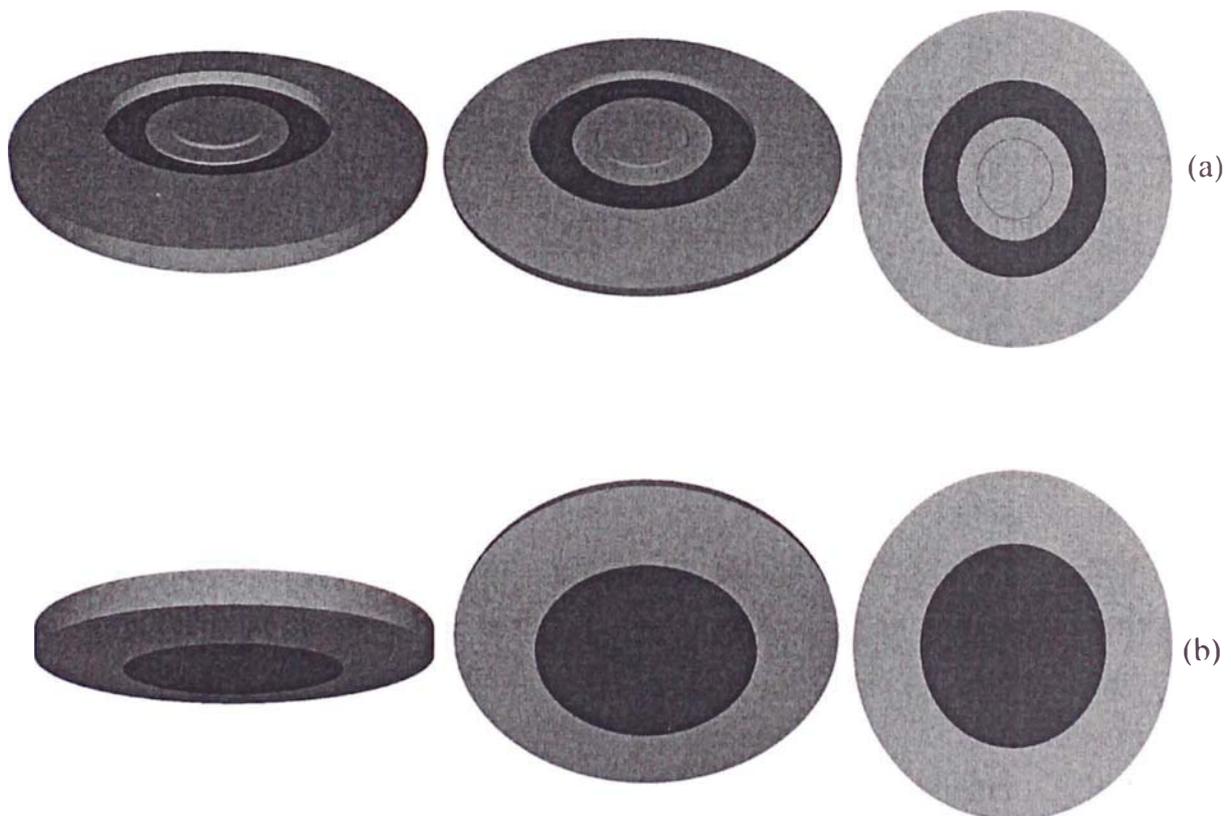
<i>Capa</i>	<i>Z<sub>min</sub></i>	<i>Espesor</i>	<i>R1 top</i>	<i>R1 bottom</i>	<i>Mat.1</i>	<i>R2 top</i>	<i>R2 bottom</i>	<i>Mat.2</i>	<i>R3 top</i>	<i>R3 bottom</i>	<i>Mat.3</i>
1	10.5960	0.1694	2.223	2.2230	aire	3.810	3.810	aluminio	na	na	na
2	10.7654	0.0381	0.899	0.9371	aluminio	2.223	2.223	aire	3.810	3.810	aluminio
3	10.8035	0.0254	1.400	1.4000	aluminio	2.223	2.223	aire	3.810	3.810	aluminio
4	10.8289	0.0071	2.223	2.2230	kapton	3.810	3.810	aluminio	na	na	na

A partir de los datos dados en esta tabla y siguiendo la nomenclatura para la construcción de geometrías cuadráticas se prepara un archivo con extensión .GEO y luego, se grafica usando el GVIEW2D en 2D, y para poder verlo en 3D se utilizo GVIEW3D, tal como se muestra en la **Figura 3.8**. Si rotamos la figura en 3D se observará la **Figura 3.9**.

<sup>1</sup>File prepared by Ph.D. Alfredo C. Siochi; 27-Ago-01; Siemens Medical Systems, Oncology Care Systems; 1103 Smokewood Drive; Apex, NC 27502.



**Fig. N° 3.8.** Lámina secundaria graficado usando (a) GVIEW2D en 2D y (b) GVIEW3D en 3D de Penelope usando geometrías cuadráticas cuyos materiales son (1) aluminio, (2) aire y (3) kapton.



**Figura 3.9.** Rotación de la lámina secundaria en 3D, donde se puede observar el filtro aplanador: (a) vista desde la parte superior, (b) vista desde la parte inferior.

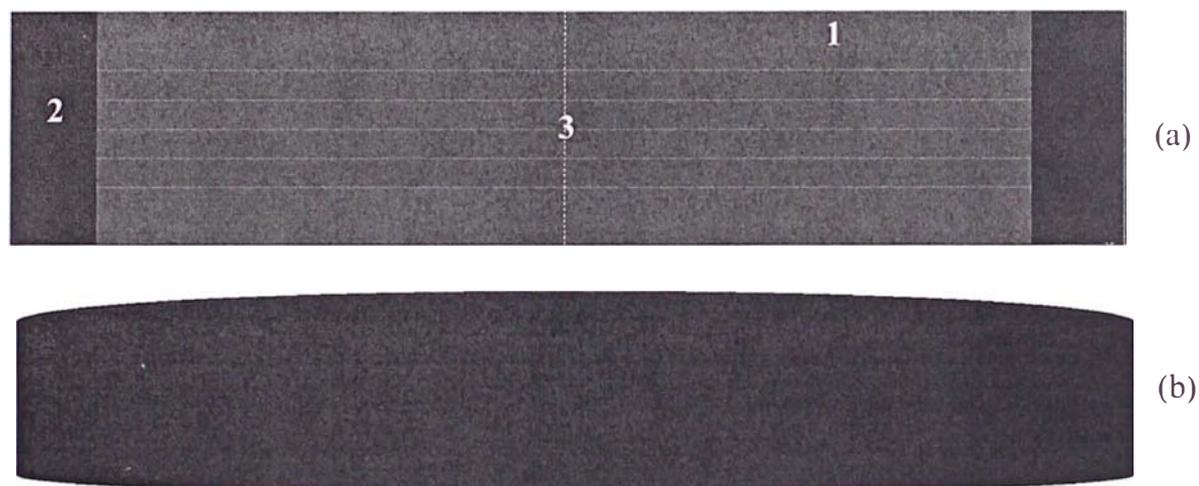
**(iii) CI de electrones (Electron Dose Chamber).**- La función principal de este tercer componente del Linac es para medir la tasa de dosis de manera constante durante la emisión del haz de electrones y tiene la forma de un cilindro cuyo radio externo es 3.175 cm. Las dimensiones dadas por el fabricante, preparado por el Dr. Alfredo C. Siochi, en el año 2001, para este componente del acelerador Siemens/Mevatron, se muestran en la **Tabla 3.7**. Los materiales que forman este componente son tres: aire, kapton y oro.

**Tabla 3.7.** Dimensiones de la CI de electrones en cm<sup>1</sup>.

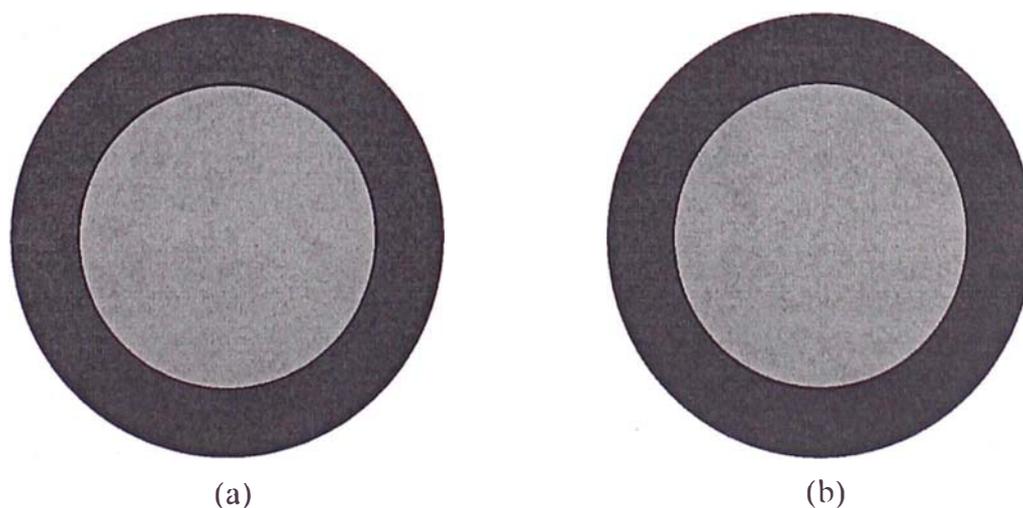
<i>Capa</i>	<i>Zmin</i>	<i>Espesor</i>	<i>RCYS(1,1)</i>	<i>RCYS(1,2)</i>	<i>RCYS(1,3)</i>	<i>Material</i>	<i>RMAX_CM</i>	<i>Material</i>
1	11.032640	0.297500	2.1971	3.155	3.165	aire	3.175	SST
2	11.330140	0.002500	2.1971	3.155	3.165	kapton	3.175	SST
3	11.332640	0.147475	2.1971	3.155	3.165	aire	3.175	SST
4	11.480115	0.000005	2.1971	3.155	3.165	oro	3.175	SST
5	11.480120	0.002500	2.1971	3.155	3.165	kapton	3.175	SST
6	11.482620	0.000020	2.1971	3.155	3.165	oro	3.175	SST
7	11.482640	0.147460	2.1971	3.155	3.165	aire	3.175	SST
8	11.630100	0.000020	2.1971	3.155	3.165	oro	3.175	SST
9	11.630120	0.002500	2.1971	3.155	3.165	kapton	3.175	SST
10	11.632620	0.000020	2.1971	3.155	3.165	oro	3.175	SST
11	11.632640	0.145000	2.1971	3.155	3.165	aire	3.175	SST
12	11.777640	0.000020	2.1971	3.155	3.165	oro	3.175	SST
13	11.777660	0.002500	2.1971	3.155	3.165	kapton	3.175	SST
14	11.780160	0.000005	2.1971	3.155	3.165	oro	3.175	SST
15	11.780165	0.152475	2.1971	3.155	3.165	aire	3.175	SST
16	11.932640	0.002500	2.1971	3.155	3.165	kapton	3.175	SST
17	11.935140	0.297500	2.1971	3.155	3.165	aire	3.175	SST

<sup>1</sup>File prepared by Ph.D. Alfredo C. Siochi; 27-Ago-01; Siemens Medical Systems, Oncology Care Systems; 1103 Smokewood Drive; Apex, NC 27502.

A partir de los datos dados en esta tabla y siguiendo la nomenclatura para la construcción de geometrías cuadráticas se prepara un archivo con extensión .GEO y luego, se grafica usando el GVIEW2D y GVIEW3D para poder verlo en 2D y 3D, respectivamente, tal como se muestra en la **Figura 3.10**. Si rotamos la figura en 3D se observará la **Figura 3.11**.



**Figura 3.10.** CI de electrones (a) GVIEW2D en 2D y (b) GVIEW3D en 3D de Penelope usando geometrías cuadráticas cuyos materiales son: (1) aire, (2) kapton y (3) oro.



**Figura 3.11.** Rotación de la CI de electrones en 3D: (a) vista desde la parte superior, (b) vista desde la parte inferior.

**(iv) Mandíbulas o colimadores para fotones (Jaws).**- La función principal de este cuarto componente del Linac es el de modificar el tamaño de campo en modo fotones desde 0x0 hasta 40x40 cm<sup>2</sup>. Sin embargo, cuando se utiliza en modo electrones, el que permite modificar el tamaño de campo son los aplicadores, las cuales son colocados en el cabezal del Linac y las mandíbulas se abren automáticamente, la apertura depende del aplicador (por ejemplo, para 15x15 cm<sup>2</sup>, la mandíbulas se abren automáticamente a 11.50 cm). Las mandíbulas están formados por dos pares de bloque, una sirve para el eje x y la otra para el eje y, cabe mencionar que cuando estas son cerradas completamente el ángulo con la vertical se aproxima a cero. Sin embargo, cuando se coloca el aplicador 15x15 cm<sup>2</sup>, los bordes de la mandíbulas forma un ángulo con la vertical de 6.49 grados. Las dimensiones dadas por el fabricante, preparado por el Dr. Alfredo C. Siochi, en el año 2001, para este componente del acelerador Siemens/Mevatron, se muestran en la **Tabla 3.8**.

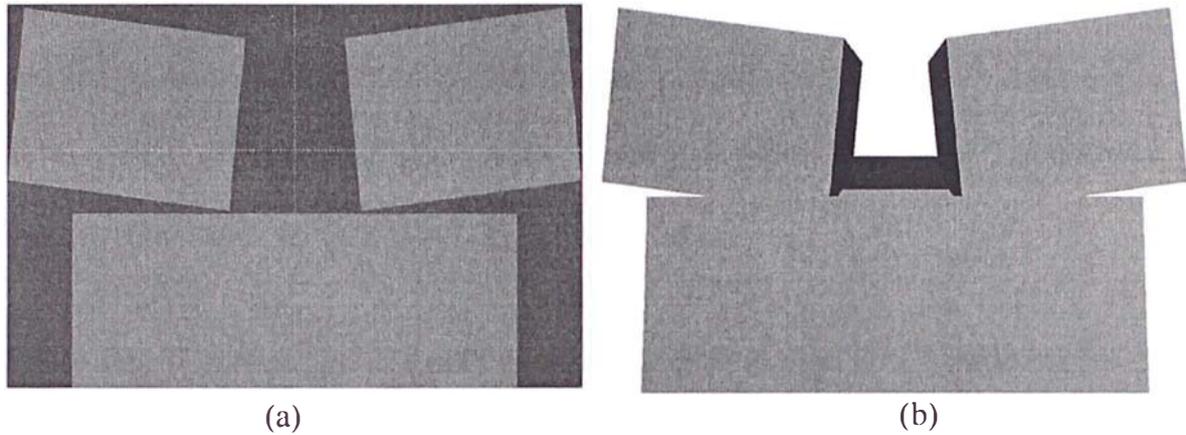
**Tabla 3.8.** Dimensiones de las mandíbulas del Linac dado en cm<sup>1</sup>.

<i>Capas</i>	<i>z (cm)</i>	<i>Espesor (cm)</i>	<i>Colim der</i>	<i>Colim izq</i>	<i>Material</i>
1	22.6257	7.4425	14.5820	14.5820	tungsteno
2	30.0682	0.3584	na	na	aire
3	30.4266	7.4418	15.4790	15.4790	tungsteno

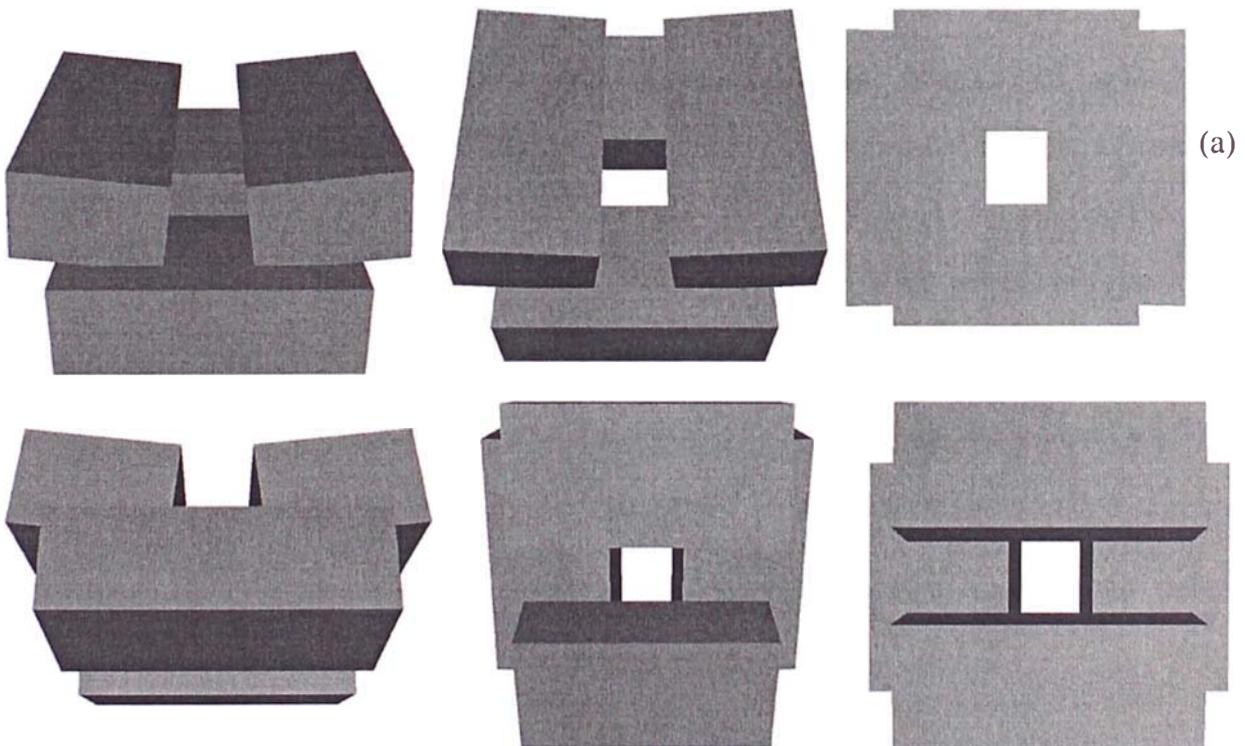
A partir de los datos dados en esta tabla y siguiendo la nomenclatura para la construcción de geometrías cuadráticas se prepara un archivo con extensión

<sup>1</sup>File prepared by Ph.D. Alfredo C. Siochi; 27-Ago-01; Siemens Medical Systems, Oncology Care Systems; 1103 Smokewood Drive; Apex, NC 27502.

.GEO y luego, se grafica usando el GVIEW2D en 2D, y para poder verlo en 3D se utilizo GVIEW3D, tal como se muestra en la **Figura 3.12**. Si rotamos la figura en 3D se observará la **Figura 3.13**.



**Figura 3.12.** Mandíbulas o colimadores para fotones (a) GVIEW2D en 2D y (b) GVIEW3D en 3D de Penelope usando geometrías cuadráticas cuyos materiales son (1) tungsteno y (2) aire.



**Figura 3.13.** Rotación de las mandíbulas o colimadores para fotones en 3D: (a) vista desde la parte superior, (b) vista desde la parte inferior.

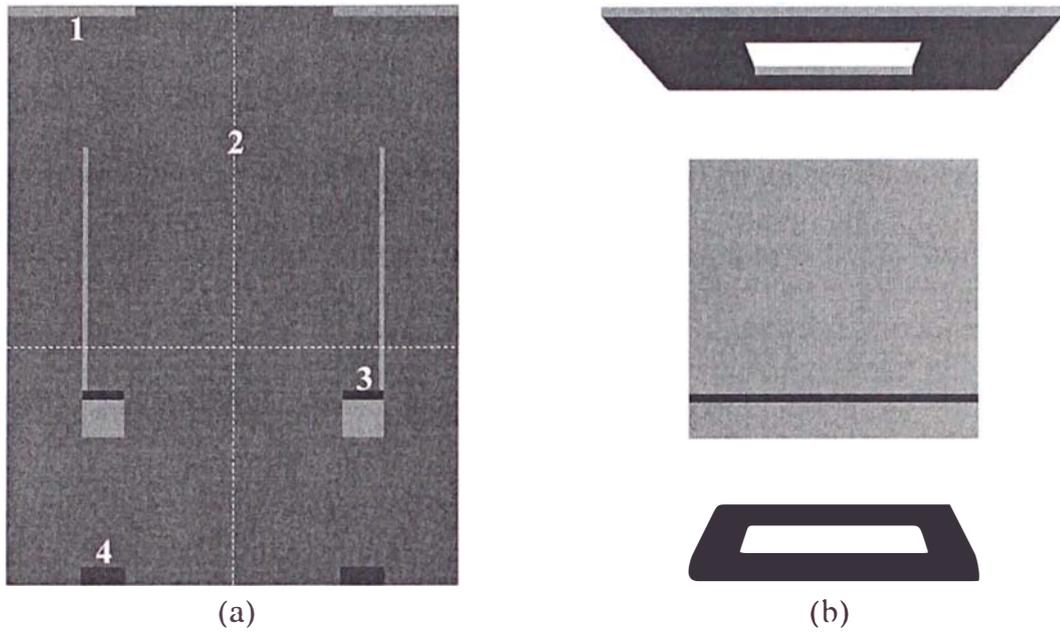
**(v) Aplicador de tratamiento (Applicators).**- La función principal de este quinto componente del Linac es para la formación del tamaño de campo del haz de electrones. Estos pueden ser cuadrados de 5x5, 10x10, 15x15, 20x20 y 25x25 cm<sup>2</sup>, así como también circulares de radio 5 y 10 cm respectivamente. Las dimensiones dadas por el fabricante, preparado por el Dr. Alfredo C. Siochi, en el año 2001, para este componente del acelerador Siemens/Mevatron, se muestran en la **Tabla 3.9**.

**Tabla 3.9.** Dimensiones del aplicador de tratamiento del Linac dado en cm<sup>1</sup>.

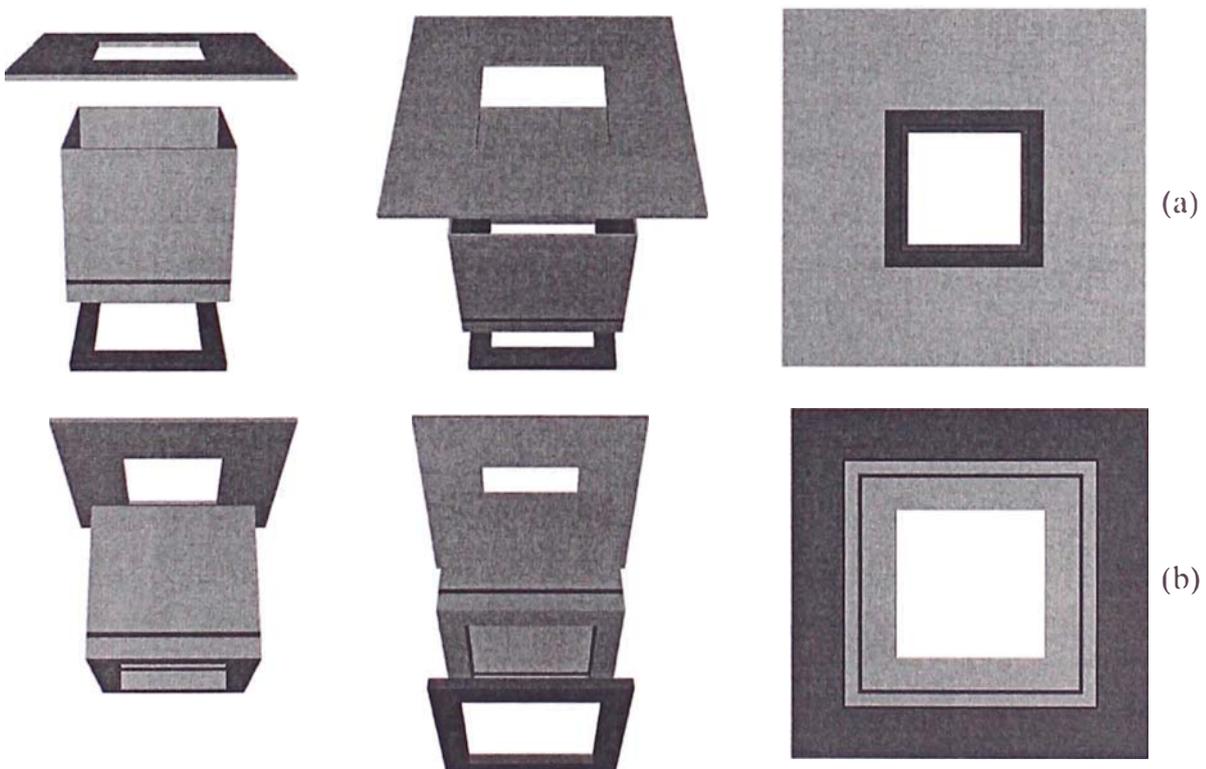
<b>Capas</b>	<b>Partes</b>	<b>Z<sub>MIN</sub></b>	<b>Espesor</b>	<b>X<sub>MIN</sub></b>	<b>Y<sub>MIN</sub></b>	<b>Ancho X</b>	<b>Mat.</b>	<b>Ancho Y</b>	<b>Mat.</b>
1	Tray	56.000	0.632	6.579	6.579	8.814	aire	8.814	aluminio
2	Body	65.522	16.338	9.690	9.690	0.318	aire	0.318	aluminio
3	Shield	81.870	0.635	7.226	7.226	2.781	aire	2.781	SST
4	Plate	82.515	2.515	7.226	7.226	2.781	aire	2.781	aluminio
5	collimator	93.730	1.270	7.125	7.125	2.908	aire	2.908	Brass

A partir de los datos dados en la **Tabla 3.9** y siguiendo la nomenclatura para la construcción de geometrías cuadráticas se prepara un archivo con extensión .GEO y luego, se grafica usando el GVIEW2D en 2D, y para poder verlo en 3D se utilizo GVIEW3D, tal como se muestra en la **Figura 3.14**. Si rotamos la figura en 3D se observará la **Figura 3.15**. Los materiales que forman este componente son cuatro: aluminio (Al), aire, SST y brass.

<sup>1</sup>File prepared by Ph.D. Alfredo C. Siochi; 27-Ago-01; Siemens Medical Systems, Oncology Care Systems; 1103 Smokewood Drive; Apex, NC 27502.



**Figura 3.14.** Aplicador de tratamiento para electrones graficado usando (a) GVIEW2D en 2D y (b) GVIEW3D en 3D de Penelope usando geometrías cuadráticas cuyos materiales son (1) aluminio, (2) aire, (3) SST, (4) brass.



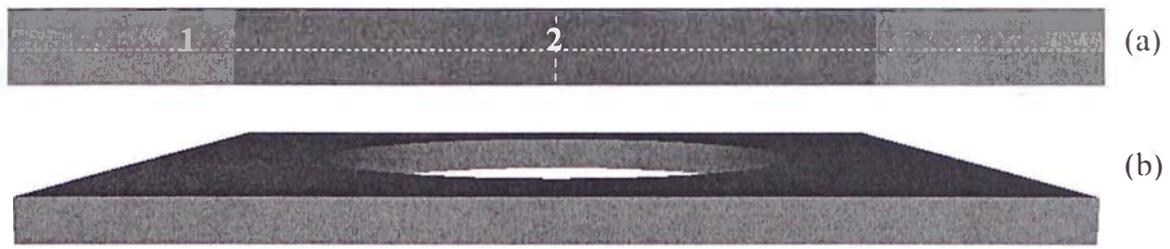
**Figura 3.15.** Rotación del aplicador de tratamiento para electrones en 3D: (a) vista desde la parte superior, (b) vista desde la parte inferior.

**(vi) Protector de cerroben.**- La función principal de este sexto componente es para formar los campos irregulares que se requieren en el tratamiento de pacientes con cáncer mediante electrones. Las medidas de las dimensiones de los protectores de cerroben fueron realizadas mediante una regla milimetrada, cuyos resultados se muestran en la **Tabla 3.10**. Los materiales que forman este componente son dos: cerroben y aire.

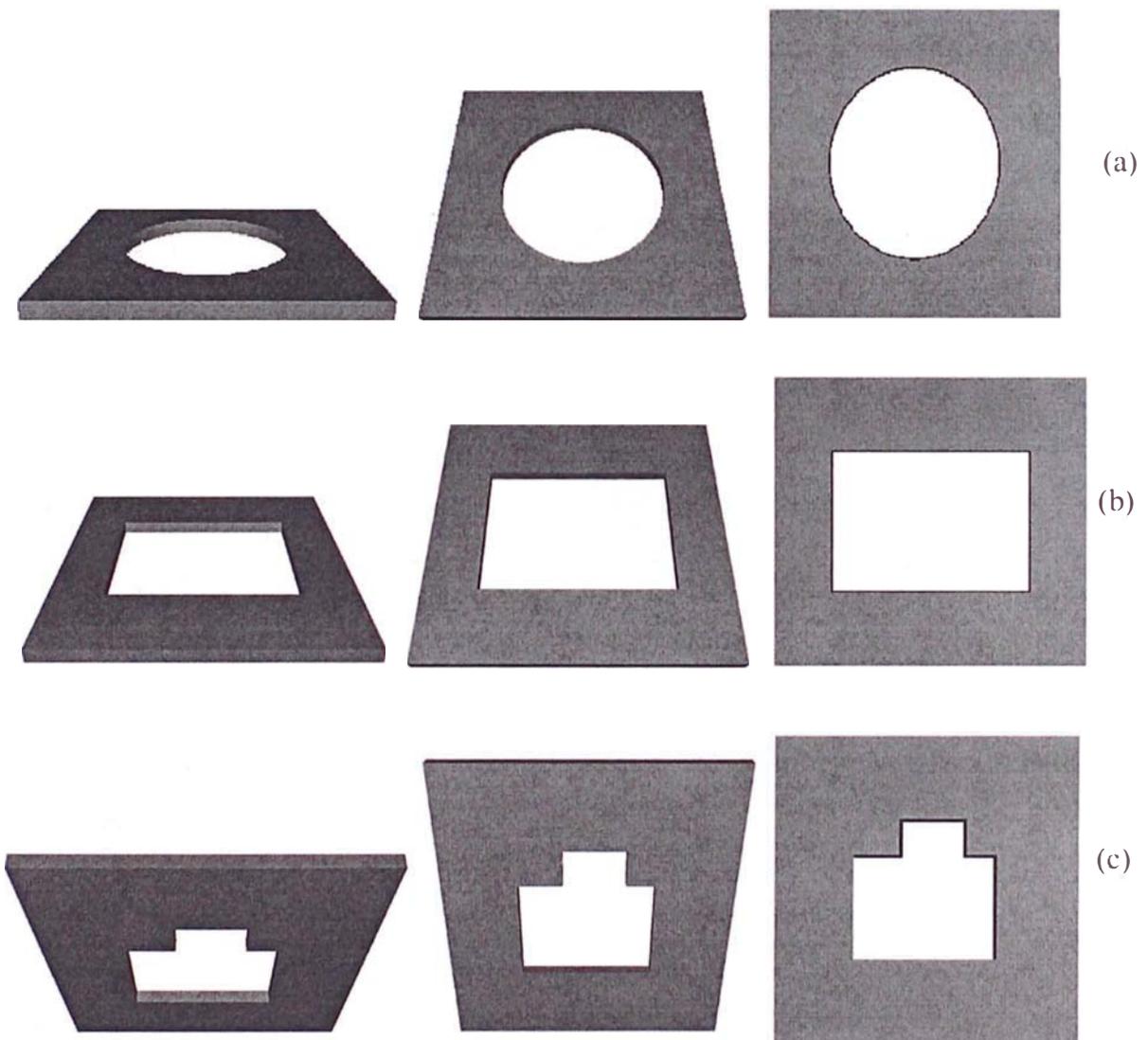
**Tabla 3.10.** Dimensiones de diversos protectores de cerroben en cm.

<b>Protector circular</b>									
<i>Capa</i>	<i>Partes</i>	<i>Z<sub>min</sub></i>	<i>Espesor</i>	<i>Radio interno</i>	<i>Mat.</i>	<i>Ancho X</i>	<i>Ancho Y</i>	<i>Material</i>	
1	Protector	93.080	0.650	4.73	aire	15.000	16.100	cerroben	
<b>Protector cuadrado</b>									
<i>Capa</i>	<i>Partes</i>	<i>Z<sub>min</sub></i>	<i>Espesor</i>	<i>X<sub>min</sub></i>	<i>Y<sub>min</sub></i>	<i>Mat.</i>	<i>Ancho X</i>	<i>Ancho Y</i>	<i>Material</i>
1	Protector	93.080	0.650	10.300	7.400	aire	15.000	16.100	cerroben
<b>Protector complejo</b>									
<i>Capa</i>	<i>Partes</i>	<i>Z<sub>min</sub></i>	<i>Espesor</i>	<i>Campo</i>	<i>Mat.</i>	<i>Ancho X</i>	<i>Ancho Y</i>	<i>Material</i>	
1	Protector	93.080	0.650	Complejo	aire	15.000	16.100	cerroben	

A partir de los datos dados de la **Tabla 3.10** y siguiendo la nomenclatura para la construcción de geometrías cuadráticas se prepara un archivo con extensión .GEO y luego, se grafica usando el GVIEW2D en 2D, y para poder verlo en 3D se utilizo GVIEW3D, tal como se muestra en la **Figura 3.16**. Si rotamos la figura en 3D se observará la **Figura 3.17**. Los materiales que forman este componente son dos: cerroben y aire.

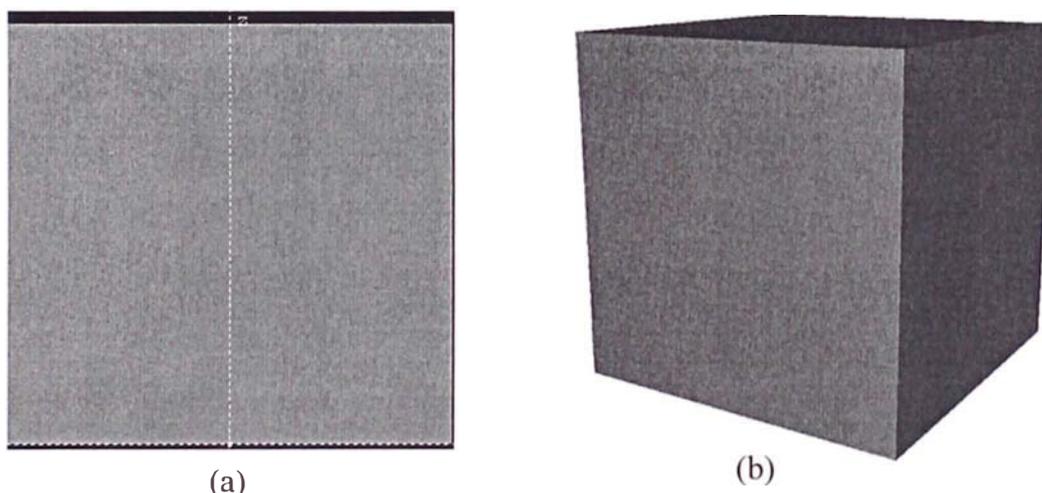


**Figura 3.16.** Protectores de cerroben de diversas formas graficado usando (a) GVIEW2D en 2D y (b) GVIEW3D en 3D de Penelope usando geometrías cuadráticas cuyos materiales son (1) cerroben y (2) aire.



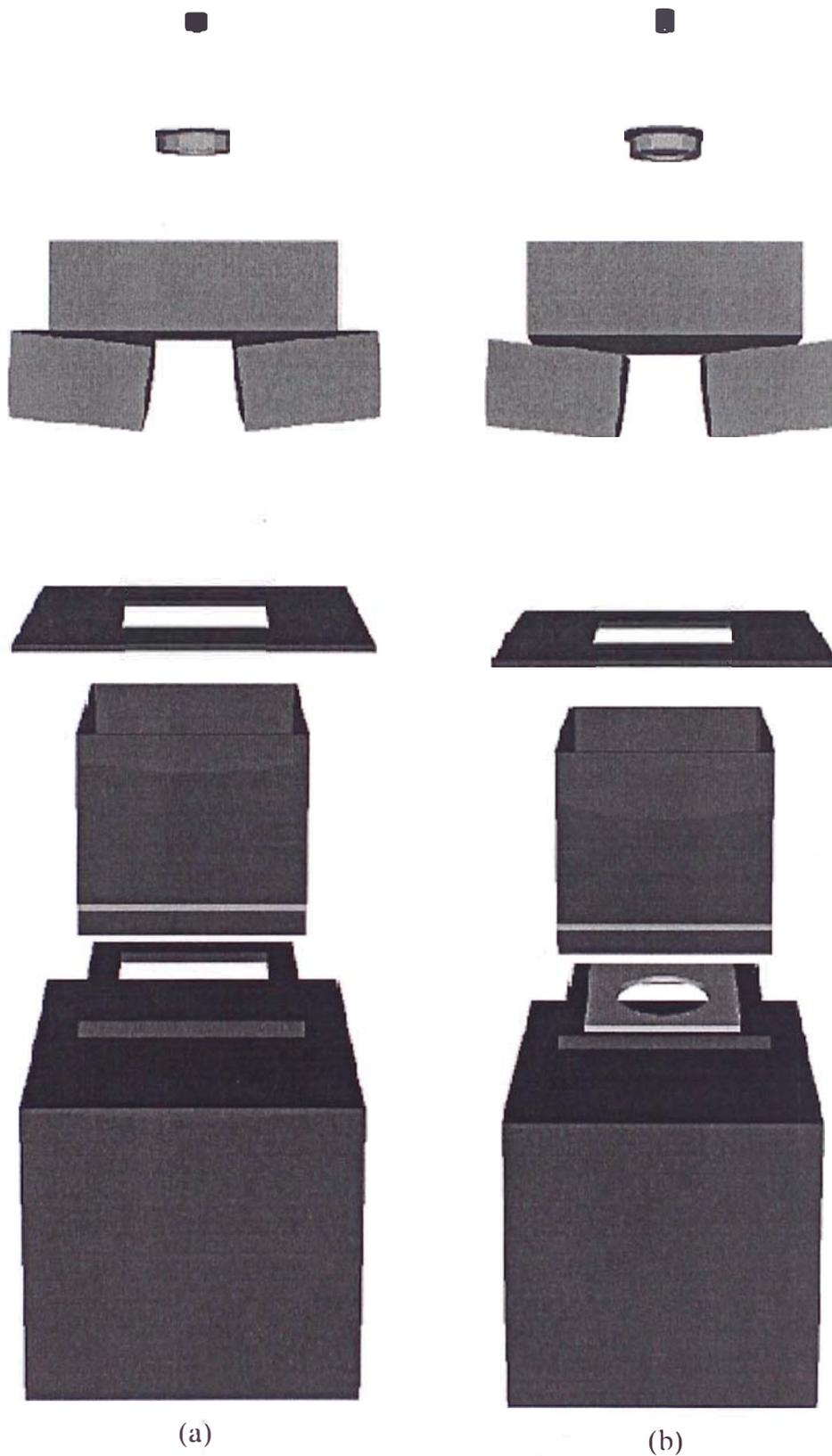
**Figura 3.17.** Rotación de Protectores de cerroben de diversas formas en 3D: (a) circular, (b) rectangular y (c) complejo.

(vi) **Fantoma de agua.**- La función principal de este séptimo componente es simular al paciente, la cual fue dividida en voxeles donde se pudo evaluar mediante la simulación de MC los parámetros dosimétricos tales, porcentaje de dosis en profundidad, factor de campo y otras. Las dimensiones del fantoma fueron de  $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ . A partir de estos datos y siguiendo la nomenclatura para la construcción de geometrías cuadráticas se preparó un archivo con extensión .GEO y luego, se grafica usando el GVIEW2D en 2D, y para poder verlo en 3D se utilizó GVIEW3D, tal como se muestra en la **Figura 3.18**. El material usado en el fantoma fue agua.

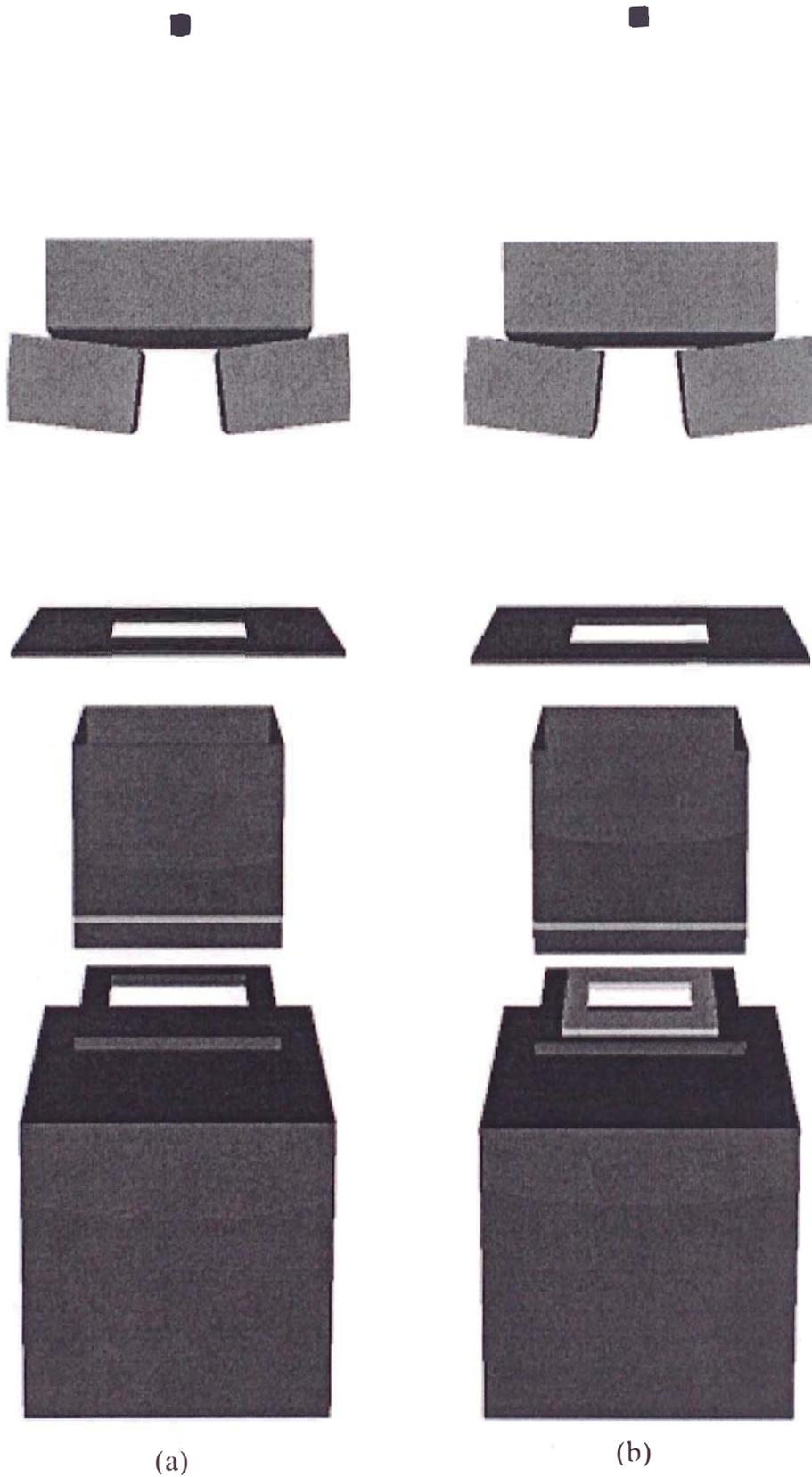


**Figura 3.18.** Fantoma de agua graficado usando (a) GVIEW2D en 2D y (b) GVIEW3D en 3D de Penelope usando geometrías cuadráticas cuyo material es únicamente agua.

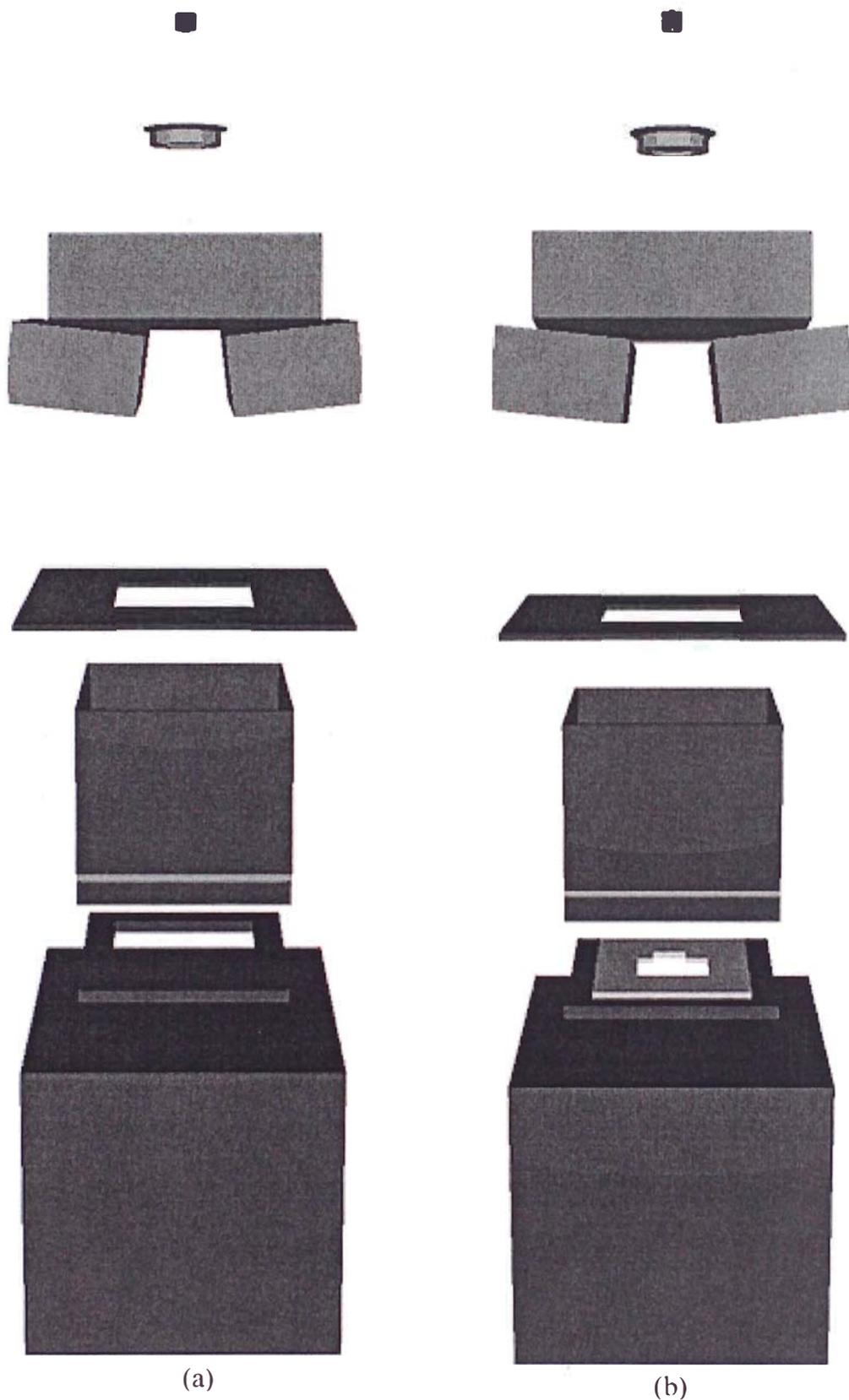
Una vez terminado de construir los archivos de las geometrías en forma individual, se elaboró un solo archivo, llamado PENMAIN.GEO, la cual contiene la geometría completa del Linac Siemens/Mevatrón para los siguientes protectores: (i) circular, (ii) rectangular y (iii) compleja, ver **Figuras 3.19 al 3.21**;



**Figura 3.19.** Cabezal de un Linac para electrones simulada usando GVIEW3D en 3D de Penelope (a) sin protector y (b) con protector circular, usados en la simulación con MC.



**Figura 3.20.** Cabezal de un Linac para electrones simulada usando GVIEW3D en 3D de Penelope (a) sin protector y (b) con protector rectangular, usados en la simulación con MC.



**Figura 3.21.** Cabecal de un Linac para electrones simulada usando GVIEW3D en 3D de Penelope (a) sin protector y (b) con protector complejo, usados en la simulación con MC.

### 3.3.1.b ELABORACION DE UN ARCHIVO DE SECCIONES EFICACES

A partir de los datos del fabricante se conoce todos los materiales de que están hechos cada uno de los componentes del Linac Siemens/Mevatron, tal como se muestran las **Tablas 3.5 al 3.10**. A continuación se indica cada uno de los componentes usados en la simulación del Linac con sus respectivos materiales,

- Lamina primaria.- Esta formado por cuatro materiales: oro, ledloy, brass y aire.
- Lamina secundaria.- Esta formado por tres materiales: aluminio, kapton y aire.
- CI.- Esta formado por tres materiales: kapton, oro y aire.
- Mandíbulas.- Esta formado por dos materiales: tungsteno y aire.
- Aplicador de tratamiento.- Esta formado por cuatro materiales: aluminio, SST, brass y aire.
- Protector.- Esta formado por dos materiales: cerroben y aire.
- Fantoma.- Los materiales que forman este componente es solo el agua.

Los materiales usados en la simulación del Linac son diez y el número asignado a cada uno de ellos en la construcción de la geometría, se muestra en la **Tabla 3.11**. Para crear las secciones, se debe conocer de cada material lo siguiente: (i) número de elementos que lo integran, (ii) número atómico con su respectiva abundancia isotópica y (iii) densidad.

**Tabla 3.11.** Orden de los materiales usados en la simulación.

Orden	Material	Elemento	Z	Átomo/molécula	Densidad (g/cm <sup>3</sup> )
1	Aire	C	6	1.50187E-04	1.20479E-03
		N	7	7.84430E-01	
		O	8	2.10748E-01	
		Ar	18	4.67111E-03	
2	Oro	Au	79	1.00000E+00	1.93200E+01
		Fe	26	9.82800E-01	
		Pb	82	2.50000E-03	
		S	16	3.00000E-03	
		P	15	7.00000E-04	
		Mn	25	1.00000E-02	
3	Ledloy	C	6	1.00000E-03	7.76000E+00
		Pb	82	3.00000E-02	
		Cu	29	6.15000E-01	
		Zn	30	3.55000E-01	
		Al	13	1.00000E+00	
4	Brass	H	1	1.00000E+01	8.50000E+00
		C	6	2.20000E+01	
		N	7	2.00000E+00	
		O	8	5.00000E+00	
5	Aluminio	H	1	1.00000E+01	2.69890E+00
		C	6	2.20000E+01	
		N	7	2.00000E+00	
		O	8	5.00000E+00	
6	Kapton	H	1	1.00000E+01	1.42000E+00
		C	6	2.20000E+01	
		N	7	2.00000E+00	
		O	8	5.00000E+00	

Orden	Material	Elemento	Z	Átomo/molécula	Densidad (g/cm <sup>3</sup> )
7	SST	C	6	1.000000E-03	8.19000E+00
		Mn	25	2.000000E-02	
		P	15	4.500000E-04	
		S	16	3.000000E-04	
		Si	14	1.000000E-02	
		Cr	24	1.800000E-01	
		Ni	28	9.000000E-02	
		Fe	26	6.982500E-01	
8	Tungsteno	W	74	1.00000E+00	1.93000E+01
9	Ceroben	Cd	48	1.020000E-01	9.39000E+00
		Sn	50	1.330000E-01	
		Pb	82	2.650000E-01	
		Bi	83	5.000000E-01	
10	Agua	H	1	2.00000E+00	1.00000E+00
		O	2	1.00000E+00	

Luego, usando el software MATERIALES.EXE se crea un archivo de las secciones eficaces para cada material. A partir de esto, se elaboró un archivo donde se grabó todas las secciones eficaces siguiendo el orden indicado en la construcción de la geometría, cuyo nombre fue PENMAIN.MAT.

### 3.3.1.c ARCHIVO USUARIO PARA CONTROL DE LOS PARAMETROS DE LA SIMULACION

Para controlar completamente la operación del programa principal PENMAIN.EXE, se utilizó un archivo de entrada de datos llamado PENMAIN.IN donde se ingresan diversos parámetros que se describen a continuación:

**(i) Definición de la fuente.**- En esta parte se describe todas las características de la fuente, tales como:

- Tipo de partícula primaria [1=electrón, 2=fotón, 3=positrón].
- Energía inicial [para fuente monoenergética, dado en eV].
- Espectro de energía especificada [para fuente polienergéticas, dado en eV].
- Coordenadas de posición de la fuente [ $r_0=(x_0, y_0, z_0)$ , dado en cm].
- Ángulos de dirección del eje del haz o dirección inicial de las partículas primarias [ $\theta_0, \phi_0$ , dado en grados].
- Apertura del haz [ $\alpha$ , dado en grados].

**(ii) Archivo de espacio – fase de entrada.**- Esta es otra alternativa para leer el estado inicial de las variables de las partículas “primarias” a partir de archivos de espacios de fase pre-calculado, esta opción es útil para dividir la simulación de problemas complejos en muchos estados consecutivos. Cuando esta opción esta activa, las definiciones previas acerca de la fuente son ignoradas. Para activar esta parte se requiere de lo siguiente:

- Nombre del archivo de espacio de fase [Máximo 20 caracteres].

**(iii) Datos de los materiales y parámetros de simulación.-** En esta parte se describe todas las características de los materiales, tales como:

- Número de los diferentes materiales [ $\leq 10$ ].
- Parámetros de simulación para cada uno de los materiales [para el material M-ésima; energías de absorción, EABS(1:3, M) parámetros de dispersión elástica, C1(M) y C2(M) y pérdidas de energía de corte para colisión inelástica y emisión de bremsstrahlung, WCC(M), WCR(M)].
- Nombre del archivo que define el material, [Máximo 20 caracteres].

**(iv) Archivo de definición geométrica.-** En esta parte se describe todas las características de la geometría, tales como:

- Nombre del archivo que define la geometría, [Máximo 20 caracteres].
- Longitud del paso máximo de electrones y positrones en el cuerpo KB [KB, es el número del cuerpo].

**(v) Interacción forzada.-** En esta parte se describe todas las características de la reducción de varianza, tales como:

- Parámetros para la interacción forzada [se debe ingresar el número de cuerpo, KB; el tipo de partícula, KPAR; número de código para los varios eventos de interacción, ICOL; el factor de fuerza, FORCER, el cual debe ser mayor que uno; los valores de WLOW, WHIG son los límites del peso de la ventana donde la interacción forzada es aplicada].

**(vi) Partículas emergentes. Distribuciones de energía.-** En esta parte se describe las características del haz de salida, tales como:

- Ingreso el intervalo de energía [dado en MeV].

- Ingreso número de depósito para el ángulo polar THETA [dado en grados].
- Ingreso número de depósito para el ángulo azimutal PHI [dado en grados].

**(vii) Detectores de impacto (hasta 25 detectores diferentes).**- En esta parte se describe como se crean los archivos de espacio de fase:

- Energía de la ventana, número de canales y la bandera entera IPSF, la cual sirve para activar la creación de un archivo de espacio de fase, la cual contiene las variables de estado de todas las partículas que ingresan al detector. Use esta opción con cuidado, ya que los archivos de espacio de fase podrían crecer muy rápido, cuyos valores pueden ser:
  - +1, las partículas que ingresan al detector son transportadas como usual. Un archivo de espacio-fase es creado.
  - -1, las partículas que ingresan al detector son transportadas como usual. No se crea un archivo de espacio-fase.
  - +2, la simulación de una partícula es descontinuada cuando este ingresa al detector. Un archivo de espacio-fase es creado.
  - -2, la simulación de una partícula es descontinuada cuando este ingresa al detector. No se crea un archivo de espacio-fase.
- Nombre del archivo de salida del espacio-fase [Máximo 20 caracteres].
- Nombre del archivo de salida del espectro de energía [Máximo 20 caracteres].

**(viii) Detectores de deposición de energía (hasta 25).**- En esta parte se describe las características energéticas del haz de salida, tales como:

- Energía de la ventana, número de canales.
- Nombre del archivo del espectro de energía [Máximo 20 caracteres].
- Cuerpo activo, uno por cada cuerpo [KB].

**(ix) Distribución de dosis.**- En esta parte se describe las características de la distribución de dosis del haz de salida, tales como:

- Coordenadas del rango en el eje X [valor mínimo, XL; valor máximo, XU].
- Coordenadas del rango en el eje Y [valor mínimo, YL; valor máximo, YU].
- Coordenadas del rango en el eje Z [valor mínimo, ZL; valor máximo, ZU].
- Número de depósitos para el eje X, Y, Z [NX, NY, NZ].

**(x) Propiedades del trabajo.**- En esta parte se describe las características del trabajo de simulación, tales como:

- Resumen de todos los archivos [Máximo 20 caracteres].
- Generación del archivo [Máximo 20 caracteres].
- Periodo de descarga [en segundos].
- Numero deseado de partículas simuladas.
- Semillas del generador de número aleatorio.
- Tiempo simulado permitido [en segundos].

Estos diez pasos se llenan apropiadamente en el archivo PENMAIN.IN.

### 3.3.2 PORCENTAJE DE DOSIS EN PROFUNDIDAD

Para realizar el proceso de simulación del transporte de electrones a través del Linac Siemens/Mevatron usando el método de MC, se utilizó los cuatro archivos (PENMAIN.EXE, PENMAIN.GEO, PENMAIN. MAT y PENMAIN.IN), obtenidos anteriormente mediante el código Penelope, las cuales son llevados a una carpeta y para correr la simulación se ejecuta el archivo PENMAIN.EXE. Este programa se detendrá cuando alcance ya sea (i) el número de partículas requeridas o (ii) el tiempo de simulación permitida. En nuestro caso se utilizó el número de partículas, cuyo valor se muestra en la **Tabla 3.12**, para haces de electrones de 12 MeV.

**Tabla 3.12.** Parámetros para obtener el PDP simulada para 12 MeV

Parámetros	Descripción o valores
Partículas	Electrones
Energía inicial	11.27 MeV
Posición Inicial de la fuente	0, 0, -100 cm
Angulo de dirección del eje del haz	0 grados
Angulo de apertura del haz	0 grados
Número de materiales	10
Rango del eje X para la distribución de dosis	-10, +10 cm
Rango del eje Y para la distribución de dosis	-10, +10 cm
Rango del eje Z para la distribución de dosis	0, +10 cm
Numero de compartimientos	100, 100, 100
Numero de partículas simuladas	2.0E08
Tiempo simulado permitido	1.0E05

Al finalizar, la corrida del programa de simulación se obtuvo una serie de archivos. Sin embargo, el archivo de interés fue la dosis absorbida versus profundidad, la cual fue determinada en un voxel paralelepípedo, cuyas dimensiones fueron de [XYZ=2 mm x 2 mm x 1 mm], cuyo volumen fue de 4 mm<sup>3</sup> (0.004 cm<sup>3</sup>), similar al usado por Sempau [64], ver **Tabla 3.13**. A partir del cual se calcula la curva de PDP simulada para todas las energías.

**Tabla 3.13.** Volumen del voxel usados en la simulación con MC.

Eje	Long eje negativo	Long eje positivo	Long total	Número de divisiones	Dimension del voxel	
	(cm)	(cm)	(cm)		(cm)	(mm)
X	-10	10	20	100	0.20	2
Y	-10	10	20	100	0.20	2
Z	0	10	10	100	0.10	1
<b>VOLUMEN DEL VOXEL</b>					4.00E-03	4

### 3.3.3. INCERTIDUMBRE RELATIVA PORCENTUAL DEL METODO DE MONTE CARLO

Al iniciar la simulación, Penelope proporciona archivos de salida cuyos nombres se muestran en la **Tabla 3.14**, las cuales nos dan la dosis absorbida en cada uno de los voxéles con su respectiva incertidumbre ( $\pm 3\sigma$ ), cuya expresión esta dado por la ec. (2.54) y se puede observar que su valor depende básicamente del número de partículas.

**Tabla 3.14.** Archivos de salida que proporciona Penélope (versión 2006).

<b>Cant.</b>	<b>Nombre</b>	<b>Descripción</b>
1	pm-3d-dose.dat	Proporciona la dosis absorbida (eV/g) de todos los voxel en 3D, es decir 100x100x100.
100	pm-2d-dose-1.dat,..., pm-2d-dose-100.dat	Proporciona la dosis absorbida (eV/g) de todos los voxel en 2D, es decir 100x100x1,...
1	pm-x-dose.dat	Proporciona la dosis absorbida (eV/g) en el eje x, la cual permite ver los perfiles de dosis.
1	pm-y-dose.dat	Proporciona la dosis absorbida (eV/g) en el eje y, la cual permite ver los perfiles de dosis.
1	pm-z-dose.dat	Proporciona la dosis absorbida (eV/g) en el eje z, la cual permite obtener el PDP.

---

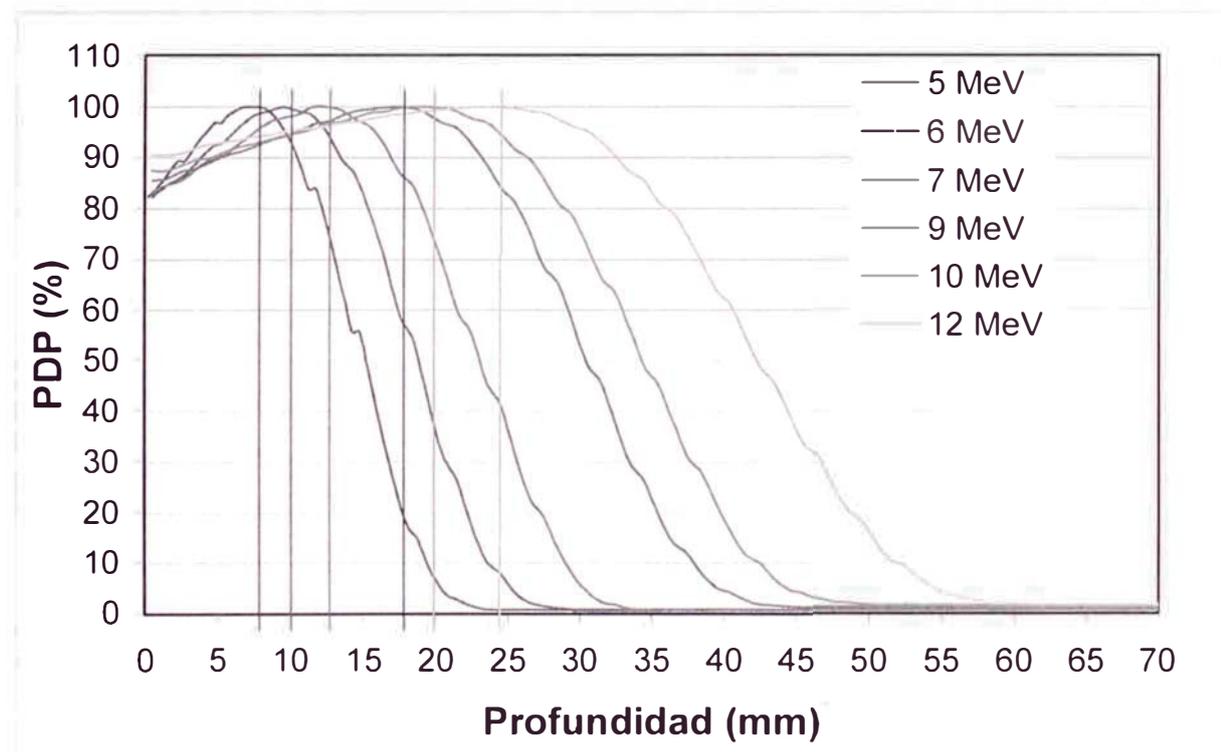
## 4. RESULTADOS Y DISCUSIONES

### 4.1 METODO USANDO CAMARA DE IONIZACION

A continuación se presenta los resultados obtenidos usando el arreglo experimental mostrado en la **Figura 3.5**.

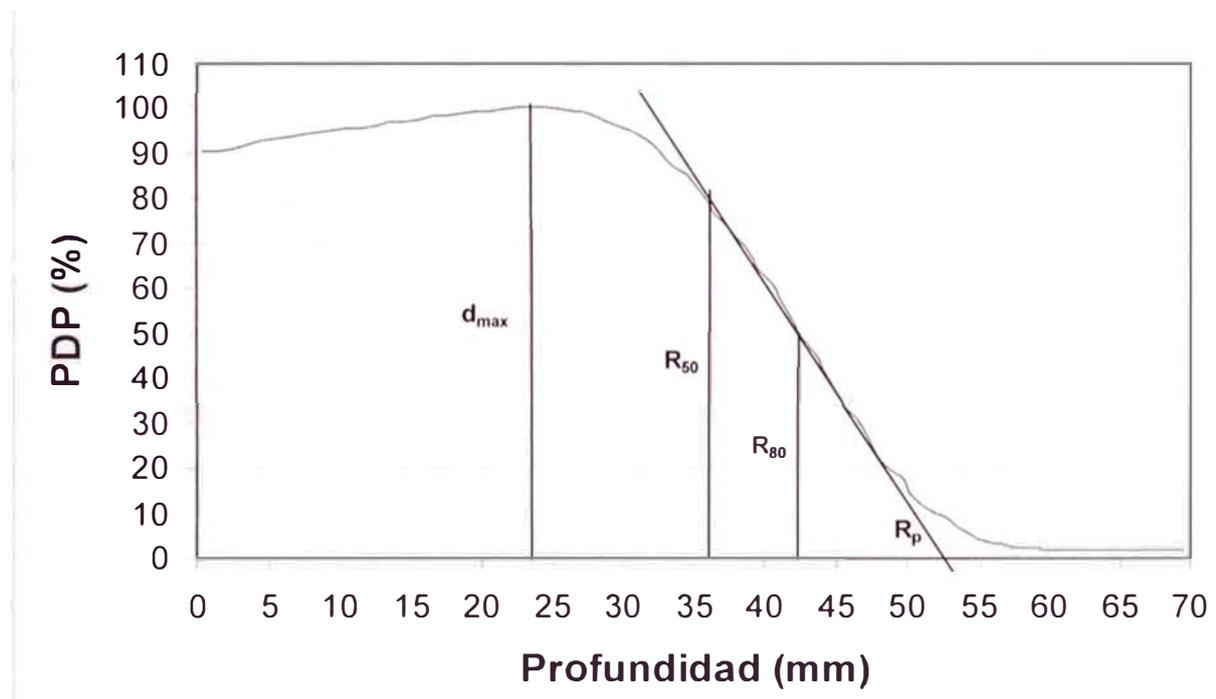
#### 4.1.1 PORCENTAJE DE DOSIS EN PROFUNDIDAD

En la **Figura 4.1**, se presenta los valores de las curvas de PDP obtenidos con la CI para haces de electrones con energías de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV, a una DFS de 100 cm.



**Figura 4.1.** Curvas de PDP para electrones medidos en agua con CI para las energías de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV del Linac Siemens/Mevatrón usando el aplicador de 15x15 cm<sup>2</sup> y DFS 100 cm.

De los datos mostrados en la **Figura 4.1**, se observa que cuanto mayor es la energía, la profundidad de dosis máxima tiene un mayor rango. Para 5 MeV se tiene un rango de 7 a 10 mm, mientras que para 12 MeV es de 19 a 26 mm. Esto debe a que la transferencia lineal de energía de los electrones de energías altas es mayor que para haces de menor energía. Además, se puede observar, que cuando mayor es la energía del haz de electrones mayor es la contaminación de los rayos x en el haz. A partir de las curvas de PDP presentadas en la **Figura 4.1**, se obtuvo el valor de los parámetros físicos, siguiendo las indicaciones del capítulo 2, ver **Figura 4.2**. Esto se repitió para todas las energías, cuyos valores se muestran en la **Tabla 4.1**, con sus respectivas incertidumbres típicas relativas porcentuales.

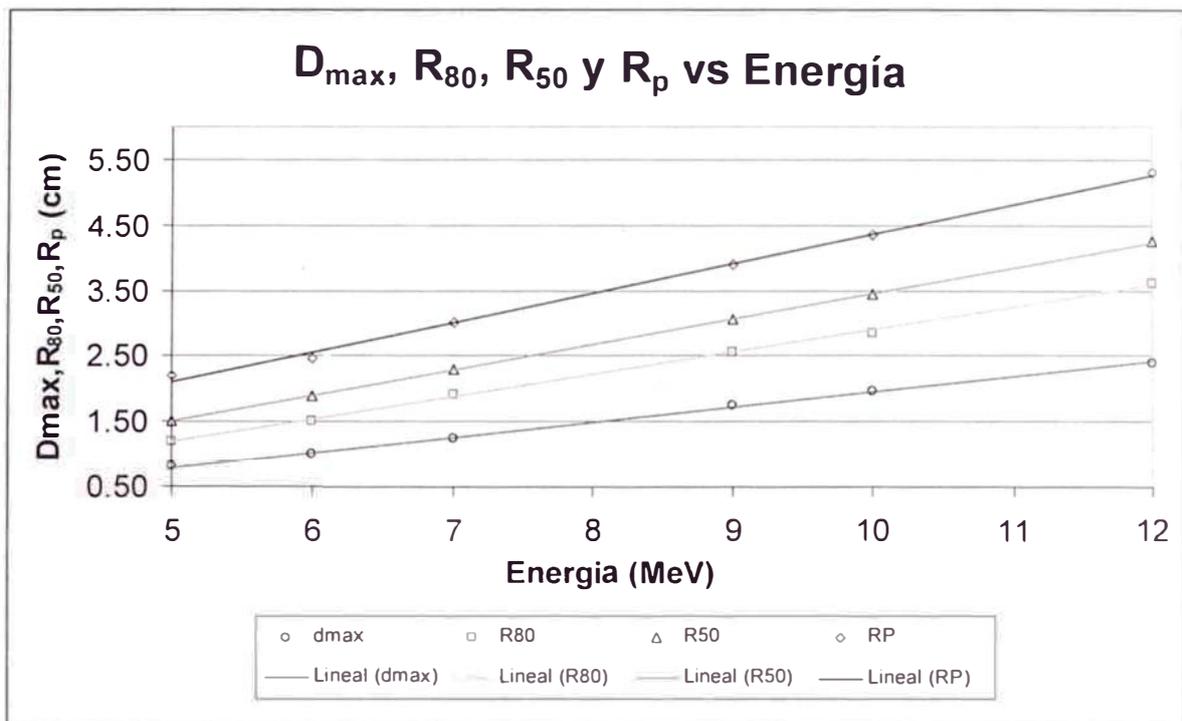


**Figura 4.2.** Parámetros de físicos del haz de electrones para 12 MeV usando el Linac Siemens/Mevatrón mediante el aplicador de  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  y DFS 100 cm.

**Tabla 4.1.** Parámetros físicos del haz de electrones obtenidos experimentalmente usando CI a partir de las curvas de PDP.

E (MeV)	$d_{max}$ (cm)	$R_{80}$ (cm)	$R_{50}$ (cm)	$R_p$ (cm)
5	0.80±0.10	1.20±0.10	1.50±0.10	2.20±0.10
6	1.00±0.10	1.50±0.10	1.88±0.10	2.45±0.10
7	1.25±0.10	1.90±0.10	2.30±0.10	3.00±0.10
9	1.75±0.20	2.55±0.10	3.05±0.10	3.90±0.10
10	1.95±0.20	2.85±0.10	3.45±0.10	4.35±0.10
12	2.40±0.20	3.60±0.10	4.25±0.10	5.30±0.10

Al graficar los parámetros físicos ( $d_{max}$ ,  $R_{80}$ ,  $R_{50}$  y  $R_p$ ) en función de la energía, se puede observar que sus comportamientos se ajusta a una línea recta, cuyos valores crecen con la energía del haz de electrones, ver **Figura 4.3**. El conocimiento de estos parámetros físicos en función de la energía tiene un gran interés clínico, ya que, ello permitirá ofrecer una serie de alternativas de tratamiento para tumores localizados a diferentes profundidades. Así como también, tumores que estén por encima de órganos sensibles, ya que a partir del  $R_p$ , se sabe la profundidad en la que el haz será atenuado totalmente. Por otro lado, para las neoplasias que se encuentran a nivel de piel, se recomienda usar el haz cuya energía del Linac, sea la más baja, tal como 5 MeV, evitando dosis innecesaria a los órganos circundantes.



**Figura 4.3.** Parámetros de físicos del haz de electrones en función de la energía del haz de electrones usando el Linac Siemens/Mevatrón mediante el aplicador de  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  y DFS 100 cm.

#### 4.1.2. MEDICIONES EXPERIMENTALES USANDO CI

En las **Tablas 4.2** y **4.3**, se presentan los valores medidos usando la CI con sus respectivas desviación estándar de  $3\sigma$ , la cual se expreso en términos de la incertidumbre típica relativa porcentual (coeficiente de variación), la cual fue ubicada dentro del fantomas de agua, en el punto donde la dosis es máxima ( $d_{\text{max}}$ ), para haces de electrones con energías de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV, DFS 100 cm y aplicador  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  sin protector (campo abierto). Para realizar las mediciones experimentales la TRS-398 recomienda que el fantomas debe ser llenado de agua, la razón del uso de este líquido se debe a que: (i) la temperatura del medio que tiene directo contacto con el detector de

radiación, puede ser medido y controlado. (ii) repentinas variaciones en la temperatura del cuarto no afecta el sistema de medida instantáneamente.

**Tabla 4.2.** Promedio de las medidas experimentales con su respectivo incertidumbre típica relativa porcentual evaluado a partir de  $3\sigma$ , en  $d_{\max}$ , DFS 100 cm, aplicador  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para campo abierto.

E (MeV)	LECTURAS		
	L (u.a)	T (°C)	P (mbar)
5	1.869±0.20%	21.0	100.3
6	1.911±0.19%	21.0	100.3
7	1.910±0.18%	21.0	100.3
9	1.933±0.21%	21.0	100.3
10	1.927±0.20%	21.0	100.3
12	1.941±0.19%	21.0	100.3

**Tabla 4.3.** Medidas experimentales para cálculo de factores de corrección con sus respectivas incertidumbres típica relativa porcentual evaluado a partir de  $3\sigma$ , en  $d_{\max}$ , DFS 100 cm, aplicador  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  para campo abierto.

E (MeV)	$M_+$ (u.a)	$M_-$ (u.a)	$M_1$ (u.a)	$M_2$ (u.a)
5	1.870±0.18%	1.870±0.19%	1.875±0.20%	1.870±0.21%
6	1.910±0.19%	1.910±0.20%	1.911±0.21%	1.911±0.19%
7	1.910±0.20%	1.910±0.22%	1.910±0.18%	1.910±0.22%
9	1.930±0.19%	1.930±0.20%	1.933±0.19%	1.933±0.18%
10	1.930±0.20%	1.930±0.21%	1.927±0.20%	1.927±0.19%
12	1.940±0.21%	1.940±0.22%	1.941±0.23%	1.941±0.20%

#### 4.1.3. CALCULO DE LA INCERTIDUMBRE TÍPICA RELATIVA DE LA TASA DE DOSIS ABSORBIDA EN LA PROFUNDIDAD DE REFERENCIA EN AGUA

Para calcular este parámetro, el protocolo TRS N° 398, proporciona las estimaciones de las incertidumbres en casi todos los pasos desde el laboratorio de calibración primaria (LCP) hasta el cálculo de la dosis absorbida en el haz de electrones del usuario. Para ello se debe conocer el tipo de cámara que se va usar y el tipo de haz usado en su calibración. En nuestro caso hemos usado una cámara de ionización plana paralela y fue calibrada usando un haz de  $^{60}\text{Co}$ . A partir de estos datos, vamos a describir las magnitudes físicas o procedimientos con su respectiva incertidumbre típica relativa porcentual ITRP(%), que se aplicó a nuestras medidas experimentales para un haz de electrones de 5 MeV, cuyos resultados se muestran en la **Tabla 4.4**.

**Tabla 4.4.** Cálculo de la Incertidumbre típica relativa porcentual de la tasa de dosis absorbida.

<b>Magnitud física o procedimiento</b>	<b>IRTP (%)</b>
<b><i>Paso 1. Laboratorio de calibración</i></b>	
1. Factor $N_{D,W}$ de calibración del patrón secundario en el LPCD.	0,50
2. Estabilidad a largo plazo del patrón secundario.	0,10
3. Factor $N_{D,W}$ de calibración del dosímetro del usuario en el LSCD.	0,40
<b><i>Incertidumbre combinada del paso 1</i></b>	<b>0,65</b>

**Paso 2. Haz de electrones del usuario (5 MeV)**

1. Estabilidad a largo plazo del dosímetro usuario	0,40
2. Establecimiento de las condiciones de referencia.	0,60
3. Lectura $M_q$ del dosímetro respecto al monitor del haz.	0,20
4. Corrección $k_i$ por las magnitudes de influencia.	0,50
5. Corrección $k_Q$ por la calidad del haz (valores calculados).	1,70

***Incertidumbre combinada del paso 2*** **1,84**

***Incertidumbre típica combinada de  $D_{w,Q}$  (pasos 1 + 2)*** **2,03**

A partir de la **Tabla 4.4**, se puede observar que la incertidumbre típica relativa porcentual es 2.03% para haces de electrones de 5 MeV. Este valor se mantiene constante para todos los casos medidos, debido a que la temperatura, presión y la incertidumbre típica relativa de la lectura de la cámara casi no varían en todos los casos, tal como se puede observar en la **Tabla 4.2**.

#### **4.1.4. TASA DE DOSIS ABSORBIDA**

El protocolo TRS-398 proporciona los valores de cada uno de los parámetros mencionados en la ec. (2.17) para el cálculo de la tasa de dosis absorbida. Además, para facilitar la dosimetría de electrones de alta energía, la OIEA a desarrollado para este código una hoja de cálculo en Excel, la misma que se repitió para todas las energías de los haces de electrones y se obtuvo la **Tabla 4.5**.

**Tabla 4.5.** Tasa de dosis absorbida con su respectiva ITRP(%) en agua para aplicador de 15x15 cm<sup>2</sup>, DFS 100 cm evaluado en el punto donde la dosis es máxima (d<sub>max</sub>).

E (MeV)	d <sub>max</sub> (cm)	D(d <sub>max</sub> ) (cGy/UM)
5	0.80±0.10	1.00±2.03%
6	1.00±0.10	1.00±2.03%
7	1.25±0.10	1.00±2.03%
9	1.75±0.20	1.00±2.03%
10	1.95±0.20	1.00±2.03%
12	2.40±0.20	1.00±2.03%

A partir de la **Tabla 4.5**, se puede observar que la incertidumbre típica relativa porcentual es 2.03% para todas las energías, esto se debe a que la lectura del electrómetro es casi constante para todas las energías usadas debido a que el flujo del haz de electrones casi no varía durante el tiempo de irradiación.

#### 4.1.5 DETERMINACIÓN DE LOS FACTORES DE CAMPO

En la **Tabla 4.6**, se presentan los valores con y sin protector de cerrobend obtenidos con la CI ubicado dentro del fantomas en el punto donde la dosis es máxima (d<sub>max</sub>), para haces de electrones con energías de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV, DFS 100 cm, aplicador 15x15 cm<sup>2</sup>, para protectores de cerrobend de diversas formas: (i) circular (radio 5.04 cm), (ii) rectangular (10.4x7.5 cm<sup>2</sup>) y (iii) complejo.

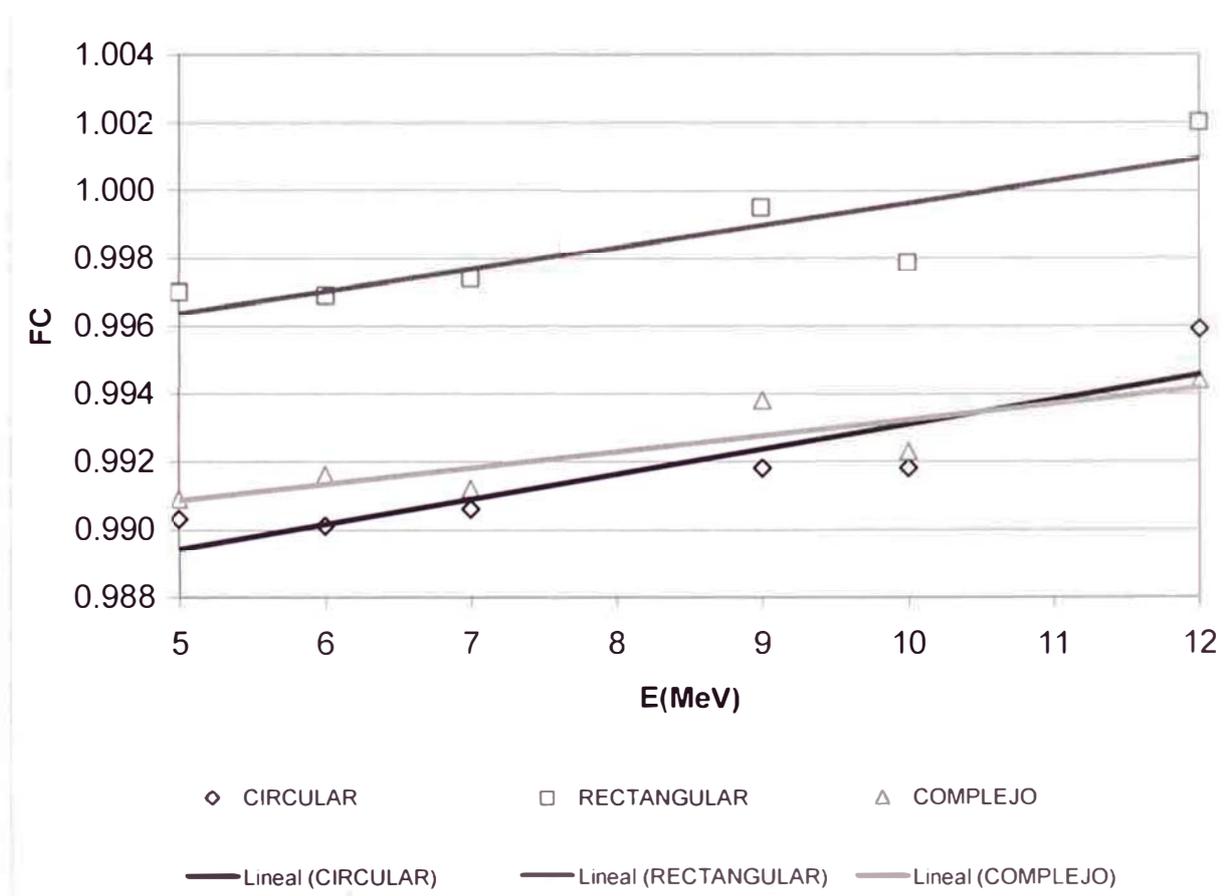
**Tabla 4.6.** Medidas experimentales para cálculo de factores de campo para el protector de cerrobend de forma circular, cuadrado y complejo con su respectiva incertidumbre típica relativa porcentual, evaluada a partir de  $3\sigma$ , evaluada en  $d_{\max}$ , DFS 100 cm, aplicador  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ .

E (MeV)	LECTURA SIN PROTECTOR (u.a)	LECTURA PROTECTOR		
		CIRCULAR (u.a)	CUADRADO (u.a)	COMPLEJO (u.a)
5	1.657±0.19%	1.641±0.18%	1.652±0.21%	1.642±0.22%
6	1.911±0.21%	1.892±0.19%	1.905±0.20%	1.895±0.19%
7	1.923±0.18%	1.905±0.21%	1.918±0.19%	1.906±0.18%
9	1.946±0.17%	1.930±0.20%	1.944±0.18%	1.933±0.20%
10	1.948±0.20%	1.932±0.18%	1.945±0.19%	1.934±0.19%
12	1.952±0.18%	1.944±0.20%	1.956±0.21%	1.941±0.20%

A partir de la **Tabla 4.6** y usando la definición de factor de campo dado por la ec. (2.22), la que señala que para calcular estos factores se debe dividir la lectura obtenida usando el protector de cerrobend y sin ella. Estos valores se muestran en la **Tabla 4.7**, para diferentes protectores y energías. Al graficar los datos obtenidos del FC en función de la energía y al ser ajustados usando el método de mínimos cuadrados, se obtiene una línea recta, la que se puede observar en la **Figura 4.4**. Esto coincide con los resultados obtenidos por Choi [36]. A partir de las rectas se pueden observar que los FC crecen cuando la energía aumenta de valor. Por otro lado, si el tamaño de campo es pequeño los FC son mucho menores que la unidad.

**Tabla 4.7.** Factores de campo de varios protectores de cerrobend.

E (MeV)	FACTORES DE CAMPO		
	CIRCULAR	RECTANGULAR	COMPLEJO
5	0.9903 ±0.22%	0.9970 ±0.24%	0.9909 ±0.25%
6	0.9901 ±0.21%	0.9969 ±0.21%	0.9916 ±0.21%
7	0.9906 ±0.20%	0.9974 ±0.19%	0.9912 ± 0.19%
9	0.9918 ±0.19%	0.9990 ±0.18%	0.9933 ±0.19%
10	0.9918 ±0.19%	0.9985 ±0.20%	0.9928 ±0.20%
12	0.9959 ±0.19%	1.0020 ±0.20%	0.9944 ±0.19%



**Figura 4.4.** Variación del FC en función de la energía para los diferentes protectores de cerrobend (i) circular, (ii) rectangular, (iii) complejo, mediante el aplicador de 15x15 cm<sup>2</sup> y DFS 100 cm.

#### 4.1.6. DOSIMETRIA DE ELECTRONES DE CAMPOS IRREGULARES USANDO EL METODO CAMARA DE IONIZACION

Esto se determina multiplicando los valores obtenidos en la calibración, ver **Tabla 4.5**, por el factor de campo, ver **Tabla 4.7**. Los resultados se muestran en la **Tabla 4.8** para diferentes protectores y para diferentes energías y haciendo uso de la teoría de propagación de errores calculamos la incertidumbre típica relativa porcentual [62].

**Tabla 4.8.** Tasa de dosis absorbida de campos irregulares usando CI.

E (MeV)	TASA DE DOSIS ABSORBIDA (cGy/UM)		
	CIRCULAR	RECTANGULAR	COMPLEJO
5	0.9903 ± 2.23%	0.9970 ± 2.26%	0.9909 ± 2.26%
6	0.9901 ± 2.22%	0.9969 ± 2.24%	0.9916 ± 2.22%
7	0.9906 ± 2.21%	0.9974 ± 2.22%	0.9912 ± 2.20%
9	0.9918 ± 2.20%	0.9990 ± 2.21%	0.9933 ± 2.21%
10	0.9918 ± 2.21%	0.9985 ± 2.23%	0.9928 ± 2.21%
12	0.9959 ± 2.22%	1.0020 ± 2.23%	0.9944 ± 2.21%

## 4.2. MÉTODO DE INTEGRACIÓN POR SECTORES

### 4.2.1. DETERMINACIÓN DE LA CURVA DEL FACTOR DE CAMPO

En la **Tabla 4.9**, se presentan los valores obtenidos con la CI ubicado dentro del fantomas en el punto donde la dosis es máxima ( $d_{max}$ ), para haces de electrones con energías de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV, DFS 100 cm, aplicador 15x15 cm<sup>2</sup>, para protectores de cerrobend circulares de diversos radios, ver **Tabla 3.3**.

**Tabla 4.9.** Datos experimentales obtenidos usando la CI para diversos protectores de diferentes radios, medidos a DFS 100 cm, aplicador 15x15 cm<sup>2</sup> en el punto donde la dosis es máxima.

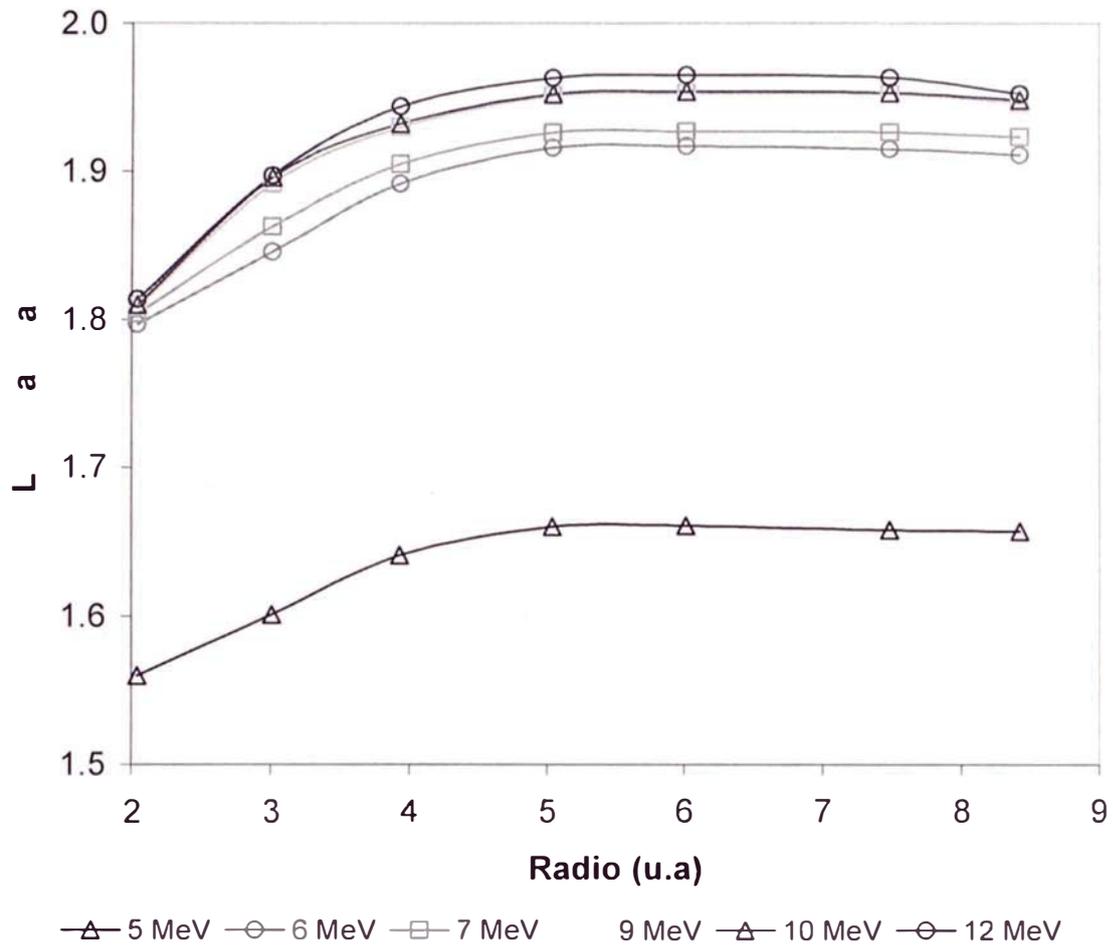
E (MeV)	Radio de protectores (cm)						
	2.04 (u.a)	3.01 (u.a)	3.93 (u.a)	5.04 (u.a)	6.01 (u.a)	7.48 (u.a)	8.42 (u.a)
5	1.560±0.22%	1.601±0.20%	1.641±0.19%	1.660±0.20%	1.661±0.24%	1.658±0.22%	1.657±0.19%
6	1.797±0.20%	1.846±0.22%	1.892±0.21%	1.916±0.23%	1.917±0.19%	1.915±0.21%	1.911±0.20%
7	1.804±0.21%	1.863±0.19%	1.905±0.20%	1.926±0.22%	1.927±0.23%	1.926±0.21%	1.923±0.18%
9	1.809±0.19%	1.892±0.21%	1.930±0.23%	1.951±0.24%	1.953±0.22%	1.952±0.20%	1.946±0.21%
10	1.810±0.23%	1.896±0.22%	1.932±0.21%	1.952±0.19%	1.954±0.20%	1.953±0.19%	1.948±0.22%
12	1.814±0.22%	1.897±0.19%	1.944±0.21%	1.963±0.20%	1.965±0.21%	1.963±0.19%	1.952±0.23%

Luego, se calcula el radio equivalente del aplicador de 15x15 cm<sup>2</sup>, usando la siguiente relación,

$$r_0 = 0.561 \cdot \text{Lado del aplicador} = 0.561 \cdot 15[\text{cm}] = 8.42[\text{cm}] \quad (4.1)$$

En la **Tabla 4.9**, el valor cuyo radio es 8.42 cm, esta directamente relacionado con el aplicador 15x15 cm<sup>2</sup> en campo abierto, mediante la ec. (4.1). Luego, se

grafica las medidas obtenidas mediante la CI, ver **Figura 4.5**, donde se puede observar que la curva del FC va aumentando a medida que sube la energía.

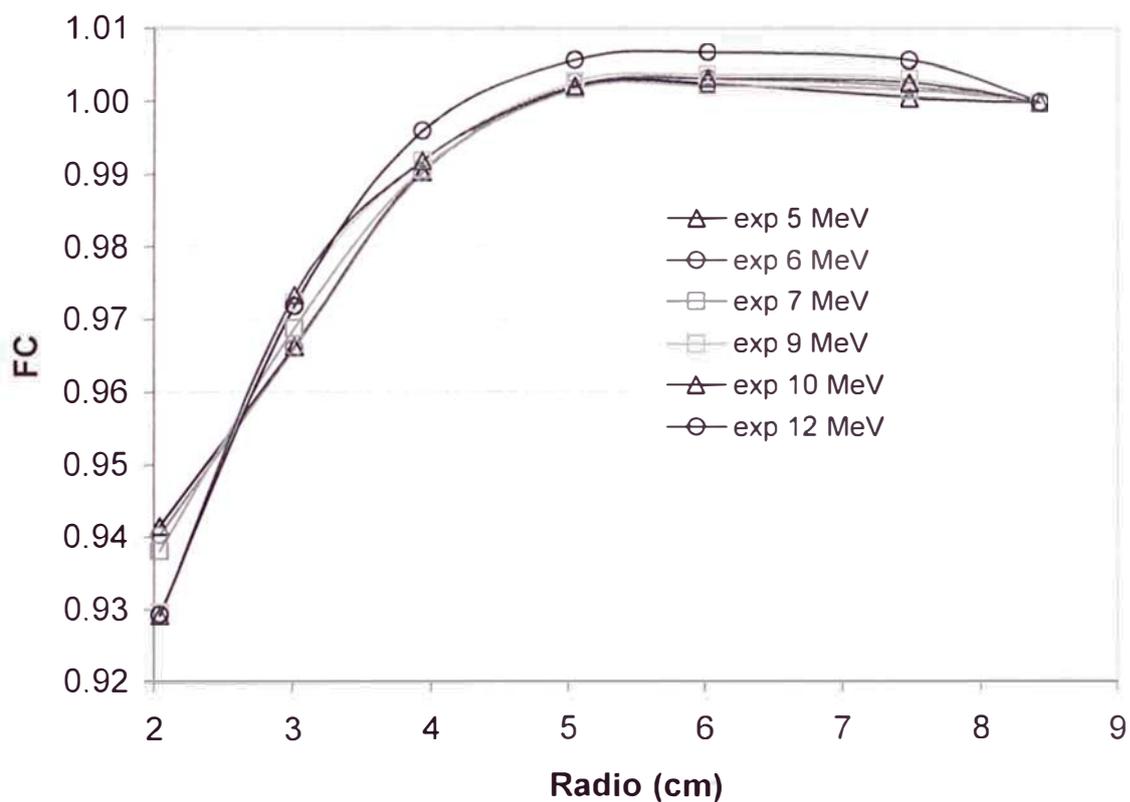


**Figura 4.5.** Lecturas obtenidas mediante una CI en función del radio de los protectores circulares de cerrobend evaluadas en  $d_{max}$  para las energías de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV.

Luego, utilizando los datos dados en la **Tabla 4.9** y la ec. (2.22), se calcula los FC, cuyos resultados se muestran en la **Tabla 4.10**. Al graficar el FC en función del radio para cada energía, se obtiene la curva del FC y al repetir este procedimiento para todas las energías se tiene la **Figura 4.6**.

**Tabla 4.10.** FC en función del radio para diversas energías.

E (MeV)	FC						
	2.04	3.01	3.93	5.04	6.01	7.48	8.42
5	0.9415±0.24%	0.9662±0.23%	0.9903±0.23%	1.0018±0.24%	1.0024±0.26%	1.0006±0.25%	1.0000±0.23%
6	0.9403±0.20%	0.9660±0.22%	0.9901±0.21%	1.0026±0.23%	1.0031±0.20%	1.0021±0.21%	1.0000±0.21%
7	0.9381±0.20%	0.9688±0.19%	0.9906±0.20%	1.0016±0.21%	1.0021±0.21%	1.0016±0.20%	1.0000±0.19%
9	0.9296±0.20%	0.9723±0.21%	0.9918±0.23%	1.0026±0.23%	1.0036±0.22%	1.0031±0.21%	1.0000±0.22%
10	0.9292±0.22%	0.9733±0.22%	0.9918±0.22%	1.0021±0.21%	1.0031±0.22%	1.0026±0.21%	1.0000±0.23%
12	0.9293±0.22%	0.9718±0.21%	0.9959±0.22%	1.0056±0.22%	1.0067±0.23%	1.0056±0.22%	1.0000±0.24%



**Figura 4.6.** Curvas de FC calculadas a partir de las lecturas dadas por la CI evaluadas en  $d_{max}$  para las energías de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV.

#### 4.2.2 APROXIMACIÓN DE LA CURVA FACTOR DE CAMPO MEDIANTE UNA FUNCION POLINOMIAL USANDO MÉTODOS DE MÍNIMOS CUADRADOS

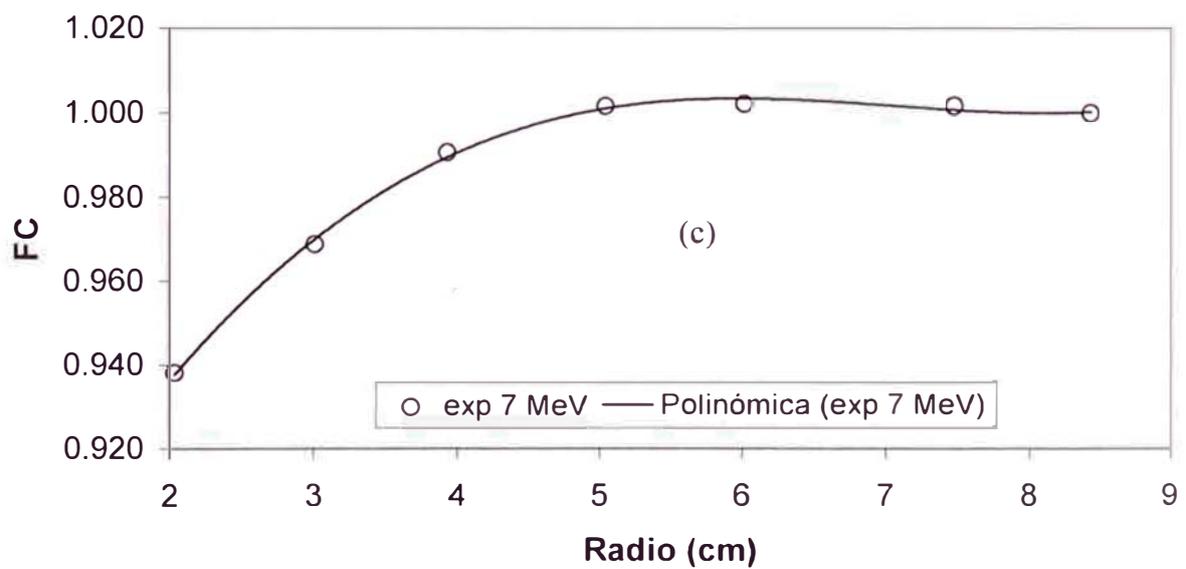
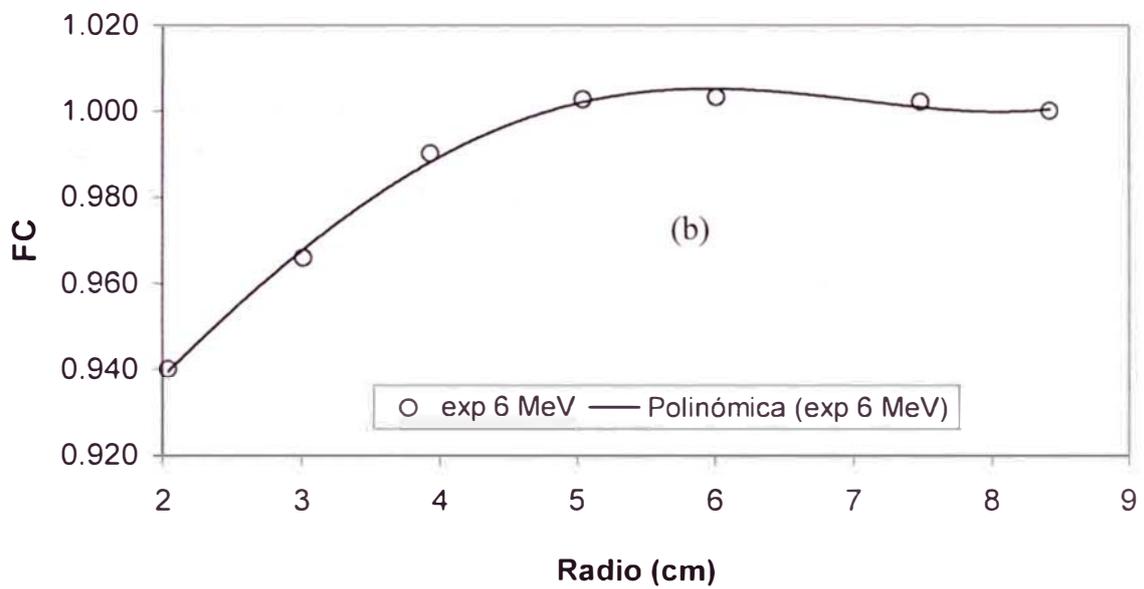
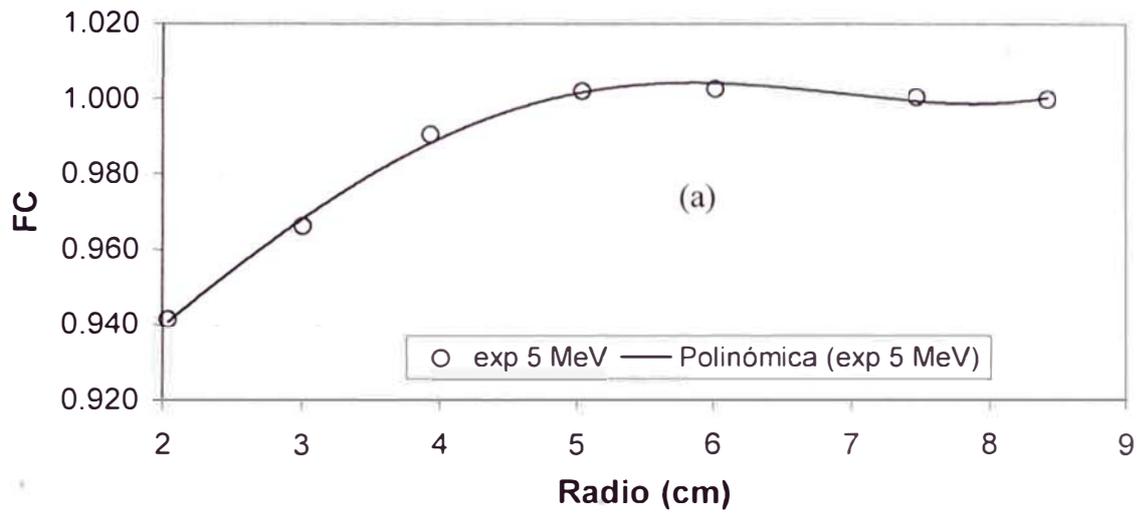
La curva de FC, se obtiene al graficar los datos obtenidos experimentalmente, dados en la **Tabla 4.10**. Sin embargo, el método de IS, requiere de una función de FC versus radio, de tal manera que para cualquier radio (menor que  $r_0 = 8.42$  cm), pueda ser calculado rápidamente. Para resolver esto, se uso la aproximación de funciones mediante el método de mínimos cuadrados [63], usando para ello, la función polinomial de cuarto orden, dado por la siguiente ecuación,

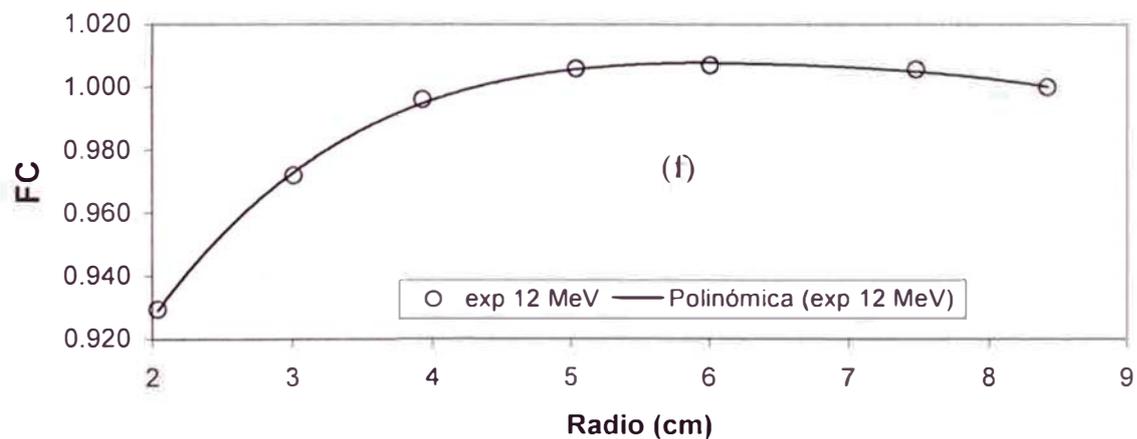
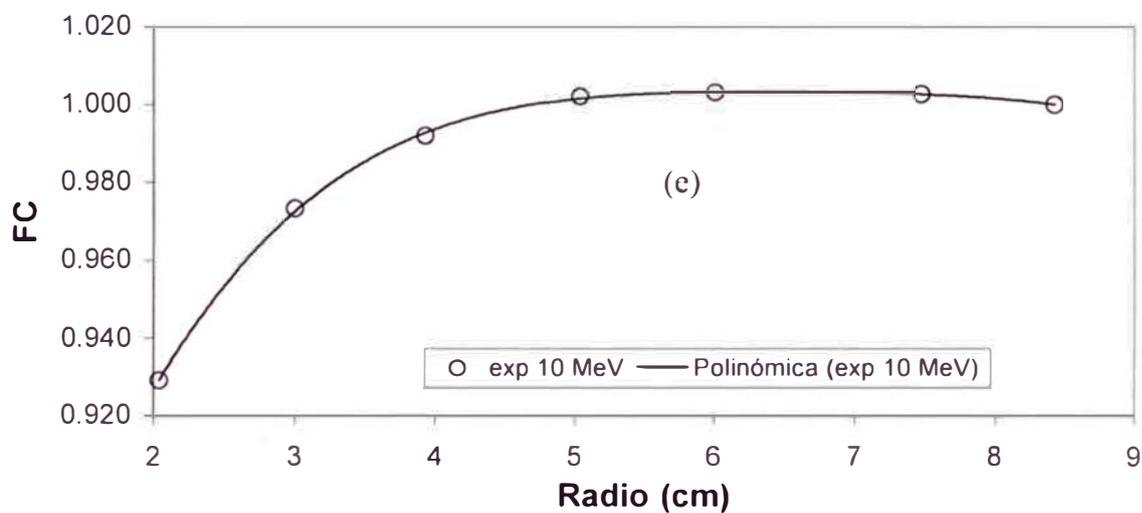
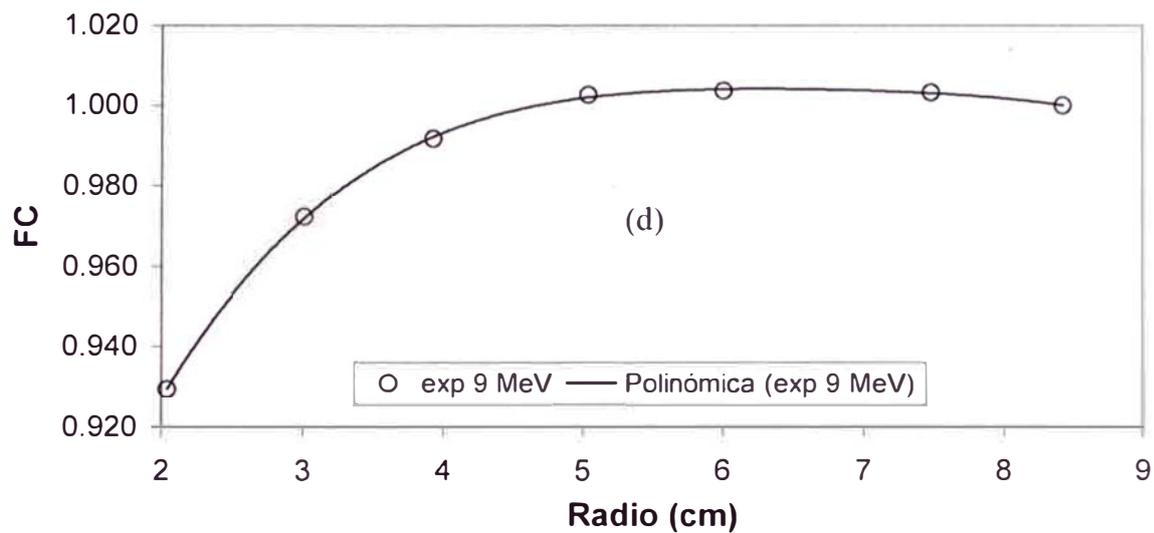
$$FC(r) = C_0 + C_1r + C_2r^2 + C_3r^3 + C_4r^4 \quad (4.2)$$

Para determinar los coeficientes del polinomio, se uso la hoja de cálculo Excel. Este procedimiento se repitió para todas las energías de los electrones y se obtuvo la **Tabla 4.11**. En la **Figura 4.7**, se grafica la función de mejor ajuste del FC para todas las energías.

**Tabla 4.11.** Coeficientes del polinomio de cuarto orden para el FC en función del radio de los protectores circulares de cerrobend.

E (MeV)	C <sub>0</sub>	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	C <sub>3</sub>	C <sub>4</sub>
5	8.8954E-01	1.3340E-02	9.8870E-03	- 2.2601E-03	1.2866E-04
6	8.8022E-01	2.1300E-02	7.2502E-03	- 1.8708E-03	1.0816E-04
7	8.2480E-01	7.1326E-02	- 7.9648E-03	2.2917E-05	2.5050E-05
9	7.1655E-01	1.6232E-01	- 3.4653E-02	3.3319E-03	-1.2245E-04
10	7.0096E-01	1.7668E-01	- 3.9032E-02	3.8701E-03	-1.4557E-04
12	7.1622E-01	1.5983E-01	- 3.3048E-02	3.0893E-03	-1.1199E-04





**Figura 4.7.** Curvas del FC ajustadas para (a) 5 MeV, (b) 6 MeV, (c) 7 MeV, (d) 9 MeV, (e) 10 MeV, (f) 12 MeV usando un polinomio de cuarto orden, DFS a 100 cm, aplicador de 15x15 cm<sup>2</sup>.

### 4.2.3. EVALUACIÓN DEL ERROR RELATIVO PORCENTUAL AL USAR LA FUNCION POLINOMIAL DE AJUSTE PARA EL FACTOR DE CAMPO

Para calcular este parámetro se comparo el valor obtenido por la función evaluada por la ec. (4.2) con los datos del FC experimental obtenida para cada punto usando la siguiente expresión,

$$DP = \left( \frac{FC_{EXP} - FC_{AJUS}}{FC_{EXP}} \right) \cdot 100 [\%] \quad (4.3)$$

Los resultados se muestran en la **Tabla 4.12**. A partir de esta tabla se puede observa que la curva ajustada concuerda bastante bien con los datos medidos, siendo el diferencia porcentual menor del 0.22% en todas las energías.

**Tabla 4.12.** Diferencia porcentual del FC ajustado respecto experimental.

r(cm)	2.04	3.01	3.93	5.04	6.01	7.48	8.42	E (MeV)
Exp.	0.9415	0.9662	0.9903	1.0018	1.0024	1.0006	1.0000	
Ajust.	0.9409	0.9682	0.9882	1.0016	1.0041	0.9994	1.0003	5
DP(%)	0.06	-0.21	0.22	0.02	-0.16	0.12	-0.03	
Exp.	0.9403	0.9660	0.9901	1.0026	1.0031	1.0021	1.0000	
Ajust.	0.9398	0.9679	0.9882	1.0020	1.0051	1.0008	1.0005	6
DP(%)	0.05	-0.20	0.19	0.06	-0.20	0.13	-0.05	
Exp.	0.9381	0.9688	0.9906	1.0016	1.0021	1.0016	1.0000	
Ajust.	0.9378	0.9700	0.9895	1.0011	1.0034	1.0007	1.0003	7
DP(%)	0.04	-0.13	0.12	0.05	-0.14	0.09	-0.03	
Exp.	0.9296	0.9723	0.9918	1.0026	1.0036	1.0031	1.0000	
Ajust.	0.9296	0.9720	0.9923	1.0020	1.0040	1.0030	1.0000	9
DP(%)	0.00	0.03	-0.05	0.06	-0.04	0.01	0.00	
Exp.	0.9292	0.9733	0.9918	1.0021	1.0031	1.0026	1.0000	
Ajust.	0.9293	0.9727	0.9927	1.0015	1.0032	1.0026	0.9999	10
DP(%)	-0.01	0.06	-0.09	0.06	-0.01	-0.01	0.01	
Exp.	0.9293	0.9718	0.9959	1.0056	1.0067	1.0056	1.0000	
Ajust.	0.9290	0.9729	0.9947	1.0055	1.0076	1.0050	1.0003	12
DP(%)	0.03	-0.12	0.12	0.01	-0.10	0.06	-0.03	

#### 4.2.4. DISEÑO DE UN SOFTWARE PARA EL MÉTODO INTEGRACION POR SECTORES

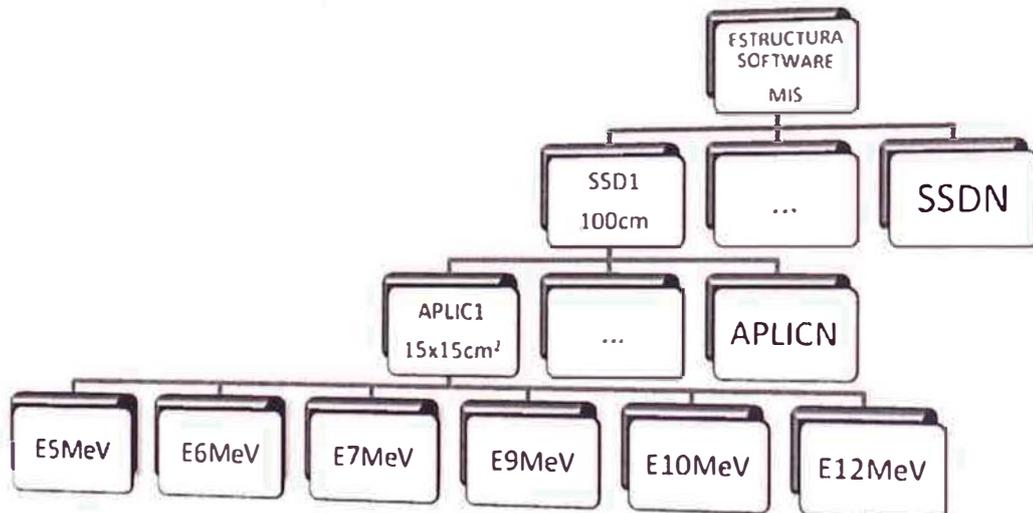
Según el método de IS descrito en la Sección 2.3, se requiere calcular el FC promedio a partir de las funciones FC ajustadas, para ello se debe dividir el campo irregular en 16 sectores iguales (valor recomendado), cuyo valor será,

$$FC_{IRREGULAR} = \frac{1}{16} \sum_{i=1}^{16} FC(SSD, APLICADOR, E, r_i) \quad (4.4)$$

La tasa de dosis absorbida para el campo irregular es,

$$\dot{D}_{IRREGULAR} = FC_{IRREGULAR} \cdot \dot{D}_{MAX} \quad (4.5)$$

Para elaborar el software planteamos primero la estructura general, tal como se muestra en la **Figura 4.8**.



**Figura 4.8.** Estructura del software del método de IS.

Utilizando la estructura mostrado en la **Figura 4.8**, se construyo el software del método de IS, la cual permite realizar la dosimetría de electrones de campos irregulares en forma rápida y fácil, cuyo algoritmo se describe a continuación:

### **PROGRAMA PRINCIPAL**

Paso 1. Elegir SSD:

1. **SSD = 100 cm, ir subrutina SSD100**
2. SSD = 110 cm, ir subrutina SSD110
3. SSD = 120 cm, ir subrutina SSD120
4. SSD = 150 cm, ir subrutina SSD150

Paso 2. Para continuar, ingrese 1: leer k

Paso 3. Si  $k=1$ , ir a paso 1

Paso 4. Fin

### **SUBPROGRAMAS SSD100, SSD110, SSD120, SSD150**

Paso 1. Elegir APLICADOR:

1. APLIC= $5 \times 5 \text{cm}^2$ , ir subrutina AP5X5
2. APLIC= $10 \times 10 \text{cm}^2$ , ir subrutina AP10X10
3. **APLIC= $15 \times 15 \text{cm}^2$ , ir subrutina AP15X15**
4. APLIC= $20 \times 20 \text{cm}^2$ , ir subrutina AP20X20

Paso 2. Para continuar, ingrese 1: leer k

Paso 3. Si  $k=1$ , ir a paso 1

Paso 4. Regresar al programa principal

### **SUBROUTINA AP5X5, AP10X10, AP15X15, AP20X20**

Paso 1. Escribir USE ENERGIA

Paso 2. Elegir ENERGIA:

1. E=5MeV, ir subrutina E5MEV
2. E=6MeV, ir subrutina E6MEV
3. E=7MeV, ir subrutina E7MEV
4. E=9MeV, ir subrutina E9MEV
5. E=10MeV, ir subrutina E10MEV
6. E=12MeV, ir subrutina E12MEV

Paso 3. Para continuar, ingrese 1: leer k

Paso 4. Si k=1, ir a paso 1

Paso 5. Regresar a la Subrutina SSD

### **SUBRUTINA E5MEV, E6MEV, E7MEV, E9MEV, E10MEV, E12MEV**

Paso 1. Escribir USE FUNCION

Paso 2. Ingresar N° Sectores del campo irregular: N

Paso 3. Inicio de lazo DO I=1, N

Paso 4. Ingresar radio c/sector: R(I)

Paso 5. Fin de lazo DO

Paso 6. Inicio de un contador: S=0

Paso 7. Inicio de lazo DO I=1,N

Paso 8.  $S=S+F5(R(I))$

Paso 9. Fin de lazo DO

Paso 10. Calculo del factor de campo:  $FC=S/N$

Paso 11. Ingresar la calibración de la unidad en [cGy/UM]: TD

Paso 12. Ingresar la dosis tumor en unidades [cGy]: DT

Paso 13. Calculo de tasa de dosis del campo irregular [cGy/UM]:  $TDI=TD*FC$

Paso 14. Calculo de tiempo de tratamiento [UM]:  $TI=DT/TDI$

Paso 15. Mostrar el TI, TDI, FC

Paso 16. Regresar a la Subrutina AP

### **SUBROUTINE FUNCTION F(r)**

CONTAINS

PASO 1. Escribir la función para 5 MeV

$$F5 = 1.2866E-04*X^{**4} - 2.2601E-03*X^{**3} + 9.8870E-03*X^{**2} + 1.3340E-02*X + 8.8954E-01$$

PASO 2. Escribir la función para 6 MeV

$$F6 = 1.0816E-04*X^{**4} - 1.8708E-03*X^{**3} + 7.2502E-03*X^{**2} + 2.1300E-02*X + 8.8022E-01$$

PASO 3. Escribir la función para 7 MeV

$$F7 = 2.5050E-05*X^{**4} + 2.2917E-05*X^{**3} - 7.9648E-03*X^{**2} + 7.1326E-02*X + 8.2480E-01$$

PASO 4. Escribir la función para 9 MeV

$$F9 = -1.2245E-04*X^{**4} + 3.3319E-03*X^{**3} - 3.4653E-02*X^{**2} + 1.6232E-01*X + 7.1655E-01$$

PASO 5. Escribir la función para 10 MeV

$$F10 = -1.4557E-04*X^{**4} + 3.8701E-03*X^{**3} - 3.9032E-02*X^{**2} + 1.7668E-01*X + 7.0096E-01$$

PASO 6. Escribir la función para 12 MeV

$$F12 = -1.1199E-04*X^{**4} + 3.0893E-03*X^{**3} - 3.3048E-02*X^{**2} + 1.5983E-01*X + 7.1622E-01$$

PASO 7. FIN

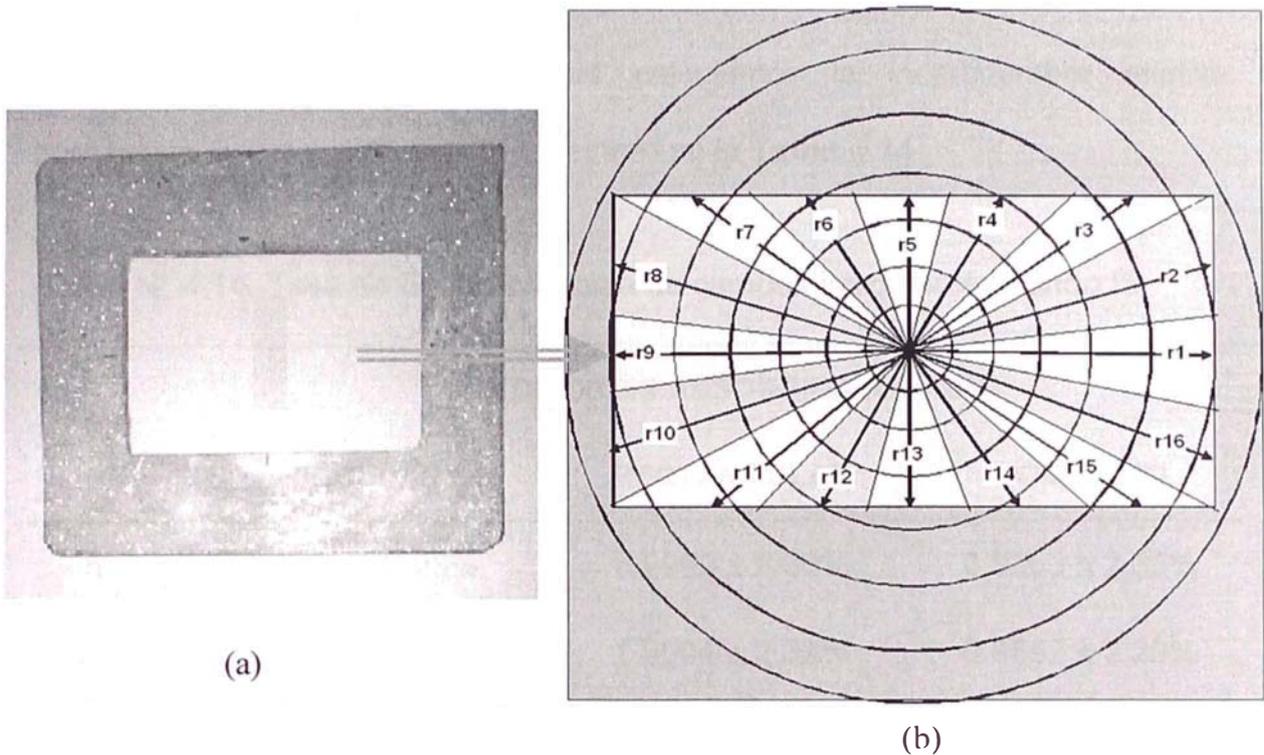
La codificación de este algoritmo se realizo en Fortran 90 [64] y se muestra en el Anexo 1 y el procedimiento que se debe seguir para uso del software del método de IS para el cálculo del factor de campo ponderado y la tasa de dosis absorbida de un campo irregular cualquiera, es la siguiente:

1. Trazar la superficie de tratamiento.
2. Dividir esta superficie en 16 sectores iguales, de modo que cada sector tenga un ángulo de 22.5 grados.

3. Medir el radio de cada uno de los sectores y anotarlos.
4. Correr el software del método de IS.
5. Seleccionar la energía requerida por el médico e ingresar el número de sectores.
6. Ingresar los radios de cada uno de los sectores.
7. Ingresar la calibración de la unidad en términos de tasa de dosis absorbida.
8. Ingresar la dosis tumor dada por el médico radioterapeuta, que debe recibir el paciente por cada sesión en unidades de centigray [cGy].
9. Luego, el programa muestra los resultados requeridos, tales como: (i) tiempo de irradiación en unidades de monitor [UM]; (ii) la tasa de dosis absorbida del campo irregular en unidades de [cGy/UM]; (iii) el FC del campo irregular.

#### **4.2.5. DOSIMETRIA DE ELECTRONES DE CAMPOS IRREGULARES USANDO EL METODO INTEGRACION POR SECTORES**

A continuación se presenta una aplicación a uno de nuestros casos reales, cuyos parámetros son: (i) energía igual a 12 MeV; (ii) SSD igual a 100 cm; (iii) aplicador de tratamiento 15x15 cm<sup>2</sup> y (iv) el protector de cerrobend de forma rectangular. La forma del campo fue trazada en un papel y dividida en 16 sectores iguales, tal como se muestra en la **Figura 4.9**. Luego, medimos cada uno de los radios y lo anotamos, ver **Tabla 4.13**.



**Figura 4.9.** (a) Protector de cerrobend, cuyo campo es de forma rectangular:  $7.4 \times 10.3 \text{ cm}^2$ . (b) Trazado en un papel y dividido en 16 sectores iguales.

**Tabla 4.13.** Radio de cada uno de los sectores.

Nº	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
R(cm)	5,15	5,8	5,8	4,1	3,7	4,1	5,8	5,8

(a)

Nº	R9	R10	R11	R12	R13	R14	R15	R16
R(cm)	5,15	5,8	5,8	4,1	3,7	4,1	5,8	5,8

Finalmente, se ingresa estos datos en el software desarrollado, tal como se muestra en el Anexo 2 y se tiene los resultados deseados, tales como el factor de campo ponderado y la tasa de dosis absorbida de cualquier campo irregular.

Repetimos este procedimiento para otros campos de forma irregular requeridos

clínicamente y para diferentes energías. Por otro lado, haciendo uso de la teoría de propagación de errores calculamos la incertidumbre relativa porcentual, cuyos resultados se muestran en la **Tabla 4.14**.

**Tabla N° 4.14.** Tasa de dosis absorbida de campos irregulares usando IS.

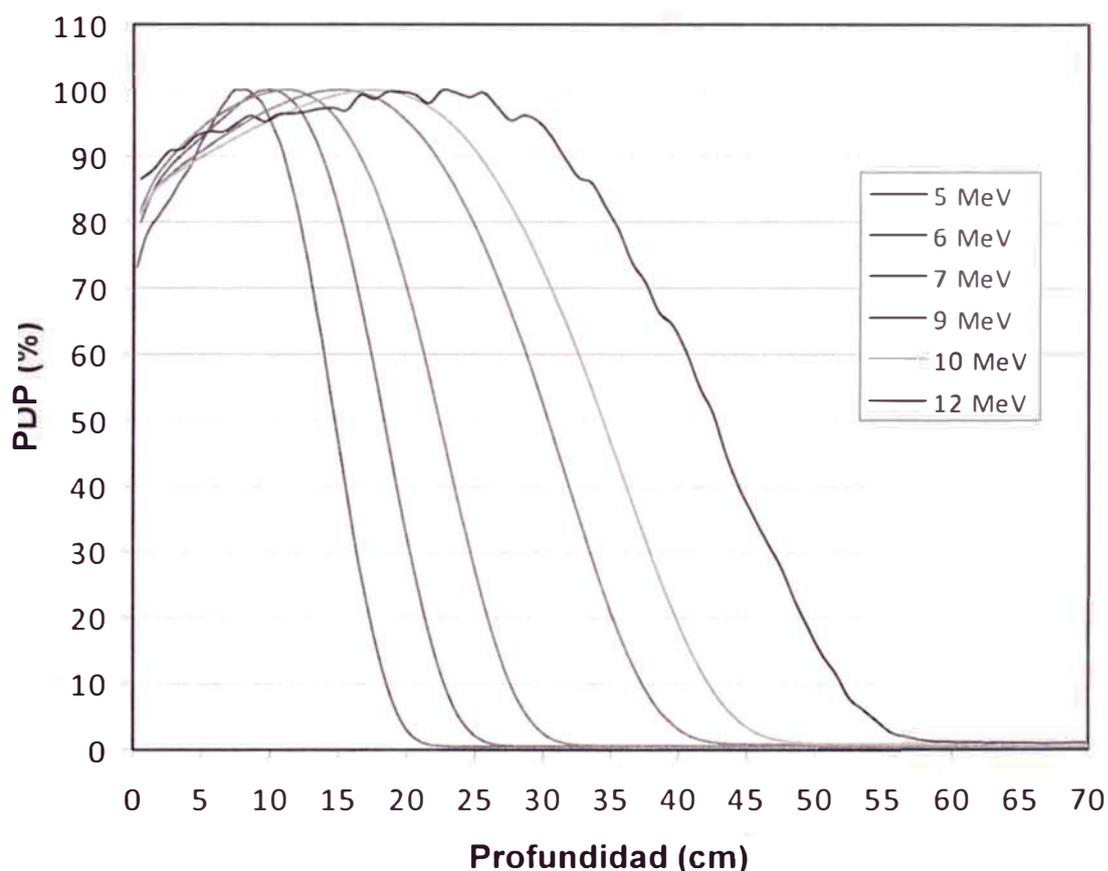
E (MeV)	TASA DE DOSIS ABSORBIDA (cGy/UM)		
	CIRCULAR	RECTANGULAR	COMPLEJO
5	0.9881 ± 2.23%	0.9999 ± 2.36%	0.9863 ± 2.33%
6	0.9880 ± 2.30%	1.0004 ± 2.32%	0.9862 ± 2.29%
7	0.9893 ± 2.26%	0.9996 ± 2.28%	0.9869 ± 2.25%
9	0.9920 ± 2.25%	1.0009 ± 2.27%	0.9885 ± 2.24%
10	0.9924 ± 2.26%	1.0005 ± 2.28%	0.9888 ± 2.25%
12	0.9945 ± 2.29%	1.0042 ± 2.31%	0.9909 ± 2.28%

### 4.3. MÉTODO DE MONTE CARLO

A continuación se presenta los resultados obtenidos con el código Penelope (versión 2006), para ello se utilizó el arreglo experimental mostrado en las Figuras 3.20 al 3.22.

#### 4.3.1 CURVAS DE PORCENTAJE DE DOSIS EN PROFUNDIDAD

En la Figura 4.10, se presenta los valores de las curvas de PDP obtenidos mediante la simulación con MC usando el código Peneelope (versión 2006) para haces de electrones con energías de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV, a una DFS de 100 cm, aplicador de 15x15 cm<sup>2</sup>.



**Figura 4.10.** Curvas de PDP simuladas con MC para haces de electrones usando aplicador de 15x15 cm<sup>2</sup> y DFS 100 cm para las energías de 5, 6, 7, 10 y 12 MeV, respectivamente.

Por otro lado, a partir de la **Figura 4.10** y siguiendo las definiciones de los parámetros físicos dados en el capítulo 2, se calculó los parámetros físicos del haz de electrones para todas las energías y en condiciones similares a las de la parte experimental, cuyos valores se muestran en la **Tabla 4.15**.

**Tabla 4.15.** Parámetros físicos del haz de electrones con energías de 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV, obtenidos mediante simulación con Monte Carlo.

<b>E (MeV)</b>	<b>d<sub>max</sub> (cm)</b>	<b>R<sub>80</sub> (cm)</b>	<b>R<sub>50</sub> (cm)</b>	<b>R<sub>p</sub> (cm)</b>
5	0.80±0.10	1.20±0.10	1.48±0.10	1.95±0.10
6	1.00±0.10	1.51±0.10	1.84±0.10	2.40±0.10
7	1.23±0.10	1.85±0.10	2.25±0.10	2.91±0.10
9	1.72±0.20	2.50±0.10	3.04±0.10	3.85±0.10
10	1.95±0.20	2.82±0.10	3.44±0.10	4.36±0.10
12	2.37±0.20	3.55±0.10	4.25±0.10	5.40±0.10

Por otro lado, en la **Tabla 3.14**, se muestra una serie de archivos, entre ellos se encuentra pm-z-dose.dat, a partir del cual se determina el PDP simulado cuyos valores se muestra en la **Tabla 4.16**. En ella se puede observar que la incertidumbre relativa porcentual (IRP) para la dosis máxima, cuyo valor es del orden de 1.99%, muy similar al usado por Sánchez [65]. Este procedimiento se repitió para todas las energías, cuyas incertidumbres fueron del mismo orden, debido a que se usó el mismo número de partículas.

**Tabla 4.16.** Archivo pm-z-dose.dat, quien proporciona la tasa de dosis absorbida en el eje-z con su respectiva incertidumbre relativa porcentual para 12 MeV.

<b>Profundidad (cm)</b>	<b>Dosis absorbida (eV/g)</b>	<b><math>\pm 3\sigma</math> (eV/g)</b>	<b>IRP (%)</b>
0.05	1266.35	25.25	1.99
0.15	1306.59	26.88	2.06
0.25	1339.10	27.34	2.04
0.35	1353.90	27.57	2.04
0.45	1358.95	27.51	2.02
0.55	1373.53	27.71	2.02
0.65	1371.54	27.70	2.02
0.75	1386.76	27.91	2.01
0.85	1398.83	28.06	2.01
0.95	1392.34	27.95	2.01
1.05	1428.13	28.54	2.00
1.15	1419.89	28.46	2.00
1.25	1422.37	28.45	2.00
1.35	1430.57	28.58	2.00
1.45	1433.18	28.66	2.00
1.55	1434.70	28.65	2.00
1.65	1447.93	28.90	2.00
1.75	1456.80	29.02	1.99
1.85	1456.82	29.02	1.99
1.95	1470.35	29.24	1.99
2.05	1464.39	29.16	1.99
2.15	1464.74	29.31	2.00
2.25	1462.11	29.19	2.00
2.35	1473.01	29.39	1.99
2.45	1462.57	29.42	2.01
2.55	1455.13	29.46	2.02
2.65	1438.19	29.29	2.04
2.75	1402.85	28.87	2.06
2.85	1397.05	28.93	2.07
2.95	1381.97	28.85	2.09
3.05	1340.85	28.44	2.12
3.15	1321.87	28.28	2.14
3.25	1283.56	27.99	2.18
3.35	1250.23	27.66	2.21
3.45	1202.54	27.19	2.26
3.55	1149.52	26.61	2.31
3.65	1089.36	25.77	2.37
3.75	1044.93	25.44	2.43

#### 4.3.2. DOSIMETRIA DE ELECTRONES DE CAMPOS IRREGULARES USANDO METODO DE MONTE CARLO

Para la simulación con Monte Carlo se ha usado el código PENELOPE 2006, cuyas energías de corte utilizadas para los electrones y positrones fueron 100 keV y para los fotones fueron 1 keV [66]. El número de electrones en todos los casos fueron superior a  $10^8$ , siendo la incertidumbre de  $3\sigma$  (99.2 %) del orden de 2.00%. Las configuraciones usadas en la simulación fueron: (i) campo circular, ver **Figura 3.20**; (ii) campo rectangular, ver **Figura 3.21** y (iii) campo complejo, ver **Figura 3.22**. A partir del cual se determina las curvas de PDP simuladas con y sin protector de cerrobend para todos los casos antes señalada y usando los valores del punto donde la dosis es máxima se determino el factor de campo, cuyos resultados con sus respectivas incertidumbres se muestran en la **Tabla 4.17**.

**Tabla 4.17.** Factores de campo para el protector de cerrobend de diversas formas, calculados usando el método de MC.

E (MeV)	FACTORES DE CAMPO PARA PROTECTORES DE CERROBEN		
	CIRCULAR	RECTANGULAR	COMPLEJO
5	1.0030 ± 4.11%	0.9970 ± 4.02%	0.9909 ± 4.00%
6	1.0026 ± 3.97%	0.9969 ± 3.98%	0.9916 ± 4.00%
7	1.0016 ± 4.13%	0.9974 ± 4.04%	0.9912 ± 4.14%
9	1.0026 ± 3.99%	0.9990 ± 3.99%	0.9933 ± 3.99%
10	1.0021 ± 4.01%	0.9985 ± 4.01%	0.9928 ± 3.99%
12	1.0056 ± 4.06%	1.0020 ± 4.05%	0.9944 ± 4.04%

Luego, para calcular la tasa de dosis absorbida de cualquier campo irregular se obtuvo multiplicando el factor de campo dado en la **Tabla 4.17** con los valores obtenidos en la calibración de la unidad según la energía requerida, ver **Tabla 4.5**. Los resultados obtenidos se muestran en la **Tabla 4.18** para diferentes protectores y para diferentes energías y haciendo uso de la teoría de propagación de errores calculamos la incertidumbre relativa porcentual.

**Tabla 4.18.** Tasa de dosis absorbida de campos irregulares usando MC.

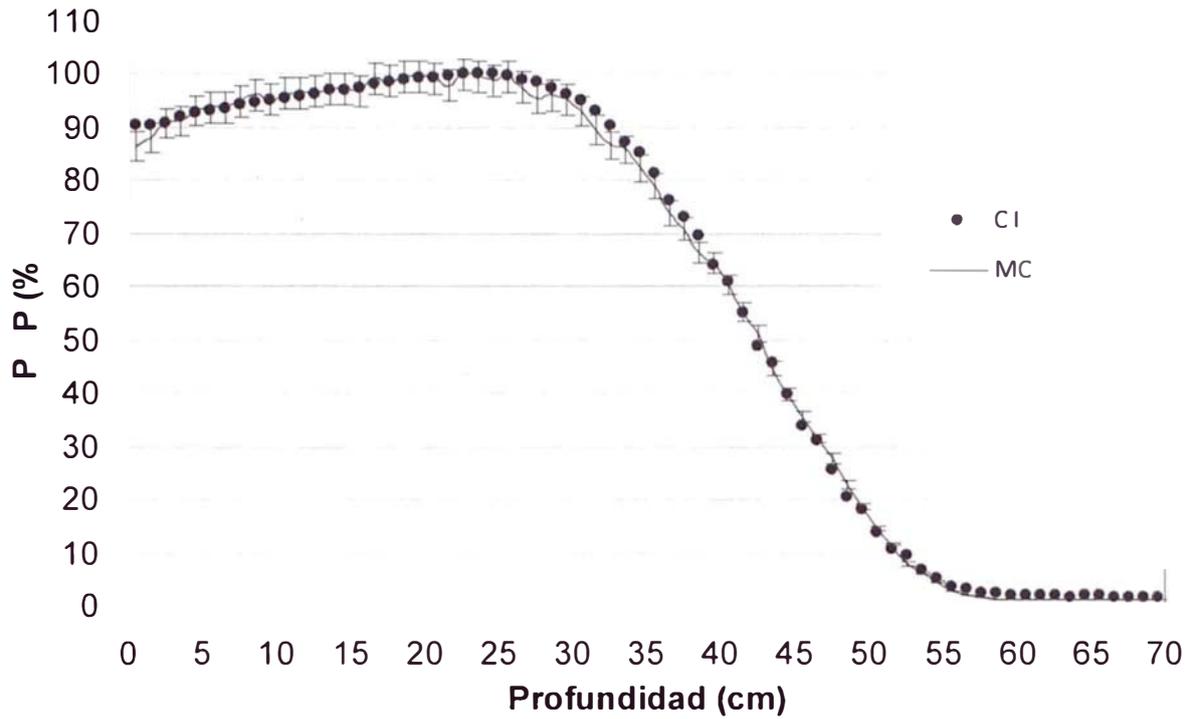
E (MeV)	TASA DE DOSIS ABSORBIDA (cGy/UM)		
	CIRCULAR	RECTANGULAR	COMPLEJO
5	1.0030 ± 6.14%	0.9970 ± 6.05%	0.9909 ± 6.03%
6	1.0026 ± 6.00%	0.9969 ± 6.01%	0.9916 ± 6.03%
7	1.0016 ± 6.16%	0.9974 ± 6.07%	0.9912 ± 6.17%
9	1.0026 ± 6.02%	0.9990 ± 6.02%	0.9933 ± 6.02%
10	1.0021 ± 6.04%	0.9985 ± 6.04%	0.9928 ± 6.02%
12	1.0056 ± 6.09%	1.0020 ± 6.08%	0.9944 ± 6.07%

## 4.4. CONVALIDACIÓN DE LOS MÉTODOS

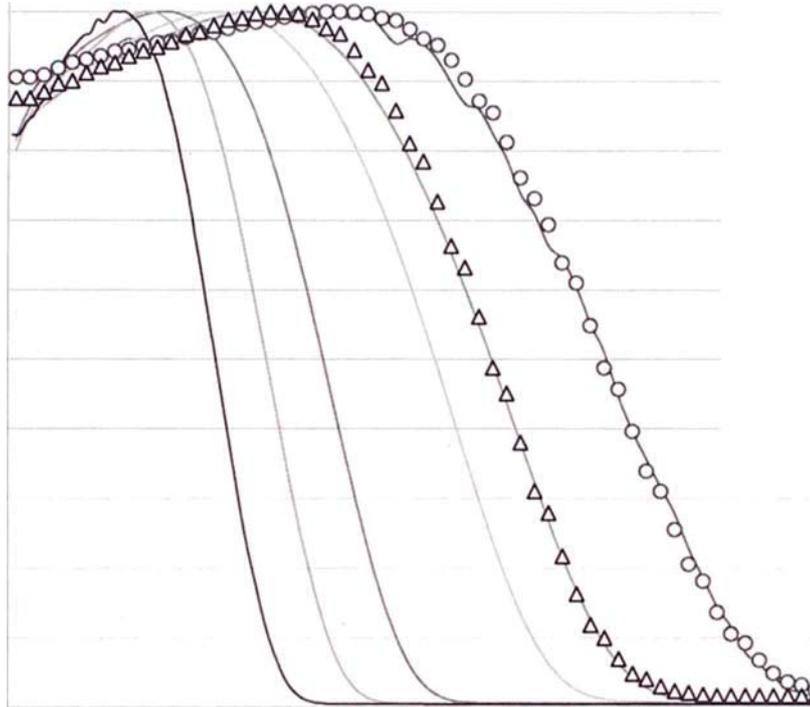
Para mayor claridad en el análisis de los resultados, se presentan en cuatro partes: (i) comparación del PDP simulado con el experimental, (ii) comparación de los parámetros físicos simulado con el experimental, (iii) comparación del método de IS con CI, (iv) comparación del método de MC con CI. En los tres métodos se utilizó los campos irregulares de formas distintas, tales como: (1) campos circulares, (2) campo rectangular y (3) campo complejo.

### 4.4.1. COMPARACION DE CURVAS DE PORCENTAJE DE DOSIS EN PROFUNDIDAD SIMULADAS CON LAS EXPERIMENTALES

Una vez calculada las curvas de PDP obtenidas a través de: (i) medidas experimentales usando cámara de ionización, ver **Figura 4.1** y (ii) las simuladas por Monte Carlo usando el Código Penelope 2006, ver **Figura 4.10**. Se procedió a comparar lo simulado con lo medido tal como se observa en la **Figura 4.11** para 12 MeV, cuyo resultado obtenido de la diferencia porcentual en todo la curva fue menor del 2% en la parte central y siendo un poco mayor en los extremos del orden del 3%. Este comportamiento se repitió en todos las energías usadas, tal como se muestra en la **Figura 4.12**, respectivamente.



**Figura 4.11.** Comparación de PDP, los símbolos en círculo son medidos experimentalmente con CI y la línea continua es simulada con MC para 12 MeV, DFS 100 cm y aplicador de 15x15 cm<sup>2</sup>, la barra vertical representa la incertidumbre del orden del 2%.



**Figura 4.12.** Comparación del PDP, los símbolos en círculo son medidos experimentalmente con CI y la línea continua es simulada con MC para todas las energías, aplicador 15x15 cm<sup>2</sup> y DFS 100 cm.

En la **Tabla 4.19**, se muestran las diferencias porcentuales de los parámetros físicos de los haces de electrones obtenidos mediante simulación con MC y lo medido experimentalmente, cuyos valores son menores del 3% por lo que se puede concluir que los resultados obtenidos en la simulación son bastante buenos.

**Tabla N° 4.19.** Diferencia porcentual de los parámetros físicos de lo simulado con Monte Carlo respecto de los medidos con cámara de ionización.

E (MeV)	DIFERENCIA PORCENTUAL (%)			
	$d_{max}$	$R_{80}$	$R_{50}$	$R_P$
5	0.0%	0.0%	1.3%	2.5%
6	0.0%	0.7%	2.1%	2.0%
7	1.6%	2.6%	2.2%	3.0%
9	1.7%	2.0%	0.3%	1.3%
10	0.0%	1.1%	0.3%	0.2%
12	1.2%	1.4%	0.0%	1.9%

#### 4.4.2. COMPARACION DEL MÉTODO INTEGRACION POR SECTORES CON CAMARA DE IONIZACION

En la **Tabla 4.20**, se muestra los resultados obtenidos por los métodos de IS y CI para los casos mencionados anteriormente, cuya diferencia porcentual es menor del 1%. Cabe señalar, que para el método de IS, se utilizó el software diseñado para este método, la cual fue codificada en Fortran 90, mediante programación estructurada, fácil de usar y permite realizar una dosimetría de electrones de campos complejos en forma rápida ya que no requiere el uso de la unidad de tratamiento, solamente se requiere es la medida de los radios en las que se divide el campo complejo.

**Tabla 4.20.** Comparación de IS con CI para 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV.

<b>Energía</b>	<b>Campo Irregular</b>	<b>IS</b>	<b>CI</b>	<b>EP (%)</b>
5	Circular	0.9881	0.9903	0.22
	Rectangular	0.9999	0.9970	-0.29
	Campo complejo	0.9863	0.9909	0.46
6	Circular	0.9880	0.9901	0.21
	Rectangular	1.0004	0.9969	-0.35
	Campo complejo	0.9862	0.9916	0.54
7	Circular	0.9893	0.9906	0.13
	Rectangular	0.9996	0.9974	-0.22
	Campo complejo	0.9869	0.9912	0.43
9	Circular	0.9920	0.9918	-0.02
	Rectangular	1.0009	0.9990	-0.19
	Campo complejo	0.9885	0.9933	0.48
10	Circular	0.9924	0.9918	-0.06
	Rectangular	1.0005	0.9985	-0.20
	Campo complejo	0.9888	0.9928	0.40
12	Circular	0.9945	0.9959	0.14
	Rectangular	1.0042	1.0020	-0.22
	Campo complejo	0.9909	0.9944	0.35

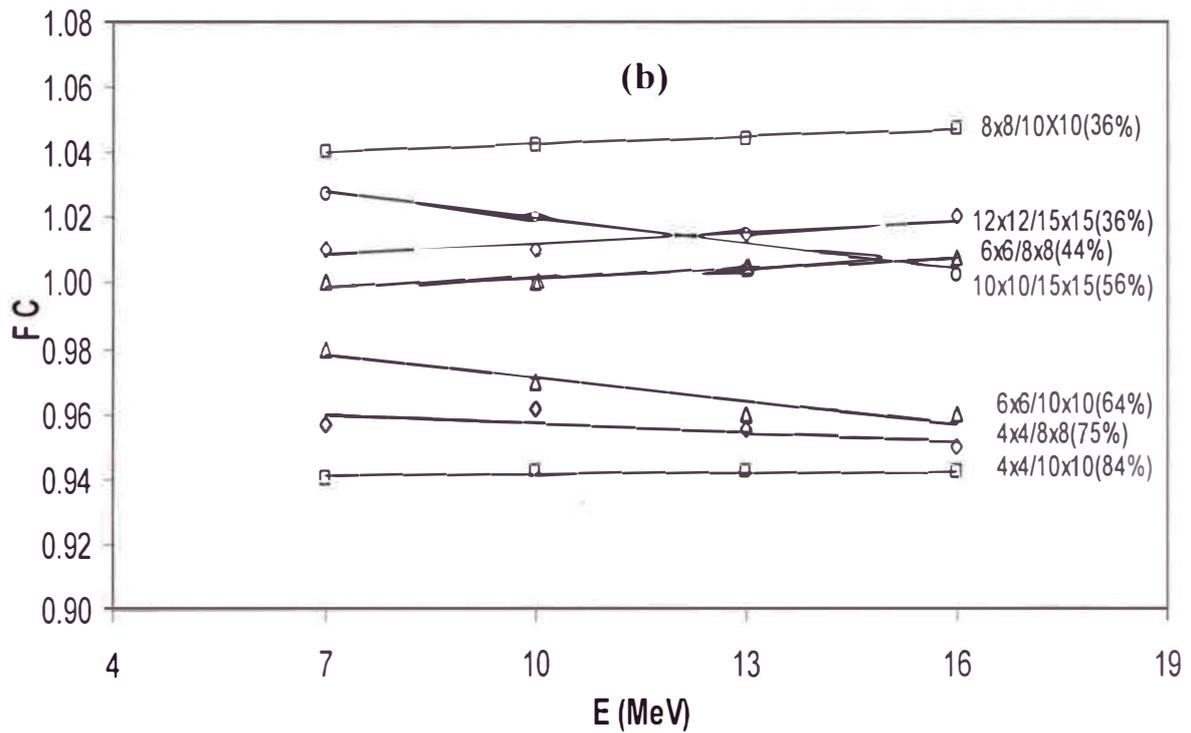
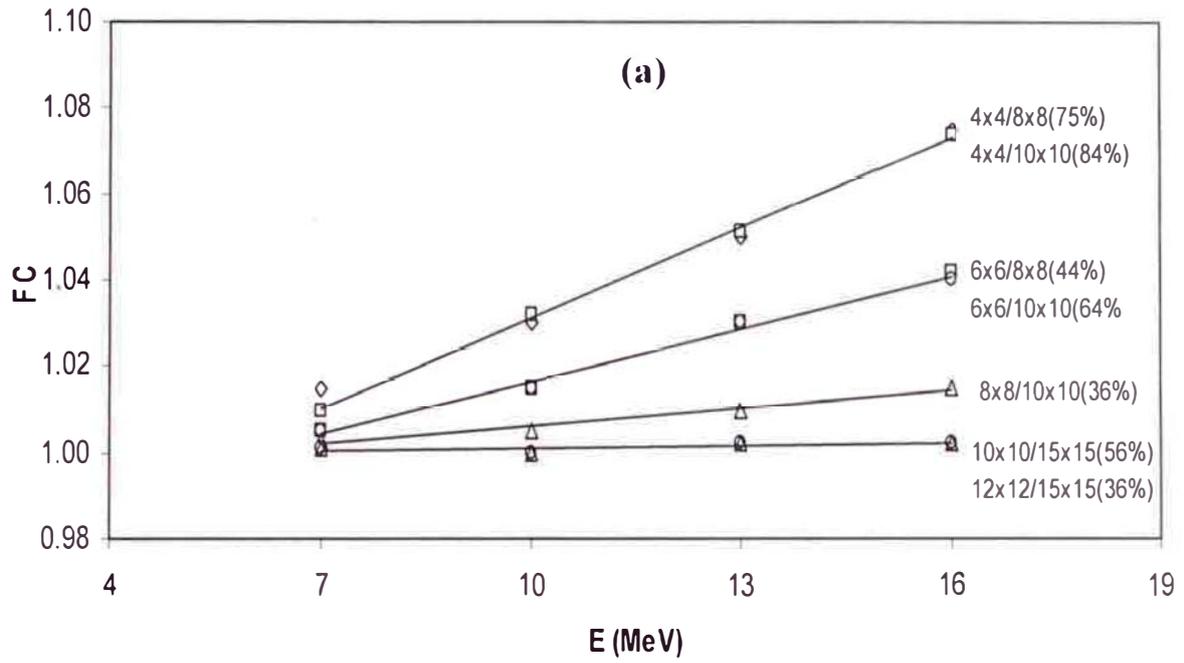
#### 4.4.3. COMPARACION DEL METODO MONTE CARLO CON CAMARA DE IONIZACION

La curva de PDP obtenida mediante la simulación con Monte Carlo usando el código Penelope, cuya configuración del cabezal se muestran en las **Figuras 3.20(a) al 3.22(a)**, que al ser comparado con los resultados experimentales se ajusta muy bien. Esto se puede observar en la **Figura 4.11**. Una vez comprobado que la simulación del acelerador es correcta para el aplicador  $15 \times 15 \text{ cm}^2$ , SSD igual a 100 cm, para campo abierto. Se procedió a simular la configuración mostradas en las **Figuras 3.20(b) al 3.22(b)**, cuyos resultados se muestran en la **Tabla 4.21**, para los tres casos antes mencionados usando los métodos de MC y CI. La diferencia porcentual existente entre los dos métodos es menor del 1.5%.

**Tabla 4.21.** Comparación de MC con CI para 5, 6, 7, 9, 10 y 12 MeV.

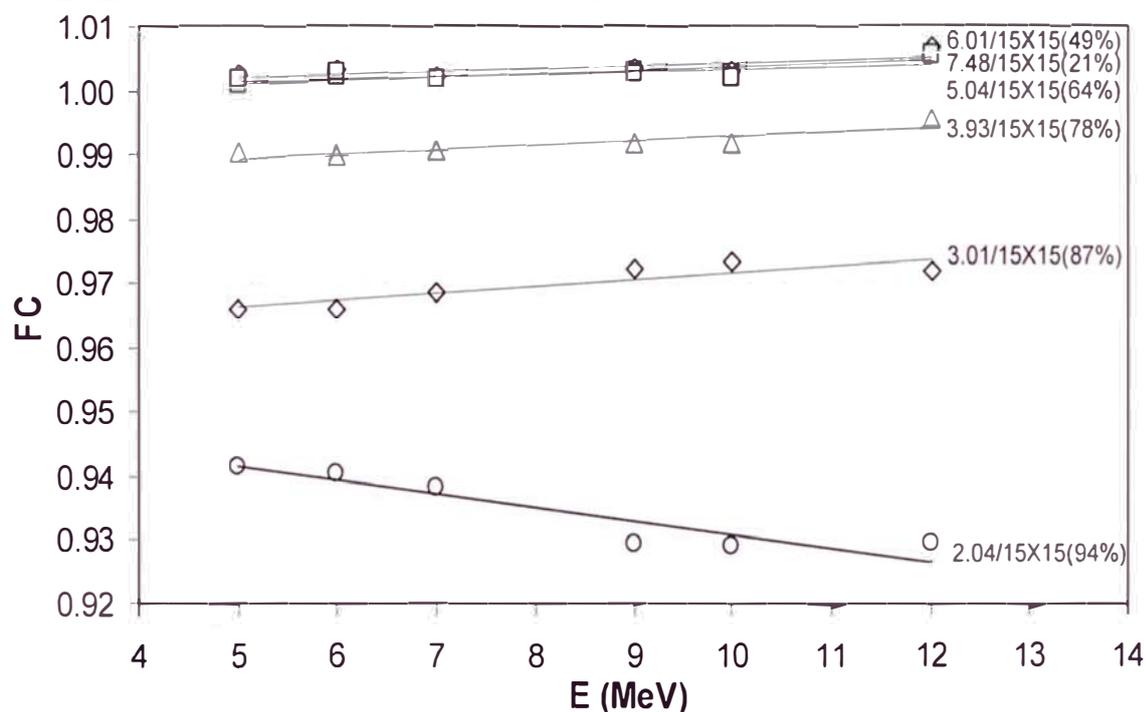
<b>Energía</b>	<b>Campo Irregular</b>	<b>MC</b>	<b>CI</b>	<b>EP (%)</b>
5	Circular	1.0030	0.9903	1.28
	Rectangular	0.9970	0.9970	0.00
	Campo complejo	0.9909	0.9909	0.00
6	Circular	1.0026	0.9901	1.26
	Rectangular	0.9969	0.9969	0.00
	Campo complejo	0.9916	0.9916	0.00
7	Circular	1.0016	0.9906	1.11
	Rectangular	0.9974	0.9974	0.00
	Campo complejo	0.9912	0.9912	0.00
9	Circular	1.0026	0.9918	1.09
	Rectangular	0.9990	0.9990	0.00
	Campo complejo	0.9933	0.9933	0.00
10	Circular	1.0021	0.9918	1.04
	Rectangular	0.9985	0.9985	0.00
	Campo complejo	0.9928	0.9928	0.00
12	Circular	1.0056	0.9959	0.97
	Rectangular	1.0020	1.0020	0.00
	Campo complejo	0.9944	0.9944	0.00

**Choi [37]**, publicó en marzo de 1979, el estudio de la variación de los FC causado por los protectores para haces de electrones de alta energía mediante dos métodos: (i) protectores ubicados sobre la superficie del fantomas, (ii) protectores ubicados en el extremo del aplicador con un espacio entre este y el fantomas de agua de 5 cm. Para el primer método se observó que las mediciones de los protectores fueron mayores que para el campo abierto. El incremento del FC se debe a los electrones provenientes del borde del aplicador, rayos x de bremsstrahlung producidos por electrones que golpean el protector de alto número atómico y electrones que penetran el protector. Este efecto llega a ser mayor cuando la energía del haz de electrones se incrementa. Además, si la mayor parte del campo es bloqueado, el FC aumenta también, **Figura 4.13(a)**. Por otro lado, para el segundo método el efecto sobre el FC no es predecible, ver **Figura 4.13(b)**. La variación del FC se debe principalmente por la radiación dispersa que proviene de los lados del aplicador y bajo ciertas combinaciones del protector con el aplicador en la formación de áreas, podrían resultar en un blindaje parcial para la radiación dispersa y así una reducción subsecuente en el FC. Además, se comprobó experimentalmente que ambos métodos son sensibles principalmente a la forma geométrica del protector, es decir, a la localización del protector respecto del aplicador y no al material del que este está fabricado. Además, Choi midió los perfiles de ambos métodos encontrando que no existe una diferencia apreciable en el aplanamiento del haz para 7 MeV, mientras que existe una variación aproximada de 3% en los bordes del haz.



**Figura 4.13.** FC para dos métodos (a) protector sobre la superficie del fantomas, (b) protector sobre el aplicador de tratamiento.

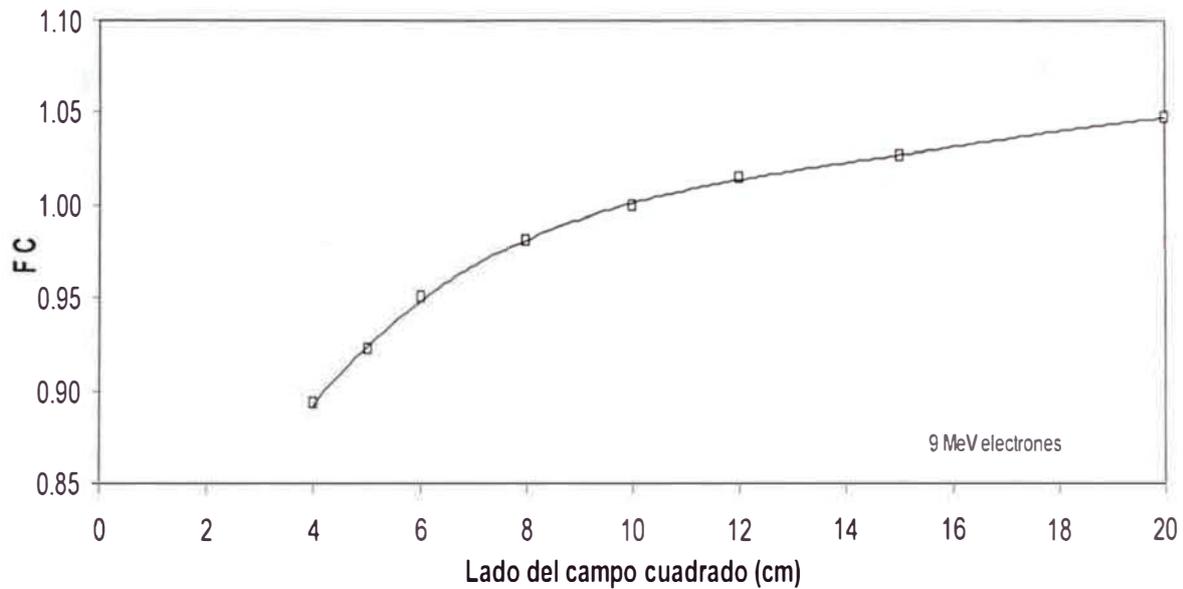
A partir de la **Figura 4.13(a)**, se puede observar una variación del FC de 7% para la energía de 16 MeV y menos del 2% para 7 MeV. Además, se observa que el FC para todos los casos es mayor que uno y que este valor aumenta a medida que el área del protector se reduce. Por otro lado, a partir de la **Figura 4.13(b)**, para las áreas mas grandes, tal como,  $12 \times 12 \text{cm}^2 / 15 \times 15 \text{cm}^2$  el FC se incrementa el 1% y 4% para  $8 \times 8 \text{cm}^2 / 10 \times 10 \text{cm}^2$  en todas las energías. Finalmente, se puede observar para protectores de  $4 \times 4 \text{cm}^2 / 8 \times 8 \text{cm}^2$  y  $4 \times 4 \text{cm}^2 / 10 \times 10 \text{cm}^2$  una variación máxima del orden del 10% en ambos métodos. En el desarrollo del presente trabajo se utilizó el segundo método, protector ubicado en el extremo del aplicador, descrito por Choi, cuyos resultados se muestra en la **Figura 4.14**.



**Figura 4.14.** FC en función de la energía medido experimentalmente usando protectores circulares de diferentes radios colocados sobre el aplicador de  $15 \times 15 \text{cm}^2$  a una  $\text{SSD} = 100 \text{cm}$ .

A partir de este grafico se puede observar una variación de 6% en 5 MeV y 8% en 12 MeV y a medida que el radio del protector disminuye el FC también disminuye. Al comparar la **Figura 4.14** con **Figura 4.13(b)** se puede observar un comportamiento similar del FC al encontrado por Choi, en el sentido de ser no predecible y en ambos casos los FC son rectas que tienen pendientes positivas y negativas.

**Mills [67]**, publicó en febrero de 1982, el estudio de la predicción del FC para campos cuadrados y rectangulares de un haz de electrones para un sistema de colimación secundario, similar al segundo caso desarrollado por Choi. Para ello, utilizó el modelo de pencil beam basada en la teoría de Fermi-Eyges de dispersión Coulombiana múltiple. El FC se calculó usando el método de la raíz cuadrada y para considerar la asimetría del sistemas colimador del eje x e y se usó el método unidimensional, cuyos resultados del FC son de mayor exactitud y concuerdan con la parte experimental dentro de 1.5% para energías de electrones de 6, 9, 13, 17 MeV. Cabe indicar que este método no toma en cuenta la dispersión producida en el colimador secundario. En la **Figura 4.15** se muestra el FC para 9 MeV como una función de tamaño de campo cuadrado que va desde 4 a 20 cm, la cual se ajustó a un polinomio de cuarto orden, cuya diferencia porcentual con lo medido difiere en menos del 0.2%. Luego, esta función polinomial es usado para evaluar el FC de cualquier campo rectangular mediante el método de la raíz cuadrada con una exactitud menor del 1%, ver **Tabla 4. 22**.

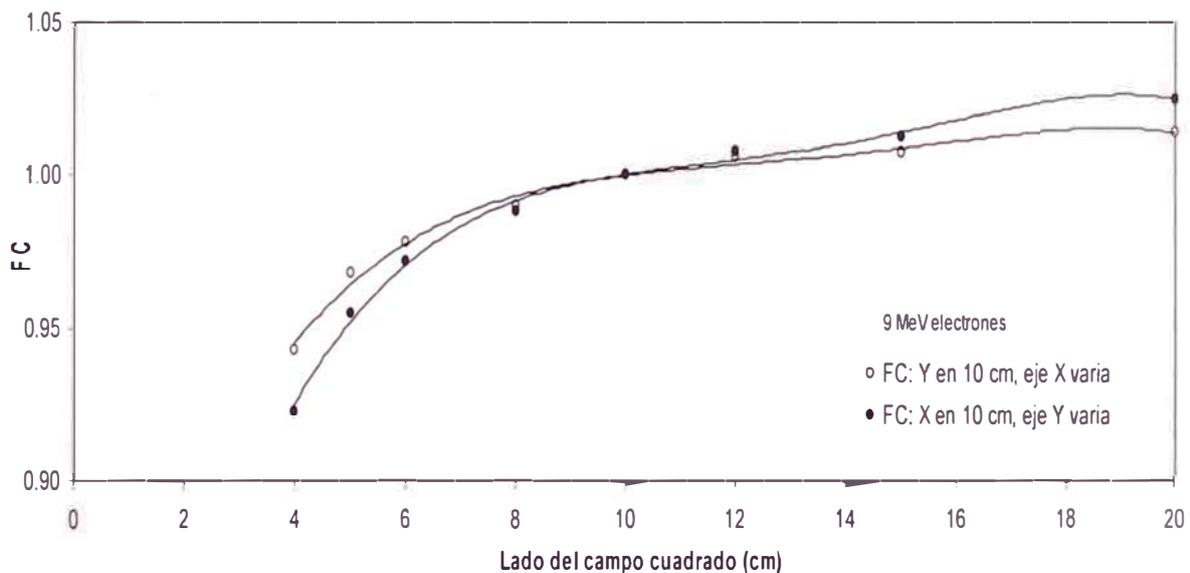


**Figura 4.15.** FC para electrones de 9 MeV como una función del campo cuadrado. Estos datos fueron medidos usando cámara de ionización, excepto para el campo de 4x4 cm<sup>2</sup>, que fue medido usando TLD.

**Tabla 4.22.** Comparación de FC medido con el método de la raíz cuadrada para 9 MeV.

LADO(cm)	X	Y	FC - MEDIDO	FC MET RAIZ CUD	DP(%)
5 X 7	5	7	0.952	0.945	0.67%
5 X 10	5	10	0.968	0.962	0.61%
5 X 15	5	15	0.984	0.974	0.98%
5 X 20	5	20	0.993	0.983	0.95%
7 X 10	7	10	0.988	0.984	0.38%
7 X 15	7	15	1.000	0.997	0.32%
7 X 20	7	20	1.013	1.006	0.67%
10 X 15	10	15	1.013	1.014	-0.13%
10 X 20	10	20	1.025	1.024	0.10%

Para mejorar la exactitud de los resultados Mills implemento el método unidimensional, la cual toma en cuenta la forma del colimador secundario por separado. En la **Figura 4.16** se muestra el FC para 9 MeV como una función de tamaño de campo cuadrado que va desde 4 a 20 cm, la cual se ajustó a un polinomio de cuarto orden, cuya diferencia porcentual con lo medido difiere en menos del 0.38% y 0.37% para los ejes X e Y respectivamente. Luego, esta función polinomial es usado para evaluar el FC de cualquier campo rectangular mediante el método unidimensional con una exactitud menor del 0.6%, ver **Tabla 4.23**.



**Figura 4.16.** FC unidimensional para electrones de 9 MeV. La dimensión Y fue mantenida constante a 10 cm y el eje X podía variar desde 4x4 a 20x20 cm<sup>2</sup>, esto se repitió con la dimensión X. La cámara fue ubicada a lo largo del eje de 10 cm para todas las medidas.

**Tabla 4.23.** Comparación de FC medido con el método unidimensional para 9 MeV.

LADO(cm)	X	Y	FC - MEDIDO	FC MET UNIDIM	DP(%)
5 X 7	5	7	0.952	0.948	0.38%
5 X 10	5	10	0.968	0.965	0.35%
5 X 15	5	15	0.984	0.978	0.60%
5 X 20	5	20	0.993	0.988	0.48%
7 X 10	7	10	0.988	0.987	0.06%
7 X 15	7	15	1.000	1.001	-0.12%
7 X 20	7	20	1.013	1.012	0.14%
10 X 15	10	15	1.013	1.014	-0.13%
10 X 20	10	20	1.025	1.025	0.01%

Como se puede observar, ambos métodos son validos solamente para campos cuadrados o rectangulares. Sin embargo, los métodos desarrollados en el presente trabajo no tienen esta limitación. Por otro lado, los datos experimentales del método de la raíz cuadrada y unidimensional, fueron ajustados mediante polinomios de cuarto grado muy similar al caso del método de integración por sectores cuyos diferencias porcentuales son muy aproximados del orden del 0.3%. Cabe mencionar que Mills tuvo limitaciones en medir FC por debajo de 4 cm de lado del aplicador ( $r \sim 2$  cm), debido al tamaño de la CI usada. Esta misma limitación fue tomada en cuenta para las medidas de campos pequeños realizada en nuestro caso.

**Rashid [4]**, publicó en octubre de 1989, el estudio de la dependencia empírica del tamaño de campo versus FC para haces de electrones de campos pequeños (2x2 cm<sup>2</sup> a 6x6 cm<sup>2</sup>) para un acelerador Philips SL25 para baja, media y alta energía respectivamente (6, 10 y 20 MeV). Los FC medidos de campos pequeños cuadrados fueron ajustados a una función polinomial de segundo orden. Los FC fueron predecidos usando los métodos de la raíz cuadrada, unidimensional y cuadrado equivalente. La cual permitió simplificar las aplicaciones clínicas de haces de campos pequeños eliminando la necesidad de medir para casos individuales. Los resultados obtenidos por Rashid se muestran en las **Tablas 4.24 al 4.26**.

**Tabla 4.24.** Comparación de FC medido con el método unidimensional (M1D).

E(MeV)	CAMPO (cm <sup>2</sup> )	FC		DP(%)
		MEDIDO	M1D	
6	2X3	0.824	0.810	1.70
	2X4	0.837	0.840	-0.36
	2X6	0.850	0.859	-1.06
	3X4	0.922	0.916	0.65
	3X6	0.931	0.936	-0.54
	4X6	0.965	0.970	-0.52
10	2X3	0.881	0.873	0.91
	2X4	0.890	0.892	-0.22
	2X6	0.900	0.919	-2.11
	3X4	0.927	0.918	0.97
	3X6	0.936	0.946	-1.07
	4X6	0.958	0.966	-0.84
20	2X3	0.992	1.007	-1.51
	2X4	0.991	1.001	-1.01
	2X6	0.990	1.005	-1.52
	3X4	1.004	1.002	0.20
	3X6	0.997	1.006	-0.90
	4X6	1.004	1.000	0.40

**Tabla 4.25.** Comparación de FC medido con el método raíz cuadrada (MRC).

E(MeV)	CAMPO (cm <sup>2</sup> )	FC		DP(%)
		MEDIDO	MRC	
6	2X3	0.824	0.846	-2.67
	2X4	0.837	0.866	-3.46
	2X6	0.850	0.889	-4.59
	3X4	0.922	0.921	0.11
	3X6	0.931	0.945	-1.50
	4X6	0.965	0.967	-0.21
10	2X3	0.881	0.896	-1.70
	2X4	0.890	0.909	-2.13
	2X6	0.900	0.933	-3.67
	3X4	0.927	0.932	-0.54
	3X6	0.936	0.956	-2.14
	4X6	0.958	0.970	-1.25
20	2X3	0.992	0.993	-0.10
	2X4	0.991	0.995	-0.40
	2X6	0.990	1.000	-1.01
	3X4	1.004	1.002	0.20
	3X6	0.997	1.007	-1.00
	4X6	1.004	1.009	-0.50

**Tabla 4.26.** Comparación de FC medido con el mét. cuadrado-equiv. (MCE).

E(MeV)	CAMPO (cm <sup>2</sup> )	FC		DP(%)
		MEDIDO	MCE	
6	2X3	0.824	0.848	-2.91
	2X4	0.837	0.873	-4.30
	2X6	0.850	0.900	-5.88
	3X4	0.922	0.922	0.00
	3X6	0.931	0.942	-1.18
	4X6	0.965	0.970	-0.52
10	2X3	0.881	0.890	-1.02
	2X4	0.890	0.902	-1.35
	2X6	0.900	0.919	-2.11
	3X4	0.927	0.931	-0.43
	3X6	0.936	0.945	-0.96
	4X6	0.958	0.970	-1.25
20	2X3	0.992	0.992	0.00
	2X4	0.991	0.996	-0.50
	2X6	0.990	1.000	-1.01
	3X4	1.004	1.003	0.10
	3X6	0.997	1.005	-0.80
	4X6	1.004	1.011	-0.70

El trabajo desarrollado por Rashid, es válido solamente para campos pequeños cuadrados y rectangulares. Cabe indicar que en nuestro caso, se utilizó una función polinomial de cuarto orden, la variación con lo medido fue menor al 0.3%, muy por debajo del 0.5% obtenido por Rashid, la cual permite evaluar el FC para cualquier campo complejo. El único cuidado que debe tenerse es contar con instrumentos de medida que permitan medir campos pequeños, ya que el método de integración por sectores no tiene restricción en cuanto al tamaño de campo.

## 5. CONCLUSIONES

A continuación presentamos una serie de conclusiones para cada uno de los métodos desarrollados en el presente trabajo.

1. En la actualidad, los sistemas de planificación no son adecuados para realizar la dosimetría de electrones debido a que no consideran la variación de la fluencia de partículas cuando el campo de tratamiento es modificado por los protectores de cerrobend. Por esta razón han aparecido una serie de métodos alternativos para resolver este problema discutido en Antecedentes, cuyas diferencias porcentuales con la parte experimental son mayores al 2%. Mientras que los dos métodos presentados en este trabajo, la diferencia porcentual está debajo del 2% (ver Tablas 4.23 y 4.24), concluyendo que el método de IS y MC ofrecen una buena alternativa para ser implementados en cualquier centro de radioterapia que use acelerador en modo electrones.
2. La principal desventaja del método CI, es que requiere el uso de la unidad de tratamiento para realizar la dosimetría de electrones y en consecuencia mucho tiempo en la determinación de la tasa de dosis absorbida para campos irregulares, la cual, es requerida en la determinación del tiempo de tratamiento. Concluyendo, que por la razón antes expuesta, se debe implementar los dos métodos desarrollados en el presente trabajo, es decir, IS y MC, ya que ambos no requieren el uso de la unidad de tratamiento.

3. El método de IS al ser convalidado con las medidas experimentales se obtuvo una diferencia porcentual menor del 1%, en todos los casos mostrados en la Tabla 4.23. A partir del cual se puede concluir que es un buen método para cualquier caso clínico.
4. Para el método de MC, se usó el código Penélope (versión 2006), la cual fue aplicado a la dosimetría de electrones de campos irregulares, cuyos resultados al ser convalidado con las medidas experimentales se obtuvo una diferencia porcentual menor del 2%, en todos los casos mostrados en la Tabla 4.24. A partir del cual se puede concluir que es un buen método para cualquier caso clínico.
5. La exactitud de los resultados mostrados por el método de MC, viene ligada al número de partículas simuladas en los cálculos, su valor puede determinarse a partir de la incertidumbre, cuyo valor es  $3\sigma$ . Cabe indicar que, para obtener la incertidumbre relativa porcentual del orden del 2%, se requiere simular del orden de  $10^8$  partículas y el tiempo requerido para correr esta cantidad de partículas con una PC de 2.1 GHz es de 120 horas (5 días). A partir del cual se concluye que para disminuir el tiempo de cálculo se debe usar una supercomputadora (Blue Gene/P de IBM), cuya velocidad actual es de unos 1.000 trillones de cálculos por segundo, o sea, 1 pentaflap. En comparación, esta nueva supercomputadora es cien mil veces más potente que una PC.
6. Para obtener buenos resultados en la simulación de las curvas de PDP se debe contar con datos precisos del cabezal del acelerador a simularse, las cuales deben ser proporcionados por los fabricantes, para que el comportamiento físico del haz de electrones sea similar al comportamiento

real. En nuestro caso, este hecho se verifica cuando todos los parámetros físicos del simulado con lo medido coinciden bastante bien dentro de una diferencia de 3% para todas las energías y las curvas de PDP simulado con respecto al medido existe una variación del 2% en la parte central y siendo del orden del 3% en los extremos también para todas las energías del Linac. Por lo que se concluye que los datos proporcionados por el fabricante, realmente si pertenecen al Linac Siemens/Mevatrón usado en el presente trabajo, garantizando de esta manera cualquier simulación que se realice con el método de MC. La única diferencia que se encontró, fue que la energía usada en la simulación es de 0.73 MeV, menos que la energía nominal colocado en el acelerador, la cual se repitió para todas las energías.

7. El método de MC, usando el código Penélope, ofrece las siguientes desventajas: (i) para poder construir el cabezal del acelerador lineal se debe aprender un código especial para construir geometrías cuadráticas, la cual, requiere mucho esfuerzo y estudio; (ii) se requiere mucho tiempo para simular el número de partículas que se requieren en la práctica médica, cuyos valores son del orden de  $10^8$  partículas, que permitan obtener resultados adecuados para poder compararlos con los medidos experimentalmente. Por último, se puede concluir que el método de MC es un método muy preciso y confiable, pero presenta un coste computacional elevadísimo debido al número de partículas requeridas en la simulación.

## 6. RECOMENDACIONES PARA TRABAJOS FUTUROS

---

Se presenta una serie de recomendaciones para desarrollar nuevos trabajos de investigación que permita mejorar y optimizar los resultados obtenidos y son:

1. Construir un multihojas de cerrobend, de tal manera que la forma del campo pueda ser controlada por una PC, cuyo comportamiento sea muy similar a los colimadores multihojas para fotones, las cuales permitan construir campos irregulares para haces de electrones, evitando la construcción de protectores de cerrobend.
2. Para acelerar los procesos de cálculo del método de MC, se debe: (i) simular en paralelo con PC de bajo costo de tal manera que pueda ser implementado por cualquier centro hospitalario; (ii) elaborar códigos de simulación de MC similar al código Penelope o en su defecto optimizar este programa de tal manera, que permitan acelerar los procesos de simulación para obtener resultados en forma inmediata.
3. Construir sistemas de planificación basados en el método de MC usando supercomputadoras.
4. En el caso del código Penelope, construir librerías con geometrías para diversos aceleradores de uso clínico y permita ser de fácil acceso para los usuarios y hacerlo extensivo a diversas fuentes usadas en braquiterapia de alta tasa y radiodiagnóstico.
5. El método de MC puede ser extendido para realizar dosimetría de campos pequeños para fotones, tal como aplicaciones a radiocirugía.
6. Usar el método de MC para simular procesos dinámicos, tal como la radioterapia con intensidad modulada.

## REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- [1] Karzmark CJ, "Advances in linear accelerator design for radiotherapy", *Med Phys* **11**, 105-128, 1984.
- [2] International Commission on radiation units and measurements, ICRU, "Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of x or gamma rays in radiotherapy procedures", Report **24**, Bethesda, MD, 1976.
- [3] Goede MR, Gooden DS, Ellis RG, Brickner TJ, Jr, *Int. J. Radiat. Onc. Bio. Phys.* **2**, 791, 1977.
- [4] Rashid H, Islam MK, Gaballa H, Rosenow UF and Ting JY, "Small field electron dosimetry for the Phillips SL25 linear accelerator," *Med. Phys.* **17**, 710–715 (1990).
- [5] Al-Ghazi MSAL, and Tavaras I, "Relative output factors for electron fields," *Med. Phys.* **20**, 886 (1993).
- [6] Mills MD, Hogstrom KR, and Fields RS, "Determination of electron beam output factors for a 20-MeV linear accelerator," *Med. Phys.* **12**, 473–476 (1985).
- [7] Niroomand-Rad A, "Film dosimetry of small elongated electron beams for treatment planning," *Med. Phys.* **16**, 655–662 (1989).

- [8] McParland BJ, "A parametrization of the electron beam output factor of a 25-MeV linear accelerator," *Med. Phys.* 14, 665–669 (1987).
- [9] Bruinvis IAD, Van Amstel A, Elevelt AJ, and Van der Laarse R, "Calculation of electron beam dose distributions for arbitrarily shaped fields," *Phys. Med. Biol.* 28, 667–683 (1983).
- [10] Bruinvis IAD and Mathol WAF, "Calculation of electron beam depth-dose curves and output factors for arbitrary field shapes," *Radiother. Oncol.* 11, 395–404 (1988).
- [11] B. J. McParland, "A method of calculating the output factors of arbitrarily shaped electron fields," *Med. Phys.* 16, 88–93 (1989).
- [12] Tapley, Norah duV, "Clinical Applications of the Electron Beam", Ed. John Wiley & Sons, Inc., USA, 1976.
- [13] Fray DW, "The Linear Electron Accelerator". *Philips Tech Rev* **14**, 1-32, 1952.
- [14] Collins GB, "Microwave Magnetrons", M.T.I. Radiation Laboratory Series, New York, McGraw-Hill, vol **6**, 7-8, 1948.
- [15] Chodorow M, Ginzton EL, Nielsen IR, Sonkin S, "Design and performance of a high-power pulsed klystron", *Proc., IRE* **41**, 1584-1602, 1953.
- [16] Klevenhagen SC, "Physics of Electron Beam Therapy", Ed. Adam Higler Ltd. Bristol, England, 1985.

- [17] International Commission on Radiation Units and Measurements, ICRU, "Radiation quantities and units", Report N° **33**. Washintong DC, 1980.
- [18] Internacional Commission on Radiation Units and Measurements, ICRU, "Radiation dosimetry: electrons with initial energies between 1 and 50 MeV". Report N° **21**. Washintong DC, 1972.
- [19] Nordic Association of Clinical Physics (NACP), "Procedures in external radiation therapy dosimetry with electron and photon beams with maximum energies between 1 and 50 MeV". Acta Radiol **19**, 55-60, 1980.
- [20] Nusse M, "Factors affecting the energy-range relation of fast electrons in aluminium". Phys Med Biol **14**, 315-317, 1969.
- [21] Svensson H, Hettinger G, "Dosimetric measurements at the nordic medical accelerators. I. Characteristics of the radiation beam". Acta Radiol **10**, 369-371, 1971.
- [22] Khan FM, Doppke K, Hogstrom KR, et al. "Clinical electron-beam dosimetry". Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group N°. 25, Med Phys **18**, 73, 1991.
- [23] Internacional Atomic Energy Agency, "Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students", OIEA-Viena, 2005.
- [24] Brahme A, Svensson H, "Specification of electron beam quality from the central-axis depth absorbed-dose distribution". Med Phys **3**, 95, 1976.

- [25] Rogers DWO, Bielajew AF, "Differences in electron depth-dose curves calculated with EGS and ETRAN and improved energy-range relationships". *Med Phys* **13**, 687-690, 1986.
- [26] Harder D, "High-energy electrons". Berlin: Springer-Verlag, 1965.
- [27] Attix, FH, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, Wiley, New York (1986).
- [28] Spencer LV, Attix FH, "A theory of cavity ionization". *Radiat. Res.* **3**, 239-245, 1955.
- [29] Burlin TE, "Further examination of theories relating the absorption of gamma-ray energy in a medium to the ionization produced in a cavity". *Phys. Med. Biol.* **11**, 255-260, 1966.
- [30] International Commission on Radiation Units and Measurements, ICRU, "Stopping powers for electrons and positrons". Report No **37**. Bethesda, MD, 1984.
- [31] Nahum AE, "Water/air mass stopping power ratios for megavoltage photon and electron beams". *Phys. Med. Biol.* **23**, 24, 1978.
- [32] Burlin TE, "Cavity chamber theory". In: Attix FH, Roesch WC, eds. *Radiation dosimetry*. Vol. I. 2<sup>nd</sup> ed. New York: Academic Press, 1969.

- [33] Organismo Internacional de Energía Atómica, OIEA, “Determinación de la dosis absorbida en radioterapia con haces externos: Un código de práctica internacional para la dosimetría basada en patrones de dosis absorbida en agua”, TRS N° 398, Viena Austria, 2005.
- [34] American Association of Physicists in Medicine, AAPM, Task Group 21, “Radiation therapy committee: A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams”, Med. Phys. **10**, 741–771, 1983.
- [35] American Association of Physicists in Medicine, AAPM, “Clinical electron beam dosimetry”. TG-25 Report. Med Phys **18**, 73-109, 1991.
- [36] Choi MC, Purdy JA, Gerbi B, Abrath FG, and Glasgow GP, “Variation in output factor caused by secondary blocking for 7–16 MeV electron beams”. Med. Phys. **6**, 137–139, 1979.
- [37] Georg D, Olofsson J, Künzler T, Karlsson M, “On empirical methods to determine scatter factors for irregular MLC shaped beams”. Med. Phys. **31**, 2222-2229, 2004.
- [38] Jursinic PA, Mueller R, “A sector-integration method for calculating the output factors of irregularly shaped electron fields”, Med. Phys. **24**, 1765-1769, 1997.
- [39] Andreo P, “Monte Carlo techniques in medical radiation physics”, Phys. Med. Biol. **36**, 861-920, 1991.

- [40] Coll Butti P, "Fundamento de dosimetría teórica y protección radiológica", Vol I, II, Editorial UPC, Barcelona-España, 1990.
- [41] Berger MJ and Seltzer SM, chapters 7, 8 and 9, "Monte Carlo Transport of Electrons and Photons", eds. T.M. Jenkins, W.R. Nelson and A. Rindi (Plenum, New York), 1988.
- [42] Halbeib JA, Kenset P, Mehlhorn A, Valdez GD, Seltzer SM, Berger MJ. "ITS Version 3.0: The Integrated TIGER Serie of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes". Tech Rep SAND91-1634, Sandia National Laboratories. 1992.
- [43] Nelson WR, Hirayama H, Rogers WO, "The EGS4 code system". Tech Rep SLAC-265. Standford Linear Accelerator Center, Standford, CA, 1985.
- [44] Kawrakow I, Rogers DWO, "The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport", Report PIRS-701 (National Research Council of Canada, Ottawa), 2001.
- [45] Brun R, Bruyant F, Maire M, McPherson AC and Zanarini P, "GEANT3", Report DD/EE/84-1 (CERN, Geneva). 1986.
- [46] Briesmeister JF, "MCNP A general Monte Carlo N-Particle transport Code". Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M. 1997.
- [47] Bielajew AF, Rogers DWO, "PRESTA: The parameter reduced electron-step transport algorithm for electron Monte Carlo transport", Nucl. Instrum. Meth. B 18, 165-181, 1987.

- [48] Karlin S, Tayloy H, "A first course in stochstic processeses", 2da. ed. San Diego, California, USA, Acadeic Press, 1975.
- [49] Baró J, Sempau J, Fernández-Varea JM, Salvat F. PENELOPE: An algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter. Nucl Instrum Meth B, 377-390, 1997.
- [50] Khan FM, "The Physics of Radiation Therapy", Lippincott, Williams and Wilkins, Baltimore, MD, 2003.
- [51] Berger M, "Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles", Methods Comput. Phys. Vol 1, 135-215, 1963.
- [52] Bethe HA, "Moliere's theory of multiple scattering", Phys. Rev., American Physical Society, 1256-1266, 1953.
- [53] Svatos MM, "The macro response Monte Carlo method for electron transport", Tese (Doctorado)-Lawrence Livermore National Laboratory, 1998.
- [54] Lewis HW, "Multiple scattering in an infinite médium", Phys. Rev. American Physical Society, 526-529, 1950.
- [55] Urban L, "Multiple scattering model in GEANT4", CERN-OPEN-2002.
- [56] Mackie T, Battista J, "A macroscopic Monte Carlo method for electron beam dose calculations" 8th Intern. Conf. on Use of Computers in Radiation Therapy. Toronto Canada, 123-127, 1984.

- [57] Bielajew AF, Rogers DWO, "Variance-reduction techniques", in Monte Carlo Transport of Electrons and Photons, eds. T.M. Jenkins, W.R. Nelson and A. Rindi (Plenum, New York), 407-419, 1988.
- [58] Salvat F. PENELOPE, Fernández-Varea JM Sempau J, "PENELOPE, a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport". Barcelona, Spain, 2006.
- [59] Fano U, "Inelastic collisions and the Molière theory of multiple scattering", Phys. Rev. 93, 117-120.
- [60] Bethe HA, Heitler W, "On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons", Proc. R. Soc. (London) A146, 83-112, 1934.
- [61] Heitler W, The Quantum Theory of Radiation (Oxford Univ. Press, London), 1954.
- [62] International Organization for Standardization, "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement", 2nd edn, ISO, Geneva, 1995.
- [63] Nieves A, Dominguez F, "Métodos Numéricos", Ed. Cecsa, México, 1998.
- [64] García F, "Lenguaje de programación Fortran 90", Ed. Paraninfo, Madrid España, 1999.
- [65] Sánchez-Reyes A, Hernández V, Oulad Ben Tahar H, Asenjo J, Sempau J, "Simulación mediante el método de Monte Carlo de campos conformados de electrones de un acelerador lineal de terapia". Revista de Física Médica 2001. Editado por la Sociedad Española de Física Médica; 2(1): 11-15.

- [66] Sempau J, Sánchez-Reyes A, Salvat F, Oulad Ben Tahar H, Jiang SB, Fernández-Varea JM, "Monte Carlo simulation of electron beams from an accelerator head using PENELOPE". *Phys Med Biol* 46, 1163-1186, 2001.
- [67] Mills MD, Hogstrom KR, and Almond PR, "Prediction of electron beam output factors," *Med. Phys.* 9, 60–68 (1981).

## ANEXO 1

## SOFTWARE DEL METODO IS

Programa codificado en Fortran 90 usado para realizar dosimetría de electrones de campos irregulares elaborado por el autor de este trabajo de tesis.

```

PROGRAM METODO_DE_IS
USE ENERGIA
INTEGER      ::E,K1
DO
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, (' ',I=1,5), 'SOFTWARE PARA DOSIMETRIA DE ELECTRONES DE CAMPOS IRREGULARES'
PRINT*, (' ',I=1,17), 'USANDO EL METODO DE INTEGRACION POR SECTORES'
PRINT*, (' ',I=1,32), 'VERSION 1.0'
PRINT*
PRINT*, (' ',I=1,22), 'DESARROLADO POR JUAN MENDEZ'
PRINT*
PRINT*, ('*',I=1,70)
10 PRINT*, (' ',I=1,15), 'INGRESAR EL VALOR DE LA ENERGIA'
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, '1.- 5 MeV'
PRINT*, '2.- 6 MeV'
PRINT*, '3.- 7 MeV'
PRINT*, '4.- 9 MeV'
PRINT*, '5.- 10 MeV'
PRINT*, '6.- 12 MeV'
PRINT*
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'SELECCIONAR [1-6]'
PRINT*, ('*',I=1,70)
READ*, E
SELECT CASE (E)
CASE(1)
CALL E5MEV
CASE(2)
CALL E6MEV
CASE(3)
CALL E7MEV
CASE(4)
CALL E9MEV
CASE(5)
CALL E10MEV
CASE(6)
CALL E12MEV
CASE DEFAULT
PRINT*, 'SELECCIONAR UN VALOR DE LA ENERGIA [1-6]'
GOTO 10
END SELECT
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'PARA CONTINUAR, INGRESAR:1'
READ*, K1
IF (K1/=1) EXIT
ENDDO
STOP
END

```

```

MODULE ENERGIA
CONTAINS
SUBROUTINE E5MEV
USE FUNCION

IMPLICIT NONE
INTEGER          ::I,N,K
REAL,DIMENSION(50)  ::R
REAL             ::S,FC,TDOSIS,TDOSISCI
CHARACTER(1)      ::MOD

PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*,(' ',I=1,12),'INGRESAR EL NUMERO DE SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
READ*,N
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'SELECCIONAR LA UBICACION DEL PROTECTOR DE CERROBEND DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, '1. SOBRE EL APLICADOR DE TRATAMIENTO, 93.73 CM'
PRINT*, '2. SOBRE EL PACIENTE A 100 CM'
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'SELECCIONAR [1-2]'
PRINT*, ('*',I=1,70)
READ*,K
PRINT*, ('*',I=1,70)
IF (K==1) THEN
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
R(I)=R(I)*(100/93.73)
ENDDO
ELSE
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
ENDDO
ENDIF
S=0.0
DO I=1,N
S=S+F5(R(I))
ENDDO
FC=S/REAL(N)
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'EL FACTOR DE CAMPO PONDERADO PARA EL CAMPO IRREGULAR ES'
PRINT '(F10.4)',FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS ACTUAL PARA 5 MeV Y APLICADOR 15X15, ES: 1.0000 (cGy/UM)'
PRINT*, 'DESEA MODIFICARLO (S O N)?'
READ*, MOD
IF (MOD=='S') THEN
PRINT*, 'INGRESAR LA NUEVA TASA DE DOSIS PARA 5 MeV Y APLICADOR 15X15 (cGy/UM)'
READ*, TDOSIS
ELSE
TDOSIS=1.0000
ENDIF
TDOSISCI=TDOSIS*FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS DEL CAMPO IRREGULAR (cGy/UM), ES'
PRINT '(F10.4)',TDOSISCI
PRINT*, ('*',I=1,70)
END SUBROUTINE E5MEV

```

```

SUBROUTINE E6MEV
USE FUNCION

IMPLICIT NONE
INTEGER                ::I,N,K
REAL,DIMENSION(50)    ::R
REAL                   ::S,FC,TDOSIS,TDOSISCI
CHARACTER(1)          ::MOD

PRINT*, (**,I=1,70)
PRINT*, 'INGRESAR EL NUMERO DE SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
READ*, N
PRINT*, 'SELECCIONAR LA UBICACION DEL PROTECTOR DE CERROBEND DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, '1. SOBRE EL APLICADOR DE TRATAMIENTO, 93.73 CM'
PRINT*, '2. SOBRE EL PACIENTE A 100 CM'
PRINT*, 'SELECCIONAR [1-2]'
READ*, K
IF (K==1) THEN
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, (**,I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
R(I)=R(I)*(100/93.73)
ENDDO
ELSE
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, (**,I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
ENDDO
ENDIF
S=0.0
DO I=1,N
S=S+F6(R(I))
ENDDO
FC=S/REAL(N)
PRINT*, (**,I=1,70)
PRINT*, 'EL FACTOR DE CAMPO PONDERADO PARA EL CAMPO IRREGULAR ES'
PRINT '(F10.4)', FC
PRINT*, (**,I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS ACTUAL PARA 6 MeV Y APLICADOR 15X15, ES: 1.0000 (cGy/UM)'
PRINT*, 'DESEA MODIFICARLO (S O N)?'
READ*, MOD
IF (MOD=='S') THEN
PRINT*, 'INGRESAR LA NUEVA TASA DE DOSIS PARA 6 MeV Y APLICADOR 15X15 (cGy/UM)'
READ*, TDOSIS
ELSE
TDOSIS=1.0000
ENDIF
TDOSISCI=TDOSIS*FC
PRINT*, (**,I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS DEL CAMPO IRREGULAR (cGy/UM), ES'
PRINT '(F10.4)', TDOSISCI
PRINT*, (**,I=1,70)
END SUBROUTINE E6MEV

```

```

SUBROUTINE E7MEV
USE FUNCION

IMPLICIT NONE
INTEGER                ::I,N,K
REAL,DIMENSION(50)    ::R
REAL                   ::S,FC,TDOSIS,TDOSISCI
CHARACTER(1)           ::MOD

PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'INGRESAR EL NUMERO DE SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
READ*, N
PRINT*, 'SELECCIONAR LA UBICACION DEL PROTECTOR DE CERROBEND DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, '1. SOBRE EL APLICADOR DE TRATAMIENTO, 93.73 CM'
PRINT*, '2. SOBRE EL PACIENTE A 100 CM'
PRINT*, 'SELECCIONAR [1-2]'
READ*, K
IF (K==1) THEN
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
R(I)=R(I)*(100/93.73)
ENDDO
ELSE
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
ENDDO
ENDIF
S=0.0
DO I=1,N
S=S+F7(R(I))
ENDDO
FC=S/REAL(N)
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'EL FACTOR DE CAMPO PONDERADO PARA EL CAMPO IRREGULAR ES'
PRINT '(F10.4)',FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS ACTUAL PARA 7 MeV Y APLICADOR 15X15, ES: 1.0000 (cGy/UM)'
PRINT*, 'DESEA MODIFICARLO (S O N)?'
READ*, MOD
IF (MOD=='S') THEN
PRINT*, 'INGRESAR LA NUEVA TASA DE DOSIS PARA 7 MeV Y APLICADOR 15X15 (cGy/UM)'
READ*, TDOSIS
ELSE
TDOSIS=1.0000
ENDIF
TDOSISCI=TDOSIS*FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS DEL CAMPO IRREGULAR (cGy/UM), ES'
PRINT '(F10.4)',TDOSISCI
PRINT*, ('*',I=1,70)
END SUBROUTINE E7MEV

```

```

SUBROUTINE E9MEV
USE FUNCION

IMPLICIT NONE
INTEGER                ::I,N,K
REAL,DIMENSION(50)    ::R
REAL                   ::S,FC,TDOSIS,TDOSISCI
CHARACTER(1)          ::MOD

PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'INGRESAR EL NUMERO DE SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
READ*, N
PRINT*, 'SELECCIONAR LA UBICACION DEL PROTECTOR DE CERROBEND DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, '1. SOBRE EL APLICADOR DE TRATAMIENTO, 93.73 CM'
PRINT*, '2. SOBRE EL PACIENTE A 100 CM'
PRINT*, 'SELECCIONAR [1-2]'
READ*, K
IF (K==1) THEN
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
R(I)=R(I)*(100/93.73)
ENDDO
ELSE
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
ENDDO
ENDIF
S=0.0
DO I=1,N
S=S+F9(R(I))
ENDDO
FC=S/REAL(N)
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'EL FACTOR DE CAMPO PONDERADO PARA EL CAMPO IRREGULAR ES'
PRINT '(F10.4)', FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS ACTUAL PARA 9 MeV Y APLICADOR 15X15, ES: 1.0000 (cGy/UM)'
PRINT*, 'DESEA MODIFICARLO (S O N)?'
READ*, MOD
IF (MOD=='S') THEN
PRINT*, 'INGRESAR LA NUEVA TASA DE DOSIS PARA 9 MeV Y APLICADOR 15X15 (cGy/UM)'
READ*, TDOSIS
ELSE
TDOSIS=1.0000
ENDIF
TDOSISCI=TDOSIS*FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS DEL CAMPO IRREGULAR (cGy/UM), ES'
PRINT '(F10.4)', TDOSISCI
PRINT*, ('*',I=1,70)
END SUBROUTINE E9MEV

```

```

SUBROUTINE E10MEV
USE FUNCION

IMPLICIT NONE
INTEGER           ::I,N,K
REAL,DIMENSION(50) ::R
REAL              ::S,FC,TDOSIS,TDOSISCI
CHARACTER(1)      ::MOD

PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'INGRESAR EL NUMERO DE SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
READ*, N
PRINT*, 'SELECCIONAR LA UBICACION DEL PROTECTOR DE CERROBEND DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, '1. SOBRE EL APLICADOR DE TRATAMIENTO, 93.73 CM'
PRINT*, '2. SOBRE EL PACIENTE A 100 CM'
PRINT*, 'SELECCIONAR [1-2]'
READ*, K
IF (K==1) THEN
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
R(I)=R(I)*(100/93.73)
ENDDO
ELSE
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
ENDDO
ENDIF
S=0.0
DO I=1,N
S=S+F10(R(I))
ENDDO
FC=S/REAL(N)
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'EL FACTOR DE CAMPO PONDERADO PARA EL CAMPO IRREGULAR ES'
PRINT '(F10 4)',FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS ACTUAL PARA 10 MeV Y APLICADOR 15X15, ES: 1.0000 (cGy/UM)'
PRINT*, 'DESEA MODIFICARLO (S O N)?'
READ*, MOD
IF (MOD=='S') THEN
PRINT*, 'INGRESAR LA NUEVA TASA DE DOSIS PARA 10 MeV Y APLICADOR 15X15 (cGy/UM)'
READ*, TDOSIS
ELSE
TDOSIS=1.0000
ENDIF
TDOSISCI=TDOSIS*FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS DEL CAMPO IRREGULAR (cGy/UM), ES'
PRINT '(F10 4)',TDOSISCI
PRINT*, ('*',I=1,70)
END SUBROUTINE E10MEV

```

```

SUBROUTINE E12MEV
USE FUNCION

IMPLICIT NONE
INTEGER                ::I,N,K
REAL,DIMENSION(50)    ::R
REAL                  ::S,FC,TDOSIS,TDOSISCI
CHARACTER(1)          ::MOD
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'INGRESAR EL NUMERO DE SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
READ*, N
PRINT*, 'SELECCIONAR LA UBICACION DEL PROTECTOR DE CERROBEND DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, '1. SOBRE EL APLICADOR DE TRATAMIENTO, 93.73 CM'
PRINT*, '2. SOBRE EL PACIENTE A 100 CM'
PRINT*, 'SELECCIONAR [1-2]'
READ*, K
IF (K==1) THEN
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
R(I)=R(I)*(100/93.73)
ENDDO
ELSE
PRINT*, 'INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR'
PRINT*, ('*',I=1,70)
DO I=1,N
PRINT*, 'INGRESAR RADIO', I
READ*, R(I)
ENDDO
ENDIF
S=0.0
DO I=1,N
S=S+F12(R(I))
ENDDO
FC=S/REAL(N)
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'EL FACTOR DE CAMPO PONDERADO PARA EL CAMPO IRREGULAR ES'
PRINT '(F10.4)',FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS ACTUAL PARA 12 MeV Y APLICADOR 15X15, ES: 1.0000 (cGy/UM)'
PRINT*, 'DESEA MODIFICARLO (S O N)?'
READ*, MOD
IF (MOD=='S') THEN
PRINT*, 'INGRESAR LA NUEVA TASA DE DOSIS PARA 12 MeV Y APLICADOR 15X15 (cGy/UM)'
READ*, TDOSIS
ELSE
TDOSIS=1.0000
ENDIF
TDOSISCI=TDOSIS*FC
PRINT*, ('*',I=1,70)
PRINT*, 'LA TASA DE DOSIS DEL CAMPO IRREGULAR (cGy/UM), ES'
PRINT '(F10.4)',TDOSISCI
PRINT*, ('*',I=1,70)
END SUBROUTINE E12MEV

END MODULE ENERGIA

```

```

MODULE FUNCION
CONTAINS
FUNCTION F5(X)
REAL ::X
F5 = 1.375E-04*X**4 - 2.465E-03*X**3 + 1.162E-02*X**2 + 7.164E-03*X + 8.974E-01
END FUNCTION F5
FUNCTION F6(X)
REAL ::X
F6 = 1.173E-04*X**4 - 2.084E-03*X**3 + 9.046E-03*X**2 + 1.488E-02*X + 8.884E-01
END FUNCTION F6
FUNCTION F7(X)
REAL ::X
F7 = 3.612E-05*X**4 - 2.366E-04*X**3 - 5.769E-03*X**2 + 6.343E-02*X + 8.349E-01
END FUNCTION F7
FUNCTION F9(X)
REAL ::X
F9 = -1.073E-04*X**4 + 2.976E-03*X**3 - 3.162E-02*X**2 + 1.513E-01*X + 7.308E-01
END FUNCTION F9
FUNCTION F10(X)
REAL ::X
F10 = -1.300E-04*X**4 + 3.503E-03*X**3 - 3.590E-02*X**2 + 1.653E-01*X + 7.157E-01
END FUNCTION F10
FUNCTION F12(X)
REAL ::X
F12 = -9.582E-05*X**4 + 2.710E-03*X**3 - 2.983E-02*X**2 + 1.482E-01*X + 7.312E-01
END FUNCTION F12
END MODULE FUNCION

```

## ANEXO 2

### APLICACIÓN DEL METODO IS

Aplicación a un caso clínico, cuyo protector es un rectángulo dividido en 16 sectores iguales para DFS 100 cm, aplicador 15x15 cm<sup>2</sup> y energía 12 MeV.

\*\*\*\*\*

SOFTWARE PARA DOSIMETRIA DE ELECTRONES DE CAMPOS IRREGULARES  
USANDO EL METODO DE INTEGRACION POR SECTORES  
VERSION 1.0  
DESARROLADO POR JUAN MENDEZ

\*\*\*\*\*

INGRESAR EL VALOR DE LA ENERGIA

\*\*\*\*\*

- 1.- 5 MeV
- 2.- 6 MeV
- 3.- 7 MeV
- 4.- 9 MeV
- 5.- 10 MeV
- 6.- 12 MeV

\*\*\*\*\*

SELECCIONAR [1-6]

\*\*\*\*\*

6

\*\*\*\*\*

INGRESAR EL NUMERO DE SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR

16

SELECCIONAR LA UBICACION DEL PROTECTOR DE CERROBEND DEL CAMPO IRREGULAR

- 1. SOBRE EL APLICADOR DE TRATAMIENTO, 93.73 CM
- 2. SOBRE EL PACIENTE A 100 CM

SELECCIONAR [1-2]

1

INGRESAR EL RADIO DE C/U DE LOS SECTORES DEL CAMPO IRREGULAR

\*\*\*\*\*

- |                |    |
|----------------|----|
| INGRESAR RADIO | 1  |
| 5.15           |    |
| INGRESAR RADIO | 2  |
| 5.8            |    |
| INGRESAR RADIO | 3  |
| 5.8            |    |
| INGRESAR RADIO | 4  |
| 4.1            |    |
| INGRESAR RADIO | 5  |
| 3.7            |    |
| INGRESAR RADIO | 6  |
| 4.1            |    |
| INGRESAR RADIO | 7  |
| 5.8            |    |
| INGRESAR RADIO | 8  |
| 5.8            |    |
| INGRESAR RADIO | 9  |
| 5.15           |    |
| INGRESAR RADIO | 10 |
| 5.8            |    |
| INGRESAR RADIO | 11 |
| 5.8            |    |
| INGRESAR RADIO | 12 |

4.1  
INGRESAR RADIO 13  
3.7  
INGRESAR RADIO 14  
4.1  
INGRESAR RADIO 15  
5.8  
INGRESAR RADIO 16  
5.8

\*\*\*\*\*

EL FACTOR DE CAMPO PONDERADO PARA EL CAMPO IRREGULAR ES

1.0042

\*\*\*\*\*

LA TASA DE DOSIS ACTUAL PARA 12 MeV Y APLICADOR 15X15, ES: 1.0000 (cGy/UM)  
DESEA MODIFICARLO (S O N)?

N

\*\*\*\*\*

LA TASA DE DOSIS DEL CAMPO IRREGULAR (cGy/UM), ES

1.0042

\*\*\*\*\*

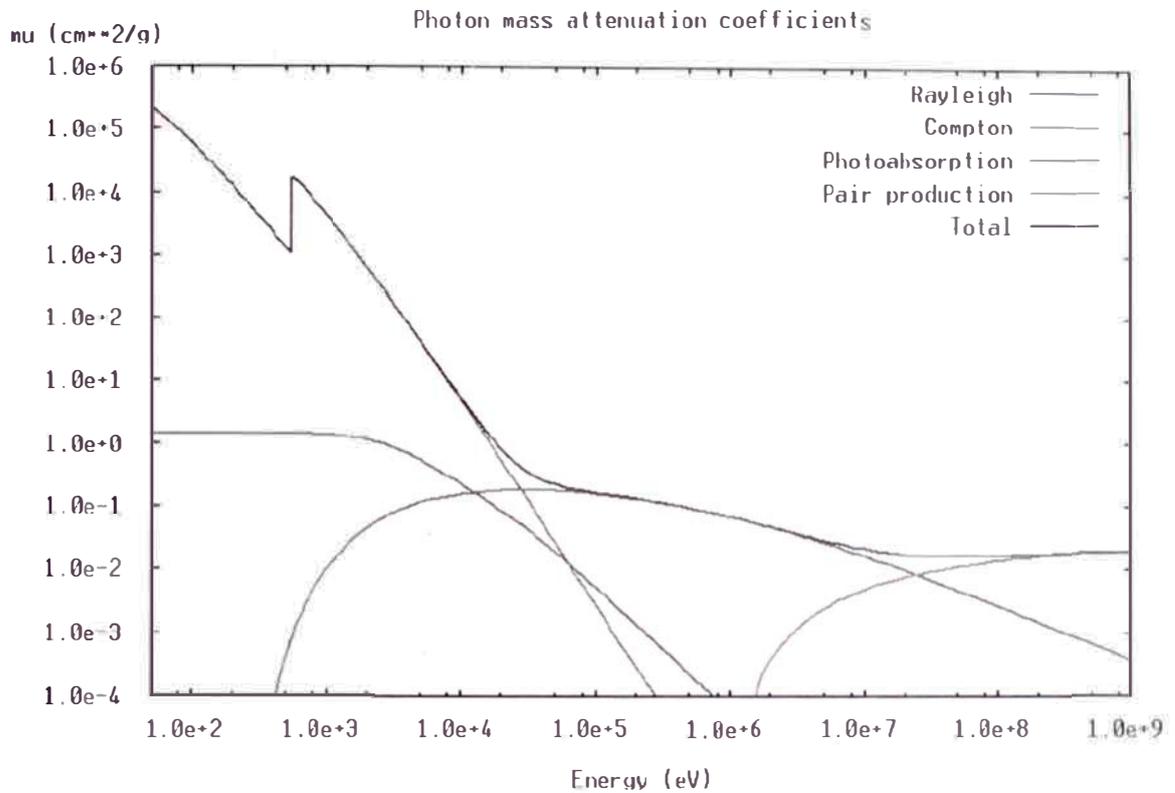
\*\*\*\*\*

PARA CONTINUAR, INGRESAR:1

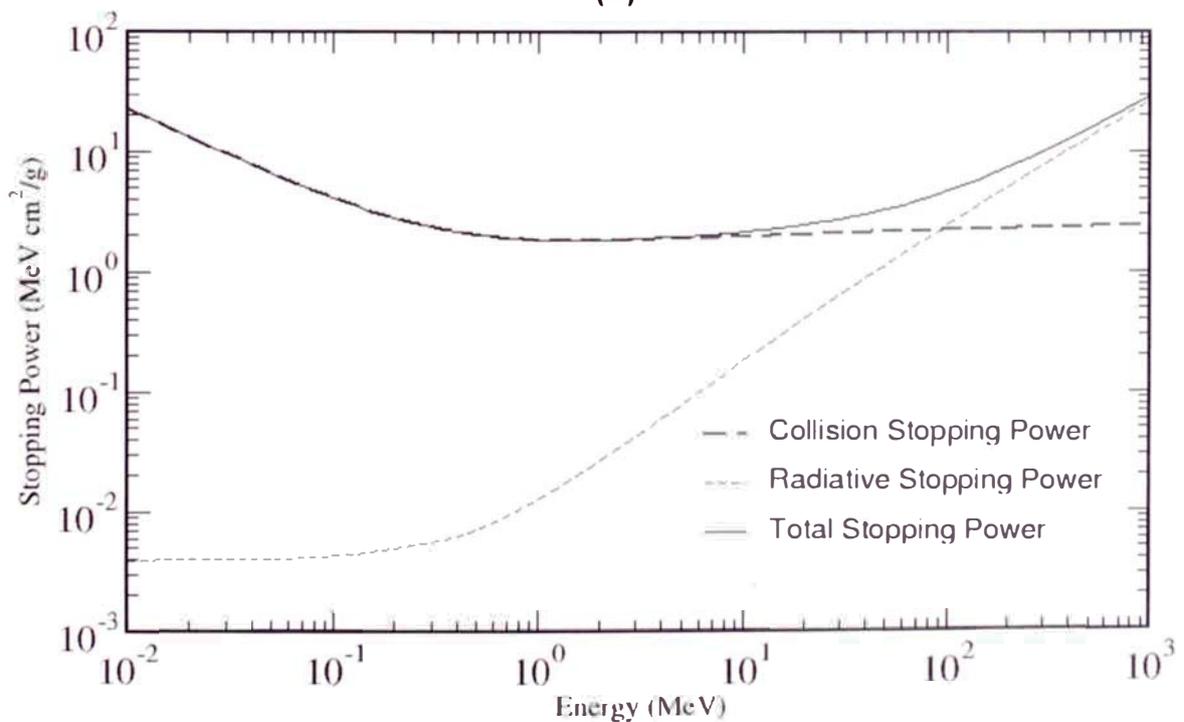
### ANEXO 3

#### COEFICIENTES DE INTERACCION DE FOTONES Y ELECTRONES

(a)



(b)



**Figura C1.** Se muestra los coeficientes de interacción para el agua: (a) Coeficiente másico de atenuación parcial y total como una función de la energía para un haz de fotones. (b) Poder de frenado parcial y total como una función de la energía para un haz de electrones.