

## Capítulo 4

# Sistemas de simulación

## 4.1. Introducción

La simulación numérica de fenómenos complejos es de gran interés ya que permite obtener resultados de situaciones en las que tanto la realización práctica de experimentos como el cálculo analítico de resultados es muy complicado. Dentro de las diversas técnicas empleadas para la simulación cabe destacar las que se basan en el método de Monte Carlo (MC en adelante). En general este método consiste en aplicar un procedimiento matemático para simular cualquier sistema que se pueda expresar mediante la nomenclatura empleada en las matemáticas. Cabe destacar el interés creciente por parte de diversas ramas de la ciencia para la aplicación de este método. En el caso que nos ocupa el método de MC se ha empleado para la simulación del transporte de la radiación ionizante en un medio compuesto por uno o varios materiales que configuran una determinada geometría. La base de este método consiste en generar numéricamente un gran número de partículas ionizantes (fotones, electrones, etc) mediante un muestreo aleatorio. Este muestreo aleatorio se fija en base a ciertas distribuciones de probabilidad que vienen determinadas por las secciones eficaces de interacción de las partículas con el medio en el que se desplazan.

El gran desarrollo tecnológico que se ha producido últimamente en los equipos informáticos, concretamente en lo que refiere a velocidad de proceso y capacidad de almacenamiento de información, ha incrementado el empleo de técnicas de simulación MC, ya que ofrecen de forma relativamente rápida resultados con una fiabilidad bastante elevada.

En la actualidad existen diversos códigos basados en técnicas de simulación MC destinados al cálculo del transporte de la radiación ionizante entre los que podemos citar EGS4, PENELOPE, FLUKA, o MCNP4. En esta tesis se ha empleado el paquete de rutinas de simulación MC denominado PENELOPE que se describe brevemente en el apartado 4.2. Debido a las características del escenario simulado ha sido necesario el empleo de una técnica de reducción de varianza denominada *detección forzada* que se encuentra descrita en el apartado 4.3. El empleo de esta técnica permitió reducir de forma sensible el tiempo de simulación para obtener resultados con una varianza aceptable.

En los apartados 4.4 y 4.5 se describe, respectivamente, el procedimiento y los resultados obtenidos en la simulación del recipiente de recuento del equipo SARAC y en la determinación de diversos factores de dosis en la estación ESCRA.

## 4.2. Descripción del código de simulación MC empleado

Para la realización de simulaciones del transporte de la radiación por técnicas de Monte Carlo se ha empleado el paquete de rutinas de simulación denominado PENELOPE (acrónimo de *PE*netration and *E*nergy *LO*ss of *P*ositrons and *E*lectrons in matter) [58], escritas en el lenguaje de programación Fortran 77. Este paquete ha sido desarrollado en la Universidad de Barcelona con la participación del INTE (Universitat Politècnica de Catalunya).

PENELOPE está dividido en dos paquetes de rutinas: Un paquete de rutinas destinado al transporte de fotones, electrones y positrones de energías comprendidas entre  $\sim 1$  keV y  $\sim 1$  GeV (los electrones y positrones pueden llegar hasta los 100 eV), y otro paquete de rutinas de geometría denominado PENGEOM que permite generar cuerpos sólidos mediante superficies definidas por cuádricas. PENELOPE también incorpora una base de datos de las características físicas y químicas de un total de 272 materiales, entre los que se incluyen 98 elementos químicos puros (hidrógeno,  $Z=1$ , hasta el californio,  $Z=98$ ).

La versatilidad de PENELOPE permite que cada usuario defina el procedimiento de simulación en función de sus necesidades. Las únicas restricciones consisten en el orden en que son ejecutadas algunas rutinas, el nombre de las variables globales reservadas para el paquete de rutinas PENELOPE, y el formato del fichero de geometría.

Para realizar cada una de las simulaciones que se describen en este capítulo se han creado seis archivos, que contienen toda la información necesaria para ejecutar la simulación. Cada uno de estos archivos se representa mediante un nombre que hace referencia al sistema simulado, seguido de la extensión, que variará en función del tipo de archivo.

Consideremos la simulación de un sistema cualquiera que denominamos *simul*. Los archivos asociados a dicha simulación se denominarán: **SIMUL.F**, **SIMUL.H**, **SIMUL.SIM**, **SIMUL.GEO**, **SIMUL.EXE**, **SIMUL.OUT**. En el esquema de la figura 4.1 se ha representado la relación entre los diferentes archivos. A continuación se detalla la finalidad de cada uno de ellos:

1. **SIMUL.F**: Es un fichero de texto escrito en lenguaje de programación Fortran 77. Se trata del programa principal de simulación que se encarga de establecer la secuencia de ejecución de las diversas rutinas de PENELOPE, y además genera el informe de los resultados obtenidos en la simulación.
2. **SIMUL.H**: Es un fichero de texto que incluye las definiciones de las variables globales que se utilizan tanto en el programa **SIMUL.F** como en el resto de rutinas de PENELOPE.
3. **SIMUL.SIM**: Es un fichero de texto que contiene los valores de los parámetros de la simulación como por ejemplo la energía de la radiación, la distancia entre la fuente de radiación y el detector, el tiempo de simulación, etc.
4. **SIMUL.GEO**: Se trata de un fichero de texto que contiene las instrucciones que definen la geometría del sistema simulado. Su formato es el especificado por el paquete de rutinas de geometría llamado PENGEOM.
5. **SIMUL.EXE**: Consiste en un archivo binario ejecutable que se obtiene al compilar el programa principal y enlazarlo con las rutinas de simulación de PENELOPE. Al terminar

su ejecución, envía los resultados obtenidos por la simulación a la salida estándar del ordenador.

6. **SIMUL.OUT**: Consiste en un archivo de texto que contiene los resultados obtenidos por la simulación. Este archivo lo genera el programa ejecutable **SIMUL.EXE** al redirigir la salida estándar a dicho archivo.

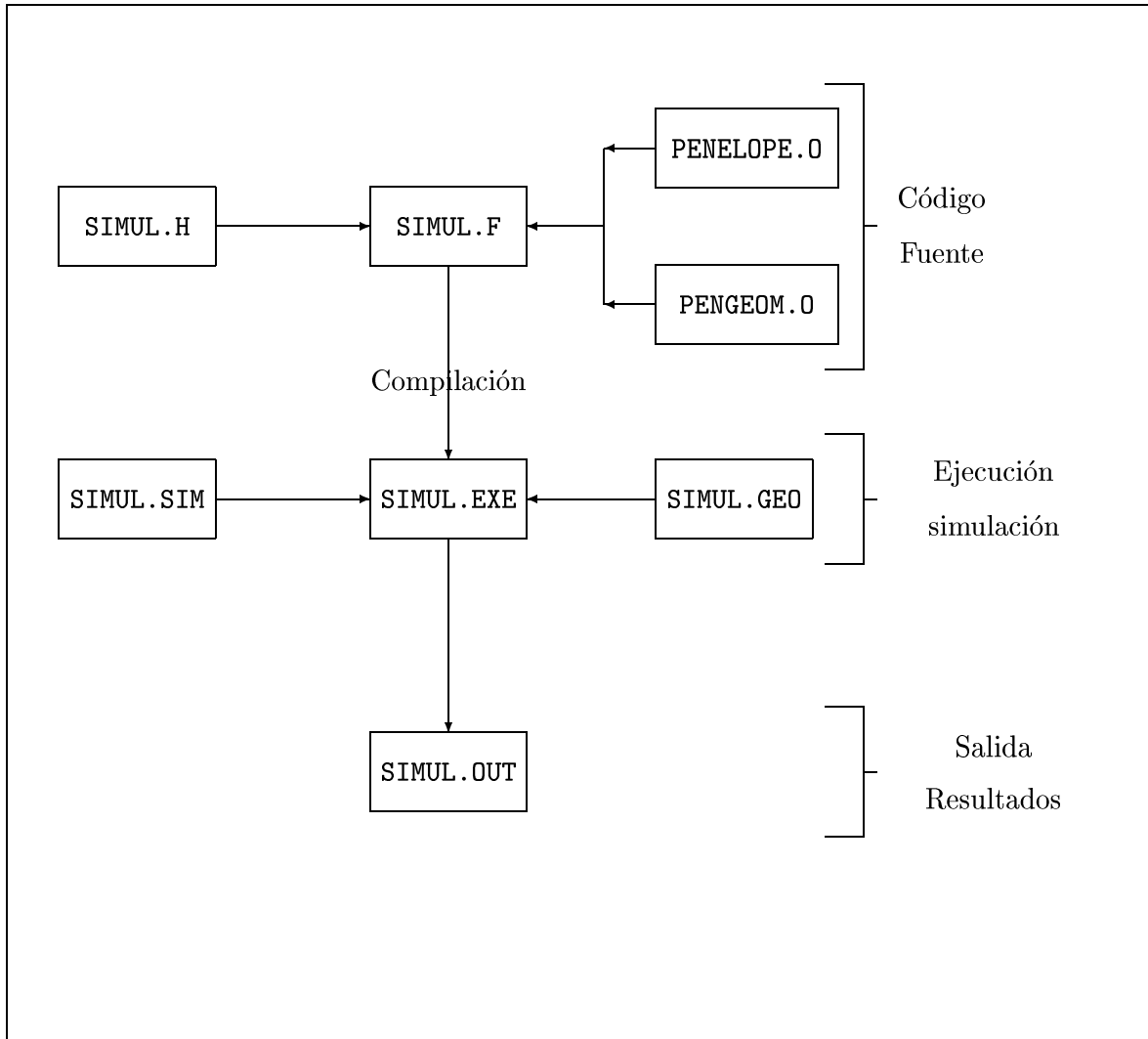


Figura 4.1: Organización de la estructura de archivos en la simulación del transporte de la radiación en un sistema mediante técnicas de Monte Carlo, empleando el paquete de rutinas PENELOPE.

### 4.3. Técnicas de reducción de varianza

#### 4.3.1. Introducción

En esta sección se describen algunos de los métodos empleados, mediante técnicas de Monte Carlo, para el cálculo de la dosis depositada en una determinada región del espacio sometida a un campo de radiación ionizante. En general, en los sistemas que poseen una geometría compleja o en los que el tamaño del punto de deposición de la dosis es muy pequeño comparado con el resto de la región simulada, la variancia de la dosis calculada acostumbra a ser muy elevada. Esto es debido principalmente a la escasa probabilidad de que la partícula simulada llegue a alcanzar la zona de detección. Existen diversas técnicas para reducir dicha varianza. Por un lado existe la posibilidad de aumentar el tiempo de simulación y por otro se pueden aplicar ciertos métodos que sin aumentar el tiempo de simulación incrementan considerablemente su rendimiento.

Los cálculos presentados en esta tesis requieren la determinación de la dosis depositada en un punto debido, en general, a fuentes distribuidas en grandes superficies o volúmenes. Ello implica la necesidad de aplicar las técnicas de reducción de varianza que se describen en los apartados precedentes. El cálculo de la dosis en un punto determinado se realizará mediante dos pasos. En primer lugar se determina, empleando técnicas de reducción de varianza, la fluencia energética de partículas en el punto de interés y posteriormente se calcula la tasa de dosis depositada en dicho punto a partir de la fluencia. En este segundo paso ya no es necesaria la aplicación de técnicas de reducción de varianza.

#### 4.3.2. Cálculo de la fluencia de partículas. Método de detección forzada

Existen diversas técnicas que permiten reducir la varianza de forma significativa, empleándose en función de las características del escenario a simular. Si la variable a determinar es la fluencia de partículas en un punto existen diversos métodos, entre los que podemos destacar el método de Monte Carlo, el método de Chilton, la definición ICRU de fluencia, la transformación recíproca, o el método de detección forzada. Dadas las características del sistema a simular en este trabajo, el método aplicado para reducir la varianza en el cálculo de la fluencia ha sido el de detección forzada. A continuación se describe dicho método y el procedimiento utilizado para el cálculo de la dosis final a partir de la fluencia.

Supongamos que deseamos calcular la fluencia de partículas en un punto  $P$  situado en un sistema con una geometría compleja. Como ejemplo podemos citar el caso en el que se desea calcular la fluencia de fotones en un punto por encima del terreno, cuando la fuente emisora de fotones del suelo está distribuida de forma heterogénea y la superficie del terreno es irregular. Este problema es abordable desde el punto de vista del método de detección forzada. Este método consiste en que cada vez que un fotón simulado sufre una interacción, se almacena en un contador la probabilidad por unidad de área de que dicho fotón alcance el punto  $P$  (ver figura 4.2). Es decir, consideremos  $\sigma_r$  y  $\sigma_c$  las secciones eficaces de la interacción coherente (Rayleigh) e incoherente (Compton) respectivamente, y  $\sigma$  la sección eficaz total, incluyendo la absorción por efecto fotoeléctrico y la producción de pares. Durante el proceso de simulación del transporte de un determinado fotón, una vez se determina que dicho fotón

debe sufrir una interacción en un punto  $O$ , y antes de que dicha interacción sea simulada, se calcula la probabilidad de que dicho fotón sufra una interacción Rayleigh,  $p_r = \sigma_r/\sigma$  y una interacción Compton  $p_c = \sigma_c/\sigma$ . También se determina la probabilidad por unidad de superficie,  $p(\Delta S)/\Delta S$ , de que el fotón "virtual" que sale del punto  $O$  alcance  $\Delta S$ , que consiste en una pequeña superficie circular situada perpendicularmente a la recta  $OP$ . Dada una interacción Compton, se calcula  $p_c(\Delta S)/\Delta S$ , considerando que la probabilidad por unidad de ángulo sólido de que un fotón que sale del punto  $O$  en la dirección  $\hat{\Omega}$  (apuntando al punto  $P$ ) viene dada por la sección eficaz diferencial normalizada  $\sigma_c^{-1}d\sigma_c/d\Omega$ . La probabilidad de que dicho fotón llegue el punto  $P$  sin otra interacción posterior se calculará como,

$$\exp\left(-\sum_i \mu'_i r_i\right) \quad (4.1)$$

donde la suma se extiende al conjunto de materiales,  $i$ , que existen entre el punto  $O$  y el punto  $P$ ,  $\mu'_i$  es el coeficiente de atenuación del material  $i$ , para la energía del foton saliente, y  $r_i$  es la distancia atravesada por el fotón en el material  $i$ . La distancia entre el punto  $O$  i el punto  $P$  será  $r = \sum r_i$ . El ángulo sólido subtendido por el elemento de superficie  $\Delta S$  desde el punto  $O$  se expresará como  $\Delta S/r^2$ . De esta forma, tenemos que

$$\frac{p_c(\Delta S)}{\Delta S} = \frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} \frac{1}{r^2} \exp\left(-\sum_i \mu'_i r_i\right). \quad (4.2)$$

La contribución  $\Delta\phi$  del fotón virtual a la fluencia total en el punto  $P$  se obtiene como la suma de las contribuciones de la interacción Rayleigh y Compton de acuerdo con la expresión 4.3

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= p_R \frac{p_R(\Delta S)}{\Delta S} + p_C \frac{p_C(\Delta S)}{\Delta S} = \\ &= \frac{1}{\sigma r^2} \left[ \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \exp\left(-\sum_i \mu_i r_i\right) + \frac{d\sigma_C}{d\Omega} \exp\left(-\sum_i \mu'_i r_i\right) \right]. \end{aligned} \quad (4.3)$$

la variable  $\Delta\phi$  coincide con la magnitud acumulada durante el proceso de simulación y se puede emplear para obtener el espectro energético de la fluencia de fotones si los recuentos acumulados se distribuyen en función de la energía de cada fotón en lugar de acumularlos en un único contador. Hay que resaltar debido a que la dispersión Rayleigh no altera la energía de los fotones, el correspondiente coeficiente de atenuación  $\mu$  se evaluará para la energía  $E$  del fotón incidente, en cambio en el caso de la dispersión Compton, el coeficiente de atenuación,  $\mu'$ , corresponde a la energía  $E'$  del fotón dispersado, que se calcula según la expresión 4.4

$$E' = \frac{E}{1 + (1 - \cos \phi)E/m_e c^2} \quad (4.4)$$

donde  $m_e c^2 \simeq 511$  keV es la masa en reposo del electrón y

$$\cos \phi \equiv \hat{v} \cdot \hat{d}, \quad (4.5)$$

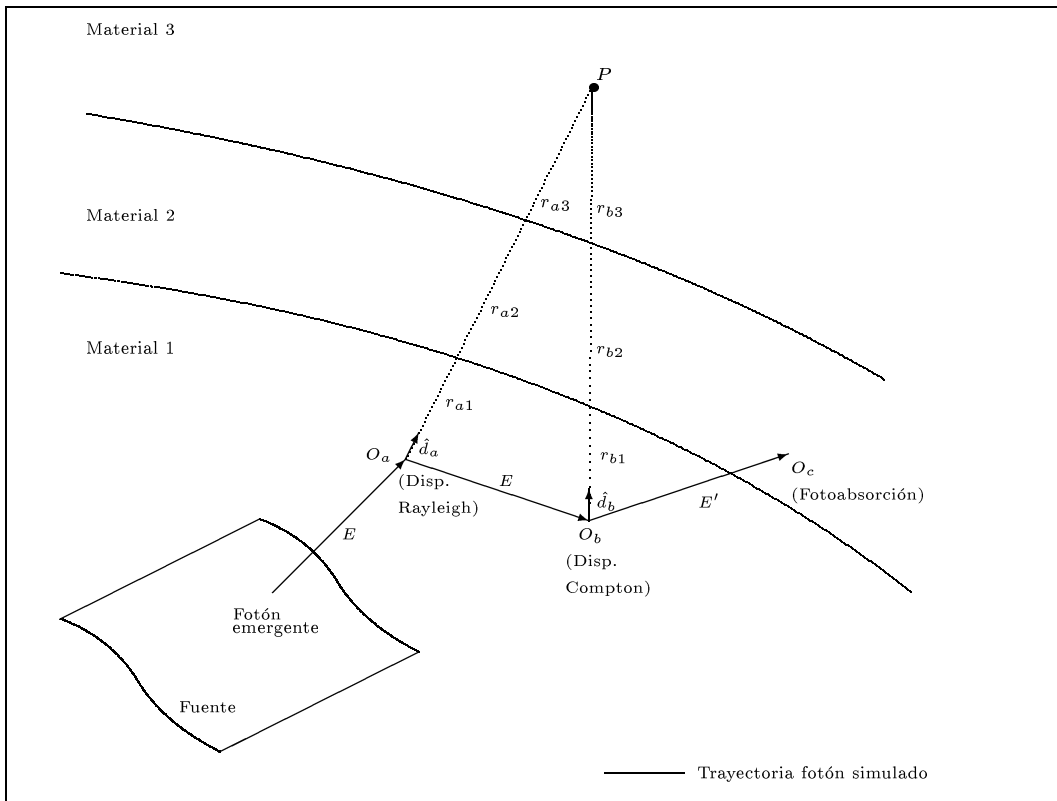


Figura 4.2: Representación esquemática de detección forzada y variables asociadas

siendo  $\hat{d}$  un vector unitario que representa la dirección de vuelo del fotón virtual que se desplaza desde el punto  $O$  al punto  $P$ , y  $\hat{v}$  un vector unitario orientado en la dirección de desplazamiento del fotón simulado.

La expresión 4.3 es independiente de la superficie  $\Delta S$ , la cual se puede asumir infinitamente pequeña. De esta forma se obtiene el valor de la fluencia *exactamente* en el punto  $P$ . Además, debido al hecho de que todos los fotones simulados contribuyen al recuento en el punto de detección, el empleo del método de detección forzada implica un notable incremento en la eficiencia de la simulación respecto a otras técnicas de simulación que contabilizan únicamente aquellas partículas que cruzan la superficie de detección. Uno de los inconvenientes de este método es debido a la presencia del término  $r^{-2}$  en la función  $\Delta\phi$ . En el caso de que existan interacciones infinitamente cercanas al punto de medida  $P$  se generará una varianza infinita. Este comportamiento no niega la utilidad de este método, ya que el valor esperado converge hacia el valor correcto, pero de forma muy lenta lo que se traduce en grandes fluctuaciones.

El método de reducción de varianza se ha implementado en un paquete de rutinas llamadas INITX, SCOREX y SCORE escritas en Fortran 77 que son compatibles con PENELOPE.

### 4.3.3. Coeficientes de transferencia de energía para fotones

Para determinar la dosis depositada en un punto a partir de la fluencia de fotones existente en dicho punto es necesario conocer los coeficientes de transferencia de energía. A continuación describiremos el método empleado para el cálculo de dichos coeficientes.

El *coeficiente másico de transferencia de energía*,  $\mu_t/\rho$  para fotones de energía  $E$  se puede definir como

$$\frac{\mu_t}{\rho} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\langle W \rangle}{E} \quad (4.6)$$

donde  $\mu$  representa el coeficiente de atenuación lineal,  $\rho$  es la densidad del medio, y  $\langle W \rangle$  es la energía media transferida al medio cada vez que se produce una interacción de un fotón.

Considerando que el coeficiente de atenuación lineal se puede expresar como

$$\mu = n_m \sigma \quad (4.7)$$

y por otro lado

$$\langle W \rangle = \frac{1}{\sigma} \int dW \frac{d\sigma}{dW} W, \quad (4.8)$$

siendo  $\sigma$  la sección eficaz microscópica y  $n_m$  el número de moléculas por unidad de volumen, la expresión 4.6 se puede reescribir como

$$\frac{\mu_t}{\sigma} = \frac{n_m}{\rho E} \int dW \frac{d\sigma}{dW} W \quad (4.9)$$

Como es de suponer,  $\mu_t/\rho$  depende de la energía del fotón incidente además del material en el que se desplaza.

Es importante destacar que la definición de  $\mu_t/\rho$  no es completa si el valor de la magnitud  $W$  no se especifica de forma precisa. La transferencia media de energía por interacción fotónica,  $W$ , se puede calcular de diversas formas lo que se traduce en diversos coeficientes de deposición de energía. Los coeficientes empleados con más frecuencia se describen con detalle en [59], donde las expresiones (5.20) hasta la (5.23) describen el coeficiente de absorción, el de transferencia de energía, el de pseudo transferencia de energía y el de absorción de energía respectivamente. En el caso de la simular la producción de cascadas electrón-gamma por técnicas de Monte Carlo, la magnitud  $W$  se debe definir teniendo en cuenta la fracción de energía depositada después de una interacción. Es decir, si no existen partículas cargadas secundarias,  $W$  será igual a la energía cinética transferida por los fotones incidentes a los electrones y positrones, descartando aquella fracción de energía que se podría perder por radiación de Bremsstrahlung.



De ahora en adelante, sólo se considerarán aquellos cálculos en los que no interviene el transporte de partículas cargadas. Para simplificar la terminología se empleará el término transferencia de energía en lugar de pseudo transferencia de energía. Para la mayoría de aplicaciones prácticas esta distinción es insignificante debido al bajo número atómico de los materiales y a que la energía de los fotones transportados es relativamente elevada tal y como se describe más adelante.

Debido a que la sección eficaz diferencial (DCS)  $d\sigma/dW$  es igual a la suma de las DCSs de todas las interacciones posibles, los coeficientes de transferencia de energía parciales y sus dosis correspondientes se pueden calcular separadamente. De esta forma la dosis total será la suma de dichas dosis parciales. De acuerdo con las aproximaciones realizadas para el transporte de fotones con PENELOPE, EGS, ITS y otros códigos de simulación Monte Carlo ampliamente conocidos, consideraremos que en el intervalo de energía empleado en nuestro estudio, las únicas interacciones relevantes son la Rayleigh (r), absorción fotónica (p), Compton (c) y producción de pares (pp). El coeficiente de transferencia total será entonces

$$\frac{\mu_t}{\rho} = \frac{\mu_{t,r}}{\rho} + \frac{\mu_{t,p}}{\rho} + \frac{\mu_{t,c}}{\rho} + \frac{\mu_{t,pp}}{\rho}, \quad (4.10)$$

donde los subíndices r, p, c, y pp hacen referencia al tipo de interacción ocurrida. En los apartados siguientes se presentan las expresiones para el cálculo de los cuatro términos de la expresión 4.10

### Dispersión Rayleigh

La dispersión coherente (Rayleigh) no implica transferencia de energía. La DCS se expresa como

$$\frac{d\sigma_r}{dW} = \sigma_r \delta(W) \quad (4.11)$$

y por lo tanto,

$$\frac{\mu_{t,r}}{\rho} = 0 \quad (4.12)$$

### Absorción fotoeléctrica

PENELOPE simula de forma aproximada las cascadas de desexcitación que siguen después de una ionización ocurrida en la capa K de un átomo. Para ser más precisos, tanto los rayos X característicos o los electrones Auger se emiten de acuerdo con las probabilidades descritas en la sección 2.5 de la referencia [58]. Por otro lado, no se considera en la simulación la radiación secundaria producida por vacantes en las capas externas. En parte es debido a que cuando la energía del fotón es superior a la energía de enlace de la capa K, cerca del 80 %

de las fotoabsorciones tienen lugar en dicha capa y en parte debido a que las probabilidades de desexcitación de la capa L y superiores son poco conocidas y las energías asociadas son inferiores.

Tal y como se ha mencionado anteriormente, se supone que la energía cinética de los electrones Auger secundarios se deposita localmente. Además la energía asociada a los rayos X puede ser despreciada en el cálculo de  $\mu_{t,p}/\rho$ . Esta aproximación está justificada para electrones de energía elevada, para los cuales la fotoabsorción es un fenómeno muy poco probable y/o para materiales de bajo número atómico —del orden o inferior a 15— para los cuales las emisiones de electrones Auger es mucho más probable que la emisión de rayos X característicos (ver figura 2.9 en [58]).

De acuerdo con dichas consideraciones,

$$\frac{d\sigma_p}{dW} = \sigma_p \delta(W - E) \quad (4.13)$$

y por lo tanto,

$$\frac{\mu_{t,r}}{\rho} = \frac{n_m \sigma_p}{\rho} = \frac{\mu_p}{\rho}, \quad (4.14)$$

lo que significa que los coeficientes de transferencia de energía y de atenuación son iguales.

### Interacción Compton

En este trabajo la DCS,  $d\sigma_c/dW$ , para interacciones incoherentes (Compton) se obtiene como el resultado del producto entre la DCS de Klein-Nishina y la función de difusión incoherente (ver [60]). La energía,  $E'$ , del fotón secundario está relacionada con la transferencia de energía,  $W$  de acuerdo con la expresión,

$$E = E' + W, \quad (4.15)$$

por ello, la DCS expresada en función de  $W$  coincide con la DCS expresada en función de  $E'$  tal y como se describe en la expresión (22) de la referencia [60]. Esta aproximación, similar a la que se realiza en EGS4 y en ITS, es más simple que el modelo introducido en PENELOPE que además incluye el denominado ensanchamiento Doppler, causado por el movimiento del electrón en el átomo.

En la obtención de  $\mu_{t,r}/\rho$  es importante tener en cuenta que la simulación Monte Carlo de la historia del fotón termina cuando su energía se encuentra por debajo de la energía de absorción,  $E_{abs}$ , definida previamente. Se asume que la energía remanente se deposita en el punto donde el fotón alcanza dicha energía. La transferencia de energía máxima,  $W_{max}$ , viene dada por la expresión

$$W_{\max} = E \frac{E}{m_e}. \quad (4.16)$$

Lo expuesto anteriormente se traduce en la siguiente expresión para el coeficiente de transferencia de energía para interacciones Compton,  $\frac{\mu_{t,c}}{\rho}$ ,

$$\begin{aligned} \frac{\mu_{t,c}}{\rho} &= \frac{n_m}{\rho E} \left[ \int_0^{W_1} dW \frac{d\sigma_c}{dW} W + \int_{W_1}^0 W_{\max} dW \frac{d\sigma_c}{dW} W \right] \\ &= \frac{n_m}{\rho E} \left[ \sigma_c - \frac{1}{E} \int_0^{W_1} dW \frac{d\sigma_c}{dW} (E - W) \right] \end{aligned} \quad (4.17)$$

donde

$$W_1 \equiv \max\{0, \min\{E - E_{\text{abs}}, W_{\max}\}\}, \quad (4.18)$$

siendo  $E - E_{\text{abs}}$  la transferencia de energía cuando la energía del fotón secundario  $E'$  es igual a la energía de absorción  $E_{\text{abs}}$ . Hay que tener en cuenta que  $W_1$  siempre se encuentra en el intervalo  $[0, W_{\max}]$ .

### Producción de pares

Al no simularse los electrones y positrones secundarios, el efecto final de la producción de pares implica la desaparición del fotón original y la generación de dos fotones de 511 keV cada uno desplazándose en direcciones opuestas como consecuencia de la aniquilación del positrón en reposo. De este modo, la sección eficaz diferencial se calculará de acuerdo con

$$\frac{d\sigma_{\text{pp}}}{dW} = \begin{cases} \sigma_{\text{pp}} \delta(W - E + 2m_e c^2) & : E_{\text{abs}} < m_e c^2 \\ \sigma_{\text{pp}} \delta(W - E) & : \text{resto} \end{cases} \quad (4.19)$$

de modo que el coeficiente de transferencia de energía para procesos de producción de pares será

$$\frac{\mu_{t,\text{pp}}}{\rho} = \begin{cases} \frac{n_m \sigma_{\text{pp}}}{\rho} \left(1 - \frac{2m_e c^2}{E}\right) & : E_{\text{abs}} < m_e c^2 \\ \frac{n_m \sigma_{\text{pp}}}{\rho} & : \text{resto.} \end{cases} \quad (4.20)$$

#### 4.3.4. Cálculo de la dosis

En general, el espectro de la fluencia de fotones se puede descomponer en una parte continua y en otra parte discreta. Si la fuente de fotones es monoenergética con energía  $E_0$ , la contribución a la fluencia de las partículas no dispersadas tendrá la forma de una función delta de Dirac centrada en  $E_0$ . Los fotones de aniquilación, en caso de que existan, generan un pico a

511 keV. De esta forma, si representamos por  $\phi^*$  la fluencia debida a partículas dispersadas, la fluencia diferencial total por unidad de energía,  $d\phi/dE$ , se puede escribir como

$$\frac{d\phi}{dE} = \sum_{\nu} \phi_{\nu} \delta(E - E_{\nu}) + \frac{d\phi^*}{dE}, \quad (4.21)$$

donde el subíndice “ $\nu$ ” hace referencia a las contribuciones de los fotones de energías discretas  $E_{\nu}$ . De esta forma, la dosis depositada se escribe como

$$D = \sum_{\nu} E_{\nu} \left( \frac{\mu_t}{\rho} \right)_{\nu} + \int dE \frac{d\phi^*}{dE} E \frac{\mu_t}{\rho}. \quad (4.22)$$

Para discretizar la ecuación anterior y poder evaluarla numéricamente, el dominio de integración se divide en un conjunto de intervalos de energía de anchura  $\Delta E$ . Mediante técnicas de Monte Carlo se determina la fluencia de fotones vírgenes,  $\phi_{\nu}$  y la fluencia media de fotones dispersados,  $\varphi_i$  en el intervalo  $i$ -ésimo ( $i=1,2,\dots$ ). La fluencia dispersada se puede expresar como

$$\varphi_i = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_i} dE \frac{d\phi^*}{dE} \quad (4.23)$$

donde el límite de integración  $E_i$  se encuentra dentro del intervalo  $[E_i - \Delta E/2, E_i + \Delta E/2]$ . Se supone que, dentro de cada intervalo, el flujo diferencial  $\phi^*/E$  se puede aproximar a una serie de Taylor de primer orden alrededor de  $E_i$ , es decir,

$$\frac{d\phi^*}{dE} \simeq \varphi_i + \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_{i-1}}{2\Delta E} (E - E_i). \quad (4.24)$$

Dicha aproximación será aceptable siempre y cuando  $\Delta E$  sea suficientemente pequeño. Dividiendo el dominio de integración de la expresión 4.22 en pequeños intervalos e introduciendo la expresión 4.24 para determinar el resultado en cada uno de ellos, obtenemos

$$D = \sum_{\nu} \phi_{\nu} I_{\nu} + \sum_i \varphi_i J_i + \sum_i \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_{i-1}}{2\Delta E} \epsilon_i. \quad (4.25)$$

Para definir la expresión anterior se han introducido los siguientes parámetros

$$I_{\nu} \equiv E_{\nu} \frac{\mu_t^{(\nu)}}{\rho} \quad (4.26)$$

$$J_i \equiv \int_{E_i} dE E \frac{\mu_t}{\rho} \quad i = 1, 2, \dots \quad (4.27)$$

y

$$\epsilon_i \equiv \int_{E_i} dE \ E^2 \frac{\mu_t}{\rho} - E_i I_i . \quad (4.28)$$

Es importante tener en cuenta que el último término de la expresión 4.25 representa la corrección de primer orden de la dosis debido a la variación de la fluencia con la energía en el interior de un intervalo de energía.

La incertidumbre estadística asociada a la dosis,  $D$ , se puede obtener a partir de

$$\sigma^2(D) = \sum_{\nu} I_{\nu}^2 \sigma^2(\phi_{\nu}) + \sum_i J_i^2 \sigma^2(\phi_i) + \frac{1}{4\Delta E^2} \sum_i \epsilon_i^2 [\sigma^2(\phi_{i+1}) + \sigma^2(\phi_{i-1})]. \quad (4.29)$$

Debido a que los parámetros  $I_i$  y  $J_i$  se conocen con gran precisión, se asigna una varianza nula a ambos. Por otro lado, las magnitudes  $\sigma^2(\phi_i)$  se obtienen a partir de simulación Monte Carlo.

Se ha desarrollado, en FORTRAN 77, un código denominado FLUXDOSE.F que realiza los cálculos de las expresiones 4.25 y 4.29.

## 4.4. Optimización del diseño del recipiente de recuento del equipo SARAC

### 4.4.1. Introducción

Durante el proceso de diseño del equipo sarac que se describe en la sección 3.2, surgió la necesidad de construir un recipiente de recuento del agua de lluvia, cuyas dimensiones ofrecieran la máxima eficiencia de detección para fotones de energías comprendidas entre 200 keV y 1.5 MeV.

Para diseñar el recipiente de recuento se optó por un recipiente tipo Marinelli, ya que debido a su especial geometría permite que el agua de lluvia se aloje alrededor del cabezal de detección sistema de espectrometría gamma, con lo que se incrementa la eficiencia de detección. El segundo paso consistió en escoger el material con el que se debía construir el recipiente. Optamos por emplear PVC, principalmente por dos razones: 1) Facilidad de mecanización y 2) bajo coeficiente de atenuación para fotones entre 200 keV y 1.5 MeV. En tercer lugar se procedió a determinar las dimensiones óptimas del recipiente de recuento considerando algunas restricciones, como por ejemplo el volumen de agua que debía contener, el espesor de las paredes, o su altura.

Debido a la complejidad de la geometría del conjunto formado por el detector gamma y el recipiente de recuento, para optimizar sus dimensiones se simuló el sistema mediante técnicas de Monte Carlo, empleando el paquete de rutinas PENELOPE. En esta sección se describe el procedimiento empleado en la simulación de este sistema y los resultados obtenidos.

### 4.4.2. Descripción del sistema de espectrometría gamma

El dispositivo de detección consiste en un detector de germanio intrínseco de alta pureza (en adelante detector HPGe —acrónimo de High Purity Germanium—) de la marca CANBERRA, modelo GR2020-7935.7, con número de serie B91526. El sistema dispone de un criostato, también de la marca CANBERRA, modelo 7935.7, con una capacidad aproximada de 5 kg de nitrógeno líquido. Una de las principales características del conjunto consiste en su portabilidad, siendo su peso total de unos 15 kg con el criostato lleno. En la figura 4.3 se puede observar el aspecto exterior del detector HPGe en el que se distinguen tres elementos, a) la *zona de detección*, que es la parte del detector sensible a la radiación gamma, y es donde se encuentra el cristal de germanio intrínseco de alta pureza; b) el *sistema de tratamiento de la señal*, que consiste básicamente en un sistema de preamplificación de la señal que proviene del cristal de germanio; c) el *criostato* destinado a alojar el nitrógeno líquido (LN2) que se encarga de refrigerar el conjunto detector. El cristal de germanio intrínseco posee un nivel de impurezas del orden de  $10^{10}$  átomos/cm<sup>3</sup>. Su geometría es coaxial, y consiste en un cilindro de 50.5 mm de diámetro y 55.5 mm de altura, en cuyo interior se halla un pozo axial de 41 mm de altura y 9 mm de diámetro (ver figura 4.4). En la superficie exterior dispone de un contacto n<sup>+</sup>, constituido por litio difundido hasta una profundidad de 0.5 mm. En la superficie interior del pozo axial dispone de un contacto p<sup>+</sup>, constituido por oro depositado por evaporación, siendo su espesor másico de 40 mg/cm<sup>2</sup>. El cristal está protegido por una carcasa de aluminio de 1.5 mm de espesor, y en la parte frontal dispone de una ventana de

berilio de 0.5 mm de espesor, situada a 5 mm del cristal de germanio.

Para poder realizar la simulación de la respuesta del detector HPGe frente a la radiación gamma, se modelizó su geometría de acuerdo con el formato requerido por el paquete de rutinas PENELope. Para ello se creó un fichero denominado `HPGE.GEO` en el que se describen los elementos que constituyen el interior de la zona de detección, según el esquema de la figura 4.4. En la figura 4.5 se puede observar la representación gráfica del fichero de geometría en el que se ha excluido el recipiente de recuento.

Al realizar la simulación se consideró que el volumen de detección estaba formado por todo el cristal de germanio, excepto la zona constituida por el contacto  $n^+$  (0.5 mm de espesor) y la zona constituida por el contacto  $p^+$ .

#### 4.4.3. Descripción del recipiente de recuento

Para realizar la simulación se consideró un recipiente de recuento de PVC como el que se puede observar en la figura 4.6. Se consideró un volumen de detección de  $V_d = 200 \text{ cm}^3$  y además también se fijaron las siguientes dimensiones: la altura del cristal,  $H_c = 6 \text{ cm}$ ; la distancia entre el cristal y el exterior de la ventana del detector,  $z = 0.55 \text{ cm}$ ; la distancia entre el detector y la base del orificio interior del Marinelli,  $l = 0.1 \text{ cm}$ ; el diámetro interior del recipiente de recuento,  $D_i = 8.22 \text{ cm}$ ; el espesor de la pared interior del recipiente de recuento,  $e = 2 \text{ cm}$ ; y la altura del volumen lateral del recipiente de recuento,  $H_s = 5.8 \text{ cm}$ . Las dimensiones variables fueron el espesor del volumen inferior del recipiente de recuento,  $H_i$ , y el espesor del volumen lateral del recipiente de recuento,  $X$ , que se relaciona con el diámetro exterior del recipiente de recuento,  $D_e$ , mediante la expresión  $X = (D_e - D_i)/2$ .

#### 4.4.4. Procedimiento de simulación del recipiente de recuento

La optimización de las dimensiones del recipiente de recuento consiste en determinar el valor máximo de la eficiencia fotónica de detección por unidad de volumen para el sistema formado por el detector HPGe y el recipiente de recuento. La eficiencia fotónica de detección,  $\epsilon_e$ , se puede calcular como el cociente entre la tasa de fotones detectados y la intensidad fotónica por unidad de volumen del agua que se aloja en el interior del recipiente de recuento.

Para determinar el máximo de  $\epsilon_e$ , se realizaron un total de 22 simulaciones para fotones de 351.87 keV ( $^{214}\text{Bi}$ ), y 22 simulaciones para fotones de 609.31 keV ( $^{214}\text{Pb}$ ), variando las dimensiones de  $X$  y de  $H_i$ .

Para cada simulación se generaron un total de  $N_g = 500000$  fotones en el volumen de agua del interior del recipiente de recuento, y se detectaron,  $N_d(X, H_i)$ , partículas en el cristal de germanio, en función del espesor del volumen lateral y del volumen inferior. De esta forma, si consideramos que  $V$  es el volumen de agua en el interior del recipiente de recuento, la eficiencia fotónica se podrá calcular como

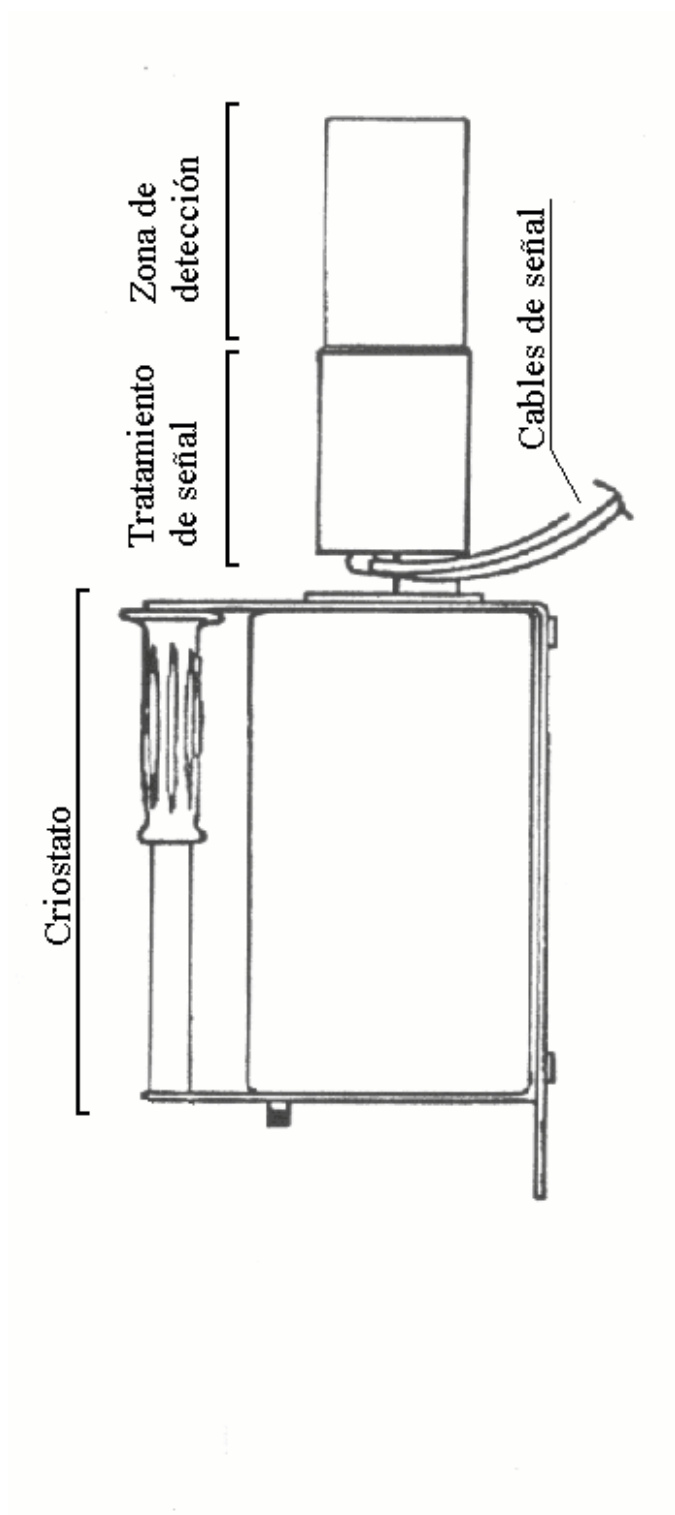


Figura 4.3: Detector de espectrometría gamma de germanio intrínseco de alta pureza (HPGe).



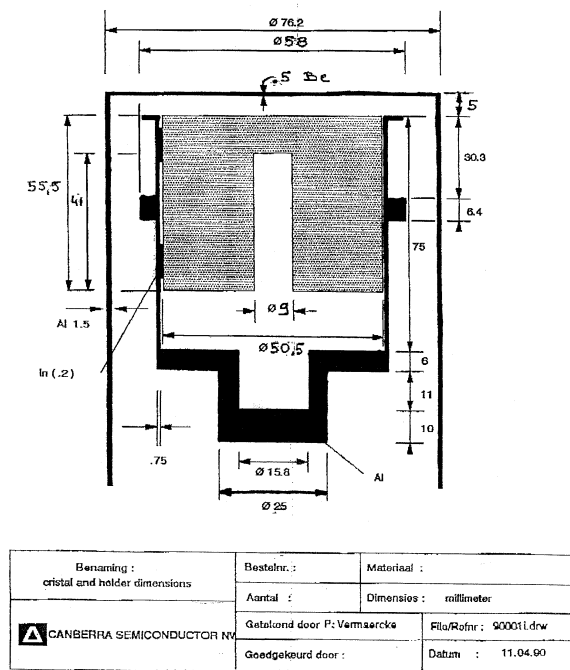


Figura 4.4: Estructura interna de la zona de detección del detector HPGe y materiales que la componen.

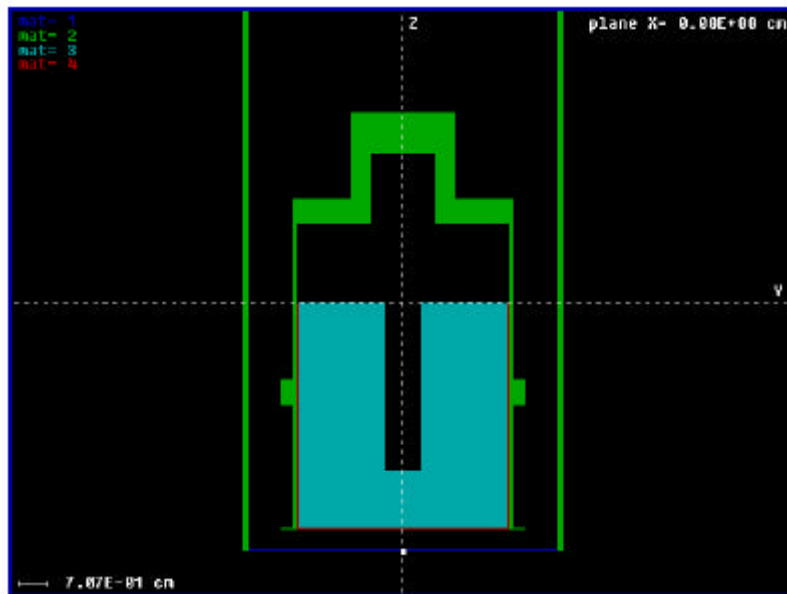


Figura 4.5: Representación gráfica del fichero de geometría que representa la estructura interna de la zona de detección del detector HPGe. Azul oscuro: berilio; verde: aluminio; azul claro: germanio; rojo: contacto de litio difuso (N+) de 0.5 mm de espesor; negro: vacío.

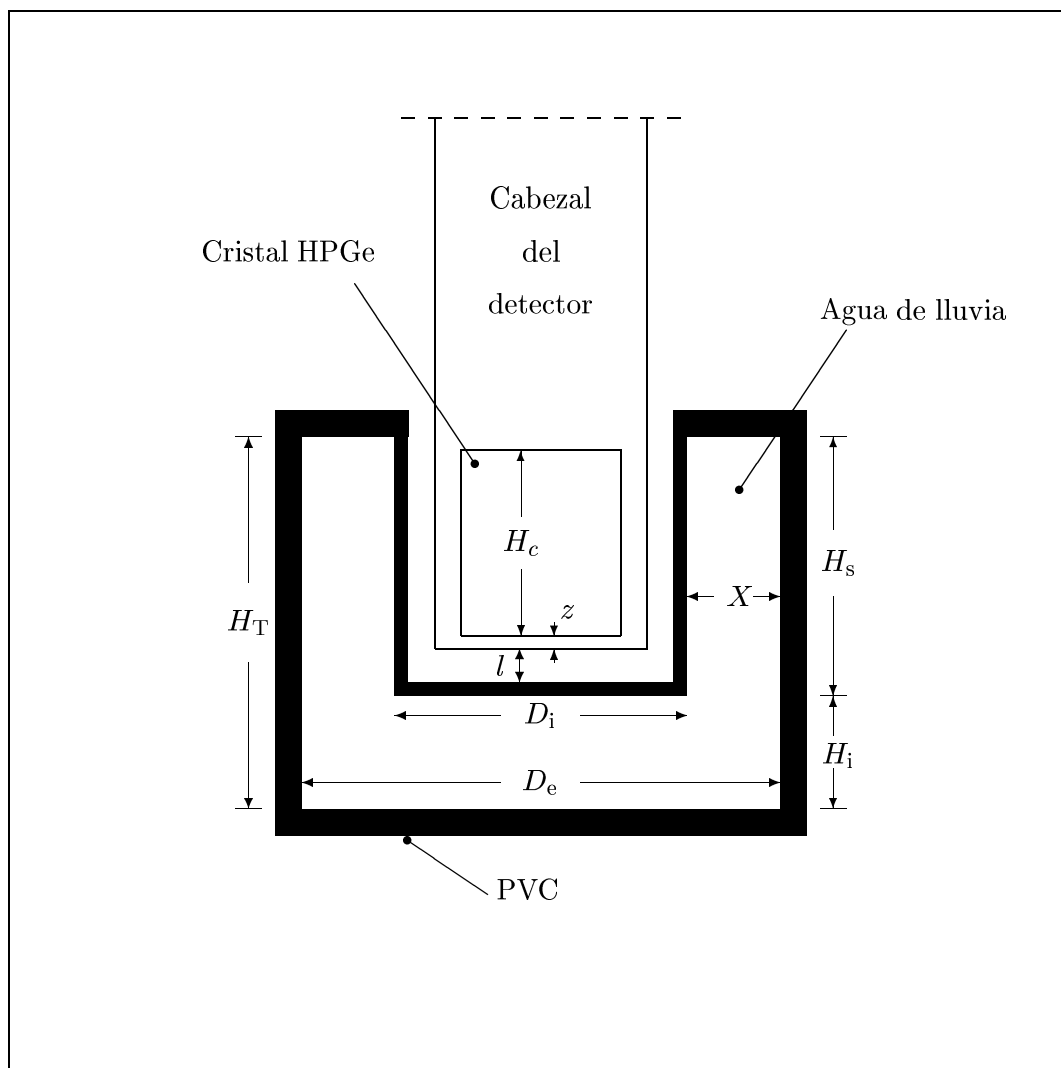


Figura 4.6: Esquema del conjunto formado por el detector HPGe y el recipiente de recuento del equipo SARAC.

$$\epsilon_e(X, H_i) = \frac{N_d(X, H_i)}{N_g V}. \quad (4.30)$$

En la tabla 4.1 se dan los resultados obtenidos en las diversas simulaciones, y en las figuras 4.7 y 4.8 se ha representado la eficiencia fotónica en función de  $X$  y de  $H_i$  respectivamente. Si ajustamos los valores de ambas figuras a un polinomio de tercer grado, obtenemos las expresiones 4.31, 4.32 y 4.33, 4.34 para el espesor de las paredes y el espesor de la base.

$$\epsilon_{e,X,Pb-214}(\text{cps}/\gamma\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}) = 4,880 + 4,941 X - 0,324 X^2 - 2,021 X^3 \quad (4.31)$$

$$\epsilon_{e,H_i,Pb-214}(\text{cps}/\gamma\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}) = 7,025 + 1,493 H_i - 1,098 H_i^2 + 0,152 H_i^3 \quad (4.32)$$

$$\epsilon_{e,X,Bi-214}(\text{cps}/\gamma\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}) = 2,993 + 2,414 X + 0,895 X^2 - 1,721 X^3 \quad (4.33)$$

$$\epsilon_{e,H_i,Bi-214}(\text{cps}/\gamma\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}) = 4,320 + 0,886 H_i - 0,712 H_i^2 + 0,106 H_i^3 \quad (4.34)$$

Como podemos observar en las expresiones anteriores, la eficiencia fotónica se puede expresar como una función del tipo  $\epsilon = ay^3 + by^2 + cy + d$ . De esta forma, para hallar las dimensiones  $X$  y  $H_i$  que optimizan el recipiente de recuento, deberemos hallar el máximo de las expresiones 4.31, 4.32 y 4.33, 4.34. Este máximo se calcula derivando la eficiencia en función de la variable  $y$ , obteniéndose la expresión 4.36 que permite determinar los valores de  $X$  y  $H_i$  que maximizan la eficiencia fotónica substituyendo la variable  $y$  por  $X$  o  $H_i$  y los parámetros  $a$ ,  $b$ , y  $c$  por los que correspondan a cada caso. Los resultados obtenidos se presentan en la tabla 4.2.

$$\frac{d\epsilon}{dy} = 0 \quad \Rightarrow \quad 3ay^2 + 2by + c = 0 \quad (4.35)$$

$$y_{max} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 3ac}}{3a} \quad (4.36)$$

Debido a que las dimensiones que maximizan la eficiencia no son las mismas para el  $^{214}\text{Pb}$  y el  $^{214}\text{Bi}$ , y además debido a cuestiones de mecanizado del recipiente de recuento, las dimensiones finales no coinciden exactamente con las de la tabla 4.2. Las dimensiones definitivas asignadas al recipiente de recuento fueron de  $X = 8.4$  mm, y  $H_i = 5.5$  mm. Con estos valores, la eficiencia de detección asociada al  $^{214}\text{Pb}$  es de  $\epsilon_e = 7.55$  cps/ $\gamma\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}$  y la asociada al  $^{214}\text{Bi}$  es de  $\epsilon_e = 4.62$  cps/ $\gamma\text{s}^{-1}\text{cm}^{-3}$  de forma que la variación respecto el valor máximo es sólo de un 0.7 % y un 0.2 % respectivamente.

$X$ (cm)	$H_i$ (cm)	$\epsilon_e$ (cps/ $\gamma$ s $^{-1}$ cm $^{-3}$ )	
		$^{214}\text{Bi}$	$^{214}\text{Pb}$
1.17	0	4.30 $\pm$ 0.08	7.0 $\pm$ 0.1
1.12	0.1	4.39 $\pm$ 0.08	7.1 $\pm$ 0.1
1.08	0.2	4.46 $\pm$ 0.09	7.2 $\pm$ 0.1
0.99	0.4	4.58 $\pm$ 0.09	7.4 $\pm$ 0.1
0.96	0.5	4.60 $\pm$ 0.09	7.5 $\pm$ 0.1
0.92	0.6	4.64 $\pm$ 0.09	7.6 $\pm$ 0.1
0.88	0.7	4.64 $\pm$ 0.09	7.7 $\pm$ 0.1
0.84	0.8	4.64 $\pm$ 0.09	7.6 $\pm$ 0.1
0.80	0.9	4.62 $\pm$ 0.09	7.6 $\pm$ 0.1
0.77	1.0	4.63 $\pm$ 0.09	7.6 $\pm$ 0.1
0.73	1.1	4.59 $\pm$ 0.09	7.5 $\pm$ 0.1
0.69	1.2	4.51 $\pm$ 0.09	7.4 $\pm$ 0.1
0.63	1.4	4.44 $\pm$ 0.09	7.4 $\pm$ 0.1
0.56	1.6	4.29 $\pm$ 0.08	7.2 $\pm$ 0.1
0.50	1.8	4.20 $\pm$ 0.08	7.0 $\pm$ 0.1
0.44	2.0	4.07 $\pm$ 0.08	6.8 $\pm$ 0.1
0.38	2.2	4.00 $\pm$ 0.08	6.7 $\pm$ 0.1
0.33	2.4	3.84 $\pm$ 0.08	6.4 $\pm$ 0.1
0.28	2.6	3.74 $\pm$ 0.08	6.2 $\pm$ 0.1
0.23	2.8	3.52 $\pm$ 0.08	5.9 $\pm$ 0.1
0.18	3.0	3.41 $\pm$ 0.08	5.7 $\pm$ 0.1
0.13	3.2	3.33 $\pm$ 0.07	5.5 $\pm$ 0.1

Cuadro 4.1: Resultados obtenidos en la simulación del recipiente de recuento para fotones de 351.87 keV emitidos por el  $^{214}\text{Pb}$  y para fotones de 609.31 keV emitidos por el  $^{214}\text{Bi}$

Radionucleido	$H_i$ (cm)	$X$ (cm)	$\epsilon_e$ (cps/ $\gamma$ s $^{-1}$ cm $^{-3}$ )	Volumen (cm $^3$ )
$^{214}\text{Pb}$	0.82	0.85	7.60	204
$^{214}\text{Bi}$	0.75	0.88	4.63	204

Cuadro 4.2: Dimensiones calculadas del espesor lateral,  $X$  y el espesor inferior,  $H_i$  del volumen de agua, que maximizan la eficiencia fotónica del recipiente de recuento para fotones de 351.87 keV emitidos por el  $^{214}\text{Pb}$  y para fotones de 609.31 keV emitidos por el  $^{214}\text{Bi}$

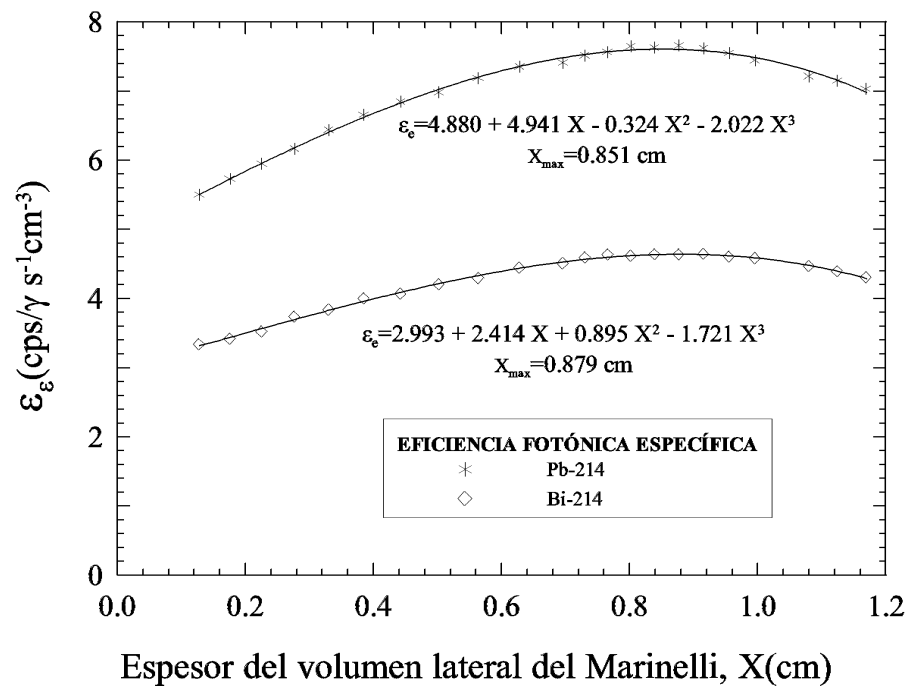


Figura 4.7: Relación entre el espesor,  $X$ , del volumen de agua lateral del recipiente de recuento y la eficiencia fotónica,  $\epsilon_e$

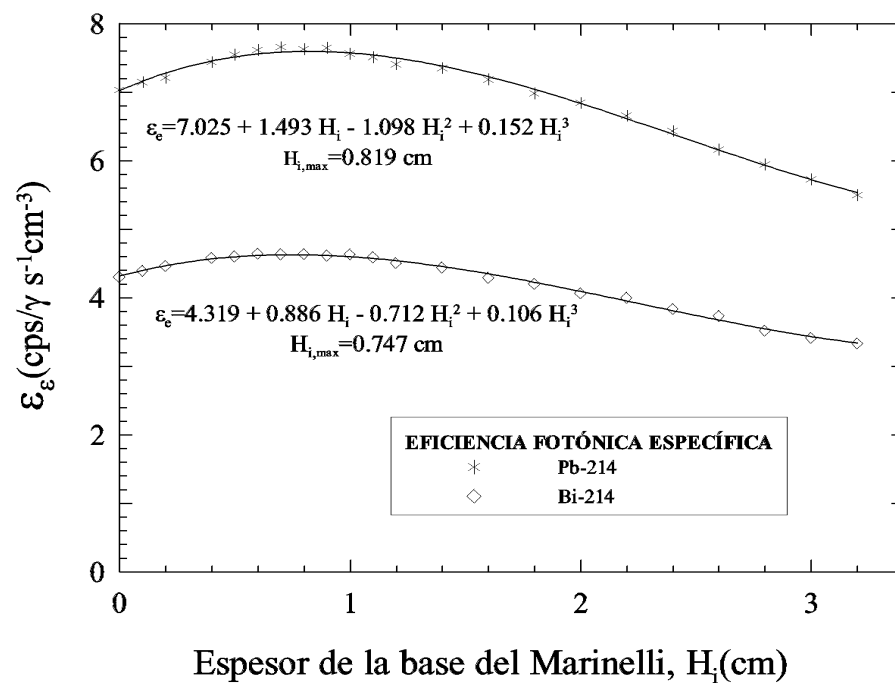


Figura 4.8: Relación entre la altura,  $H_i$ , del volumen de agua inferior del recipiente de recuento y la eficiencia fotónica,  $\epsilon_e$

## 4.5. Modelización de la estación ESCRA

### 4.5.1. Introducción

Tal y como se ha comentado en el apartado 2.4.4, la deposición húmeda de descendientes del radón en el terreno lleva asociada, en general, un incremento en la tasa de dosis ambiental. Con la finalidad de modelizar dichos incrementos surge la necesidad de conocer el factor de dosis del entorno de influencia de la sonda de medida de la tasa de dosis ambiental. Dicho factor de dosis nos permitirá determinar la relación que existe entre la concentración de descendientes del radón por unidad de superficie, y la tasa de dosis depositada por la radiación emitida por éstos. En general, la determinación por métodos analíticos del factor de dosis de un emplazamiento es en una tarea bastante complicada debido a que la geometría del emplazamiento acostumbra a ser difícil de modelizar. Un método alternativo para determinar el factor de dosis consiste en el empleo de técnicas de simulación del transporte de radiación en el emplazamiento por métodos de Monte Carlo. La estación ESCRA no es una excepción a este hecho debido a que la geometría del entorno al punto de medida de la tasa de dosis ambiental es bastante complicada al estar rodeado de edificios (ver apartado 3.1.1).

En este apartado se describe el procedimiento empleado en la determinación del factor de dosis en los diversos puntos de medida de la estación ESCRA.

### 4.5.2. Descripción

**Descripción de la geometría.** La estación ESCRA se encuentra ubicada en la azotea de un edificio denominado módulo B4 en el Campus Nord de la UPC en Barcelona. El Campus Nord está constituido por un conjunto de edificios (llamados módulos) de geometría peralelepípedica, cuyas dimensiones se encuentran entre unos 25 metros y 75 metros de longitud, 14 metros de anchura, y unos 16 metros de altura respecto del suelo. Cada edificio o módulo se identifica con una letra y un número en función de su posición. De esta forma existe un total de 24 módulos empezando por los módulos A1...A6 hasta los módulos D1...D6. En la figura 4.9 se puede observar la disposición de dichos módulos. Para modelizar la geometría del Campus Nord se han considerado los módulos que se encuentran en un radio de 100 metros respecto del punto donde se desea calcular el factor de dosis, que en nuestro caso se encuentra aproximadamente en el centro del módulo B4 (estación ESCRA). De esta forma, los edificios incluidos en la simulación serán, además del módulo B4, los módulos A2, A3, A4 y A5 que se encuentran al sureste de la estación ESCRA, los módulos C2, C3, C4 y C5 al noroeste de la estación ESCRA, los módulos B2 y B3 al suroeste de la estación ESCRA, y los edificios B5 y B6 al noreste de la estación ESCRA.

La Estación ESCRA, que se encuentra en la azotea del módulo B4, se ha definido con más detalle que el resto de edificaciones al estar en las proximidades de la zona de detección. En las figuras 4.10, 4.11, 4.12, 4.13, se ha representado el fichero de geometría visto desde diversos ángulos. En la visualización de dicho fichero, el color azul ( $mat=1$ ) hace referencia al material que compone los edificios que consiste en cemento Portland con la composición de la tabla 4.3. El color verde de las figuras ( $mat=2$ ) hace referencia al aire que envuelve el conjunto de edificios. Su composición se presenta en la tabla 4.4. La ubicación del detector

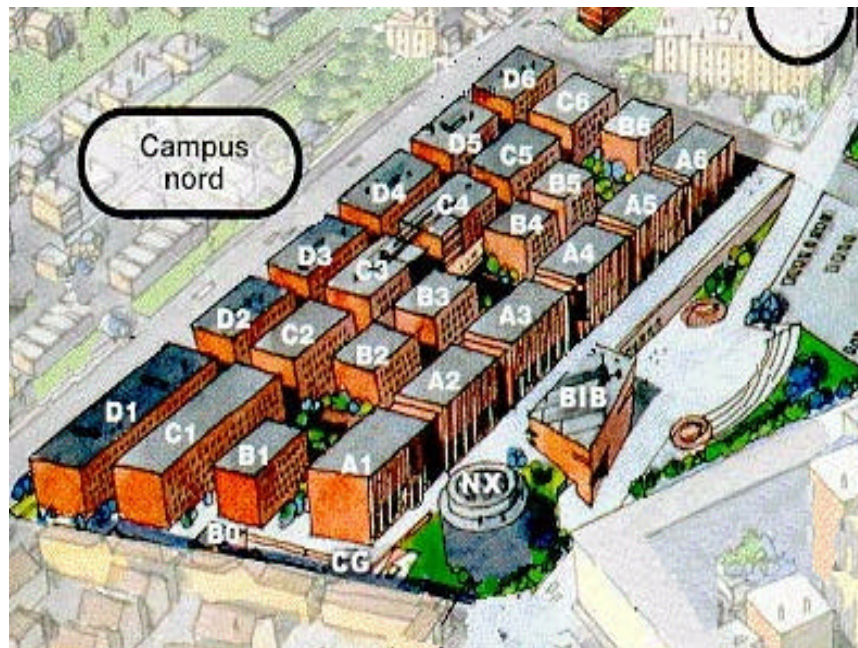


Figura 4.9: Vista de los edificios del Campus Nord de la UPC en Barcelona. La estación ESCRA se encuentra ubicada en la azotea del edificio identificado como B4.

Elemento	% en peso	Composición estequiométrica
Hidrógeno	0.59	$1,68764 \times 10^{-1}$
Carbono	0.09	$1,41618 \times 10^{-3}$
Oxígeno	52.87	$5,62520 \times 10^{-1}$
Sodio	1.60	$1,18382 \times 10^{-2}$
Magnesio	0.20	$1,39969 \times 10^{-3}$
Aluminio	3.38	$2,13537 \times 10^{-2}$
Silicio	33.67	$2,04114 \times 10^{-1}$
Potasio	1.29	$5,65567 \times 10^{-3}$
Calcio	4.39	$1,86734 \times 10^{-2}$
Hierro	1.39	$4,26409 \times 10^{-3}$

Cuadro 4.3: Composición del cemento Portland utilizada en la simulación del Campus Nord de la UPC. Densidad =  $2.3 \text{ g/cm}^3$

se representa por un cuadrado de color blanco.

**Método de simulación** Según se ha descrito anteriormente, el estudio propuesto consiste en determinar la tasa de dosis depositada en un punto del espacio (en general será donde se encuentra ubicado un detector de radiación) en función de la actividad superficial de un radionucleido emisor gamma depositado en las superficies del terreno y edificios debido a la lluvia.

El método de simulación consiste en lanzar fotones de una energía dada en cualquier dirección

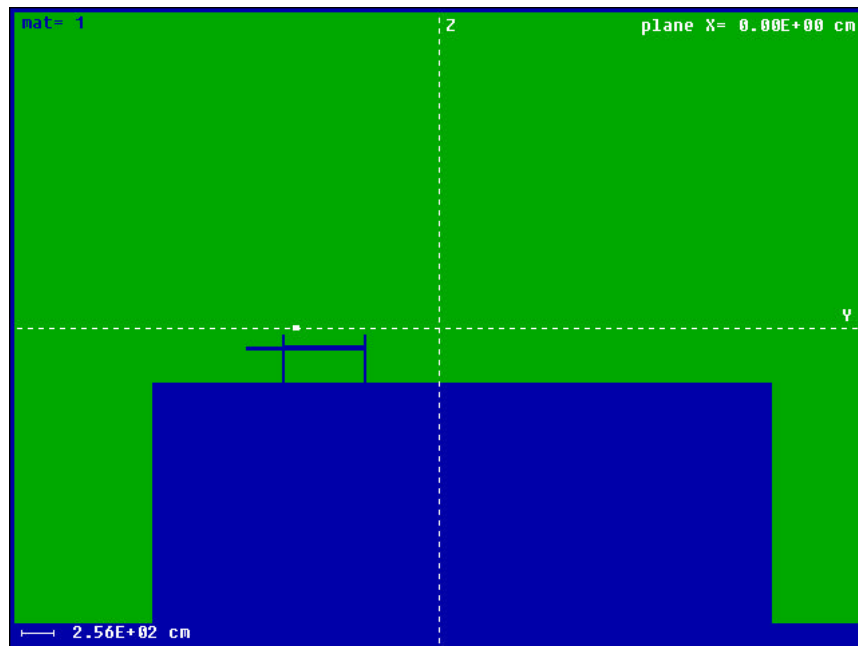


Figura 4.10: Vista lateral del fichero de geometría que modeliza el campus Nord. Se observa el perfil de la estación ESCRA en la parte superior y el módulo B4 en la parte inferior; el punto cuadrado de color blanco indica la posición del detector. Para la identificación de materiales, el color azul es cemento Portland y el color verde es aire.

Elemento	% en peso	Composición molecular
Carbono	0.012	$1,501870 \times 10^{-4}$
Nitrógeno	75.53	$7,844300 \times 10^{-1}$
Oxígeno	23.17	$2,107480 \times 10^{-1}$
Argon	1.28	$4,671110 \times 10^{-3}$

Cuadro 4.4: Composición del aire utilizada en la simulación del Campus Nord de la UPC. Densidad =  $1.2048 \times 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup>



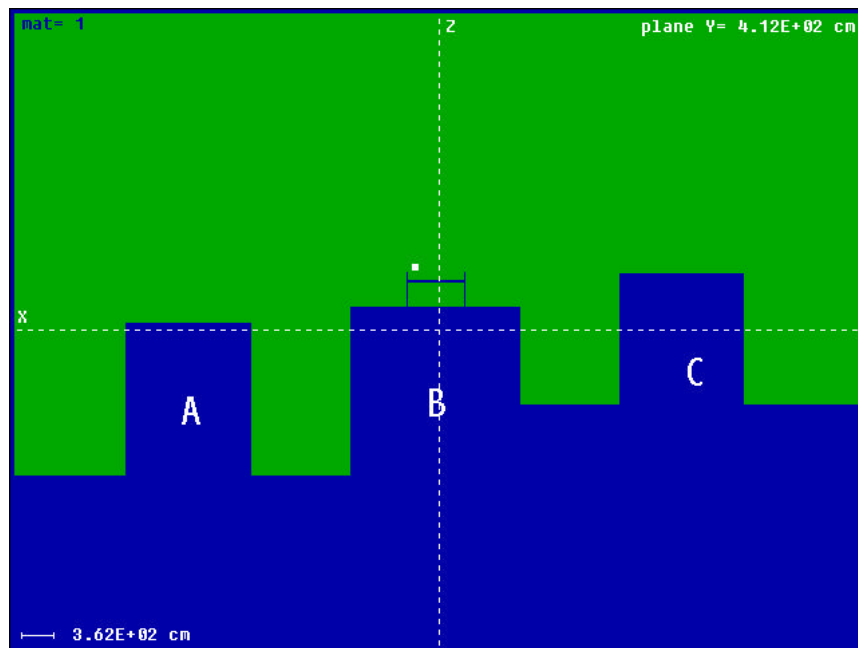


Figura 4.11: Vista en la dirección NE-SW de los bloques de edificios del Campus Nord modelizados con el fichero de geometría. La estación ESCRA se observa en la parte superior del módulo B4 (B), el módulo C4 se encuentra a la derecha (C), y el módulo A4 a la izquierda (A); el punto cuadrado de color blanco indica la posición del detector. Para la identificación de materiales, el color azul es cemento Portland y el color verde es aire.

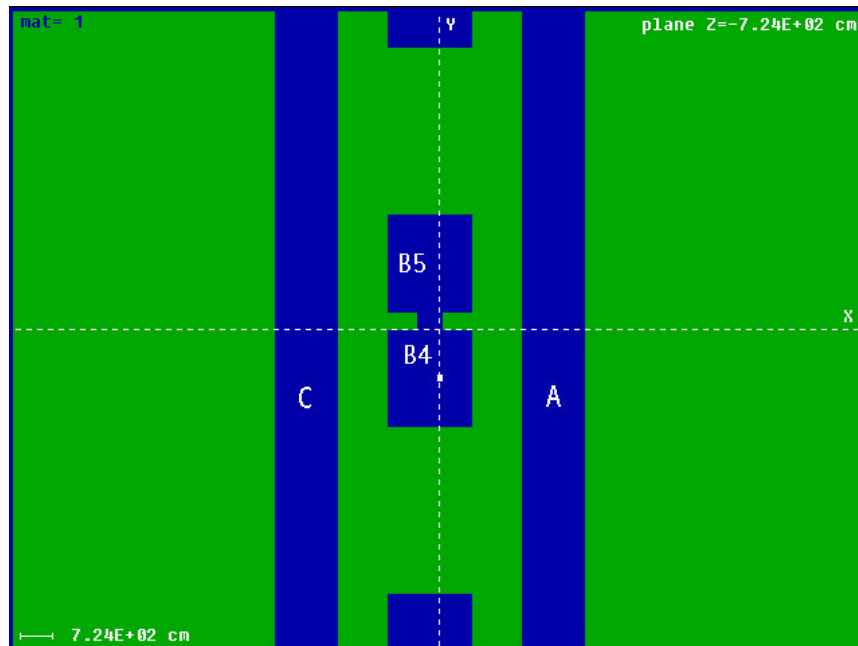


Figura 4.12: Vista superior del fichero de geometría que modeliza el campus Nord. Los módulos C2,C3,C4, y C5 se encuentran en “C”, los módulos A2,A3,A4 y A5 se encuentran en “A”; el punto cuadrado de color blanco indica la posición del detector. Para la identificación de materiales, el color azul es cemento Portland y el color verde es aire.

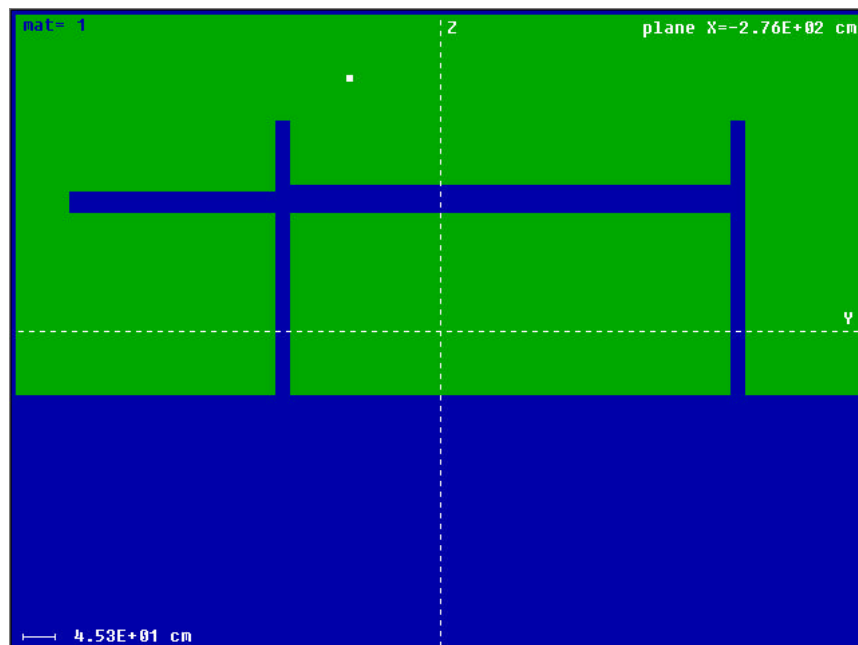


Figura 4.13: Vista desde la dirección SE-NW del perfil de la estación ESCRA situada en la azotea del módulo B4. El punto cuadrado de color blanco indica la posición del detector. Para la identificación de materiales, el color azul es cemento Portland y el color verde es aire.

partiendo de las superficies expuestas a la lluvia y determinar la deposición de energía de dichos fotones iniciales o radiación secundaria en un punto dado del espacio. De esta forma la relación entre la dosis depositada en dicho punto y la emisión de fotones del terreno nos permitirá determinar el factor de dosis para la energía de los fotones generados. En primer lugar es preciso identificar la fuente de radiación, es decir, las superficies en las que se ha depositado el agua de lluvia. Para ello se definió una fuente de partículas (plano paralelo al suelo) situada a cierta altura sobre el conjunto de edificios a modo de nube virtual, que denominaremos fuente-nube. En el caso que nos ocupa, la fuente-nube posee un radio de 100 metros y se encuentra centrada en el punto de detección, es decir, la torre meteorológica de la estación ESCRA.

Cada simulación se inicia con el lanzamiento de una partícula en la dirección vertical hacia el suelo desde la fuente-nube simulando el descenso de una gota de lluvia. Debido a que el código PENELOPE dispone de rutinas capaces de identificar la intersección de la trayectoria de una partícula con cualquier superficie, cuando la partícula lanzada se encuentra con una superficie (edificio o suelo), dicho punto de intersección se define como el punto desde el cual nacerá el fotón inicial. Debido a que la fuente-nube posee un radio de 100 metros, la fuente de fotones iniciales estará formada por todas aquellas superficies planas (paralelas al suelo) que se encuentran dentro de un radio de 100 metros.

El siguiente paso consiste en el transporte del fotón inicial a través del sistema modelizado. Debido a las características del sistema simulado, que está constituido por una fuente de radiación muy extensa (varios centenares de metros cuadrados) y un punto de detección de muy reducidas dimensiones (un detector puede tener un volumen entre 0.050 litros y 5 litros), el tiempo requerido (o el número de historias generadas) para obtener resultados significativos resultaría excesivo. Por este motivo es necesario aplicar en este caso técnicas de reducción de varianza. La técnica utilizada consiste en el método de detección forzada que se describe en el apartado 4.3.2. De esta forma se reduce de forma muy significativa el tiempo de simulación. La aplicación de esta técnica de reducción de varianza implica la realización de la simulación en dos fases. En primer lugar se determina la fluencia de partículas en el punto donde se ubica el detector, y en segundo lugar se determina la dosis depositada en dicho punto debido a dicha fluencia de fotones, considerando que el medio es aire.

### 4.5.3. Resultados

Mediante simulaciones por técnicas de Monte Carlo se ha determinado el factor de dosis para un total de 22 energías — 30 keV, 50 keV, y desde 100 keV hasta 2 MeV en intervalos de 100 keV — y para 6 posiciones distintas en la torre meteorológica de la estación ESCRA — 0.5 m, 1.0 m, 1.5 m, 2.0 m, 2.5 m y 3.0 m —. En total se han simulado 132 casos con un tiempo de simulación para cada caso de 7200 segundos lo que implica un total de 264 horas (11 días). La incertidumbre asociada a cada uno de los casos se encuentra entre el 2% y el 15%. En la figura 4.14 se ha representado el factor de dosis en función de la posición en la torre meteorológica para diversas energías. Se observa que el factor de dosis disminuye con la altura, existiendo un máximo relativo para la posición de 2 metros. De esta forma, se ha ajustado cada una de las curvas isoenergéticas de la figura 4.14 a un polinomio de tercer grado siendo la variable,  $\log(h)$ , con  $h$  la distancia entre el suelo y el punto de medida en la torre, y  $\log$  el logaritmo decimal. El factor de dosis,  $F_D(E_i, h)$ , se expresará de acuerdo con

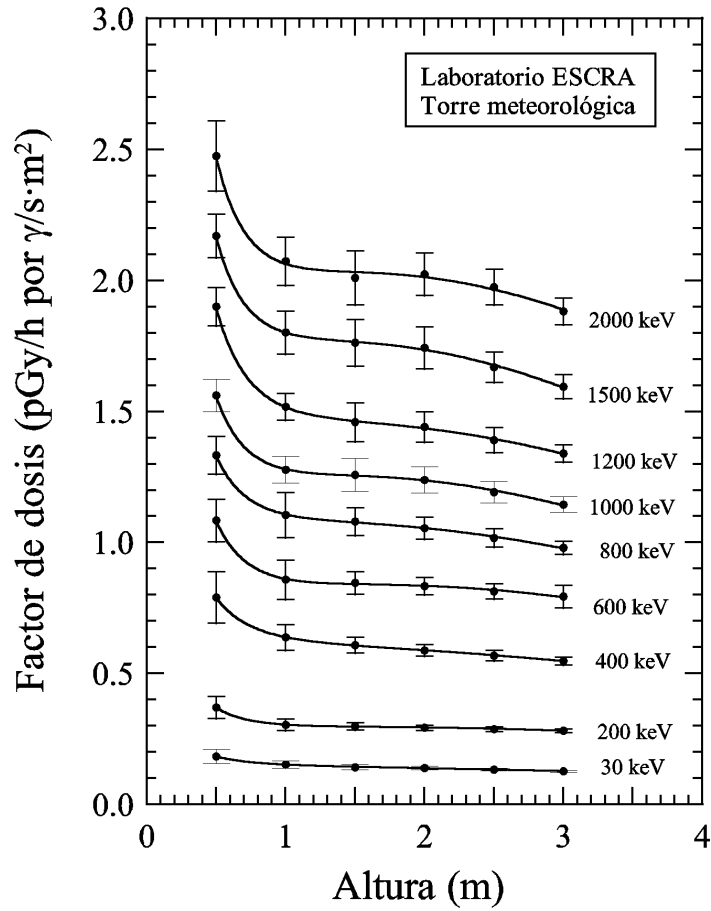


Figura 4.14: Factor de dosis calculado por técnicas de MC, en función de la posición en la torre meteorológica del laboratorio ESCRA, para diversas energías de la radiación gamma emitida por las superficies del terreno que rodean el punto de medida en un radio de 100 metros.

4.37, siendo  $E_i$  ( $30 \text{ keV} \leq E_i \leq 2500 \text{ keV}$ ) la energía de la isolínea y  $h$  la posición en la torre meteorológica ( $0.5 \text{ m} \leq h \leq 3 \text{ m}$ ), y  $a(E_i)$ ,  $b(E_i)$ ,  $c(E_i)$ ,  $d(E_i)$  los coeficientes del polinomio.

$$F_D(E_i, h) = a(E_i) + b(E_i) \log(h) + c(E_i) \log(h)^2 + d(E_i) \log(h)^3 \quad (4.37)$$

En las figuras 4.15 hasta 4.18 se ha representado la relación entre el factor de dosis en la torre de la estación ESCRA y la energía de la radiación gamma incidente. En este caso también se aprecia una relación polinómica de tercer grado entre dicho factor de dosis,  $F_D(E, h_i)$ , y la energía,  $E$ , de la radiación incidente (ver eq. 4.38).

$$F_D(E, h_i) = a(h_i) + b(h_i)E + c(h_i)E^2 + d(h_i)E^3 \quad (4.38)$$

Con las expresiones 4.37 y 4.38 hemos caracterizado la dosis depositada en cualquier posición de la torre meteorológica que se encuentre entre una altura de 50 cm y 300 cm respecto el

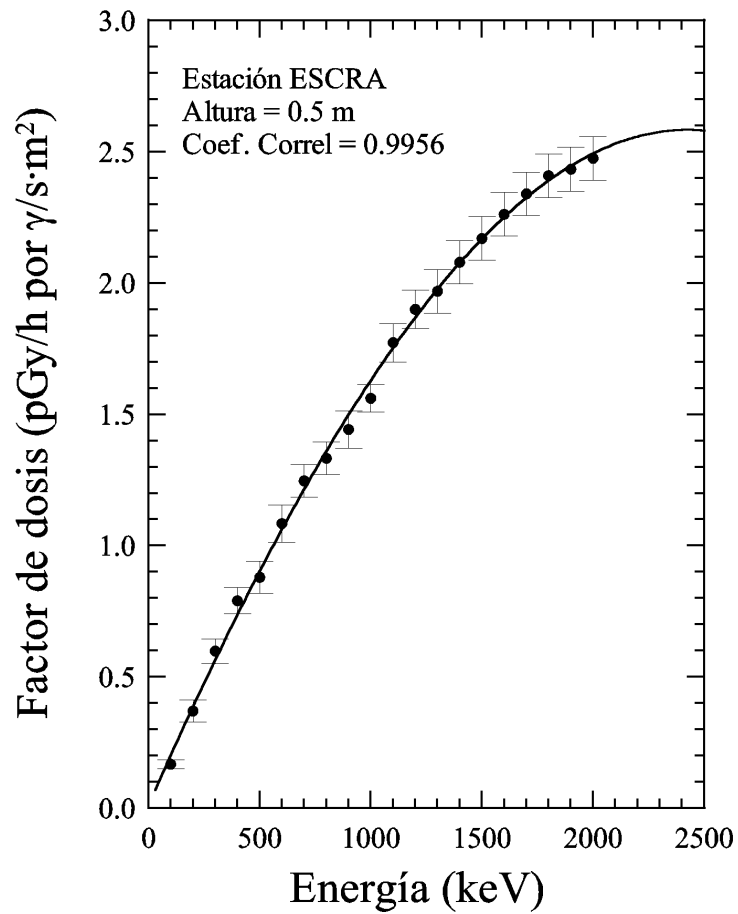


Figura 4.15: Factor de dosis, calculado por técnicas de MC, en función de la energía para una posición en la torre meteorológica de la estación ESCRA que se encuentra a 50 cm del suelo.

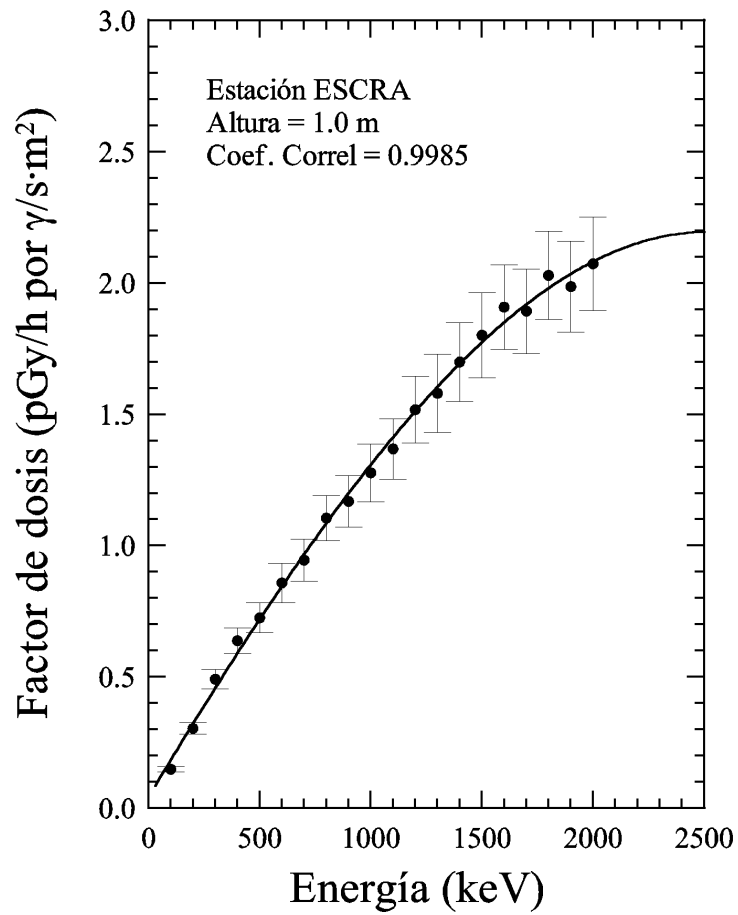


Figura 4.16: Factor de dosis, calculado por técnicas de MC, en función de la energía para una posición en la torre meteorológica de la estación ESCRA que se encuentra a 100 cm del suelo.

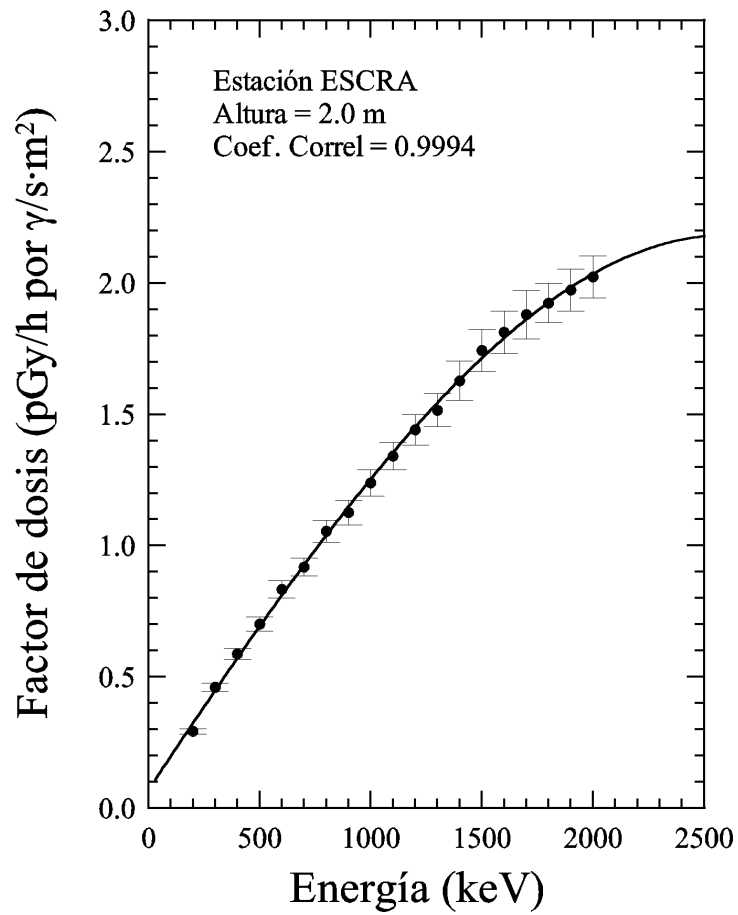


Figura 4.17: Factor de dosis, calculado por técnicas de MC, en función de la energía para una posición en la torre meteorológica de la estación ESCRA que se encuentra a 200 cm del suelo.

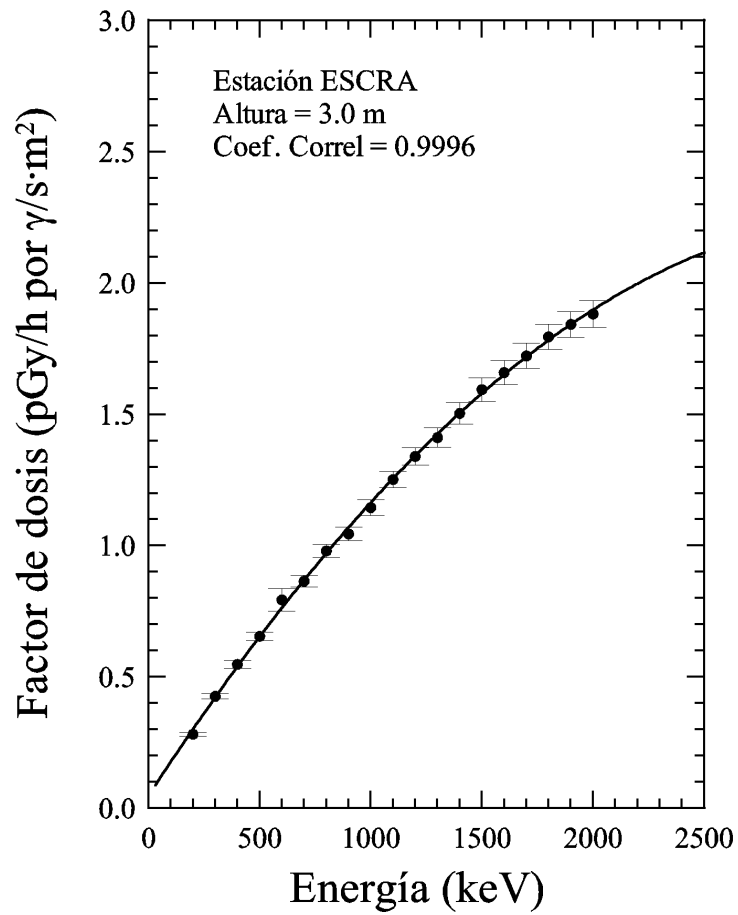


Figura 4.18: Factor de dosis, calculado por técnicas de MC, en función de la energía para una posición en la torre meteorológica de la estación ESCRA que se encuentra a 300 cm del suelo.



suelo de la azotea, debida a fotones procedentes de radionucleidos emisores gamma que se encuentren en el terreno que la rodea en un radio de 100 m.

Nuestro interés se centra en determinar el factor de dosis de determinados radionucleidos presentes en el agua de lluvia que contribuyen a un incremento de la tasa de dosis ambiental. Concretamente interesa determinar el factor de dosis correspondiente a los descendientes del radón emisores gamma  $^{214}\text{Pb}$  y  $^{214}\text{Bi}$  que siempre se encontrarán presentes en el agua de lluvia. Por otro lado, también interesará determinar el factor de dosis correspondiente a la presencia en el agua de lluvia de radionucleidos de origen artificial, más frecuentes, como por ejemplo  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{131}\text{I}$  o  $^{132}\text{I}$ .

El procedimiento empleado para determinar el factor de dosis de los radionucleidos,  $j$ , anteriores en cualquier posición de la torre consiste en calcular dicho factor,  $F_{h,j}$ , para las 6 alturas,  $h$ , simuladas (50cm, 100 cm, 150 cm, 200 cm, 250 cm y 300 cm) de acuerdo con la expresión 4.39 y posteriormente determinar una función que se ajuste a los puntos calculados. Los factores de dosis se han calculado para todas las transiciones con energías,  $E_{j,i}$ , superiores a 30 keV y con abundancias,  $Y_{j,i}$ , superiores a 0.001 %. Las energías y abundancias se han extraído de [5].

$$F_{h,j} = \sum_i F_D(E_{j,i}, h) Y_{j,i}. \quad (4.39)$$

En la figura 4.19 se ha representado gráficamente la relación entre el factor de dosis,  $F_{h,j}$  y la posición,  $h$ , en la torre meteorológica para los descendientes del radón  $^{214}\text{Pb}$  y  $^{214}\text{Bi}$ , y para los radionucleidos de origen artificial  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{131}\text{I}$  y  $^{132}\text{I}$ . Los diversos puntos de la figura anteriormente citada correspondientes a los factores de dosis de los radionucleidos mencionados se han ajustado a una función polinómica de tercer grado siendo la variable  $\log(h)$  de acuerdo con la expresión 4.40 donde  $a_j$ ,  $b_j$ ,  $c_j$  y  $d_j$  son los coeficientes del polinomio.

$$F_j(h) = a_j + b_j \log(h) + c_j \log(h)^2 + d_j \log(h)^3 \quad (4.40)$$

En la tabla 4.5 se indican los valores de los coeficientes calculados correspondientes a las funciones del tipo 4.40 que permiten determinar el factor de dosis en cualquier posición de la torre entre 0.5 m y 3.0 metros para diversos radionucleidos depositados en el suelo.

En la tabla 4.6 se presentan los valores de los factores de dosis para diversos radionucleidos en varias posiciones de la torre meteorológica de la estación ESCRA. Estos factores se han calculado empleando la función 4.40 y los coeficientes de la tabla 4.5.

De acuerdo con los resultados presentados en la tabla 4.6 se observa que el factor de dosis del  $^{214}\text{Bi}$  es unas 4.7 veces superior al factor de dosis correspondiente al  $^{214}\text{Pb}$ . Esto significa que a igual concentración de ambos descendientes del radón en el agua de lluvia, la dosis ocasionada por el  $^{214}\text{Bi}$  será superior a la generada por el  $^{214}\text{Pb}$ .

Por otro lado, se observa que la variación del factor de dosis en función de la posición en la torre meteorológica es poco significativa. Aún así se observa una clara tendencia a disminuir el factor de dosis con la altura, tal y como era de esperar debido a que a mayor altura, la

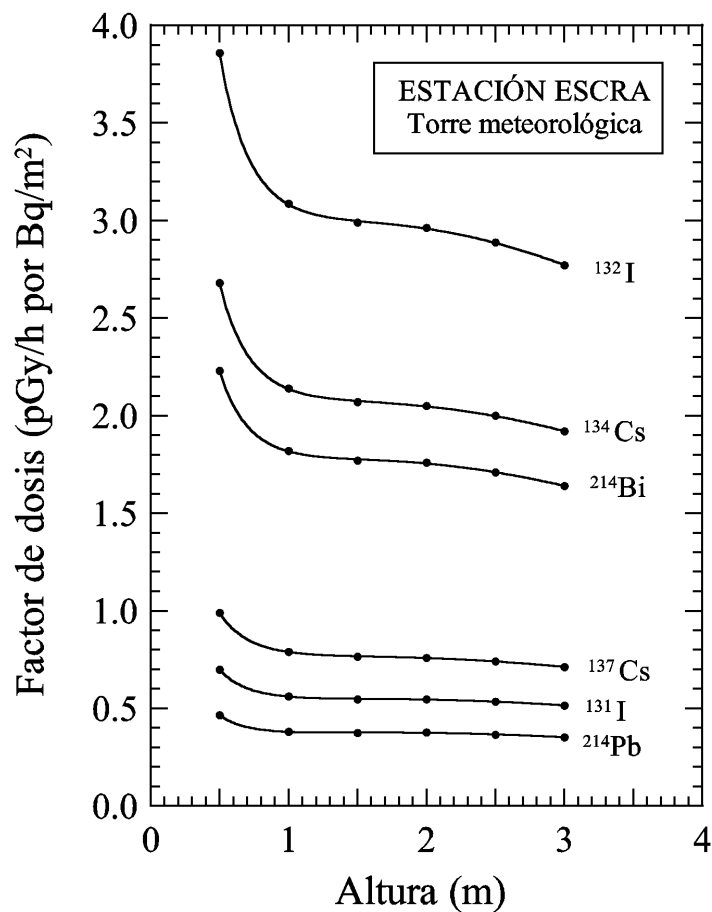


Figura 4.19: Factores de dosis para diversos radionucleidos en función de la posición en la torre de la estación ESCRA.

Radionucleido	a	b	c	d	r
$^{214}\text{Pb}$	0.37938	-0.07092	0.44580	-0.87755	0.99922
$^{214}\text{Bi}$	1.81731	-0.45827	1.93281	-3.66176	0.99982
$^{137}\text{Cs}$	0.78904	-0.23946	0.93706	-1.61572	0.99992
$^{134}\text{Cs}$	2.13759	-0.65987	2.49606	-4.32083	0.99994
$^{131}\text{I}$	0.56033	-0.14768	0.67832	-1.19048	0.99976
$^{132}\text{I}$	3.08354	-0.92338	3.59005	-6.32638	0.99993

Cuadro 4.5: Coeficientes de las funciones polinómicas de tercer grado empleadas para calcular el factor de dosis de diversos radionucleidos en cualquier posición,  $\log(h)$ , de la torre de la estación ESCRA.  $a$  término independiente;  $b$ , coeficiente de primer grado;  $c$ , coeficiente de segundo grado;  $d$ , coeficiente de tercer grado;  $r$ , coeficiente de correlación.

Dispositivo	h (cm)	Factor de dosis (pGy/h por Bq/m <sup>2</sup> )					
		<sup>214</sup> Pb	<sup>214</sup> Bi	<sup>137</sup> Cs	<sup>134</sup> Cs	<sup>131</sup> I	<sup>132</sup> I
Sonda FAG	153	0.376	1.776	0.767	2.074	0.549	2.996
Sonda Reuter-Stokes	332	0.339	1.585	0.690	1.860	0.499	2.682
Sonda Berthold	163	0.376	1.772	0.765	2.069	0.548	2.989
Dosímetro TLD-2	135	0.376	1.782	0.770	2.084	0.550	3.010
Dosímetro TLD-1	275	0.360	1.679	0.728	1.963	0.525	2.834
—	100	0.379	1.817	0.789	2.138	0.560	3.084

Cuadro 4.6: Factor de dosis correspondiente a varios radionucleidos depositados en el entorno que rodea la torre meteorológica de la estación ESCRA calculado para diversas posiciones en la torre.

fuentes de radiación se encuentra más alejada del punto de medida. La diferencia entre la posición más elevada (sonda Reuter-Stokes) y la posición más baja (Dosímetro TLD-2) oscila entre un 12 % y un 14 %.

Debido a lo expuesto anteriormente, la variación en el factor de dosis en las diversas posiciones en las que se encuentran los sensores de radiación (entre 135 cm y 332 cm) será pequeña. Esto implica que sea de poca importancia determinar la ubicación exacta de cada sonda en la torre mientras se encuentre situada a una altura entre 1 metro y 3 metros de la base de la torre.

