



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Calibración, con Solución Fricke, de un
irradiador tipo GammaCell 200.

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
F Í S I C A
P R E S E N T A :
BEATRIZ OLIVIA RENTERÍA SERVÍN



DIRECTOR DE TESIS:
M. EN C. ANA ELENA BUENFIL BURGOS



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas

Tesis Digitales

Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©

PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Datos del Alumno

Rentería

Servín

Beatriz Olivia

56445700

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

099588634

2. Datos del tutor

M. en C.

Ana Elena

Buenfil

Burgos

3. Datos del sinodal 1

Dra.

María de los Angeles

Ortiz

Flores

4. Datos del sinodal 2

Dra.

María Isabel

Gamboa

de Buen

5. Datos del sinodal 3

Dra.

Olga Leticia

Avila

Aguirre

6. Datos del sinodal 4

M. en C.

Patricia Raquel

Avilés

Mandujano

7. Datos del trabajo escrito

Calibración, con Solución Fricke, de un irradiador tipo GammaCell

200

81p

2007



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

División de Estudios Profesionales

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Por este medio hacemos de su conocimiento que hemos revisado el trabajo escrito titulado:

"Calibración, con Solución Fricke, de un irradiador tipo GammaCell 200"

realizado por Rentería Servín Beatriz Olivia

con número de cuenta 09958863-4, quien cubrió los créditos de la licenciatura en Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Tutor (a)

Propietario M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos

Ana E. Buenfil Burgos

Propietario Dra. María de los Angeles Ortiz Flores

M. de los Angeles Ortiz Flores

Propietario Dra. María Isabel Gamboa de Buen

EPB

Suplente Dra. Olga Leticia Avila Aguirre

Olga

Suplente M. en C. Patricia Raquel Avilés Mandujano

P. R. Avilés Mandujano

Atentamente
"POR MI RAZA HABLARÁ EL ESPÍRITU"
Ciudad Universitaria, D.F., a 6 de septiembre del 2006.
CONSEJO DEPARTAMENTAL DE FÍSICA

Alicia Zarzosa Pérez
M. en C. Alicia Zarzosa Pérez



FACULTAD DE CIENCIAS
FÍSICA

A mis papás, Ani y Argel

A mi novio Alejandro

A Luis Alberto y César

Agradecimientos

Quiero agradecer a M. en C. Ana Elena Buenfil Burgos por haber aceptado dirigir esta tesis, por todo el apoyo que me ha brindado para la realización de este trabajo y por la paciencia con la que me ha transmitido sus conocimientos acerca de la dosimetría de la radiación.

A la Dra. María Isabel Gamboa por su apoyo durante la realización de esta tesis y por siempre dedicar unos minutos de su tiempo para discutir y aclarar las dudas que iban surgiendo.

A mis sinodales: Dra. María Isabel Gamboa, Dra. María de los Angeles Ortiz, Dra. Olga Leticia Avila y M. en C. Patricia Raquel Avilés por los comentarios, correcciones y críticas que ayudaron a mejorar este trabajo.

A M. en C. Ana Elena Buenfil y Dra. María Isabel Gamboa por haberme mostrado el encanto de la Física de radiaciones y la Dosimetría.

A M. en C. César Ruiz Trejo por sus sugerencias, críticas, comentarios y apoyo que siempre me ha brindado.

A Claudia Raya Camargo del ICN, UNAM, por la preparación de la Solución Fricke utilizada para la calibración del GammaCell 200.

A Carlos Sánchez del taller del IF, UNAM, por la elaboración del contenedor de lucita utilizado para la calibración.

A Marco Veytia por permitir el uso de las instalaciones del taller del IF, UNAM.

A Xochitl López por el hormeo de los TLD utilizados en este trabajo.

Al ICN, UNAM, por habernos permitido el uso del irradiador GammaCell 200.

Al proyecto DGAPA IN-109302 por haberme apoyado económicamente en la impresión de esta tesis.

A mis papás, Ani y Argel por siempre apoyarme en mis estudios y en todo.

A Luis Chango Alejandro Cervantes de Sicilia por todo lo que me ha enseñado, por toda la ayuda que siempre me ha brindado, por su amistad y su apoyo en todo momento.

A todos mis amigos de la Facultad de Ciencias, en especial a Luis y a César quienes hicieron de la carrera algo muy especial.

Índice general

1. Introducción	8
2. La Radiación	10
2.1. Decaimiento α	12
2.2. Decaimiento β	12
2.3. Decaimiento γ	13
2.4. La radiación ionizante	13
2.5. Cantidades que describen un campo de radiación	14
3. Cantidades que describen la interacción de la radiación ionizante con la materia	16
3.1. Kerma	17
3.2. Kerma de colisiones	18
3.3. Dosis	19
3.4. Exposición	20

4. Interacción de la radiación electromagnética con la materia	21
4.1. Efecto Compton	23
4.2. Efecto fotoeléctrico	25
4.3. Producción de pares	26
4.4. Dispersión de Rayleigh	28
4.5. Interacciones fotonucleares	28
4.6. Atenuación exponencial	29
5. Interacción de las partículas cargadas con la materia	31
6. Equilibrio de partícula cargada	33
7. Dosímetros de interés para la calibración del irradiador GammaCell 200	37
7.1. Dosimetría de la radiación	37
7.2. Dosímetro de Solución Fricke	38
7.3. Películas de tinte radiocrómico	41
7.4. Dosímetros termoluminiscentes	44
8. Irradiador GammaCell 200	47
9. Calibración del irradiador GammaCell 200	50

9.1. Experimento 1: Determinación de la tasa de dosis sin EPC	50
9.2. Experimento 2: Determinación de la tasa de dosis bajo EPC	52
9.3. Experimento 3: Dosis de tránsito	54
9.4. Experimento 4: Distribución de dosis	55
10.Experimentos complementarios	58
10.1. Experimento 5	58
10.2. Experimento 6	59
11.Resultados: Calibración del irradiador GammaCell 200	61
11.1. Experimento 1	61
11.2. Experimento 2	62
11.3. Experimento 3	62
11.4. Experimento 4	64
12.Resultados: Experimentos complementarios	74
12.1. Experimento 5	74
12.2. Experimento 6	75
13.Discusión	76
Conclusiones	79

Introducción

En el Instituto de Ciencias Nucleares (ICN) de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), se encuentra ubicado un irradiador tipo GammaCell 200, que consiste básicamente de un arreglo de fuentes radiactivas de ^{60}Co , en el cual se realizan numerosas irradiaciones con distintos fines. Éste, fue caracterizado en un trabajo de una tesis de licenciatura, en el año de 1979 y además se realizan calibraciones periódicas para determinar la tasa de dosis. Sin embargo, en ninguna de estas ocasiones, se buscó una calibración bajo condiciones de equilibrio de partícula cargada. Así, el principal objetivo de esta tesis es calibrar el irradiador GammaCell 200, bajo estas condiciones. La importancia de esta calibración reside principalmente, como se verá en los siguientes capítulos, en poder relacionar las dosis entre distintos medios.

Para la calibración se realizaron seis experimentos; en el primero se determinó la tasa de dosis del GammaCell 200, usando el dosímetro de Solución Fricke, contenido en un tubo de vidrio comúnmente usado para dicho fin; en el segundo se determinó la tasa de dosis usando el dosímetro de Solución Fricke, contenido en un recipiente de lucita especialmente diseñado para proporcionar las condiciones de equilibrio de partícula cargada; en el tercero se determinó la dosis de tránsito de las fuentes del GammaCell 200 mediante dosímetros TLD; en el cuarto se determinó la distribución de dosis dentro del contenedor de lucita, empleando PTR. Además, se realizaron dos experimentos complementarios; en el primero se encontró la tasa de dosis del GammaCell 200 minimizando lo más posible el régimen de EPC y en el segundo se encontró un factor de corrección para dosis medidas con Solución Fricke en el GammaCell 200, con una geometría tal que permitiría el ahorro de tiempo de uso del irradiador GammaCell 200, con respecto a las dosis medidas con una geometría en la que el contenedor de Solución Fricke se encuentra en el centro del irradiador.

La tesis se encuentra dividida en 14 capítulos; del 2 al 8, se tratan las bases teóricas necesarias para comprender los conceptos de física de radiaciones y dosimetría que sustentan este trabajo.

En los capítulos 9 a 14 se describen los experimentos, se presentan los resultados obtenidos, se discuten éstos y se ofrecen las conclusiones.

Las conclusiones derivadas de este trabajo, son muy interesantes y como por ahí alguien dijo: *“La física experimental nunca dejará de sorprendernos, pues en raras ocasiones saldrá lo que esperamos, pero gracias a eso aprenderemos más”*.

Capítulo 1

Introducción

En el Instituto de Ciencias Nucleares (ICN) de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), se encuentra ubicado un irradiador tipo GammaCell 200, que consiste básicamente de un arreglo de fuentes radiactivas de ^{60}Co , en el cual se realizan numerosas irradiaciones con distintos fines. Éste, fue caracterizado en un trabajo de una tesis de licenciatura, en el año de 1979 y además se realizan calibraciones periódicas para determinar la tasa de dosis. Sin embargo, en ninguna de estas ocasiones, se buscó una calibración bajo condiciones de equilibrio de partícula cargada. Así, el principal objetivo de esta tesis es calibrar el irradiador GammaCell 200, bajo estas condiciones. La importancia de esta calibración reside principalmente, como se verá en los siguientes capítulos, en poder relacionar las dosis entre distintos medios.

Para la calibración se realizaron seis experimentos; en el primero se determinó la tasa de dosis del GammaCell 200, usando el dosímetro de Solución Fricke, contenido en un tubo de vidrio comúnmente usado para dicho fin; en el segundo se determinó la tasa de dosis usando el dosímetro de Solución Fricke, contenido en un recipiente de lucita especialmente diseñado para proporcionar las condiciones de equilibrio de partícula cargada; en el tercero se determinó la dosis de tránsito de las fuentes del GammaCell 200 mediante dosímetros TLD; en el cuarto se determinó la

distribución de dosis dentro del contenedor de lucita, empleando PTR. Además, se realizaron dos experimentos complementarios; en el primero se encontró la tasa de dosis del GammaCell 200 minimizando lo más posible el régimen de EPC y en el segundo se encontró un factor de corrección para dosis medidas con Solución Fricke en el GammaCell 200, con una geometría tal que permitiría el ahorro de tiempo de uso del irradiador GammaCell 200, con respecto a las dosis medidas con una geometría en la que el contenedor de Solución Fricke se encuentra en el centro del irradiador.

La tesis se encuentra dividida en 14 capítulos; del 2 al 8, se tratan las bases teóricas necesarias para comprender los conceptos de física de radiaciones y dosimetría que sustentan este trabajo.

En los capítulos 9 a 14 se describen los experimentos, se presentan los resultados obtenidos, se discuten éstos y se ofrecen las conclusiones.

Las conclusiones derivadas de este trabajo, son muy interesantes y como por ahí alguien dijo: *“La física experimental nunca dejará de sorprendernos, pues en raras ocasiones saldrá lo que esperamos, pero gracias a eso aprenderemos más”*.

Capítulo 2

La Radiación

La radiación es energía en movimiento, que puede ser transportada por partículas, como protones, neutrones, electrones, átomos, núcleos de átomos y por ondas, como los rayos γ y x , las ondas de radio y televisión.

En la naturaleza la radiación puede producirse de manera totalmente espontánea, mediante los decaimientos radiactivos α , β y γ , los cuales, además, traen como consecuencia una mayor estabilidad nuclear.

Los núcleos radiactivos o radionúclidos son aquellos que decaen para alcanzar estabilidad; tardan un tiempo característico en decaer, el cual está determinado por la vida media, $\tau_{\frac{1}{2}}$, que representa el tiempo que tarda el número de átomos de una muestra radiactiva en reducirse a la mitad. En la figura 2.1, que representa el decaimiento de 10000 núcleos de ^{14}C , con una vida media de 5730 años, puede observarse que en el lapso de una vida media, el número original se redujo a la mitad, 5000, en otro lapso igual se redujo a 2500 y así sucesivamente; es decir, cada vez que transcurre una vida media, el número de núcleos originales, se reduce a la mitad y esto es independiente de con cuántos núcleos se inicie.

A su vez $\tau_{\frac{1}{2}}$ puede relacionarse con λ , la llamada constante de desintegración, que representa la probabilidad de decaimiento por unidad

de tiempo, y que juega un papel importante en la muy conocida ley del decaimiento radiactivo.

La ley del decaimiento radiactivo se expresa como:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.1)$$

Esta ecuación lo que nos dice es que una muestra de N_0 núcleos va a reducirse de manera exponencial al transcurrir el tiempo, y que esta reducción está gobernada por λ .

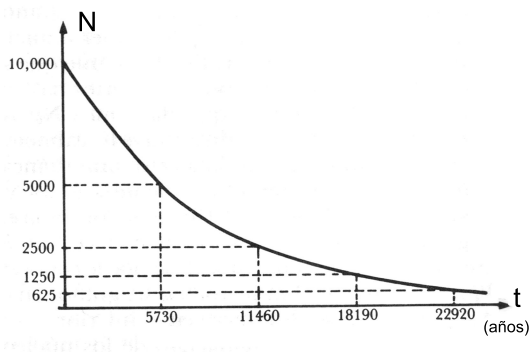


Figura 2.1: Decaimiento radiactivo del ^{14}C .

La actividad A de una sustancia radiactiva es la tasa de desintegración de un radionúclido y está estrechamente relacionada con la ley de decaimiento radiactivo. Las unidades usadas para la actividad son el Curie, Ci , y el Becquerel, Bq . El Curie se definió originalmente como el número de desintegraciones por segundo de una masa de 1g de ^{226}Ra , pero por conveniencia, en la actualidad, se trata de usar únicamente el Becquerel, que representa un decaimiento por segundo.

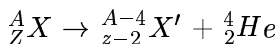
La actividad de una muestra se expresa como:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

2.1. Decaimiento α

En el decaimiento α , si se tiene un núcleo padre A_ZX , en que Z , llamado número atómico, representa el número de protones en el núcleo, y A , llamado número de masa, representa el número de nucleones; se obtiene un núcleo hija X' con $A - 4$ nucleones y $Z - 2$ protones, ${}^{A-4}_{Z-2}X'$, que al reducir su tamaño ha alcanzando una mayor estabilidad. Además se produce un núcleo de 4_2He llamado partícula alfa.

Este tipo de decaimiento también se puede representar como se muestra a continuación:



Usualmente los núcleos emisores de α son núcleos pesados con $Z \geq 83$, pues en éstos la repulsión coulombiana entre protones es tan grande que no logra ser equilibrada por las fuerzas nucleares de corto alcance.

¿Cómo pueden las partículas α escapar del núcleo? La mecánica cuántica resolvió esta pregunta pues, por efecto túnel, siempre existe la posibilidad de atravesar una barrera de potencial y es justamente lo que ocurre con las partículas α .

2.2. Decaimiento β

El núcleo más estable es el ${}^{56}Fe$ y esto se debe a que tiene una cantidad muy parecida de protones y de neutrones; de hecho, la óptima estabilidad se alcanza si estas dos cantidades se igualan. Los núcleos atómicos cuentan con los decaimientos β^+ y β^- para intentar igualar su número de protones y neutrones, así como ganar estabilidad.

En el decaimiento β^- , si se tiene un núcleo padre A_ZX , se obtiene un núcleo hija X' con A nucleones y $Z + 1$ protones, ${}^A_{Z+1}X'$, además de una partícula β^- y un antineutrino. Este decaimiento puede representarse de

la siguiente forma:

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}X' + \beta^- + \bar{\nu}$$

En el decaimiento β^+ , si se tiene un núcleo padre A_ZX , se obtiene un núcleo hija X' con A nucleones y $Z - 1$ protones, ${}^A_{Z-1}X'$, además de una partícula β^+ y un neutrino. Este decaimiento se puede representar de la forma:

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}X' + \beta^+ + \nu$$

Este decaimiento no es tan sencillo de explicar como el α ; sin embargo, también se hace uso de la mecánica cuántica, en la teoría de Fermi, para el decaimiento β .

2.3. Decaimiento γ

El decaimiento γ es producto de los núcleos excitados que vuelven a su estado fundamental por medio de la emisión de fotones con energías que corresponden a la diferencia entre los estados inicial y final de la transición de que se trate.

Dicho decaimiento puede representarse de la siguiente forma:

$${}^A_ZX^* \rightarrow {}^A_ZX + \gamma$$

Los rayos γ también pueden ser producto de las reacciones de aniquilación entre materia y antimateria.

2.4. La radiación ionizante

La radiación ionizante es aquella que tiene la capacidad de producir ionizaciones y excitaciones en el material sobre el cual interacciona. En-

tre los tipos de radiación ionizante más importantes por considerar se encuentran los rayos γ , los rayos x , los neutrones, los electrones rápidos y las partículas cargadas pesadas.

La radiación ionizante puede dividirse en radiación directamente ionizante y en radiación indirectamente ionizante. La directamente ionizante son partículas cargadas rápidas que transfieren su energía directamente a la materia a través de muchas interacciones coulombianas a lo largo de su trayectoria, mientras que la indirectamente ionizante, como los rayos x , γ o los neutrones, transfieren su energía a partículas cargadas del medio, sufriendo pocas interacciones; las partículas cargadas que recibieron energía, la ceden a la materia a través de interacciones coulombianas.

2.5. Cantidades que describen un campo de radiación

Para describir un campo de radiación se considera un punto P , al cual se le asocia un volumen esférico, centrado en dicho punto, como se muestra en la figura 2.2, y se definen las siguientes cantidades:

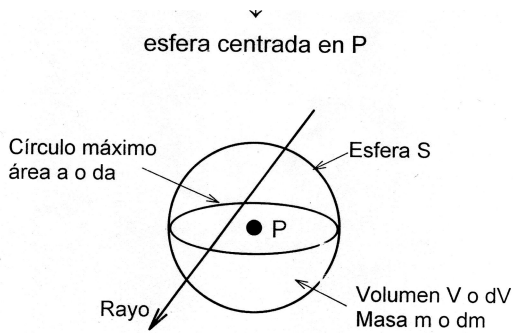


Figura 2.2: Superficie esférica S , centrada en P [At86].

Fluencia de partículas Φ Es el número de partículas dN_e que inciden en una esfera de sección transversal da .

$$\Phi = \frac{dN_e}{da} [cm^{-2}, m^{-2}] \quad (2.3)$$

Densidad de flujo o tasa de fluencia φ

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} [m^{-2}s^{-1}, cm^{-2}s^{-1}] \quad (2.4)$$

Fluencia de energía Ψ Es la energía radiante dR que entra en una esfera de sección transversal da . R es el valor esperado de la energía total que llevan los N_e rayos que pasan por la esfera.

$$\Psi = \frac{dR}{da} [Jm^{-2}, ergcm^{-2}] \quad (2.5)$$

Para un haz monoenergético de energía E :

$$R = EN_e \Rightarrow \Psi = E\Phi \quad (2.6)$$

Densidad de flujo de energía o tasa de fluencia de energía ψ

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} [Jm^{-2}s^{-1}, ergcm^{-2}s^{-1}] \quad (2.7)$$

Para un haz monoenergético de energía E :

$$\psi = E\varphi \quad (2.8)$$

Capítulo 3

Cantidades que describen la interacción de la radiación ionizante con la materia

Tres cantidades son de utilidad para describir las interacciones de un campo de radiación ionizante con la materia: el kerma, la dosis y la exposición; todas definidas en términos de valores esperados para una esfera infinitesimal en el punto de interés (Fig.2.2).

El kerma, K , sirve para describir el primer paso en la disipación de energía para la radiación indirectamente ionizante, esto es, la energía transferida a partículas cargadas (PC) por radiación indirectamente ionizante; la dosis D , describe la energía impartida a la materia por cualquier tipo de radiación, pero depositada por partículas cargadas; y la exposición X , describe campos de rayos γ y x en términos de su habilidad para ionizar el aire.

3.1. Kerma

El kerma, K , se puede definir en términos de la cantidad ϵ_{tr} , energía transferida:

$$K = \frac{d\epsilon_{tr}}{dm} \quad (3.1)$$

Entonces el kerma es el valor esperado de la energía transferida a partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés, por radiación indirectamente ionizante, donde ϵ_{tr} está definida como :

$$\epsilon_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} + \Sigma Q \quad (3.2)$$

$(R_{in})_u \equiv$ energía radiante de partículas no cargadas que entran a V

$(R_{out})_u^{nonr} \equiv$ energía radiante de partículas no cargadas que salen de V , excepto las originadas a partir de pérdidas radiativas (conversión de energía cinética de PC en energía de fotones) de energía cinética por partículas cargadas mientras están en V

$\Sigma Q \equiv$ energía neta derivada de la masa en reposo en V

Donde V representa el volumen esférico centrado en el punto de interés.

El kerma es importante para campos de radiación indirectamente ionizante, fotones o neutrones, así como para cualquier fuente de radiación ionizante distribuida dentro de un medio absorbente.

El kerma tiene dos componentes el kerma de colisiones K_c , energía gastada en la producción de excitaciones e ionizaciones, por unidad de masa, y el kerma radiativo K_r , que proviene de rayos x de frenado o aniquilación en vuelo; esta energía es transportada lejos del volumen de interés, por los fotones.

La unidad más usada para el kerma es Gy [$\frac{J}{kg}$].

3.2. Kerma de colisiones

El kerma de colisiones se define en términos de la energía transferida neta ϵ_{tr}^n :

$$K_c = \frac{d\epsilon_{tr}^n}{dm} \quad (3.3)$$

donde ϵ_{tr}^n está definido como:

$$\epsilon_{tr}^n = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} - R_u^r + \Sigma Q = \epsilon_{tr} - R_u^r \quad (3.4)$$

$R_u^r \equiv$ energía radiante emitida como pérdidas radiativas por las partículas cargadas originadas en V sin importar dónde ocurrieron los eventos radiativos.

Los demás términos están definidos igual que en la ecuación (3.2).

Entonces, se tiene que el kerma de colisiones es el valor esperado de la energía transferida neta, por radiación indirectamente ionizante, a partículas cargadas por unidad de masa en un punto de interés.

Si ahora consideramos únicamente fotones monoenergéticos, entonces el kerma de colisiones puede encontrarse en términos de las cantidades fluencia de energía Ψ y coeficiente másico de absorción de energía μ_{en}/ρ .

$$K_c = \Psi(\mu_{en}/\rho) \quad (3.5)$$

La segunda cantidad μ_{en}/ρ depende tanto de la energía de los fotones como del material en que éstos inciden.

La unidad más usada para el kerma de colisiones es $Gy \left[\frac{J}{kg} \right]$.

3.3. Dosis

La dosis absorbida D se puede definir en términos de la cantidad ϵ (energía impartida):

$$D = \frac{d\epsilon}{dm} \quad (3.6)$$

Entonces se tiene que la dosis absorbida es el valor esperado de la energía impartida a la materia, por unidad de masa, en un punto de interés, donde ϵ está definida como:

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q \quad (3.7)$$

$(R_{in})_u \equiv$ energía radiante de partículas no cargadas que entran a V

$(R_{out})_u \equiv$ energía radiante de partículas no cargadas que salen de V

$(R_{in})_c \equiv$ energía radiante de partículas cargadas que entran a V

$(R_{out})_c \equiv$ energía radiante de partículas cargadas que salen de V

Donde V representa el volumen esférico centrado en el punto de interés.

La dosis absorbida es importante para todo tipo de radiación ionizante, ya sea directa o indirectamente ionizante, así como para cualquier fuente de radiación distribuida dentro de un medio absorbente.

La unidad más usada para la dosis es $Gy \left[\frac{J}{kg} \right]$.

3.4. Exposición

La exposición X está definida como:

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (3.8)$$

y únicamente para rayos x y γ en aire, donde dQ es el valor absoluto de la carga total de los iones de un signo, producidos en aire, cuando todos los electrones liberados por los fotones en un volumen de aire, de masa dm , han sido completamente frenados en aire.

Las unidades más usadas para la exposición son R y $\frac{C}{kg}$, donde $1R$ es igual a $2.580 \times 10^{-4} \frac{C}{kg}$.

Capítulo 4

Interacción de la radiación electromagnética con la materia

Cuando se hace incidir un haz de fotones sobre algún material de espesor finito se observa que la intensidad del haz va disminuyendo conforme atraviesa el material; no sólo esto, sino que dicho decremento sigue una relación exponencial que se verá más adelante.

La disminución en el número de fotones se debe a que la radiación electromagnética interacciona con la materia; con sus electrones atómicos, con sus nucleones y con el campo coulombiano alrededor del núcleo o de los electrones; produciendo efectos de absorción, dispersión elástica e inelástica.

Son cinco las interacciones de los fotones con la materia:

1. Efecto Compton
2. Efecto fotoeléctrico
3. Producción de pares

4. Dispersión de Rayleigh
5. Interacciones fotonucleares

De éstas, las de mayor importancia son las tres primeras, por resultar en la transferencia de energía a electrones, los cuales imparten su energía a la materia, a través de interacciones coulombianas, a lo largo de su trayectoria. En la dispersión de Rayleigh, el fotón es desviado un pequeño ángulo sin pérdidas de energía. Las interacciones fotonucleares son significantes para fotones de unos pocos MeV, al ocasionar problemas de protección radiológica cuando hay producción de neutrones.

La importancia relativa del efecto Compton, efecto fotoeléctrico y producción de pares depende tanto de la energía del fotón ($E = h\nu$) como del número atómico Z del medio absorbente.

La figura 4.1 indica las regiones de Z y E en las cuales predomina cada interacción.

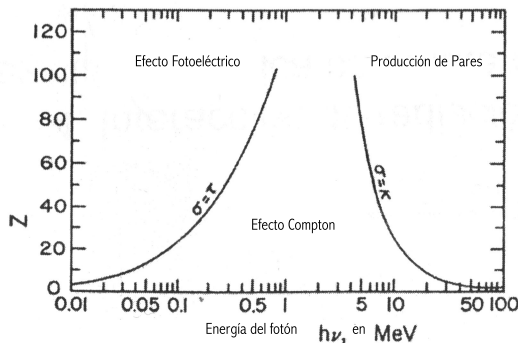


Figura 4.1: Importancia relativa de los tres tipos de interacciones de los rayos γ con la materia [At86].

4.1. Efecto Compton

El efecto Compton es importante para medios de Z baja como agua, aire, carbon, lucita, tejido humano, etc. y energías desde los 20 keV hasta los 30 MeV , como se aprecia en la figura 4.1.

Este efecto es la interacción de un fotón con un electrón “libre” del medio (los electrones de valencia pueden considerarse “libres” pues están poco ligados), produciendo una dispersión del electrón y la generación de un nuevo fotón, conocido como fotón dispersado, de energía $h\nu'$.

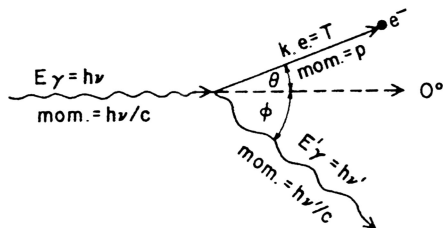


Figura 4.2: Efecto Compton [At86].

Consideremos un fotón incidente con energía $h\nu$. Por conservación de energía y conservación de momento lineal, la energía $h\nu'$ del nuevo fotón es:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)} \quad (4.1)$$

donde: $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$ y ϕ es el ángulo de dispersión del fotón, con respecto de la dirección del fotón original, como se aprecia en la figura 4.2.

Además, de esta ecuación puede obtenerse el valor de ϕ para el cual se tiene un mínimo en el valor de $h\nu'$; este valor es $\phi = 180^\circ$, por lo que la energía mínima del fotón dispersado es :

$$h\nu'_{min} = \frac{h\nu}{1 + 2\alpha} \quad (4.2)$$

De aquí que la máxima energía que un electrón Compton puede adquirir es:

$$T = h\nu - h\nu'_{min} = h\nu - \frac{h\nu}{1 + 2\alpha} = \frac{h\nu}{1 + \frac{1}{2\alpha}} \quad (4.3)$$

Como se mencionaba al inicio de esta sección, el efecto Compton es muy probable para Z bajas y energías entre 20 keV y 30 MeV ; sin embargo, esto no excluye el hecho de que en ese intervalo pueda ocurrir otro tipo de interacción.

En 1928 Klein y Nishina aplicaron la teoría relativista de Dirac del electrón, para el efecto Compton, y obtuvieron la sección eficaz (por electrón) que lleva sus nombres y que nos proporciona la probabilidad de que un fotón interaccione por efecto Compton:

$$e\sigma = \frac{2\pi e^4}{m_0^2 c^4} \left(\frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left(\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{\alpha} \right) + \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right) [\text{At86}] \quad (4.4)$$

donde: $\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$, m_0 es la masa en reposo del electrón, c es la velocidad de la luz y e es la carga del electrón.

La correspondiente sección eficaz de Klein Nishina, por unidad de masa, $\frac{\sigma}{\rho}$, también llamado coeficiente másico de atenuación Compton, está dada por:

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_A Z}{A} e\sigma, \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] \quad (4.5)$$

donde:

$N_A \equiv$ número de Avogadro

$Z \equiv$ número de electrones por átomo o por molécula de un compuesto

$A \equiv$ número de gramos por mol de material

$\rho \equiv$ densidad en $\frac{g}{cm^3}$

Se observa que, para un gran número de elementos, $\frac{Z}{A}$ es aproximadamente constante por lo que $\frac{\sigma}{\rho}$ se considera independiente de la Z del material.

4.2. Efecto fotoeléctrico

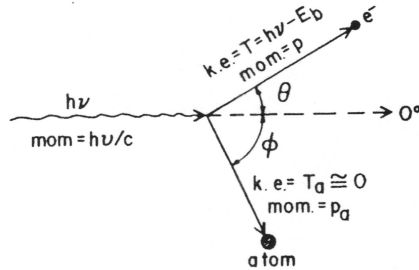


Figura 4.3: Efecto fotoeléctrico [At86].

El efecto fotoeléctrico es la interacción más importante de fotones de baja energía con la materia. En este proceso un fotón transfiere toda su energía al interactuar con un electrón ligado al átomo, expulsándolo de éste.

Como se requiere una cantidad de energía E_B (energía de ligadura) para sacar al electrón del átomo, éste saldrá con una energía T que es igual a la energía $h\nu$ del fotón incidente, menos E_B :

$$T = h\nu - E_B \quad (4.6)$$

Además, como se deben conservar tanto el momento como la energía, el átomo es desviado un ángulo ϕ respecto de la dirección del fotón incidente y el electrón es desviado un ángulo θ (vease figura 4.3). El átomo adquiere una energía de retroceso T_a , que es tan pequeña que en la práctica se considera cero.

La probabilidad de que un fotón interaccione por efecto fotoeléctrico está dada por su sección eficaz; sin embargo, es difícil de obtener teóricamente ya que involucra al electrón e^- y al núcleo ligados, por esto, los datos que se tienen son de origen experimental.

Se ha observado que la sección eficaz por unidad de masa para fotoeléctrico, $\frac{\tau}{\rho}$, para energías de 0.1 MeV , es directamente proporcional a Z^3 e inversamente proporcional a $h\nu^3$, esto es:

$$\frac{\tau}{\rho} \propto \frac{Z^3}{h\nu^3} \quad (4.7)$$

4.3. Producción de pares

La producción de pares es un proceso de absorción en el cual un fotón desaparece, dando lugar a un electrón y un positrón, en presencia del campo de Coulomb de un núcleo atómico (vease figura 4.4).

Debido a que se origina un par electrón - positrón, la interacción no puede ocurrir si la energía del fotón es menor que la masa en reposo de las dos partículas creadas, esto es 1.022 MeV .

Como la energía se debe conservar, si el fotón tiene más de 1.022 MeV , la energía es repartida como energía cinética entre el electrón y el positrón:

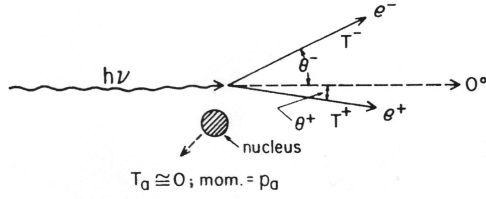


Figura 4.4: Producción de pares [At86].

$$h\nu = 2m_0c^2 + T^- + T^+ \quad (4.8)$$

La probabilidad de que ocurra la producción de pares, dada por la sección eficaz , se obtiene de la teoría de Bethe y Heitler y está dada por:

$${}_a\kappa = \sigma_0 Z^2 \bar{P} \quad (4.9)$$

donde: $\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right)$ y $\bar{P}$ representa el promedio de P, función de Z y $h\nu$.

La dependencia de la sección eficaz con la energía es logarítmica, a través de $\bar{P}$, sin embargo, para energías grandes tiende a ser constante.

Por otro lado, como el coeficiente másico de atenuación, debido a producción de pares, está dado por:

$$\frac{\kappa}{\rho} = {}_a\kappa \frac{N_A}{A}, \left[\frac{cm^2}{g} \right] \quad (4.10)$$

y $\frac{Z}{A}$ es constante, se tiene que el coeficiente másico de atenuación es proporcional a Z :

$$\frac{\kappa}{\rho} \propto Z \quad (4.11)$$

4.4. Dispersión de Rayleigh

En la dispersión de Rayleigh, también llamada coherente, un fotón es dispersado por la acción combinada de todo el átomo. Es un evento elástico en el sentido de que el fotón prácticamente no pierde energía, el átomo se mueve justo lo necesario para conservar el momento.

El fotón es dispersado un ángulo pequeño, el cual depende de Z y de la energía $h\nu$.

La dispersión coherente no tiene contribución al kerma o a la dosis y su coeficiente másico de atenuación es proporcional a Z e inversamente proporcional a $(h\nu)^2$:

$$\frac{\sigma_R}{\rho} \propto \frac{Z}{(h\nu)^2} \quad (4.12)$$

4.5. Interacciones fotonucleares

En las interacciones fotonucleares, un fotón con energía mayor que unos pocos MeV , entra al núcleo y lo excita, produciendo la emisión de un protón o un neutrón.

Cuando, debido a la interacción se emite un protón, el evento contribuye directamente al kerma, sin embargo, la cantidad relativa permanece menor al 5 % que en la producción de pares, por lo que usualmente es despreciada en consideraciones de dosimetría.

Cuando se emite un neutrón, la interacción tiene gran importancia práctica, pues los neutrones pueden interactuar produciendo partículas

cargadas pesadas, las cuales depositan su energía en la materia, ocasionando problemas en protección radiológica.

4.6. Atenuación exponencial

Como se mencionaba al inicio de esta sección, la radiación electromagnética se atenúa al atravesar un material, siguiendo una relación exponencial, que a continuación veremos.

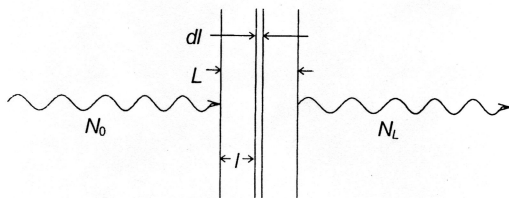


Figura 4.5: Atenuación exponencial [At86].

Consideremos un haz de radiación electromagnética, monoenergético y paralelo, constituido por N_0 fotones que inciden perpendicularmente sobre la superficie de un material de espesor L , como se muestra en la figura 4.5. Supóngase el caso ideal en el cual cada partícula es completamente absorbida en una sola interacción o pasa a lo largo del material sin cambiar de dirección o energía. Entonces la ley de atenuación exponencial está dada por:

$$N_L = N_0 e^{-\mu L} \quad (4.13)$$

donde μ es la probabilidad de que una partícula interaccione en una unidad de espesor y N_L es el número de fotones que atraviesa el material sin interaccionar.

La cantidad μ es llamada coeficiente lineal de atenuación. Cuando éste se divide entre la densidad ρ del medio atenuante se obtiene el

coeficiente másico de atenuación, el cual está dado por :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} + \frac{\sigma_R}{\rho} \quad (4.14)$$

donde $\frac{\tau}{\rho}$ es la contribución del efecto fotoeléctrico, $\frac{\sigma}{\rho}$ la del efecto Compton, $\frac{\kappa}{\rho}$ la de la producción de pares y $\frac{\sigma_R}{\rho}$ la de dispersión de Rayleigh.

Capítulo 5

Interacción de las partículas cargadas con la materia

Las partículas cargadas pierden su energía de manera distinta que los fotones. Mientras éstos pueden atravesar un medio sin que ocurra algún tipo de interacción o pierden toda su energía en una o unas pocas interacciones catastróficas, las PC, al tener un campo coulombiano, siempre interaccionan con los electrones e^- atómicos o los núcleos del medio, teniendo pérdidas de energía pequeñas y muy frecuentes.

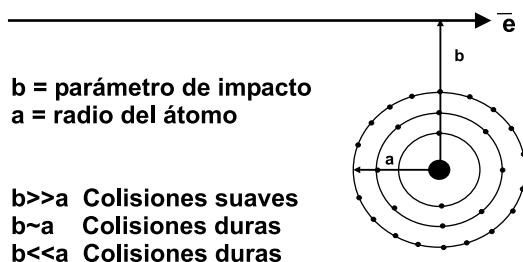


Figura 5.1: Clasificación del tipo de interacción con base en el parámetro de impacto. El caso $b \ll a$, también se conoce como interacciones coulombianas con el campo externo del núcleo.

Las interacciones coulombianas de las PC pueden clasificarse, con

base en el párametro de impacto b con respecto al radio a del átomo, como se muestra en la figura 5.1.

Colisiones suaves ($b \gg a$). En este tipo de interacciones el campo coulombiano de la PC afecta al átomo como un todo, produciendo así ionizaciones y excitaciones. En general, las transferencias de energía son pequeñas y, dado que los valores grandes de b son más probables, es el tipo de interacción más frecuente de las PC con el medio.

Colisiones duras ($b \sim a$). Las interacciones ocurren principalmente con electrones atómicos, los cuales salen del átomo con suficiente energía cinética como para ionizar por sí mismos. Estos electrones son denominados rayos δ .

Interacciones coulombianas con el campo externo del núcleo ($b \ll a$). Las interacciones coulombianas ocurren entre las partículas cargadas incidentes y un núcleo del medio. Son más importantes para positrones y electrones, los cuales, son dispersados elásticamente el 97 % de las ocasiones. No hay excitaciones ni producción de rayos x .

Además de las interacciones antes mencionadas, las PC pueden perder energía emitiendo radiación electromagnética (radiación de frenado) cuando se desaceleran al pasar cerca de un núcleo. Esta radiación es despreciable para las partículas cargadas pesadas (PCP), como los protones. Consideremos un protón, el cual tiene aproximadamente dos mil veces la masa del electrón, entonces éste producirá $\frac{1}{(2000)^2}$ de la radiación de frenado producida por un electrón de la misma energía.

Una cantidad importante en las interacciones de las PC con la materia es el poder de frenado ($\frac{dE}{dx} [\frac{MeV}{cm}]$), que representa la pérdida de energía promedio de una partícula cargada, en un medio, por unidad de distancia. Ésta, depende del tipo de partícula, de su energía y del material en el que incide.

Un concepto asociado a las PC, que es muy útil para esta tesis, es el alcance. Éste es la distancia que recorre una PC de algún tipo, con cierta energía y en un medio dado, hasta que alcanza el reposo.

Capítulo 6

Equilibrio de partícula cargada

El concepto de equilibrio de partícula cargada (EPC) nos permite relacionar la cantidad medible, dosis, con la cantidad calculable, kerma de colisiones, además de las dosis entre distintos medios.

Se dice que existe equilibrio de partícula cargada para el volumen V si cada partícula cargada de un tipo y energía dados que sale de V es reemplazada por una partícula idéntica, de la misma energía, que entra.

Ahora vamos a considerar el caso particular del equilibrio de partícula cargada para radiación indirectamente ionizante debido a una fuente externa.

La figura 6.1 muestra un volumen v contenido en un volumen V más grande.

Se requiere que las fronteras entre v y V estén separadas al menos la distancia máxima de penetración de cualquier partícula cargada secundaria presente. Si además se cumplen las siguientes condiciones en V :

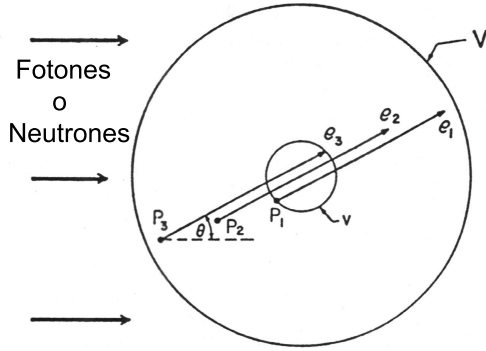


Figura 6.1: Equilibrio de partícula cargada [At86].

1. La composición atómica del medio es homogénea.
2. La densidad del medio es homogénea.
3. Existe un campo uniforme de radiación indirectamente ionizante (la atenuación de los rayos debe ser despreciable al pasar por el medio).
4. No hay presentes campos eléctricos o magnéticos inhomogéneos.

entonces existe EPC en el volumen más pequeño v .

Consideremos ahora la ecuación 3.6 de la sección 3.3 y supongamos que existe EPC en el volumen v , entonces se tiene que:

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + \Sigma Q \quad (6.1)$$

Sustituyendo este último resultado en la ecuación 3.4 de la sección 3.2 se tiene que:

$$\epsilon_{tr}^n = \epsilon + (R_{out})_u - (R_{out})_u^{nonr} - R_u^r \quad (6.2)$$

Pero bajo las condiciones de EPC se puede suponer que cualquier interacción radiativa de una partícula cargada después de que sale de v es reemplazada por una interacción idéntica dentro de v , como se muestra en la figura 6.2.

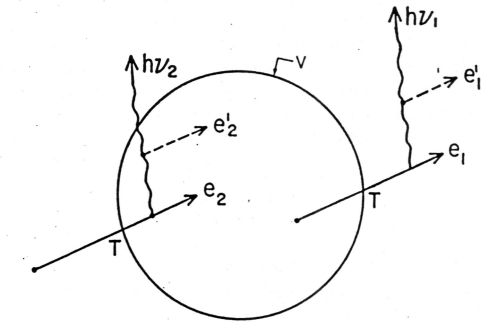


Figura 6.2: Ilustración de la ecuación 6.3. [At86]

Esto implica que:

$$(R_{out})_u = (R_{out})_u^{nonr} - R_u^r \tag{6.3}$$

siempre y cuando v sea lo suficientemente pequeño para permitir que las pérdidas radiativas escapen.

Entonces, sustituyendo esta última relación en la ecuación 6.2, obtenemos:

$$\epsilon_{tr}^n = \epsilon \tag{6.4}$$

De aquí que:

$$D \stackrel{EPC}{=} K_c \tag{6.5}$$

Así, bajo condiciones de EPC es posible relacionar la dosis con el kerma de colisiones.

Consideremos ahora dos medios A y B , supongamos que existe EPC y que la fluencia Ψ de fotones en A y B es la misma. Entonces se tiene que:

$$\frac{D_A}{D_B} \stackrel{EPC}{=} \frac{(K_c)_A}{(K_c)_B} = \frac{(\mu_{en}/\rho)_A}{(\mu_{en}/\rho)_B} \quad (6.6)$$

Y de esta manera es posible relacionar la dosis en distintos medios.

Los capítulos 2 a 6 están basados en las referencias [At86] y [Tu95].

Capítulo 7

Dosímetros de interés para la calibración del irradiador GammaCell 200

7.1. Dosimetría de la radiación

La dosimetría de la radiación trata de la medición de la dosis absorbida que resulta de las interacciones de la radiación ionizante con la materia. Experimentalmente, ésta se puede determinar mediante un dosímetro que nos proporciona lecturas de una respuesta r que se correlaciona con la dosis D en un medio particular.

Existen distintos tipos de dosímetros, entre ellos los dosímetros absolutos, los cuales pueden ser usados para medir la dosis absorbida depositada en un volumen en un campo de radiación conocido, sin la necesidad de ser calibrados radiológicamente. Hay tres tipos de dosímetros absolutos, los calorímetros, las cámaras de ionización, de aire libre y placas paralelas, y la solución Fricke.

Ejemplos de los dosímetros que no son absolutos, son los termolumi-

niscentes (TLD) y las películas de tinte radiocrómico (PTR).

7.2. Dosímetro de Solución Fricke

El dosímetro de Solución Fricke, es un dosímetro químico que es óptimo para determinar la dosis en el intervalo entre 40 y 400 Gy con un error entre el 1 % y 2 % [FH66].

El dosímetro de solución Fricke está compuesto por 0.001M de $FeSO_4$ o $Fe(NH_4)_2(SO_4)_2$, 0.8N H_2SO_4 y agua tridestilada.

Al ser irradiada la Solución Fricke se produce la reacción de oxidación $Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$. Esta transformación de iones ferrosos en férricos es cuantificable y se puede relacionar con la dosis.

La manera más conveniente de cuantificar los iones férricos producidos es mediante un espectrofotómetro, el cual nos proporciona el valor de la absorbancia de la solución.

Consideremos un experimento de absorción en el cual se mide la intensidad de la luz de cierta longitud de onda, λ , que llega a un detector en un intervalo de tiempo dado. Las medidas se hacen en presencia de una muestra (I) y en ausencia de la misma (I_0). Se define la transmitancia T de la muestra como:

$$T(\lambda) = \frac{I}{I_0} \quad (7.1)$$

y la absorbancia A como:

$$A(\lambda) = -\log(T) \quad (7.2)$$

Consideremos ahora una muestra que contiene moléculas que absor-

ben luz de una longitud de onda dada, en una aproximación, podemos suponer a cada molécula como un disco opaco de área transversa σ .

Ahora tomemos una rebanada infinitesimal, de área A y grueso dx , de la muestra y sean:

I_0 = la intensidad de la luz que entra a la muestra en $x = 0$

I_x = la intensidad de la luz que entra en la rebanada infinitesimal en x

dI = la intensidad de la luz absorbida en la rebanada infinitesimal

I = la intensidad de la luz al dejar la muestra

$N = \frac{\text{moléculas}}{\text{cm}^3}$

Entonces el área opaca total debida a los absorbedores en la rebanada es $\sigma N A dx$. Así la fracción de fotones absorbidos será:

$$\sigma N A dx / A = \sigma N dx \quad (7.3)$$

$$\frac{dI}{I_x} = -\sigma N dx \quad (7.4)$$

Integrando de $x = 0$ a $x = d$

$$-\ln \frac{I}{I_0} = -\sigma N d \quad (7.5)$$

Transformando el logaritmo natural a base diez, y cambiando a N por M en unidades de moles por litro se obtiene:

$$\log \frac{I}{I_0} = A = \epsilon M d \quad (7.6)$$

donde $\epsilon = \sigma(6.023 \times 10^{20} / 2.303)$

Reescribiendo 7.6, tenemos la llamada ley de Lambert-Beer:

$$A(\lambda) = \epsilon(\lambda)d\Delta M \quad (7.7)$$

donde $\epsilon(\lambda)[M^{-1}cm^{-1}]$ es el coeficiente de extinción molar para la muestra a la longitud de onda de lectura, la variable $d[cm]$ es el camino óptico y $\Delta M[\frac{moles}{litro}]$ es la concentración de la molécula que absorbe.

Para la Solución Fricke, usualmente la longitud de onda utilizada es de 304 nm, ya que en esta longitud de onda se encuentra un pico de absorción para el ión Fe^{3+} .

Una vez conocida la absorbancia de la solución Fricke, la dosis absorbida puede determinarse mediante la relación:

$$\bar{D} = \frac{\Delta M}{\rho G(Fe^{3+})} \quad (7.8)$$

donde ΔM es el cambio en la concentración molar de Fe^{3+} debido a la irradiación, $\rho[\frac{g}{cm^3}, \frac{kg}{litro}]$ es la densidad de la solución y $G(Fe^{3+})$ es el número de iones Fe^{3+} producidos por cada 100 eV de energía radiante.

Es importante señalar que el valor G es función de la energía del fotón, es decir no es una constante para todas las energías.

Si ahora sustituímos la ec. 7.3 en la ec. 7.4 obtenemos:

$$\bar{D} = \frac{A(\lambda)}{\epsilon d G(Fe^{3+}) \rho} \quad (7.9)$$

Sustituyendo los siguientes valores:

$$\epsilon = 2187 \frac{litros}{molcm} \text{ a } 304 \text{ nm y } 25^\circ C$$

$$d = 1 \text{ cm}$$

$$\rho = 1.024 \frac{\text{kg}}{\text{litro}}, \text{ a } 25^\circ\text{C}$$

$$G(Fe^{3+}) = 1.607 \times 10^{-6} \frac{\text{mol}}{\text{J}}, \text{ para } \gamma \text{ de } {}^{60}\text{Co}$$

Tenemos que:

$$\bar{D} = 278A(\lambda)[Gy] \quad (7.10)$$

Así, con esta última relación, es posible determinar la dosis impartida al dosímetro de solución Fricke por los rayos γ emitidos por una fuente de ${}^{60}\text{Co}$.

7.3. Películas de tinte radiocrómico

Las películas de tinte radiocrómico, PTR, son un tipo de dosímetro que se basa en el hecho de que la radiación ionizante produce cambios químicos en ciertas sustancias.

En algunos casos dichos cambios químicos implican cambios de coloración en la sustancia, los cuales pueden ser de mucha utilidad en la medición de la radiación ionizante, pues pueden determinarse y relacionarse con la dosis de modo que estas películas pueden ser utilizadas como dosímetros.

En 1988 se introdujeron las llamadas PTR tipo Gafchromic. Estas contienen un precursor, llamado tinte radiocrómico, cuya característica es que cambia de color al ser expuesto a un campo de radiación ionizante; en el caso de las películas Gafchromic tipo XR-T, usadas en esta tesis, tienen un tono amarillo claro, sin irradiar, que es transformado a amarillo cada vez más oscuro conforme aumenta la dosis de radiación.

Las PTR tipo Gafchromic consisten básicamente de una capa radio-

sensible elaborada con microcristales orgánicos incoloros dispersos en un gel; una capa adhesiva y una capa de plástico que sirve de base o soporte del gel.

Los microcristales de la capa radiosensible se encuentran en forma de monómeros de diacetileno, cuyos átomos se encuentran dispuestos en forma de cadenas. Al entrar en contacto con la radiación ionizante se inicia un proceso de rotación y traslación de dichas cadenas, para luego combinarse formando polímeros (ver figura 7.1), produciendo un perceptible cambio de color.

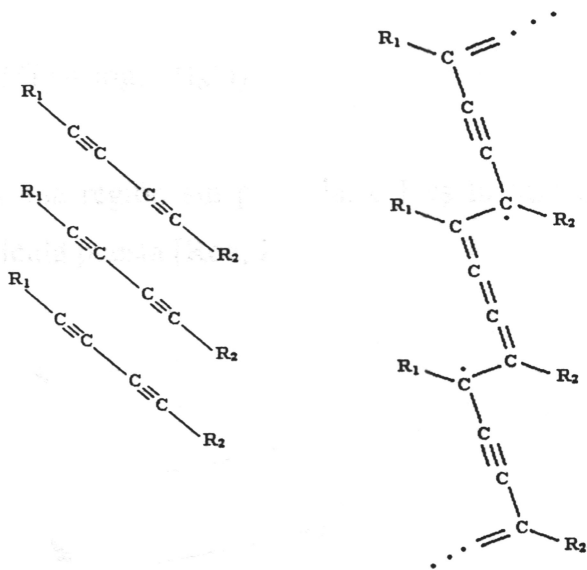


Figura 7.1: La figura de la izquierda muestra los monómeros de diacetileno y la figura de la derecha muestra los polímeros formados debido a la radiación [Co05].

Cuando la dosis impartida a una PTR sobrepasa el límite acepta-

do por la película (especificado por el fabricante) o ésta es sometida a temperaturas mayores que 60 °C [Ni98], se forma un entrecruzamiento de cadenas de monómeros tal que produce una coloración rojiza y una inestabilidad en la coloración.

Para las películas Gafchromic tipo XR-T usadas en la calibración del irradiador GammaCell 200, se reporta un límite superior de 10 Gy [BYCM03].

Además de lo antes mencionado, existen factores como la sensibilidad a la exposición a luz ultravioleta y el tiempo entre irradiación y lectura, que pueden afectar la coloración de las PTR. Por ello se recomienda aislar las PTR de la luz del día y de lámparas que no estén libres de componente ultravioleta y dejar un tiempo entre irradiación y lectura de al menos 72 horas [Mc95].

El incremento de la coloración de las películas puede determinarse mediante un espectrofotómetro, un densitómetro o como se hizo en este trabajo, obteniendo imágenes digitalizadas de las PTR, con el empleo de un escáner. En el escáner se obtienen imágenes de las películas, las cuales pueden descomponerse en tres colores básicos, rojo, azul y verde. De estos se elige el que más convenga, considerando que en ocasiones algún color puede saturarse, o por el contrario presentar una respuesta muy débil. Para la tesis se utilizó el rojo debido a que se cuenta con una calibración para las películas Gafchromic XR-T leyendo en rojo[Ra05]. Mediante un programa de computadora se mide el tono de color, el cual se compara con el tono de color de una película sin irradiar para obtener una respuesta.

Se define la respuesta óptica, a la cual se le asociará una dosis mediante una calibración , como:

$$R = \log \frac{TC_{si}}{TC_i} \quad (7.11)$$

donde TC_{si} es el tono de color de la película sin irradiar y TC_i es el

tono de color de la película irradiada.

7.4. Dosímetros termoluminiscentes

Los dosímetros termoluminiscentes consisten en pequeños cristales de material dieléctrico que contienen impurezas, en concentraciones pequeñas, que alteran la estructura y dan lugar a trampas de electrones y de huecos en la banda prohibida de la estructura cristalina.

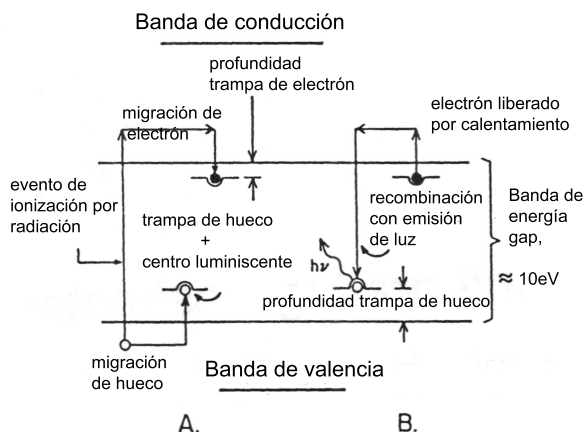


Figura 7.2: Dibujo que ilustra el comportamiento de los materiales termoluminiscentes [At86].

A la izquierda de la figura 7.2 se observa cómo un electrón se eleva a la banda de conducción, por el efecto de la ionización producida por la radiación, desde donde migra a una trampa de electrón. El hueco de la izquierda posteriormente migra a una trampa de hueco. A la temperatura de irradiación tanto el electrón como el hueco permanecerán en ese estado, sin embargo, si la temperatura aumenta, el electrón o el hueco serán liberados. Si suponemos que el electrón es liberado primero, éste entrará nuevamente a la banda de conducción y migrará a la trampa de hueco, que puede ser considerada como un centro de luminiscencia y

presentará la emisión de luz visible.

La cinética de primer orden para el escape de las cargas atrapadas, fue descrita por Randall y Wilkins en 1945. Si se considera el caso simple de una sola trampa y se supone despreciable la probabilidad de que un electrón liberado sea reatrapado, entonces la probabilidad de escape está dada por:

$$P = \alpha e^{\frac{-E}{kT}} \quad (7.12)$$

donde α es llamado factor de frecuencia, E es la energía de la trampa en eV , k es la constante de Boltzman ($k = 1.381 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$) y T es la temperatura en K .

Si se supone que la intensidad de la luz emitida es proporcional a la razón de electrones que escapan de las trampas, debe observarse un pico de brillo termoluminiscente a la temperatura T_m , a la cual se tiene la mayor probabilidad de escape. Este es llamado pico de brillo. La temperatura T_m , a la cual se observa el pico, depende de la razón de calentamiento.

En ocasiones las trampas no son estables a temperatura ambiente antes de la irradiación, por lo que migran a través del cristal y se combinan con otras trampas, formando diferentes configuraciones y produciendo cambios en las curvas de brillo. Es por esto que algunos TLD deben ser sometidos a un proceso de horneado especial previo a su utilización.

También es aconsejable dejar pasar un tiempo entre la irradiación y la lectura para estabilizar la señal, pues a temperatura ambiente se liberan los electrones que provienen de trampas de menor energía, desvaneciendo la señal TL.

El instrumento usado para calentar el TLD y medir la luz emitida se denomina simplemente lector de TLD. El cristal TLD se coloca en una plancheta a temperatura ambiente y es calentado por el paso de una corriente eléctrica a través de dicha plancheta, mientras la luz emitida

llega a un tubo fotomultiplicador, generando una corriente eléctrica, la cual, es integrada en un integrador.

Para este trabajo es de interés el material termoluminiscente llamado comercialmente TLD-100 (Li: Mg, Ti), un dosímetro de pequeños cristales, con dimensiones de 3.3 x 3.1 x 0.89 mm, de fluoruro de litio, con un peso de 28 mg y una densidad de 2.64 g/cm^3 . Con una Z efectiva de 8.2, lo cual es conveniente, pues se parece mucho a la Z efectiva del tejido humano. La respuesta del TLD-100 es lineal hasta 10Gy [Ga96], después de este punto es supralineal y es necesario hacer correcciones para determinar la dosis. Este TLD debe ser sometido a un proceso de horneado especial previo a su utilización.

Capítulo 8

Irradiador GammaCell 200

Las fuentes de ^{60}Co son muy utilizadas por su fácil obtención en reactores nucleares, al bombardear ^{59}Co con neutrones.

Son emisoras de rayos γ , con energías de 1.17 MeV y de 1.33 MeV, producidos por la desexcitación de núcleos que no han quedado en su estado base debido a los decaimientos radiactivos β^- del ^{60}Co (figura 8.1).

Existen diferentes diseños de fuentes de ^{60}Co pero todos incluyen el ^{60}Co en estado sólido, el cual presenta una densidad de 8.9 g/cm^3 y una vida media de 5.27 años.

El irradiador GammaCell 200 del ICN, UNAM, está formado por 24 fuentes de ^{60}Co en forma de lápices cilíndricos (figura 8.2), con una altura de 13.9 cm, distribuidos de forma anular, por medio de un contenedor de acero inoxidable, dentro de una cavidad blindada con paredes de plomo; además cuenta con una cámara de irradiación, de 8.6 cm de diametro por 13.9 de altura, en la que se introducen las muestras para ser irradiadas.

Las muestras son trasladadas verticalmete; por medio de un émbolo de acero inoxidable con partes de plomo y en cuya parte central se sitúa la cámara de irradiación; de una posición de carga a una de irradiación,

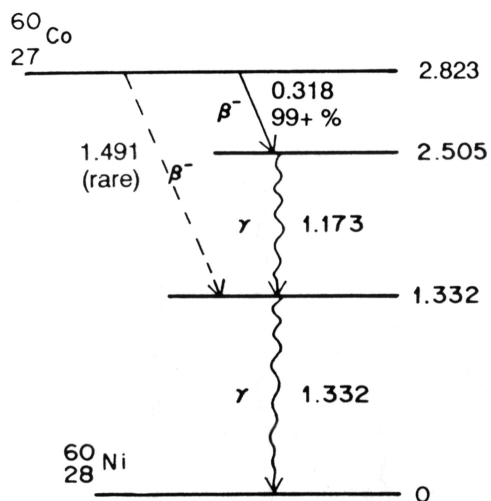


Figura 8.1: Esquema de decaimiento del cobalto 60 [Tu95].

en la cual la muestra se encuentra en la parte central de las fuentes radiactivas.

El émbolo es movido por medio de un motor eléctrico automático cuyos controles se encuentran en la consola del irradiador.

En la figura 8.3 se muestra un esquema de las partes externas del irradiador GammaCell 200.

La descripción del irradiador GammaCell 200 está basada en la referencia [Ga79].

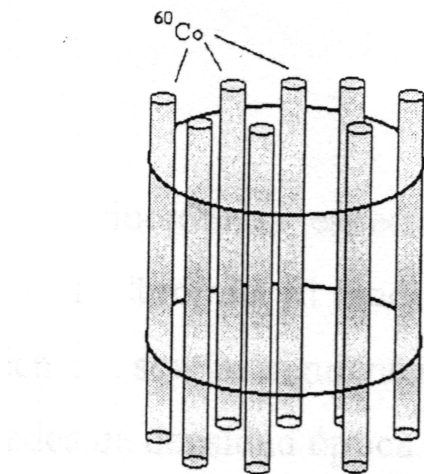


Figura 8.2: Distribución de lápices de cobalto 60 del irradiador Gamma-Cell 200 [Co05].

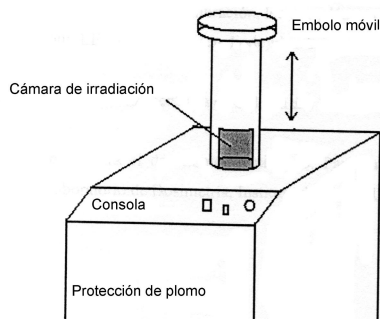


Figura 8.3: Irradiador GammaCell 200, del INC, UNAM [Co05].

Capítulo 9

Calibración del irradiador GammaCell 200

Para la calibración del irradiador GamaCell 200 se realizaron cuatro experimentos; el primero consistió en determinar la tasa de dosis de la fuente de ^{60}Co , usando el dosímetro de Solución Fricke, contenido en un tubo de vidrio usado comúnmente para dicho fin; el segundo consistió en determinar la tasa de dosis de la fuente de ^{60}Co usando el dosímetro de solución Fricke, contenido en un recipiente de lucita especialmente diseñado para proporcionar EPC; el tercero consistió en determinar la dosis de tránsito de las fuentes mediante dosímetros TLD y, finalmente, el cuarto experimento consistió en determinar la distribución de dosis, dentro del contenedor de lucita, empleando PTR.

9.1. Experimento 1: Determinación de la tasa de dosis sin EPC

Para la determinación de la tasa de dosis se hizo uso del dosímetro de solución Fricke (6 ml), el cual fue colocado dentro de un tubo de vidrio, con paredes de 1 mm de espesor y diametro interno de 12 mm (figura

9.1).

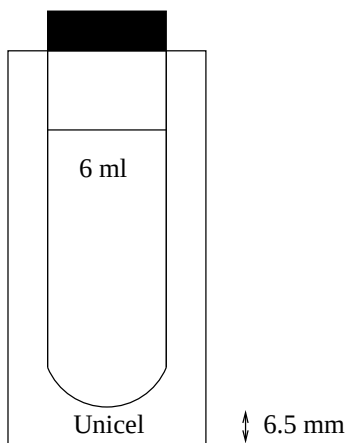


Figura 9.1: Tubo de vidrio usado en el experimento 1

El tubo de vidrio fue colocado en una base de unicel, de tal manera que la solución Fricke quedara a la misma altura (6.5 mm) que en los contenedores de lucita diseñados para conseguir condiciones de EPC (esto es importante pues nos permite comparar resultados de tasa de dosis con y sin EPC).

Como el dosímetro de solución Fricke es óptimo para determinar dosis en el intervalo entre 40 y 400 Gy y se estimó que, para la fecha de irradiación, se tendría una tasa de dosis aproximada de $0.57 \frac{Gy}{min}$, se decidió irradiar durante 3 horas para conseguir una dosis aproximada de 100 Gy .

Durante la irradiación el tubo de vidrio se mantuvo centrado radialmente en la cámara de irradiación.

Después de la irradiación en el GammaCell 200 del ICN, UNAM, se procedió a la lectura de la absorbancia de la solución en el espectrofotómetro, Perkin-Elmer uv-vis Coleman 111 N° de serie 4908-11, que se encuentra en el Instituto de Física (IF), UNAM.

Para la lectura se usó una longitud de onda de 304 nm con luz uv.

9.2. Experimento 2: Determinación de la tasa de dosis bajo EPC

Para la determinación de la tasa de dosis bajo EPC se mandó a construir un contenedor de lucita diseñado para este fin.

La figura 9.2 muestra el contenedor cuyas características son las siguientes: elaborado con lucita; de forma cilíndrica, con 23 mm de diámetro y 66.5 mm de altura; con una cavidad también cilíndrica, de diámetro de 12 mm y 60 mm de altura; con una tapa de lucita, de 23 mm de diámetro por 6.5 mm de altura.

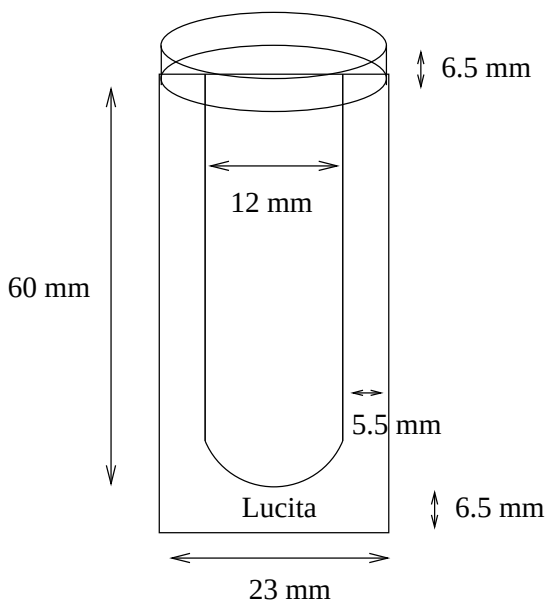


Figura 9.2: Contenedor de lucita usado en el experimento 2

La construcción de este contenedor fue realizada en el taller del Instituto de Física de la UNAM, con base en el diseño elaborado, en el cual

se tuvieron las siguientes consideraciones:

Para fotones de energías de 1.25 MeV, correspondientes a una fuente de ^{60}Co , la interacción predominante con la materia es la Compton, como se indicó en el capítulo 4 y para esta interacción la máxima energía transferida a electrones secundarios es de 1.12 MeV (capítulo 4, ecuación 4.3). Es decir, si se quisiera tener EPC dentro de la cavidad donde se encuentra el dosímetro de solución Fricke, se requeriría un grueso de material equivalente al Fricke igual al alcance máximo de los electrones secundarios en Fricke rodeando a la cavidad. Buscando en tablas [At86] e interpolando se encuentra que el alcance para electrones de 1.12 MeV, en agua, es de 4.4 mm.

La solución Fricke puede considerarse como agua, excepto por la densidad, por lo que un material equivalente al agua es la lucita.

Así que se requerirían 4.4 mm de lucita alrededor de la cavidad para proporcionar EPC.

Aunque la interacción Compton es más probable a energías de 1.25 MeV y Z bajas, no es exclusiva, por lo que si consideramos interacciones fotoeléctricas, el alcance es mayor (5.3 mm).

Considerando ambas interacciones, se decidió construir el contenedor con un grueso de pared de al menos 5.3 mm.

Por facilidad en la elaboración del contenedor el espesor de la lucita alrededor de la cavidad fue de 5.5 mm.

Una vez elaborado el contenedor de lucita, se colocaron 6 ml de Solución Fricke para proceder a la irradiación.

Análogamente al experimento 1 y para poder comparar, se decidió irradiar durante 3 h, centrando el contenedor radialmente en la cámara de irradiación, en el GammaCell 200 del ICN, UNAM. Al término de la cual se procedió a la lectura de la absorbancia en el espectrofotómetro, Perkin-Elmer uv-vis Coleman 111 N° de serie 4908-11, del IF, UNAM.

La lectura se realizó a 304 nm con luz uv.

Este experimento fue realizado dos veces, el 15 y 16 de marzo del 2006.

9.3. Experimento 3: Dosis de tránsito

Como se mencionó en la descripción del irradiador GammaCell 200, las muestras por irradiar, son trasladadas, mediante un émbolo, de una posición de carga a una de irradiación, y para extraer la muestra ya irradiada, el émbolo se traslada nuevamente a una posición de carga; durante este tiempo las muestras reciben radiación de las fuentes y a la dosis recibida durante ese tiempo se le denomina dosis de tránsito.

Es de importancia la determinación de esta dosis pues en dado caso debiera ser considerada al calcular la dosis impartida a una muestra en el GammaCell 200. En particular puede resultar importante cuando los tiempos de irradiación en el GammaCell 200 son muy cortos (pocos minutos o segundos).

Para la determinación de la dosis de tránsito se realizaron tres irradiaciones en el GammaCell 200. Dos consistieron en irradiar durante el tiempo de subida y bajada (19 s) dos dosímetros TLD-100 y la otra consistió en irradiar dos TLD-100 el tiempo de subida y bajada más un minuto (1 min 19 s).

En todas las irradiaciones los dosímetros fueron colocados al centro radial de la cámara de irradiación a una altura de 3 cm, sobre una placa de lucita de este grueso (figura 9.3). Además, se colocaron entre placas de lucita con grueso de 4 mm.

Para poder determinar la dosis se encontró la curva de dosis-respuesta con cuatro TLD-100, irradiados en grupos de dos, un minuto y dos minutos, en la fuente de betas de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ del IF, UNAM, cuya tasa de dosis, es conocida para la geometría de irradiación.

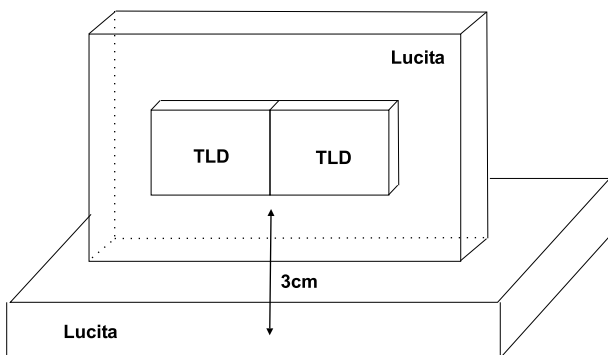


Figura 9.3: Arreglo de TLD usado en el experimento 3.

Después de 24 h de las irradiaciones, se procedió a la lectura de los TLD en el lector TLD Harshaw 3500, ubicado en el laboratorio de dosimetría del IF. La lectura se realizó a 10°C por segundo, desde temperatura ambiente hasta los 300°C .

Todos los TLD usados para este experimento fueron previamente horneados siguiendo el protocolo descrito a continuación:

1. horneado a 400°C durante 1 h
2. enfriado a temperatura ambiente
3. horneado a 100°C durante 2 h
4. enfriado a temperatura ambiente

9.4. Experimento 4: Distribución de dosis

Para encontrar la distribución de dosis dentro del contenedor de lucita, irradiado en el GammaCell 200, se realizaron dos experimentos con PTR Gafchromic tipo XR-T.

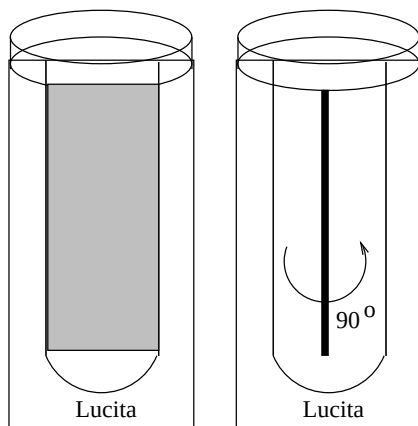


Figura 9.4: Contenedor de lucita con PTR dentro usado en el experimento 4

El primer experimento consistió en colocar una tira de película de tinte radiocrómico dentro del contenedor de lucita.

Posteriormente se colocó el contenedor al centro radial y sobre la base de la cámara de irradiación y se procedió a irradiar.

Como las películas tipo XR-T, tienen un límite superior de dosis de 10 Gy se decidió irradiar durante 9 min, para tener una dosis aproximada de 5 Gy.

Se repitió el experimento anterior pero rotando esta vez la película 90° con respecto a la posición anterior (figura 9.4).

En el segundo experimento se colocó una tira de película de tinte radiocrómico dentro de la cavidad del contenedor de lucita, la cual fue llenada con agua.

Posteriormente se colocó el contenedor al centro radial y sobre la base de la cámara de irradiación y se procedió a irradiar el mismo tiempo que en el experimento anterior.

Análogamente, se rotó otra película 90° con respecto a la posición de la última película y se procedió a irradiar.

Las películas usadas, fueron previamente selladas en bolsitas de polipropileno para aislarlas del agua.

Para la determinación de la distribución, se esperó al menos 72 horas [Co05] antes de leer las películas irradiadas, en un escáner de reflexión asociado a una computadora, que se encuentra ubicado en el IF, UNAM.

Las dimensiones de todas las películas fueron de 5.4 cm de altura por 0.8 cm de ancho.

Para la lectura, cada imagen de la película, obtenida con el escáner, se dividió en 28 secciones de 0.3 cm por 0.3 cm, dejando un margen superior e inferior de 0.6 cm y uno lateral de 0.1 cm de cada lado.

Capítulo 10

Experimentos complementarios

Se realizaron dos experimentos complementarios; con el primero se buscó acercarse lo más posible al punto en que el mínimo del total del volumen de la solución se irradie bajo régimen de EPC y el máximo se irradie sin EPC para, de esta manera, comparar cuánto difiere una calibración realizada bajo condiciones de EPC de una que se acerca al no EPC; con el segundo se pretendió encontrar un factor de corrección para dosis medidas con Solución Fricke en el GammaCell 200 del ICN, UNAM, con una geometría tal que permitiría el ahorro de tiempo de uso del irradiador GammaCell 200 del ICN, UNAM, con respecto a las dosis medidas con una geometría en la que el contenedor de la Solución Fricke se encuentra en el centro del irradiador.

10.1. Experimento 5

Para la realización de este experimento se hizo uso del dosímetro de Solución Fricke y se trataron de mantener condiciones similares a las de los experimentos 1 y 2, esto es, se irradió durante 3 h en el GammaCell

200 del ICN, UNAM, se usaron 6 ml de Solución Fricke y el contenedor usado se colocó a 6.5 mm de altura de la base de la cámara de irradiación.

Para dar las condiciones de mínimo EPC, el dosímetro de Solución Fricke fue colocado en una delgada bolsita de polipropileno.

Cabe señalar que la geometría usada en este experimento no es exactamente la misma que en los experimentos 1 y 2, pues la bolsita de polipropileno usada de contenedor no presenta la misma simetría que el tubo de vidrio o el contenedor de lucita de los experimentos 1 y 2.

Después de la irradiación se procedió a la lectura de la absorbancia de la misma manera que en los experimentos 1 y 2.

10.2. Experimento 6

En este experimento, se colocaron 6 ml de Solución Fricke, en cada uno de cuatro tubos de vidrio de las mismas dimensiones que en el experimento 1. Con éstos se formó el arreglo mostrado en la figura 10.1.

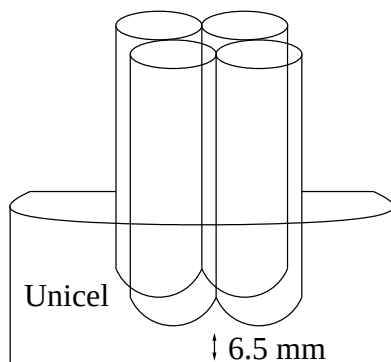


Figura 10.1: Arreglo usado en la irradiación del experimento 6.

Se colocó este arreglo al centro de la cámara de irradiación del GammaCell 200 del ICN, UNAM y se procedió a irradiar durante 3 h para poder comparar con el experimento 1.

Posteriormente, se leyó la absorbancia de la Solución Fricke, siguiendo el mismo procedimiento que en el experimento 1.

Capítulo 11

Resultados: Calibración del irradiador GammaCell 200

11.1. Experimento 1

Se obtuvo el siguiente valor de absorbancia para la Solución Fricke expuesta:

$$A = 0.380 \pm 0.005$$

Usando la ecuación 7.6 encontramos la dosis promedio:

$$\bar{D} = 106 \pm 2 \% \text{ Gy}$$

Dividiendo entre el tiempo de irradiación, se obtiene la tasa de dosis para el 15 de marzo de 2006:

$$\bar{D} = 0.59 \pm 2 \% \text{ Gy/min}$$

11.2. Experimento 2

Se obtuvo el siguiente valor de absorbancia para la Solución Fricke expuesta:

$$A = 0.380 \pm 0.005$$

Usando la ecuación 7.6 encontramos la dosis promedio:

$$\bar{D} = 106 \pm 2 \% \text{ Gy}$$

Dividiendo entre el tiempo de irradiación, se obtiene la tasa de dosis para el 16 de marzo del 2006:

$$\dot{D} = 0.59 \pm 2 \% \text{ Gy/min}$$

En las dos repeticiones de este experimento se obtuvieron exactamente los mismos resultados.

11.3. Experimento 3

A continuación se presentan los resultados obtenidos al irradiar cuatro TLD durante el tiempo de tránsito (19 s) en el GammaCell 200:

	Respuesta TLD1[μC]	Respuesta TLD2[μC]
Irradiación1	0.432	0.441
Irradiación2	0.419	0.442

Se obtiene el promedio:

$$\bar{r} = 0.434 \pm 0.009 \mu\text{C}$$

Resultados obtenidos al irradiar dos TLD durante 1 min en la posición de irradiación más el tiempo de tránsito (19 s) en el GammaCell 200:

	Respuesta(r) TLD1[μC]	Respuesta(r) TLD2[μC]
Irradiación3	4.941	4.939

Se obtiene el promedio:

$$\bar{r} = 4.940 \pm 0.001 \mu\text{C}$$

Resultados obtenidos al irradiar con la fuente de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$:

T.Irradiación	Respuesta(r) TLD1[μC]	Respuesta(r) TLD2[μC]
1 min	1.93	1.88
2 min	3.72	3.64

Promedios de la tabla anterior:

Tiempo irradiación	Promedio($\bar{r}$)
1 min	1.91 ± 0.03
2 min	3.68 ± 0.04

Con los promedios de la respuesta medida al irradiar con la fuente de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ y considerando que la tasa de dosis de dicha fuente es de 0.22 Gy/min para el mes de marzo del 2006, obtenemos dos puntos que nos permiten encontrar la curva dosis-respuesta.

La curva dosis-respuesta:

$$D[\text{Gy}] = 0.124r[\mu\text{C}] - 0.02$$

Las incertidumbres de la pendiente y de la ordenada al origen son de 0.004 y 0.01, respectivamente.

Aplicando la calibración de los TLD-100, hecha con la fuente de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, a la irradiación hecha en el GammaCell 200 (^{60}Co), se obtienen los siguientes resultados:

Para los TLD irradiados durante el tiempo de tránsito (19 s):

$$D = 0.03 \pm 0.01 \text{ Gy}$$

Para los TLD irradiados durante 1 min en la posición de irradiación más el tiempo de tránsito (19 s):

$$D = 0.59 \pm 0.02 \text{ Gy}$$

11.4. Experimento 4

A continuación se presentan los resultados obtenidos en cada una de las 28 secciones de las imágenes digitales de las PTR.

Los cuadros 11.1 a 11.4 muestran los tonos de color en cada una de las 28 secciones, además en las figuras 11.1 a 11.4 se grafican estos tonos de color como función de la distancia vertical, tomando como cero la base de la cámara de irradiación y considerando que los tonos de color se ubican en el centro de cada sección.

Finalmente se presentan los tonos de color obtenidos al centro del contenedor y en promedio.

Cuadro 11.1: Tonos de color para PTR en aire

157±1	158±2
157±1	157±1
157±1	157±1
158±2	158±1
159±3	158±1
160±3	159±1
161±2	159±1
161±2	160±1
162±2	161±1
162±2	161±1
162±2	161±1
162±2	161±1
161±1	161±1
161±1	161±2

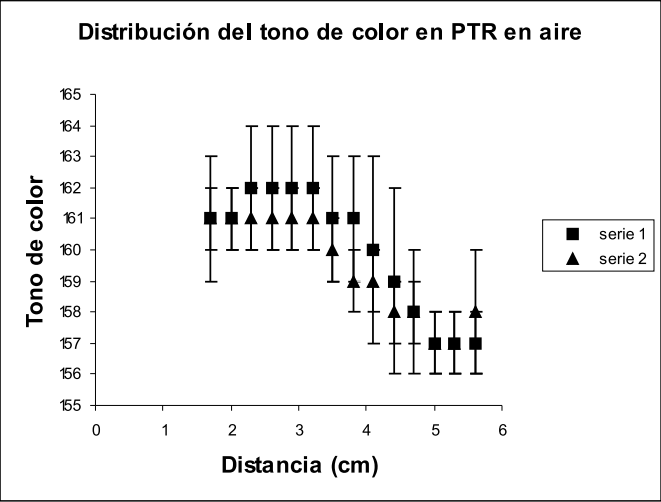


Figura 11.1: Distribución del tono de color en PTR en aire

Cuadro 11.2: Tono de color para PTR en aire, rotada 90°

158±1	158±2
158±1	158±1
159±1	158±1
159±1	159±1
159±1	159±1
159±1	159±1
159±1	159±1
160±1	160±1
161±1	161±1
161±1	161±1
162±1	162±1
162±1	162±1
162±1	162±1
162±2	161±1

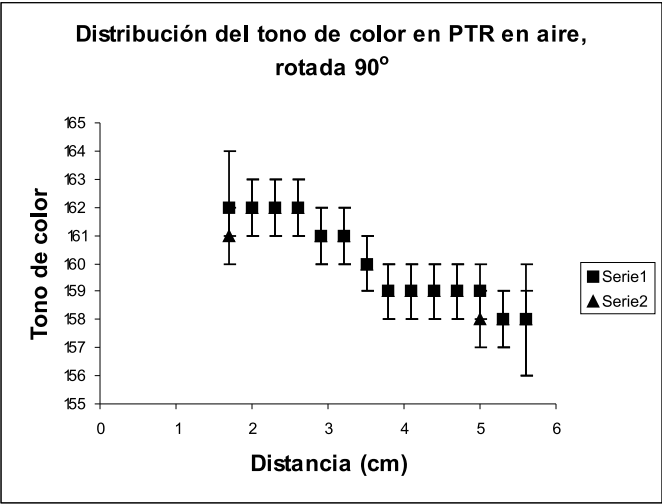


Figura 11.2: Distribución del tono de color en PTR en aire, rotada 90°

Cuadro 11.3: Tono de color para PTR en agua

161±1	161±2
160±1	160±2
159±1	160±2
160±1	160±2
160±1	160±1
160±2	159±1
160±1	160±2
161±1	161±1
161±1	162±1
162±1	162±1
163±1	162±1
163±1	162±1
163±2	162±1
162±2	162±1

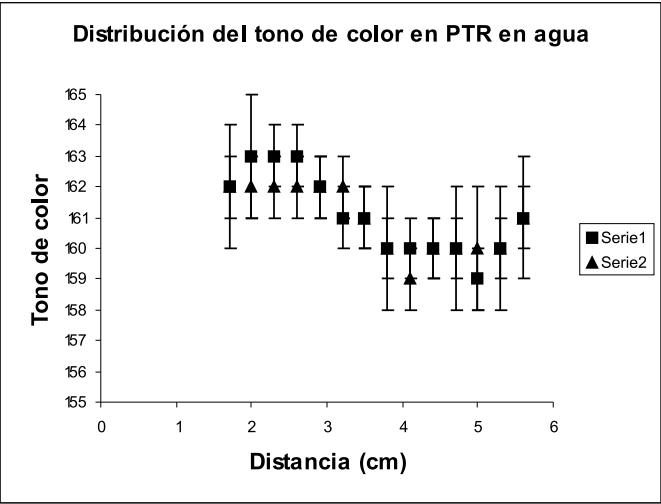


Figura 11.3: Distribución del tono de color en PTR en agua

Cuadro 11.4: Tono de color para PTR en agua, rotada 90°

164±2	166±2
161±3	162±2
161±3	162±3
161±2	162±3
160±1	161±2
160±1	160±1
161±1	160±1
161±1	160±1
161±1	161±1
161±1	161±1
162±1	162±1
162±1	162±1
162±1	162±1

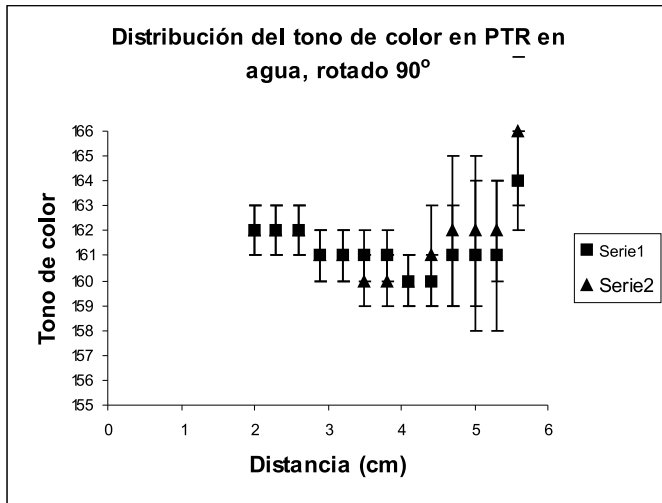


Figura 11.4: Distribución del tono de color en PTR en agua, rotada 90°

Los tonos de color al centro y promedio obtenidos son:

Para aire

Al centro 160 ± 1

Promedio 160 ± 1

Para aire rotado 90°

Al centro 160 ± 1

Promedio 160 ± 1

Para agua

Al centro 161 ± 1

Promedio 161 ± 1

Para agua rotado 90°

Al centro 160 ± 1

Promedio 161 ± 1

Capítulo 12

Resultados: Experimentos complementarios

12.1. Experimento 5

Se obtuvo el siguiente valor de absorbancia para la Solución Fricke expuesta en una bolsa de polipropileno centrada en la base del irradiador:

$$A = 0.378 \pm 0.005$$

Usando la ecuación 7.6 encontramos la dosis promedio:

$$\bar{D} = 105 \pm 2 \% \text{ Gy}$$

Dividiendo entre el tiempo de irradiación, se obtiene la tasa de dosis:

$$D = 0.58 \pm 2 \% \text{ Gy/min}$$

12.2. Experimento 6

En el cuadro 12.1 se presentan los resultados obtenidos para la Solución Fricke expuesta en cuatro tubos de vidrio no centrados:

Cuadro 12.1:

	Absorbancia	Dosis [Gy]
Tubo 1	0.355 ± 0.005	$99 \pm 2 \%$
Tubo 2	0.355 ± 0.005	$99 \pm 2 \%$
Tubo 3	0.355 ± 0.005	$99 \pm 2 \%$
Tubo 4	0.350 ± 0.005	$97 \pm 2 \%$
Promedio	0.354 ± 0.005	$98 \pm 2 \%$

Las dosis del cuadro 12.1 fueron obtenidas a partir de la absorbancia, usando la ecuación 7.6.

De la dosis promedio del cuadro anterior (12.1) y comparando con los resultados del experimento 1, existe una diferencia del 6.6 % (menor) con respecto al valor de la dosis al centro.

Capítulo 13

Discusión

La calibración del irradiador GammaCell 200 fue un experimento sencillo, sin embargo los resultados obtenidos son muy interesantes y no tan simples de explicar.

En el capítulo 6 se hablaba del equilibrio de partícula cargada, que es importante pues nos permite relacionar las dosis entre distintos medios; éste, en la práctica, se trata de conseguir de distintas maneras cuando se hace dosimetría. En el experimento 2, se buscó al colocar el dosímetro de Solución Fricke dentro del contenedor de lucita de dimensiones específicas.

Así, esperábamos que al comparar los resultados de los experimentos 1 y 2, obtendríamos una tasa de dosis mayor en el caso de EPC, pues toda aquella PC que escapara del dosímetro de Solución Fricke sería reemplazado por una PC idéntica producida en la lucita. Sin embargo para nuestra sorpresa las tasas de dosis obtenidas fueron idénticas para los experimentos 1 y 2; esto nos llevó a suponer que la atenuación debida a las paredes del contenedor de lucita del experimento 2 (4%) y el EPC, a una parte de la solución, que proporcionaba el tubo de vidrio del experimento 1, se habían conjuntado para producir la afortunada coincidencia.

Estos resultados nos llevaron a realizar el experimento 5, en el cual se trató de minimizar las condiciones que proporcionaban EPC, haciendo tan delgadas como fuera posible las paredes del contenedor de la Solución Fricke.

Los resultados nuevamente nos sorprendieron, pues obtuvimos lo mismo que en los experimentos 1 y 2.

Estos resultados idénticos para los tres experimentos nos hacen preguntarnos ¿qué tanta diferencia existe entre una medición bajo EPC y una sin EPC ? ¿es esta diferencia medible experimentalmente?

En todo caso, con estos experimentos se ha encontrado, que bajo la geometría específica usada, midiendo con dosímetro de Solución Fricke e irradiando en el GammaCell 200, no hay diferencia medible por nosotros (con los sistemas de medición usados), entre una dosis bajo condiciones de EPC y una en la que el mínimo del total del volumen de la solución se irradie bajo régimen de EPC y el máximo se irradie sin EPC.

Con respecto al experimento 3, lo que se encontró fue que la dosis de tránsito es despreciable en los tiempos de irradiación comunmente usados (para tiempos cortos, como 1 minuto o menos, ya se debe tomar en consideración la dosis de tránsito pues representa un 5 % o más de la dosis promedio). Además se observa que si se resta la dosis de subida más bajada, a la de subida más bajada más un minuto en la posición de irradiación, se obtiene una tasa de dosis de 0.56 Gy/min que es consistente, considerando las respectivas incertidumbres, con la tasa de dosis obtenida con Solución Fricke.

En el experimento 4 los resultados muestran que tanto en aire como en agua la dosis se distribuye bastante homogéneamente dentro del contenedor de lucita. Existen algunas variaciones pero en la mayoría de los casos las incertidumbres de los datos se cruzan. Como era de esperar, dada la simetría de las fuentes de ^{60}Co , no se observan diferencias significativas entre los tonos de color en una posición dada, con respecto a la rotada 90°.

Por otro lado, de los tonos de color obtenidos al centro y en promedio, se observa que la tasa de dosis promedio, es posible asignarla al centro del contenedor de lucita.

Se sugiere la realización de nuevos experimentos en los que se busque comparar las dosis medidas bajo EPC, de las dosis en las que en las medidas se minimizan las condiciones de EPC. Sería importante hacerlo con diferentes geometrías, sobre todo aquellas en las que el campo de radiación no llega de manera simétrica sobre el dosímetro utilizado. De esta manera se tendría mayor información para poder explicar los resultados obtenidos en esta tesis.

Conclusiones

1. La tasa de dosis obtenida al 15 de marzo del 2006 para el irradiador Gammacell 200, bajo condiciones de EPC, usando Solución Fricke y la geometría descrita, fue de $0.59 \pm 2\%$ Gy/min.
2. Esta tasa de dosis encontrada, es posible asignarla a una altura de 36.5 mm, al centro de la base de la cámara de irradiación.
3. Bajo la geometría específica usada, midiendo con dosímetro de Solución Fricke e irradiando en el GammaCell 200, no hay diferencia medible, entre una dosis determinada bajo condiciones de EPC y una sin EPC.
4. Existe una diferencia, en el valor de la dosis, del 6.6 % (menor) entre irradiar con la geometría descrita en el experimento 6 e irradiar colocando el contenedor al centro de la cámara de irradiación.

Bibliografía

- [At86] Attix, F. H, *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*, John Wiley and Sons, Estados Unidos, 1986.
- [BYCM03] Butson, Martin J., Yu, Peter K.N., Cheung Tsang and Metcalfe Peter, *Radiochromic film for medical radiation dosimetry*, Materials Science and Engineering R 41, 2003, pp.: 61-121.
- [FH66] Fricke, H. and Hart, E. J, Chemical dosimetry, 1966. *In radiation dosimetry*, Vol.II (F. H. Attix and W. C. Roesch, eds.), Academic Press, New York.
- [Ra05] Hugo Ramírez Pérez, *Determinación de la dosis impartida a células expuestas a un irradiador de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ y en un equipo de rayos x*, tesis para obtener el grado de Físico, Facultad de Ciencias, UNAM, México, 2005.
- [Tu95] James E. Turner, *Atoms, radiation, and radiation protection*, John Wiley and Sons, Estados Unidos, 1995.
- [Co05] Luis Manuel Colin Vargas, *Tiempo de estabilización del color en películas de tinte radiocrómico HD-810 y MD-55-2*, tesis para obtener el grado de Físico, Facultad de Ciencias, UNAM, México, 2005.
- [Ga79] Luz María García Cruz, *Calibración de fuentes de cobalto 60 de alta intensidad por medio de un dosímetro químico*, tesis para obtener el grado de Física, Facultad de Ciencias, UNAM, México, 1979.
- [Ga96] María Isabel Gamboa de Buen, *Medida de la respuesta termoluminiscente (eficiencia y supralinealidad) de LiF:Mg , Ti expuesto a*

radiación altamente ionizante, tesis para obtener el grado de Doctora en Ciencias (Física), Facultad de Ciencias, UNAM, México, 1996.

[Mc95] Mc. Laughlin W.L., MA Alsheikhly D.F. Lewis, *Radiochromic Solid-State Polymerization Reaction*, Radiat. Prot. Dosim. 66, 1995.

[Ni98] Niroomand. Rad Azam et al, AAPM Task Group 55, Radiation Therapy Committee, *Radiochromic film dosimetry*, Med.Phys.25, 1998.