



Universidad Nacional Autónoma
de México

FACULTAD DE CIENCIAS

"CALIBRACION DE FUENTES DE COBALTO
60 DE ALTA INTENSIDAD POR MEDIO
DE UN DOSIMETRO QUIMICO"

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C O
P R E S E N T A
LUZ MARIA GARCIA CRUZ

México, D. F.

1979

6588



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

I N D I C E

INTRODUCCION	1
CAPITULO I RADIOACTIVIDAD	4
Partículas Alfa	
Partículas Beta	
Rayos Gamma	
Rayos X	
CAPITULO II INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA	17
A) Radiación Corpuscular	17
Interacción de los electrones con la materia	
Interacción de las Partículas pesadas con la materia	
Interacción de los neutrones con la materia	
B) Interacción de la radiación electromagnética con la materia	22
Efecto Fotoeléctrico	
Efecto Compton	
Producción de Pares	
Dispersión Coherente	
Reacciones Fotonucleares	
C) Atenuación de la radiación monoenergética en la materia	32
Incremento de la Radiación Secundaria	
Absorción de energía de la radiación monoenergética	
Ionización y excitación producida por la radiación	
CAPITULO III DOSIMETRIA DE LA RADIACION	51
Términos y unidades dosimétricas	
Dosis Absorbida	
Razón de Dosis	
Exposición	
A) Dosimetría Absoluta	54
Cámaras de Ionización	

Calorimetría	
B) Dosimetría Secundaria	58
Dosimetría Química	59
CAPITULO IV DOSIMETRO FRICKE	68
Estabilidad de la Solución	
Mecanismo de Reacción	
Determinación de la Dosis	
Influencia de varios factores	
A) Dosímetro de Cloruro de Polivinilo	86
CAPITULO V FUENTES DE COBALTO 60	89
Descripción del irradiador utilizado (Gamma-cell-200)	92
CAPITULO VI PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL	
A) Elaboración del Dosímetro	
B) Calibración de la Unidad Gammacell 200	101
Transiente de Dosis	
Calibración de Dosis	
Distribución de Dosis en la cámara de irradiación	
CONCLUSIONES	128
AGRADECIMIENTOS	

INTRODUCCION

Durante los últimos años se ha incrementado notablemente el empleo de fuentes de radiación ionizante tanto para su aplicación a escala industrial como para fines de investigación científica.

En lo referente a las aplicaciones en la industria, las fuentes emisoras de radiación gamma han alcanzado gran comercialización en diversas áreas; entre las que podemos mencionar: preservación de alimentos, esterilización de productos de uso médico y farmacéutico y en el tratamiento por irradiación de desechos líquidos y sólidos.

Ahora bien, dada su gran aplicación se hace necesario tener un conocimiento detallado de los procesos de interacción de la radiación con la materia, así como de las propiedades (físicas o químicas) medibles, que nos proporcionan información acerca de los procesos involucrados debido a la irradiación tales como la cantidad de energía de la radiación absorbida por el material (dosis), razón de dosis, etc.

Para la determinación precisa de estas cantidades es de importancia vital el aplicar la dosimetría adecuada; la cual además de darnos información acerca de los parámetros mencionados, también puede aportar un conocimiento de las características del campo de radiación usado.

Cuando en un proceso se determina la dosis absorbida por el producto, deben tomarse en cuenta los parámetros de

irradiación como son: las características del producto y del campo de radiación, posición de la fuente, configuración geométrica de la fuente y del producto, tiempo de permanencia del producto, velocidad del transportador que lo lleva hacia la posición de irradiación, transiente de dosis, etc; todos estos factores en conjunto pueden asegurarnos que el proceso por irradiación es efectivo.

Por todo lo mencionado podemos concluir que el usar los métodos dosimétricos adecuados nos permiten hacer una determinación precisa de la dosis así como de otros parámetros de irradiación.

La dosimetría de radiaciones constituye un campo ampliamente estudiado y se han diseñado diversos métodos para determinar la energía absorbida de la radiación por un material.

A partir del conocimiento de la dosis absorbida por un material en una cierta posición de referencia en un irradiador particular, puede, por ende determinarse la razón de dosis (dosis/unidad de tiempo) y en consecuencia tener un conocimiento de la distribución de dosis en toda la cavidad de irradiación del irradiador considerado; y esto nos permite hacer la calibración de la fuente.

Precisamente, el objetivo del presente trabajo es el de describir el método empleado conducente a la calibración de la fuente de cobalto-60 perteneciente al irradiador Gamma-cell-200, utilizando para tal fin el dosímetro de sulfato fe-

roso (Fricke).

Con el objeto de que el trabajo sea autosuficiente, se mencionan en el capítulo I las características de los principales tipos de radiación emitida por isótopos radioactivos; en el capítulo II se describen los procesos de interacción de la radiación (corpúscular y electromagnética) con la materia haciendo particular énfasis en esta última. Se tratan en el capítulo III los conceptos básicos de la dosimetría de la radiación que son necesarios para el desarrollo de la parte experimental de este trabajo y se destina el capítulo siguiente para el estudio del dosímetro Fricke. Se describen posteriormente las características del Gammacell-200 en el capítulo V, y finalmente en el capítulo VI se describe el método empleado para efectuar la calibración; para lo cual fué necesario calcular el valor de la razón de dosis en el centro de la cámara de irradiación del Gammacell-200 y que nos condujo finalmente a encontrar la distribución de dosis en la misma.

I. RADIOACTIVIDAD

El término radiación incluye todo tipo de energía ya sea corpuscular o electromagnética. Se dice que la radiación es ionizante si al interactuar con un átomo es capaz de ionizarlo.

Antes de estudiar el tipo de interacciones que tiene la radiación con la materia, haremos primeramente mención de las diferentes fuentes de radiación.

Podemos clasificar a las fuentes de radiación en dos grupos: el primero que incluye isótopos radioactivos naturales o artificiales entre los que podemos mencionar ^{226}Ra , ^{222}Rn , ^{210}Po , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{32}P , ^3H , etc. En el segundo grupo están las que se generan en algunos tipos de aceleradores de partículas como por ejemplo el Generador de Rayos X, Van de Graaff, Betatrón, Ciclotrón, etc.

Los principales tipos de radiación emitida por isótopos radioactivos son: partículas alfa, partículas beta y rayos gamma.

Las partículas alfa y beta son frenadas (más que absorbidas) por absorbedores delgados, mientras que, en la misma situación una parte de rayos gamma incidentes en un material son completamente absorbidos y la parte restante es transmitida con su energía inicial total.

A continuación se describen las principales características de estos tres tipos de radiación.

Partículas Alfa

Las partículas alfa son núcleos de átomos de helio; es decir, átomos de helio que han perdido sus dos electrones.

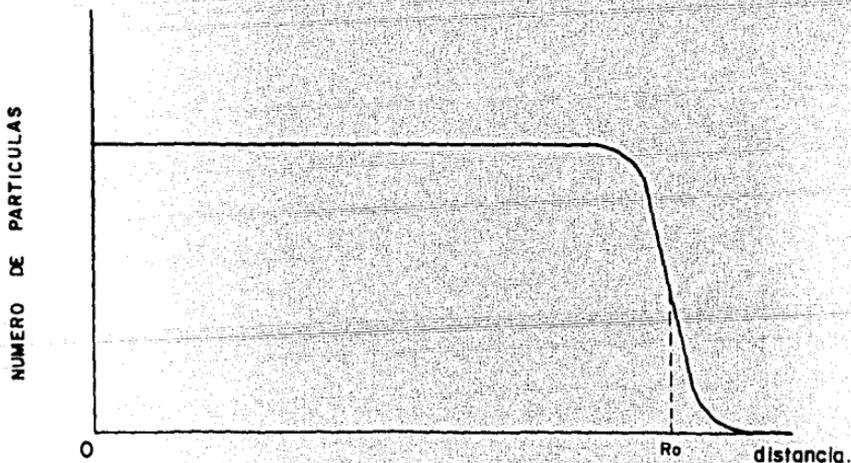
En su paso a través de la materia las partículas alfa pierden su energía debido principalmente a colisiones inelásticas con los electrones de los átomos y moléculas que se encuentran a su paso, produciéndose en consecuencia la ionización y excitación de éstos. Una característica muy importante es que las partículas alfa en cada colisión que sufren, solamente pierden una pequeña fracción de su energía, de tal forma que éstas se van frenando como resultado de un gran número de pequeñas pérdidas de energía y su trayectoria es muy cercana a una recta. Debido a que todas las partículas alfa emitidas por un núcleo radioactivo tienen la misma energía, es de esperarse que ellas penetren a la misma profundidad de un medio; sin embargo la naturaleza azarosa de las colisiones aumenta las pequeñas variaciones en el recorrido de partículas individuales. Por lo tanto el recorrido medio R_0 puede encontrarse en el punto de inflexión de la curva obtenida en una gráfica Número de Partículas contra Distancia (Figura 1a).

Habíamos mencionado que la energía de las partículas alfa va decreciendo conforme se incrementa la distancia recorrida y, generalmente la proporción de energía perdida se expresa en términos de la LET; o sea la Energía Lineal Transferida, la cual se define como la porción lineal de energía transferida (localmente absorbida) por una partícula ionizante

atravesando un medio material y sus unidades son (KeV/μ). La Figura 1b nos muestra como decrece la energía de las partículas alfa conforme se incrementa la distancia recorrida por ellas.

De los tipos de radiación emitida por isótopos radioactivos, la radiación alfa es la menos penetrante y, sin embargo es la que presenta valores mayores de LET.

Figura No. 1a.- Gráfica de Número de Partículas contra Distancia para Partículas Alfa.



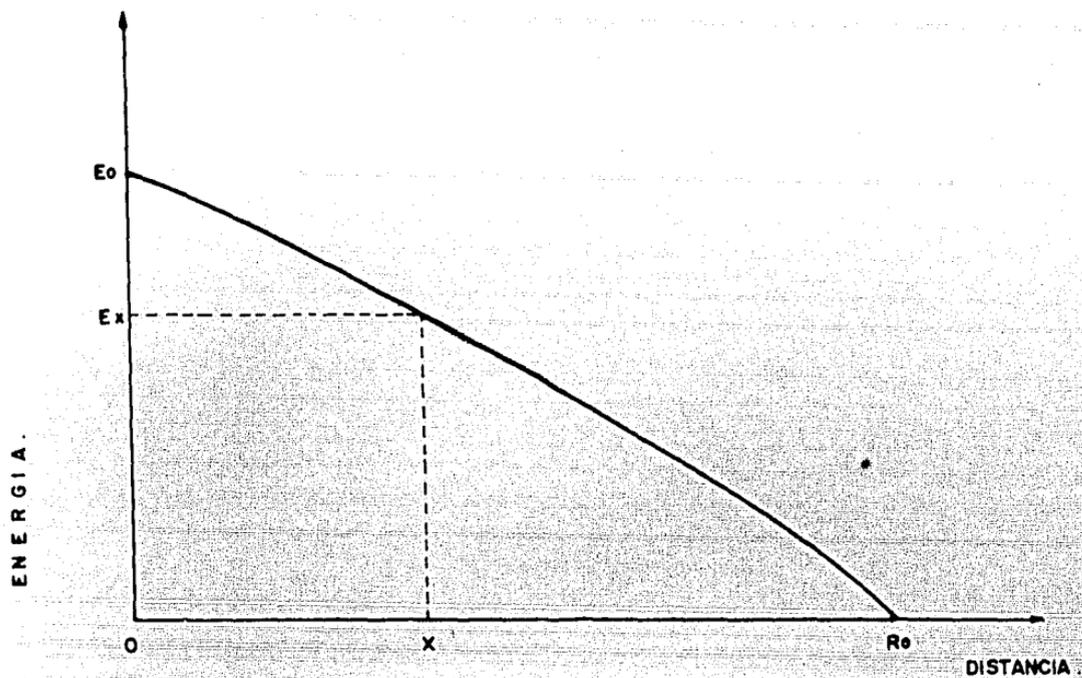


Figura No. 1b.- Energía de las Partículas Alfa como función de la Distancia recorrida en un absorbedor.

Partículas Beta

Las partículas beta son electrones rápidos emitidos por núcleos radioactivos. Las partículas beta de un elemento particular no son emitidas todas con la misma energía, sino que son emitidas con energías que van desde cero hasta un valor máximo E_β que es característico de cada elemento. Esta energía máxima E_β determina la penetración máxima que la radiación beta tendrá en la materia.

Como solamente un número pequeño de partículas beta tienen una penetración máxima, usualmente se acostumbra definir la energía promedio \bar{E}_β como representativa del espectro de energía de las partículas beta. Esta energía promedio está dada por

$$\bar{E}_\beta = \frac{\int_0^{E_\beta} EN(E)dE}{\int_0^{E_\beta} N(E)dE} \quad (1)$$

donde $N(E)$ es el número de partículas cuyas energías fluctúan entre E y $E + dE$.

Las partículas beta pierden su energía principalmente debido a colisiones inelásticas con electrones en forma similar a las partículas alfa, sin embargo como una partícula beta y el electrón con el que choca tienen la misma masa, la partícula puede perder más de la mitad de su energía en una

sola colisión además de ser deflectada a un ángulo grande; por lo tanto, las partículas beta no tienen una penetración fija en la materia, pero sí un alcance máximo o máxima distancia de penetración.

De la Figura 2 que nos muestra la gráfica del Número de Partículas (con energías desde cero a un máximo) contra Distancia, el alcance máximo R_0 se toma como el punto donde la curva de absorción se une a la radiación de fondo.

El promedio de la penetración de las partículas beta emitidas es aproximadamente la quinta parte de su máxima penetración.

Existen otros procesos de decaimiento radioactivo distintos del que da el espectro continuo de energía beta, que producen electrones monoenergéticos conocidos como electrones Auger y electrones de Conversión.

Los electrones de conversión pueden acompañarse con emisión de rayos gamma del núcleo; éstos son emitidos cuando interaccionan un rayo gamma y los electrones de las capas atómicas. Estos electrones pueden ser sacados de cualquier capa; sin embargo el proceso es más probable para electrones en las capas internas K y L.

Los electrones de conversión son expulsados de las capas atómicas con una energía cinética que es igual a la diferencia de la energía del fotón y la energía de amarre del electrón emitido; por lo que, rayos gamma monoenergéticos darán varios grupos monoenergéticos de electrones de conversión.

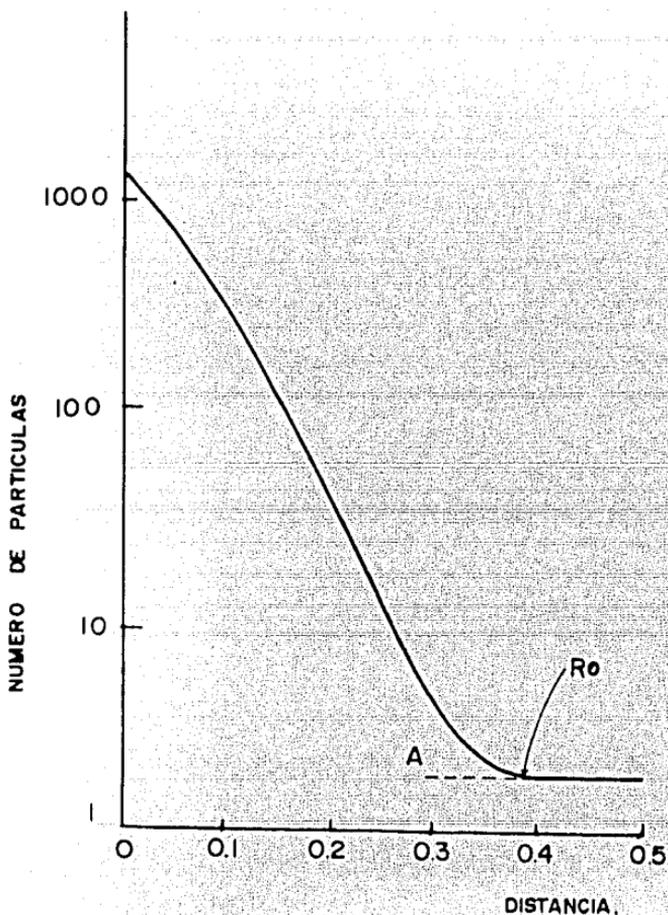


Figura 2.- Gráfica del Número de Partículas contra Distancia para partículas beta. El alcance máximo R_0 es el punto donde la curva de absorción se une a la radiación de fondo A.

Los electrones Auger surgen de un reacomodamiento de los electrones después de que se produce un vacío dejado por un electrón en una capa interna. Este vacío será inmediatamente llenado por un electrón de una capa más externa y el exceso de energía es usado en la emisión de un rayo X o por la salida de uno de los electrones del átomo. El proceso puede repetirse si el electrón que se movió para llenar la capa interna no proviene de una capa más externa y así, un número de electrones Auger pueden salir desde el vacío original.

La energía de los electrones Auger está limitada ya que no puede exceder la diferencia entre las energías de ligadura de las capas internas y externas del átomo.

Los electrones Auger y de conversión no aumentan de manera apreciable la energía de las partículas beta emitidas por ciertos isótopos, pero en algunos casos si es importante incluir su contribución.

Las fuentes de rayos beta usadas hasta el momento emplean radioisótopos artificiales como ^{32}P , ^3H , etc; los cuales pueden ser usados como fuentes externas de radiación o mezclados con el material que va a ser irradiado, como fuentes internas de radiación.

Rayos Gamma

Los rayos gamma son radiación electromagnética de origen nuclear. Los rayos gamma emitidos por isótopos radioactivos son monoenergéticos o tienen un número pequeño de energías

discretas.

Los rayos gamma tienden a perder una gran parte de su energía a través de una sola interacción (interacción que ocurre usualmente por colisiones con los electrones orbitales de los átomos que se encuentran a su paso). Ahora bien, mientras que partículas alfa monoenergéticas y electrones son frenados (más que absorbidos) por absorbedores delgados, en la misma situación, una fracción de los rayos gamma incidentes en un material son completamente absorbidos y la parte restante son transmitidos con su energía inicial total.

El número N de fotones gamma transmitidos a través de un material absorbente bajo condiciones de haz estrecho (Ver sección C del capítulo II) está dado por:

$$N = N_1 e^{-\mu x} \quad (2)$$

donde N_1 es el número de fotones incidentes; x es el espesor del absorbedor y μ es el coeficiente de absorción total del material para rayos gamma con la energía apropiada.

Los rayos gamma no tienen una penetración definida en la materia y usualmente se acostumbra a usar el término de $C_{1/2}$ capa Hemirreductora (Half Value Thickness) para relacionar el número de fotones transmitidos con el espesor del absorbedor. El valor de la capa hemirreductora es el valor requerido del espesor de un absorbedor para reducir a la mitad la intensidad de la radiación gamma (o sea el número de fotones transmi

tidos).

La capa hemirreductora puede calcularse de la ecuación 2 si se conoce el coeficiente de absorción ($HVT = 0.6937/\mu$); o bien puede encontrarse su valor en una curva de Número de Partículas contra Distancia (Figura 3).

En el caso de radiación gamma no puede aplicarse directamente la definición de energía lineal transferida (LET) ya que los rayos gamma no ionizan directamente; pero puede ser calculada de manera indirecta usando el promedio de energía de los electrones secundarios producidos por la absorción de radiación gamma.

La fuente original de radiación gamma es el Radio, encerrado en un recipiente con paredes de espesor suficiente para absorber la radiación alfa y beta. En la actualidad se utilizan principalmente el ^{137}Cs y el ^{60}Co como fuentes emisoras de rayos gamma.

Rayos X

Los rayos X son radiación electromagnética con longitudes de onda menores de 10^{-6}cm ; o sea con energías mayores de 0.1 KeV. Aunque los rayos X son radiación electromagnética al igual que los rayos gamma, se diferencian además de la energía con la que son emitidos, en que son emitidos en la parte extranuclear del átomo a diferencia de los rayos gamma que son emitidos por el núcleo.

Los rayos X pueden producirse cuando electrones de al

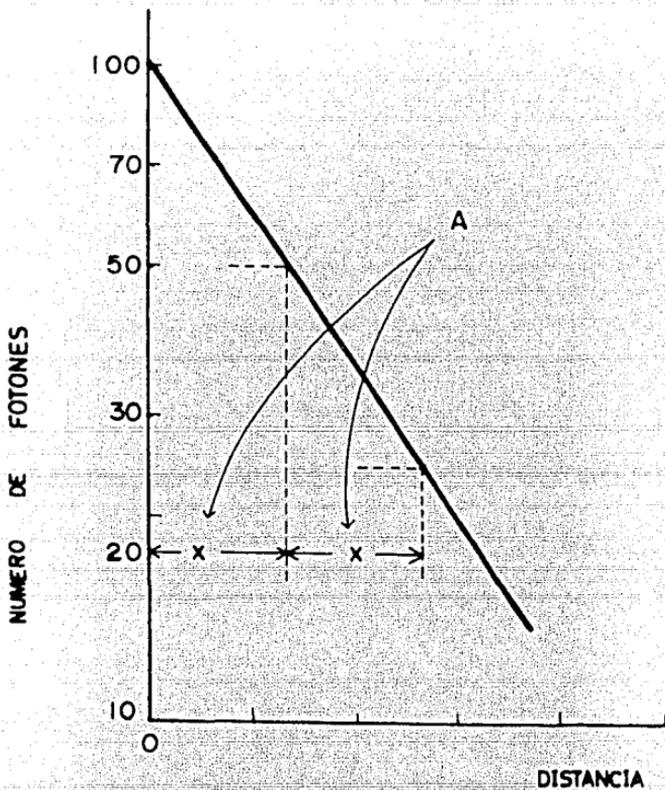


Figura 3.- Curva Número de Fotones contra Distancia para rayos gamma. Capa Hemirreductora (A).

ta velocidad son desacelerados rápidamente como ocurre cuando pasan por el campo eléctrico de un núcleo atómico. El tipo de radiación emitida de esta forma se llama radiación bremstrahlung⁽¹⁾.

Para electrones de alta energía, la razón de la pérdida por emisión bremstrahlung a la pérdida por colisiones está dada aproximadamente por⁽²⁾:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{rad.}}}{(dE/dx)_{\text{col.}}} \approx \frac{EZ}{1600m_0c^2} \quad (3)$$

donde E es la energía del electrón, Z el número atómico del material "blanco" y m_0 es la masa en reposo del electrón.

En la gráfica de Intensidad contra Energía (Figura 4) podemos notar que la energía de la radiación emitida por bremstrahlung varía desde un valor cero hasta la máxima energía de los electrones incidentes; puede apreciarse también que además del espectro continuo hay producción de rayos X con energías características. Los picos mostrados se deben a los rayos X característicos del material blanco. La radiación característica es producida por electrones de las capas exteriores que llenan vacíos en las capas interiores, eliminando su exceso de energía por la emisión de un fotón de energía característica o por la expulsión de electrones Auger. La radiación característica es solo una pequeña fracción de la radiación X total, por lo que el espectro de la energía de la radiación X puede tratarse como una curva continua.

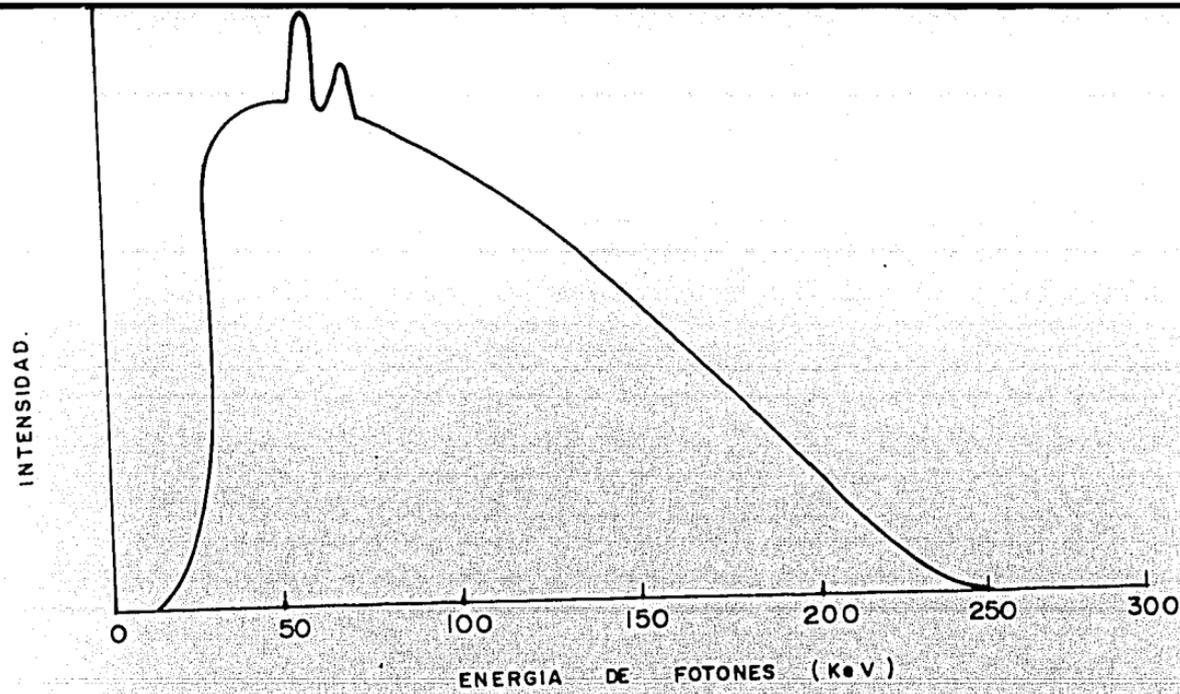


Figura 4.- Espectro típico de Rayos X

II.- INTERACCION DE LA RADIACION CON LA MATERIA

A continuación se hace una descripción de los procesos de interacción de la radiación corpuscular y la radiación electromagnética con la materia.

A) Radiación Corpuscular

a.- Interacción de los electrones con la materia

Los electrones pueden interactuar con la materia por procesos tales como: la producción de la radiación electromagnética, colisiones inelásticas y elásticas. La importancia relativa de estos procesos varía de acuerdo a la energía de los electrones incidentes y en menor grado de la naturaleza del material absorbedor.

Cuando interactúan con la materia electrones de alta energía, éstos pueden perder su energía principalmente por la producción de radiación, mientras que electrones de altas energías pueden perderla por colisiones inelásticas; para energías más bajas es de importancia la dispersión elástica.

Energía perdida por radiación.-

Cuando una partícula cargada de alta velocidad pasa cerca de un núcleo puede ser desacelerada y radiar energía electromagnética (bremsstrahlung) en una razón dada por ⁽¹⁾

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2 Z^2}{m^2} \quad (4)$$

donde z y Z son las cargas de la partícula y el núcleo respectivamente y m es la masa de la partícula. Por lo tanto, la energía perdida por radiación será mayor para partículas ligeras y para materiales de frenado de alto número atómico.

Para el caso de electrones con energías menores de 100 KeV y materiales de Z alta es despreciable la emisión de radiación bremsstrahlung; pero es la forma predominante de pérdida de energía para electrones con energías entre 10 y 100 MeV.

El espectro de energía bremsstrahlung varía desde cero hasta la energía de los electrones incidentes y es de hecho un espectro continuo de rayos X.

Bethe y Ashkin⁽³⁾ y Heitler⁽⁴⁾ han encontrado que para electrones que son desacelerados en el campo del núcleo y los electrones atómicos, la razón de energía perdida por unidad de longitud por emisión de radiación está dada,

a) Para electrones incidentes con energía cinética E , tal que $m_0c^2 \ll E \ll 137m_0c^2Z^{-1/3}$ por:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = N(Z+m_0c^2) \frac{Z(Z+1)}{137} (e^2/m_0c^2)^2 \left[\ln \frac{2(Z+m_0c^2)}{m_0c^2} - \frac{4}{3} \right] \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (5)$$

donde el efecto de apantallamiento de los electrones atómicos sobre la carga nuclear puede ser despreciado; y

b) Para electrones incidentes con energía cinética E donde $E \gg 137m_0c^2Z^{-1/3}$ por:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = N(E+m_0c^2) \frac{Z(Z+\zeta)}{137} (e^2/m_0c^2)^2 \left[4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right] \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (6)$$

y en este caso el apantallamiento es completo. En ambas ecuaciones: N es el número de átomos por centímetro cúbico; e es la carga del electrón en unidades electrostáticas de carga; m_0 es la masa del electrón en reposo expresada en gramos; Z es el número atómico del material de frenado y ζ es función del número atómico y varía entre 1.1 y 1.4 .

La formación de bremsstrahlung no produce ningún cambio significativo en el material de frenado (ionización o excitación) a menos que ésta sea subsecuentemente absorbida por él.

Energía perdida por colisiones inelásticas.-

Sabemos que las partículas cargadas también pueden perder su energía debido a interacciones de tipo coulombiano con los electrones del material de frenado produciendo ionización y excitación; y en consecuencia, los electrones son frenados y pierden su energía, pero sin que ésta llegue a tener un valor suficiente para que ocurra la emisión de bremsstrahlung.

Bethe^(3,5) derivó una expresión para la razón de energía perdida por los electrones por ionización y excitación dada por la ecuación (7).

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{2\pi Ne^4 Z}{m_0 v^2} \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2 \right] \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (7)$$

donde v es la velocidad del electrón expresada en cm/seg;
 $\beta = v/c$ e I es el potencial promedio de ionización de los átomos del material de frenado expresado en erg.

Dispersión elástica.-

La dispersión elástica ocurre entre partículas cargadas del mismo signo y es debida al campo coulombiano propio de cada partícula. Los electrones debido a su pequeña masa sufren frecuentemente este tipo de dispersión. La dispersión es mayor para electrones de bajas energías y para materiales de frenado de alto número atómico

b.- Interacción de las partículas pesadas con la materia

Las partículas pesadas (protones, deuterones, partículas alfa, etc.) interaccionan con la materia de la misma forma que los electrones, o sea por colisiones inelásticas; dispersión elástica y por emisión de bremsstrahlung. Sin embargo, la emisión bremsstrahlung es solamente importante para partículas de muy altas energías (del orden de los 1000 MeV) y la dispersión elástica no es de gran importancia, de aquí que

podamos concluir que la pérdida de energía se debe principalmente a las colisiones inelásticas de las partículas pesadas con los electrones del material de frenado.

La proporción lineal de energía perdida o poder de frenamiento por una colisión inelástica está dada por:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_0 v^2} N z \left(\ln \frac{2m_0 v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (8)$$

en esta ecuación z es la carga de la partícula y v su velocidad; $\beta = v/c$; N es el número de átomos por cm^3 e I es el potencial promedio de ionización de los átomos del material de frenado y sus unidades son erg.

Puede notarse de la ecuación anterior que el poder de frenamiento aumenta conforme la partícula se va frenando, es decir, conforme disminuye su velocidad. Por lo tanto, si dos partículas con energía igual, pero de diferente masa se comparan, la de mayor masa tendrá menor velocidad y en consecuencia una mayor proporción lineal de energía perdida.

c.- Interacción de los Neutrones con la materia

Los neutrones debido a que no tienen carga no producen ionización directamente en la materia y además interaccionan exclusivamente con el núcleo atómico. Sin embargo, los productos de interacciones de neutrones frecuentemente producen ionización y de esta forma aumentan los cambios químicos. Las

principales especies ionizantes son los protones o iones positivos pesados y los efectos químicos de la irradiación con neutrones son similares a los producidos por haces de esas partículas cargadas.

Los principales procesos por medio de los cuales interactúan los neutrones con los núcleos son: dispersión elástica, dispersión inelástica, reacciones nucleares y captura. El tipo de interacción que se lleve a cabo depende en gran parte de la energía del neutrón.

B) Interacción de la Radiación Electromagnética con la Materia

Como se mencionó anteriormente, cuando hacemos incidir un haz de fotones sobre un material de espesor finito, dijimos que una parte del haz interactúa con los átomos del material (son absorbidos), mientras que la parte restante no interactúa con éste y es transmitido con su dirección y energía originales. Así, el efecto del material "blanco" (absorbente) es el de reducir la intensidad del haz, entendiéndose por intensidad del haz al número de fotones multiplicados por su energía promedio que pasan a través de una esfera de área de sección transversal unitaria, en el punto de interés y en un tiempo unitario. Las unidades de intensidad son $\text{erg/cm}^2\text{seg}$.

La reducción en la intensidad de la radiación electromagnética que pasa a través de un pequeño espesor dx del absorbedor está dada por

$$dI = -I_1 \mu dx \quad (9)$$

donde I_1 es la intensidad de la radiación incidente y μ es el coeficiente de absorción lineal total del material cuyas unidades son cm^{-1} .

Integrando la ecuación anterior, tenemos que la intensidad de los fotones transmitidos resulta ser igual a

$$I = I_1 e^{-\mu x} \quad (10)$$

El coeficiente de absorción lineal total nos representa la fracción de fotones desviados del haz incidente por unidad de espesor del absorbedor y tiene un valor constante para cada material dado y para radiación de una energía dada; por lo cual varía de material a material y para las diferentes energías de los fotones.

Ahora, si dividimos el coeficiente de absorción lineal por la densidad ρ del material obtenemos el coeficiente másico de absorción (μ/ρ) expresado en cm^2/g que es independiente de la densidad y del estado físico del material.

Los coeficientes atómico de absorción (μ_a) y electrónico de absorción (μ_e) están relacionados con los coeficientes másico de absorción y lineal de absorción de la manera siguiente:

$$\mu_a = \frac{\mu \rho}{\rho N_0} \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{átomo}} \quad (11)$$

$$\epsilon^{\mu} = \frac{A\mu}{fN_0Z} \frac{\text{cm}^2}{\text{electrón}} \quad (12)$$

donde A es el peso atómico y Z el número atómico del material de frenado; N_0 es el número de Avogadro. Las fracciones A/N_0 y A/N_0Z dan las densidades de átomos y electrones respectivamente.

Los valores numéricos de los coeficientes atómico de absorción a^{μ} y electrónico de absorción ϵ^{μ} son del orden de 10^{-24} cm^2 por átomo o electrón y frecuentemente se expresan en términos de barn/átomo o bien barn/electrón, donde $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Los procesos por medio de los cuales interacciona la radiación electromagnética con la materia son el Efecto Fotoeléctrico, Efecto Compton, Producción de Pares, Dispersión Coherente y Reacciones Fotonucleares.

Efecto Fotoeléctrico.-

En este tipo de proceso, un fotón de baja energía interacciona con un electrón orbital del átomo, transfiriéndole a éste último toda su energía E_0 ; en consecuencia, el electrón sale del átomo con una energía igual a la diferencia entre la energía del fotón incidente y la energía E_s de enlace del electrón en el átomo.

$$E_e = E_0 - E_s \quad (13)$$

En este proceso deben conservarse tanto la energía como el momento y esto es posible si el resto del átomo retrocede, de manera que la interacción fotoeléctrica no es posible con electrones libres.

Ya que la energía de amarre de los electrones en sus órbitas depende de la cercanía de la órbita particular al núcleo, un fotón particular puede tener la energía suficiente para remover un electrón de una capa externa; sin embargo es también posible sacar un electrón de una capa más interna si el fotón tiene una energía ligeramente mayor que la energía de amarre de los electrones en esa capa. La vacante creada por la pérdida de un electrón en una capa interna es llenada por un electrón de una capa más externa con la emisión de la radiación X característica (radiación fluorescente) o con la emisión de electrones Auger de baja energía.

La probabilidad de la interacción fotoeléctrica depende también del número atómico del material; la absorción fotoeléctrica es más probable para materiales de alto número atómico y para fotones de baja energía.

Efecto Compton.

El efecto Compton se presenta cuando un fotón interactúa con un electrón, el cual puede estar libre o ligeramente amarrado, de tal forma que el electrón se acelera y el fotón es dispersado con una energía menor.

La energía del electrón dispersado es igual a la dife

rencia entre las energías de los fotones incidente y dispersado.

$$E_e = E_o - E_\gamma \quad (14)$$

De las ecuaciones de conservación de la energía y conservación del momento es posible calcular tres de las cuatro variables θ , ϕ , E_r y E_e ; donde θ y ϕ se muestran en la Figura 5. La energía del fotón dispersado está relacionada con el ángulo θ por la ecuación

$$E_\gamma = \frac{E_o}{1 + (E_o/m_o c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (15)$$

De esta ecuación podemos notar que cuando el ángulo θ es pequeño el fotón es dispersado con una pequeña pérdida de energía.

La probabilidad de que el fotón sea dispersado con una energía o dirección definida y la probabilidad de la interacción Compton como un todo fué derivada por Klein y Nishina (6).

La fórmula de Klein y Nishina para el coeficiente total electrónico de absorción Compton es:

$$e\sigma = \frac{2\pi e^4}{m_o^2 e^4} \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \frac{\text{cm}^2}{\text{elec.}} \quad (16)$$

donde $\alpha = E_o/m_o c^2$.

Este coeficiente de absorción nos da la fracción de fotones de energía E_0 que interaccionan por el proceso Compton por electrón/cm². Sin embargo, una parte apreciable de la energía de esos fotones es retenida por los fotones dispersados.

La fracción de energía de los fotones incidentes que los fotones dispersados retienen está dada por el coeficiente de dispersión Compton $e\sigma_s$.

$$e\sigma_s = \frac{2\pi e^4}{m_0^2 c^4} \left\{ \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha^3} + \frac{(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} + \frac{4\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} \right\} \frac{\text{cm}^2}{\text{elec.}}$$

(17)

y la fracción de la energía de los fotones incidentes transferida a los electrones dispersados está dada por el coeficiente de absorción Compton de energía $e\sigma_a$.

$$e\sigma_a = e\sigma - e\sigma_s \quad (18)$$

y varía de acuerdo a la energía de los fotones incidentes.

El coeficiente electrónico de absorción Compton es independiente del número atómico del material de frenado. Son predominantes las interacciones Compton para fotones con energías entre 1 y 5 MeV y materiales de alto número atómico; y para materiales de bajo número atómico con un intervalo para la energía de los fotones más amplio.

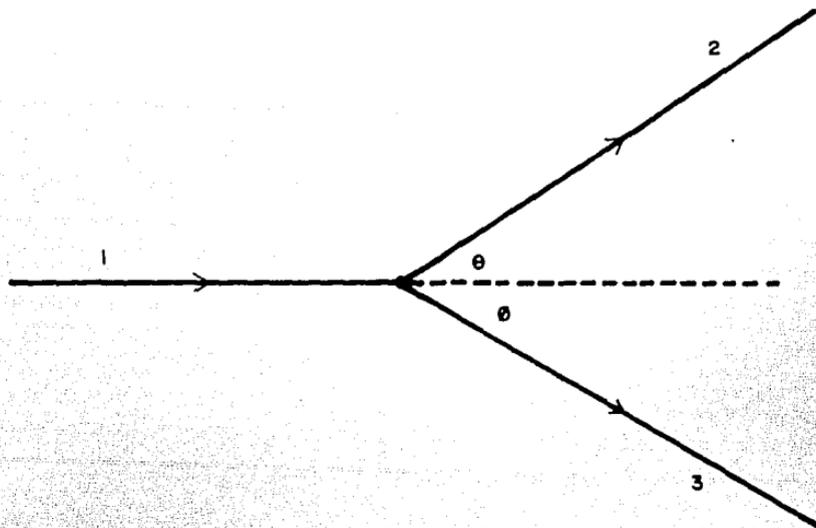


Figura 5.- Efecto Compton. (1) Fotón incidente con energía E_{γ} , (2) Fotón dispersado con energía $E_{\gamma'}$ y (3) Electrón dispersado con energía E_e .

Producción de Pares.-

El proceso de producción de pares ocurre cuando un fotón con energía E_0 (donde $E_0 \geq 1.02 \text{ MeV}$) en presencia del campo de un núcleo atómico pesado decae en un positrón y un electrón.

La producción del par no puede ocurrir si la energía del fotón es menor que la masa en reposo de las dos partículas creadas ($2 \times 0.51 \text{ MeV}$); en el caso en el que el fotón tenga una energía mayor que este umbral, la energía en exceso será repartida igualmente como energía cinética entre las dos nuevas partículas formadas. Entonces

$$E_0 = E_e + 2m_0c^2 + E_p \quad (19)$$

Cuando hay energía en exceso, el electrón del par puede de interaccionar con otros átomos produciendo ionizaciones y excitaciones hasta que este exceso de energía se termine; mientras que el positrón puede combinarse con otro electrón para producir radiación de aniquilación. (Ver Figura 6).

Si no hay energía en exceso las nuevas partículas (electrón y positrón) se recombinan formándose dos fotones en direcciones opuestas con energías de 0.51 MeV cada uno, llamándose a este proceso radiación de aniquilación.

Ya que la interacción del fotón es con el núcleo habrá una alta probabilidad de que este tipo de interacción tenga lugar con materiales de frenado de alto número atómico.

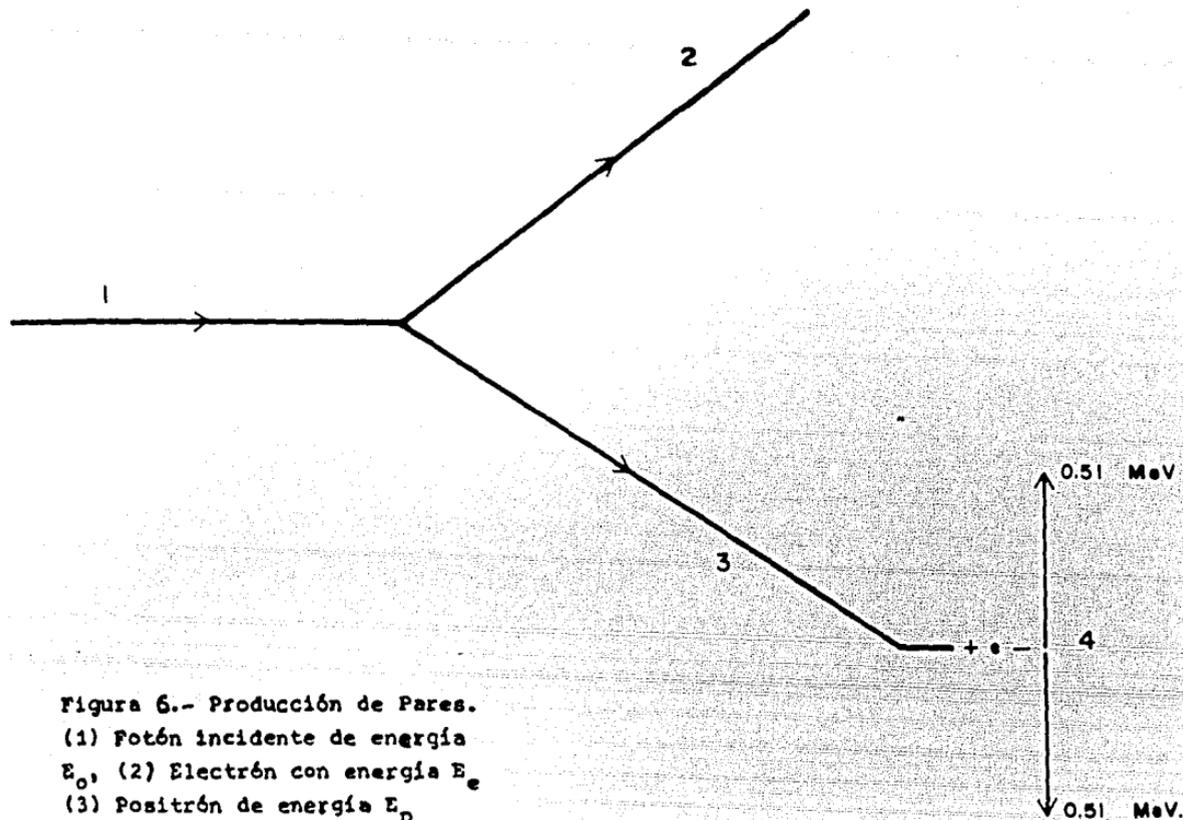


Figura 6.- Producción de Pares.

- (1) Fotón incidente de energía E_0 ,
- (2) Electrón con energía E_e
- (3) Positrón de energía E_p
- (4) Radiación de Aniquilación.

Dispersión Coherente.-

Un fotón puede ser dispersado con una pequeña pérdida de energía por varios procesos, el principal proceso es el llamado Dispersión Rayleigh el cual involucra la interacción con los electrones atómicos.

La dispersión Rayleigh es más probable que ocurra para fotones de bajas energías (menores que 0.1 MeV) y para materiales de alta Z.

El término coherente se refiere al hecho de que los efectos se combinan coherentemente; o sea por la suma de amplitudes, ya que hay una relación definida de fase entre la radiación incidente y dispersada.

La dispersión Rayleigh ocurre en un intervalo de energía en donde la sección transversal fotoeléctrica (τ) es grande. Además, el ángulo de deflexión es generalmente pequeño; y ya que el fotón es dispersado con una muy pequeña pérdida de energía, éste solamente podrá ser distinguido del haz primario bajo condiciones de haz delgado.

Reacciones Fotonucleares.-

Este tipo de reacciones tienen lugar para fotones con energías de casi 8 MeV y para materiales de alto número atómico; y para fotones cuyas energías están entre 10 a 20 MeV para materiales de bajo número atómico. En tales casos, los fotones tienen la energía suficiente para expulsar a un protón o un neutrón del núcleo atómico. La sección transversal

para estas reacciones es cero para las energías que sean menores que las energías de amarre de las partículas y generalmente aumenta a un valor máximo para fotones cuyas energías son de dos a cuatro veces mayores que la energía de amarre.

Las secciones transversales para reacciones fononu -- cleares y para la dispersión coherente son generalmente pequeñas comparadas con las secciones transversales Compton y de Producción de Pares a la misma energía.

C) Atenuación de la Radiación Monoenergética en la Materia

En la sección precedente estudiamos los coeficientes lineales de absorción para los procesos fotoeléctrico, Compton y de producción de pares, denotando a cada coeficiente τ , σ y κ respectivamente. Entonces el coeficiente de absorción total μ resulta ser la suma de los tres coeficientes anteriores.

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (20)$$

El coeficiente másico total y los coeficientes electrónico y atómico de absorción pueden calcularse de manera análoga, sumando los coeficientes parciales apropiados.

Debemos enfatizar el hecho de que un valor para el coeficiente de absorción total se refiere solamente a un material y a una energía determinada del fotón; así que, debe determinarse en cada caso el valor del coeficiente para cada

material diferente y para cada energía del fotón.

Bajo condiciones de haz delgado (Figura 7), o sea que la radiación incidente en el absorbedor está restringida a un haz delgado por medio de un colimador, la intensidad I medida por el detector está dada por

$$I = I_1 e^{-\mu x} \quad (10)$$

donde I_1 es la intensidad medida en ausencia del absorbedor, x es el espesor del absorbedor y μ es el coeficiente de absorción lineal total.

Bajo estas condiciones, la radiación medida por el detector se debe solamente a la parte del haz primario que no ha interactuado con el material absorbente de ninguna forma, mientras que la radiación dispersada (por dispersión coherente e incoherente) no es medida por el detector.

Ahora bien, bajo condiciones de haz grueso la atenuación de la radiación está dada por

$$I = I_1 B e^{-\mu x} \quad (21)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación de haz delgado y B es el factor de incremento (Build-up).

Bajo condiciones de haz grueso (Figura 8), la radiación medida por el detector no es solamente la intensidad medida bajo condiciones de haz delgado, sino que además el detector también registra una cantidad apreciable de radiación

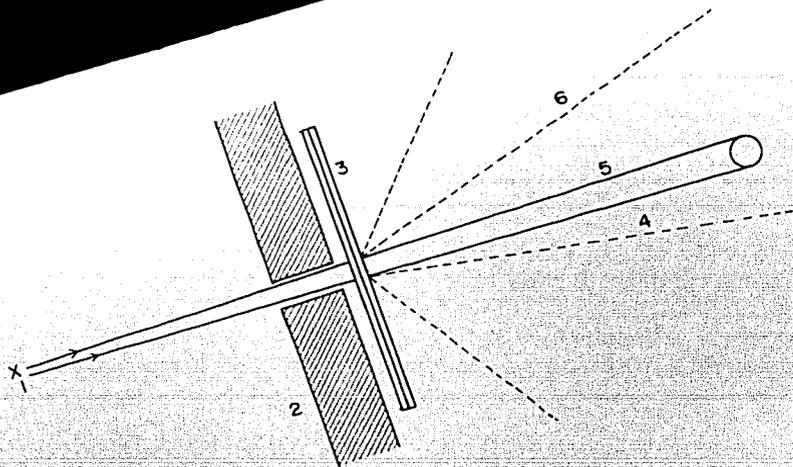


Figura 7.- Arreglo Experimental para medir los coeficientes de atenuación bajo condiciones de haz estrecho. (1) Es la fuente, (2) Colimador, (3) Absorbador, (4) Detector, (5) Es la fracción del haz incidente que no ha interactuado con el absorbador y (6) Radiación dispersada.

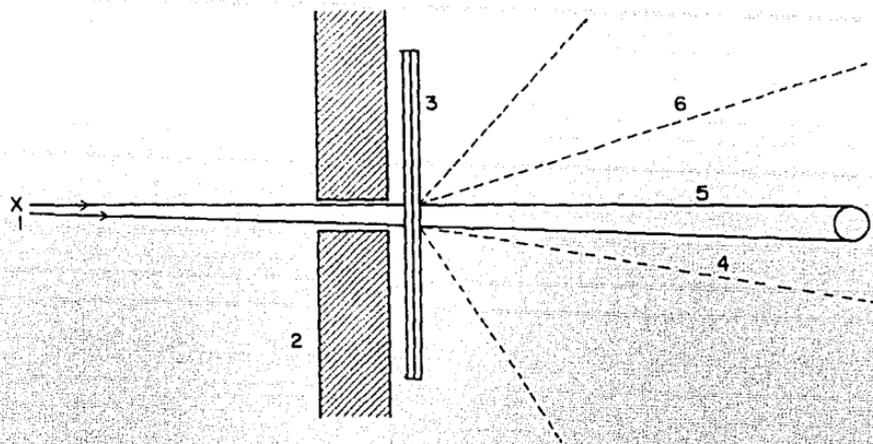


Figura 7.- Arreglo Experimental para medir los coeficientes de atenuación bajo condiciones de haz estrecho. (1) Es la fuente, (2) Colimador, (3) Absorbador, (4) Detector, (5) Es la fracción del haz incidente que no ha interactuado con el absorbador y (6) Radiación dispersada.

dispersada. En tal caso, la medida de los coeficientes de absorción no es exacta, dado que al detector llega mucha radiación dispersada.

El factor de incremento B es la razón de la intensidad medida bajo condiciones de haz grueso a la intensidad medida bajo condiciones de haz delgado y depende del tipo y espesor del material absorbente, de la energía de los fotones incidentes, del tipo de detector usado y de su posición relativa al material absorbente.

En general, la probabilidad de que un fotón interactúe con los átomos es independiente del medio que rodee al átomo. Por lo tanto, los coeficientes de absorción para átomos de diferentes elementos presentes en un material absorbente pueden ser tratados separadamente y pesados en proporción a la abundancia del elemento, para posteriormente sumar estos coeficientes y considerar al material como un todo. Los coeficientes de absorción para mezclas de compuestos son derivados de la misma manera. Los coeficientes de energía y de dispersión pueden combinarse de la misma manera que los coeficientes de absorción totales.

Incremento de la Radiación Secundaria.-

Cuando un haz de radiación electromagnética penetra en un absorbedor, la radiación de electrones secundarios se incrementa a un máximo a una distancia bajo la superficie del material que es aproximadamente igual a la máxima penetración

A PARTIR DE

ESTA PAGINA

**FALLA
DE
ORIGEN**

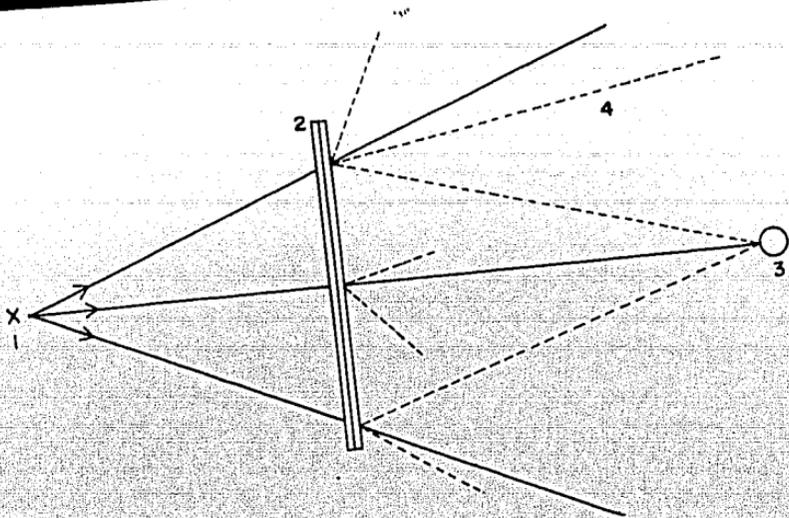


Figura 8.- Arreglo para medir coeficientes de atenuación bajo condiciones de haz grueso. (1) Es la fuente, (2) El absorbedor, (3) Detector y (4) La radiación dispersada.

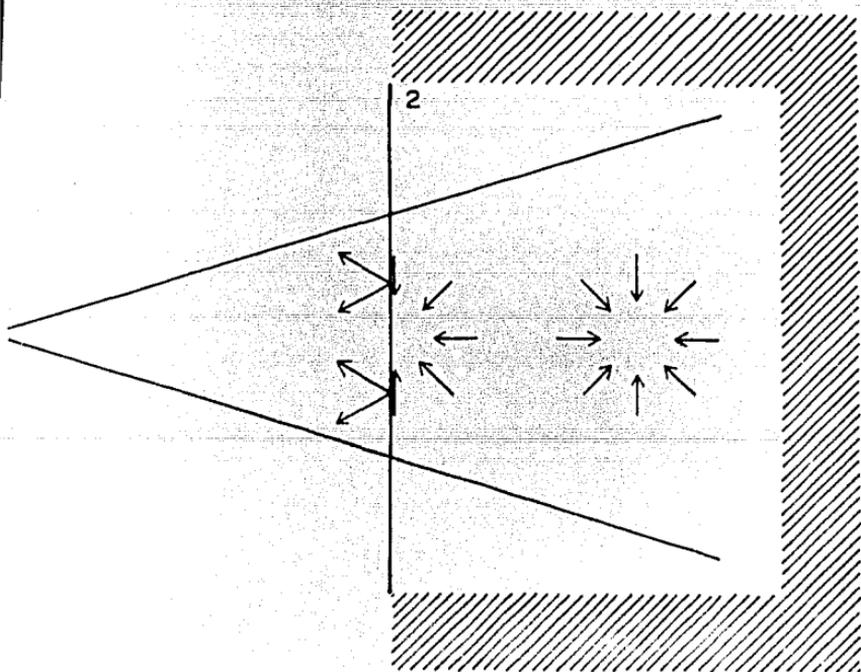
de los electrones secundarios y decae conforme la radiación primaria (haz incidente) va siendo atenuada. La razón de que suceda así se ve claramente si nos fijamos en un pequeño elemento de volumen del material absorbente inmediatamente por debajo de la superficie de éste. Este elemento de volumen contiene las trayectorias de los electrones secundarios generados en el propio volumen y las de los electrones secundarios generados fuera de él pero dispersados dentro del mismo (Figura 9). Así, al volumen le llegan electrones dispersados de todas direcciones, menos de la dirección de la superficie.

Conforme el elemento de volumen se aleja de la superficie, aumenta el volumen del material absorbedor desde el cual recibe electrones dispersados hasta que la profundidad del elemento de volumen bajo la superficie es igual a la penetración máxima de los electrones secundarios. En este punto, el elemento de volumen recibe el máximo número de electrones dispersados.

A mayores profundidades en el material absorbente, el número de electrones secundarios decrece a medida que la radiación primaria se ve atenuada. La radiación electromagnética dispersada se incrementará de manera similar; pero en general, sus efectos serán pequeños comparados con los de los electrones secundarios.

Si la penetración máxima de los electrones secundarios es pequeña, el efecto de incremento puede ser despreciado; no obstante este puede ser grande para radiación de alta energía.

Figura 9.- Incremento de electrones secundarios en un absorbedor. (1) es la fuente y (2) el absorbedor.



Parte de la radiación electromagnética dispersada y de los electrones secundarios sale en dirección contraria a la superficie del material, de tal forma que la intensidad medida en un punto P (Figura 9) frente a la superficie del material absorbedor es mayor de lo que sería en ausencia de éste. La cantidad de esta radiación retrodispersada depende de la energía de la radiación incidente, la naturaleza del material absorbedor y del área de la superficie irradiada. La radiación electromagnética dispersada, en general, será la parte de la radiación retrodispersada más efectiva debido a su gran penetración, por lo que el término retrodispersada normalmente se refiere a ésta solamente. La contribución de los electrones secundarios está siendo despreciada.

Absorción de energía de radiación monoenergética.-

Como se vió anteriormente, el coeficiente de absorción total (μ) se refiere a la atenuación de un haz delgado de radiación monoenergética pasando a través de un absorbedor, y no es una medida directa de la energía transferida al absorbedor, ya que parte de la energía del fotón incidente puede ser desviada desde el haz primario como radiación secundaria o dispersada.

Los principales procesos que originan la dispersión de fotones o la producción de electrones secundarios son:

- a) Emisión de rayos X secundarios (radiación fluorescente) desde un átomo que ha perdido un electrón por el pro -

ceso fotoeléctrico;

b) Radiación dispersada como resultado de la interacción Compton;

c) Formación de radiación de aniquilación por la combinación de un positrón (originado en la producción de un par) y un electrón;

d) Dispersión coherente, y

e) Emisión bremsstrahlung por electrones secundarios de alta energía.

Para fotones con energías entre 0.1 a 5 MeV y materiales de Z baja es solamente importante el proceso (b).

Para el caso de fotones de bajas energías y materiales con Z alta son significativos los procesos (a) y (d); y para fotones de altas energías llegan a ser importantes los procesos (c) y (e).

De hecho la energía absorbida es igual a la energía perdida por el haz primario menos la energía dispersada por los cinco procesos descritos anteriormente.

La energía absorbida puede ser igualada con la energía transferida a los electrones secundarios, si éstos no pierden energía subsecuentemente por emisión bremsstrahlung (e) y si permanecen dentro del absorbedor. Sin embargo, si la penetración de los electrones secundarios es mayor que las dimensiones de la muestra, escaparán un número apreciable y se llevarán parte de la energía que de otra manera hubiera sido absorbida. Esto puede ser corregido rodeando a la muestra con

material similar a una distancia cercanamente igual a la mayor penetración de los electrones secundarios. Bajo estas condiciones se dice que la muestra está en equilibrio electrónico.

Una serie de coeficientes de absorción relacionados con la radiación dispersada y la energía transferida a los electrones secundarios son los coeficientes de dispersión y los coeficientes de absorción de energía verdadera (μ_s , μ_a etc).

Los coeficientes de absorción lineal de dispersión (μ_s) y lineal de energía (μ_a) se definen de manera similar al coeficiente de absorción lineal total.

Así, tenemos que la reducción en la intensidad debida a la dispersión (dI_s) cuando radiación de intensidad I' pasa através de un pequeño espesor dx del material absorbente está dada por la expresión

$$dI_s = -I' \mu_s dx \quad (22)$$

de manera análoga, la reducción en la intensidad debida a la absorción de energía (dI_a) será

$$dI_a = -I' \mu_a dx \quad (23)$$

Ya que estos dos procesos nos dan la pérdida total de energía de la radiación incidente, es claro que, la reducción total en la intensidad (dI) quede expresada como

$$dI = dI_s + dI_a$$

$$dI = -I'\mu dx \quad (24)$$

donde $\mu = \mu_s + \mu_a$

Para calcular la cantidad de energía absorbida por una muestra sobre la que incide un haz de radiación de intensidad conocida se procede de la manera siguiente:

Se considera que la muestra del material absorbedor está formada por un número de capas delgadas perpendiculares a la dirección del haz incidente y cada una de espesor dx . Por lo tanto, la energía absorbida por cualesquiera de esas capas va a ser función de la reducción de la intensidad de la radiación que la atraviesa y estará dada por la ecuación (23), en esta ecuación I' es la intensidad de la radiación en la posición de cada capa. Así que, la intensidad a cualquier profundidad en el absorbedor estará dada por

$$I' = I_1 e^{-\mu x} \quad (25)$$

I_1 es la intensidad de la radiación en la superficie.

A cualquier profundidad x , la reducción en la intensidad debida a la absorción de energía es

$$dI_a = -I_1 \mu_a e^{-\mu x} dx \quad (26)$$

Integrando esta última expresión encontramos que la reducción total en la intensidad debida a la absorción de energía resulta ser igual a

$$I_a = \int_0^x I_1 \mu_a e^{-\mu x} dx \quad (27)$$

$$I_a = I_1 \frac{\mu_a}{\mu} (1 - e^{-\mu x}) \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{seg}} \quad (27)$$

Aplicando el razonamiento anterior se puede ver que la reducción en la intensidad debida a la dispersión está dada por

$$I_s = I_1 \frac{\mu_s}{\mu} (1 - e^{-\mu x}) \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{seg}} \quad (28)$$

Ahora bien, la reducción total en la intensidad del haz de radiación debida a la dispersión y a la absorción de energía se obtiene sumando las ecuaciones (27) y (28) y llegamos a que

$$I = I_1 (1 - e^{-\mu x}) \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{seg}} \quad (29)$$

Esta última ecuación pudo haberse encontrado también restando la intensidad de la radiación transmitida (Ecuación 25) de la intensidad de la radiación incidente, o sea

$$I_1 - I = I_1 (1 - e^{-\mu x}) \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{seg}} \quad (30)$$

Finalmente, si integramos la ecuación (28) con respecto del tiempo vemos que la energía absorbida por la muestra es

$$E_a = E_1 \frac{\mu_a}{\mu} (1 - e^{-\mu x}) \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2} \quad (31)$$

e integrando la ecuación (29) también con respecto del tiempo,

encontramos que la energía perdida por el haz de radiación cuando pasa a través de un absorbedor será

$$E_{\text{per.}} = E_1 (1 - e^{-\mu x}) \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2} \quad (32)$$

donde E_1 es la energía del haz incidente.

En el caso en que la radiación incidente no sea apreciablemente atenuada al pasar a través de un espesor x del material de frenado, o sea, en el caso en que μx sea pequeño, se tiene que en la ecuación (27) el término $(1 - e^{-\mu x}) \approx \mu x$; de aquí que la ecuación (31) se transforma en

$$E_a = E_1 \mu_a x \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2} \quad (33)$$

En algunos casos es conveniente expresar a μ_a en términos del coeficiente de energía másico de absorción μ_0/ρ en cuyo caso

$$E_a \left(\frac{\text{erg}}{\text{gr}} \right) = E_1 \left(\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2} \right) \frac{\mu_a}{\rho} \quad (34)$$

Conviene enfatizar el hecho de que las ecuaciones (33) y (34) son válidas solamente para el caso en que se tengan absorbedores delgados que no atenuen la radiación apreciablemente. Sin embargo, pueden ser usadas para calcular la razón (cociente) de las energías absorbidas por dos materiales de frenado diferentes expuestos al mismo haz de radiación. Así

$$\frac{(\mu_a)_{\text{A}}}{(\mu_a)_{\text{B}}} = \frac{E_{\text{i}} (\mu_{\text{a}/\rho})_{\text{A}}}{E_{\text{i}} (\mu_{\text{a}/\rho})_{\text{B}}} = \frac{(\mu_{\text{a}/\rho})_{\text{A}}}{(\mu_{\text{a}/\rho})_{\text{B}}} \quad (35)$$

El coeficiente de absorción total de energía μ_{a} es la suma de los tres coeficientes parciales relacionados con los tres procesos de absorción

$$\mu_{\text{a}} = \tau_{\text{a}} + \sigma_{\text{a}} + \chi_{\text{a}} \quad (36)$$

para el proceso fotoeléctrico

$$\tau_{\text{a}} = \frac{E_{\text{O}} - f E_{\text{s}}}{E_{\text{O}}} \tau \quad (37)$$

donde f es la probabilidad de que un electrón con energía de amarre E_{s} que sale del átomo sea reemitido como un fotón secundario de rayos X.

Para el efecto Compton

$$\sigma_{\text{a}} = e \sigma_{\text{a}} \frac{\rho N_{\text{O}} Z}{A} \quad (38)$$

y para la producción de pares el coeficiente lineal de absorción de energía es

$$\chi_{\text{a}} = \kappa \frac{E_{\text{O}} - 2m_{\text{O}} c^2}{E_{\text{O}}} \quad (39)$$

Si tenemos radiación de diferentes energías como ocurre en el caso de un haz de rayos X, la absorción de esta radiación polienergética se puede tratar como absorción monoenerg

gética considerada como una superposición de haces monoenergéticos cuya radiación penetra independientemente.

La energía absorbida por un haz de rayos X puede ser calculada de manera similar a la absorción de energía de un haz de rayos gamma monoenergéticos; así por ejemplo, basándonos en la ecuación (33) la energía promedio absorbida por una muestra de espesor x del material absorbedor sobre el cual incide un haz de rayos X está dado por

$$E_a = \int_{E_m}^{E_o} N_E (\mu_a)_E x dx \quad (40)$$

donde N_E es el número de fotones de energía E incidentes sobre el absorbedor; $(\mu_a)_E$ es el coeficiente de absorción de energía para fotones de energía E ; x es el espesor del absorbedor y E_o y E_m son las energías mayor y menor presentes en el haz de rayos X respectivamente.

Puede notarse que para calcular la absorción característica de un haz de radiación polienergética involucra la integración sobre el intervalo de energías presentes en el haz, y además se requiere el conocer el número de fotones de cada energía presente; es decir el espectro de energía del haz.

Ionización y Excitación producida por la Radiación.-

La energía perdida cuando una partícula cargada penetra en la materia y se ve frenada en ella, va dejando una

traza de átomos y moléculas ionizados y excitados.

Los estados excitados se producen cuando los electrones de los átomos y moléculas del material de frenado al ganar energía pasan a niveles superiores de energía y los iones se producen cuando la energía ganada es la suficiente para sacar uno o más electrones del átomo.

La radiación electromagnética al incidir en la materia también produce ionización y excitación de los átomos y moléculas, ya que la energía absorbida es transferida a los electrones y positrones y disipada a lo largo de las trayectorias de esas partículas. Así que, el resultado principal de la absorción de cualquier tipo de radiación ionizante por la materia, es la formación de especies ionizadas y excitadas.

Los electrones que salen como consecuencia de la ionización producida por la radiación pueden tener la suficiente energía para producir ionización y excitación de otros átomos. Si la energía de estos electrones secundarios es relativamente pequeña (menor que cerca de 100 eV) su penetración en materiales líquidos o sólidos será pequeña y cualesquiera ionizaciones secundarias que produzcan serán cerca de la ionización original, quedando las especies ionizadas o excitadas en forma de pequeñas "burbujas" cerca de la ionización original. Sin embargo, algunos electrones secundarios tendrán la energía suficiente como para llegar más lejos y formar sus propias ramificaciones de la trayectoria primaria. A este tipo de electrones se les conoce como rayos delta (Ver Figura 10).

La ionización específica es el número total de iones producidos por unidad de longitud en la trayectoria de una partícula cargada y nos da una indicación de la proporción lineal de energía perdida por una partícula cargada y de la densidad de ionización a lo largo de su trayectoria. La ionización específica incluye los iones producidos en la trayectoria de la partícula primaria y los producidos por rayos delta.

La energía perdida está relacionada con la ionización específica por medio de la energía total gastada para formar un par de iones por medio de la expresión (41).

$$\text{Ionización específica} = \frac{dE/dx}{W} \quad (41)$$

donde dE/dx es la pérdida específica de energía o poder de frenamiento y W es la energía necesaria para producir un par ion.

Los valores de W son aproximadamente independientes de la energía de la radiación y son prácticamente iguales para todos los tipos de radiación; radiación electromagnética y electrones dan los mismos valores.

Finalmente, habíamos definido a la transferencia lineal de energía (LET) como " la proporción lineal de energía perdida (absorbida localmente) por una partícula ionizada atravesando un medio material"; y habíamos calculado un valor promedio aproximado dividiendo la energía inicial de la partí-

cula entre su alcance promedio.

Sin embargo, existen algunos factores que contribuyen a que este valor promedio dé valores aproximados tales como: que la porción lineal de energía perdida por una partícula va cambiando conforme va siendo frenada y que la energía perdida por la partícula primaria en una sección particular de la trayectoria no necesariamente es absorbida localmente, sino que puede ser transferida en parte a rayos delta o a radiación electromagnética secundaria.

Rayos X y gamma transfieren toda su energía por medio de electrones secundarios que tienen una amplia fluctuación de energías y de LET.

Para la radiación de partículas cargadas, la LET para cualquier energía dada puede ser calculada usando las ecuaciones de poder de frenamiento. A partir de la ecuación (7).

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_e^4 Z}{m_0 v^2} \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right] \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (7)$$

para el caso de electrones; y la ecuación (8) para partículas pesadas, si es conocido el potencial medio de ionización del material de frenado.

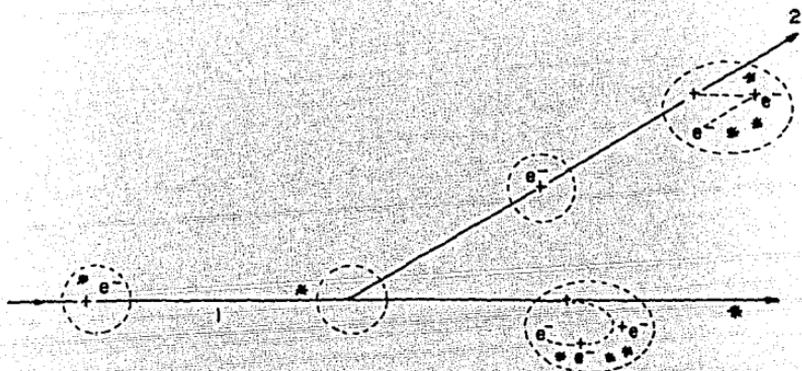


Figura 10.- Distribución de iones y moléculas excitadas en la trayectoria de un electrón rápido. (1) es la trayectoria de la partícula primaria y (2) rayo delta.

- (○) ionizaciones aisladas y burbujas
- trayectoria de electrones secundarios de baja energía
- + ion positivo
- e⁻ electrón libre
- * molécula excitada

III.- DOSIMETRIA DE LA RADIACION

El principal objetivo de la Dosimetría es la determinación de la cantidad de energía absorbida por un material expuesto a irradiación.

Antes de describir la forma o formas empleadas para realizar tal determinación, se hace necesario enunciar y definir una serie de términos y unidades que son comunes en el estudio de la dosimetría de la radiación.

Dosis Absorbida (D) .-

La dosis absorbida o simplemente dosis de cualquier radiación ionizante es la cantidad de energía absorbida por unidad de masa por el material irradiado en la región de interés y fué definida por la Comisión Internacional de Unidades y Medidas de Radiación (7) como la energía media $d\bar{E}$ cedida por la radiación a la materia en un elemento de volumen dV dividido por la masa dm en ese elemento de volumen; es decir

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} \quad (42)$$

La unidad tradicional de dosis absorbida y que dejará de ser usada a partir del año 1986, es el rad el cual está definido como la absorción de 100 ergs de energía por gramo.

Aunque también es común expresar la dosis absorbida en electrón Volts por gramo o en Watts por segundo por gramo.

$$\begin{aligned} 1 \text{ rad} &= 100 \text{ ergs/g} \\ &= 6.24 \times 10^{13} \text{ eV/g} \\ &= 10^{-5} \text{ Watts}\cdot\text{seg/g} \end{aligned}$$

En 1971, la ICRU⁽⁷⁾ acordó usar como unidad de dosis absorbida al Gray (Gy) que se define como la absorción de un Joule de energía por Kilogramo.

$$\begin{aligned} 1 \text{ Gy} &= 1 \text{ Joule/Kg.} \\ &= 100 \text{ rad.} \end{aligned}$$

Razón de Dosis (\dot{D}).-

Es la dosis absorbida por unidad de tiempo

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (43)$$

y se expresa en Grays por unidad de tiempo.

Cabe mencionar que para cualesquiera condiciones dadas de irradiación se debe especificar la dosis absorbida en el material particular de interés ya que cada material presenta diferentes propiedades de absorción de la radiación. También, como en la práctica generalmente no es posible medir exactamente D y \dot{D} en el punto preciso de interés tal como lo especifican

sus definiciones, lo que de hecho se hace es medir el valor promedio de estas cantidades sobre el volumen total del material irradiado.

Exposición (X) .-

El término exposición solamente es empleado cuando se usa radiación electromagnética con energía superior a unos cuantos MeV y es una medida basada en la habilidad de la radiación para producir ionización en el aire.

La exposición está definida como el valor absoluto de la carga total de iones de un signo, dQ , producidos en el aire por rayos X o gamma por unidad de masa, dm , del aire. Esta definición es válida según el ICRU^(7,8,9) cuando existe el equilibrio de electrones secundarios; es decir, cuando todos los electrones secundarios producidos debido a la interacción de los fotones con el aire son frenados en éste.

Entonces la exposición X está dada como

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (44)$$

y la unidad en que se expresa es el Roentgen (R) que se define como la cantidad de radiación resultante en una unidad electrostática de carga por centímetro cúbico de aire.

$$1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ coul/Kg de aire}$$

La razón de exposición es la exposición por unidad de tiempo

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \quad (45)$$

y se expresa en Roentgen por unidad de tiempo

Con el objeto de determinar la dosis absorbida por un material y que es precisamente la cantidad de interés en dosimetría, se han desarrollado diversos sistemas que sirven para tal fin.

En principio, cualquier sistema en el cual pueda medirse algún cambio en sus propiedades físicas o químicas debido a la irradiación, es considerado como un dosímetro y éste va a correlacionar tales cambios con la dosis absorbida por el mismo.

Los sistemas usados en dosimetría se clasifican en primarios o absolutos y secundarios.

A) Dosimetría Absoluta

Los métodos absolutos involucran la determinación directa de la dosis absorbida a partir de mediciones físicas tales como la ionización producida en un gas, la carga transportada por un haz de partículas cargadas o bien la energía absorbida por un material a partir de mediciones calorimétricas. Para realizar tales mediciones se utilizan cámaras de

ionización, calorímetros, etc. Sin embargo, aunque los métodos absolutos determinan con precisión la energía absorbida por el sistema, su uso no es muy satisfactorio en la práctica ya que su empleo está restringido a sistemas de naturaleza y geometría especiales, por ejemplo, en el caso de irradiación de sólidos y líquidos es necesario, si se emplea una cámara de ionización o un calorímetro, que el dosímetro y el sistema sean equivalentes con respecto a la radiación, que tengan la misma geometría y diseño con el fin de evitar los efectos geométricos de dispersión.

Generalmente los sistemas absolutos se utilizan para la calibración de dosímetros secundarios.

Cámaras de Ionización.-

Estos dispositivos lo que hacen es medir la ionización producida por la radiación. La cámara de ionización puede ser considerada como un instrumento absoluto o secundario y está formado básicamente por dos electrodos separados por un espacio lleno de gas en el cual la radiación incidente produce la ionización. Cuando se aplica un potencial a los electrodos, los iones producidos por la radiación son atraídos y colectados en ellos, midiéndose la corriente resultante o descarga de los electrones, por algún medio apropiado. La cantidad medida de esta manera resulta ser la exposición a partir de la cual puede calcularse la dosis ab -

sorbida conociendo tanto la composición del medio así como la energía o el espectro de energía de la radiación.

Para calcular la dosis absorbida por el aire (es el gas frecuentemente usado en las cámaras de ionización) o material equivalente al aire (materiales cuyas propiedades físicas, excepto densidad, son iguales a las del aire para efectos de absorción de la radiación) expuesto a radiación X o gamma y en equilibrio electrónico, se puede hacer uso de la definición del Roentgen; es decir, ya que por definición un Roentgen produce en un kilogramo de aire iones de uno u otro signo cuya carga es 2.58×10^{-4} coul, entonces

$$1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ coul/Kg} \times 6.241 \times 10^{18} \text{ esu/coul} \times 34 \text{ eV/par ion} \times 1.602 \times 10^{-19} \text{ Joule/eV} \times 1 \text{ Gy o sea}$$

$$1 \text{ R} = 0.87 \times 10^{-2} \text{ Gy} \quad (46)$$

aquí se usó un valor de 34 eV/par de iones para W_{aire} para radiación X o gamma con energía superior a los 20 KeV.

Entonces la dosis absorbida por el aire será igual a

$$D_A = 0.87 \times 10^{-2} X_A \text{ Gy.} \quad (47)$$

donde X_A es la exposición en Roentgen.

En el caso en el que el medio en donde se está produciendo la ionización sea distinto del aire, la dosis absorbida se puede determinar a partir de las medidas de ionización por cualesquiera de los dos métodos siguientes: el primero

consiste en medir la exposición en el punto considerado por medio de una cámara de ionización llena de aire y a continuación sustituir ésta por el material de interés en la misma posición que tenía la cámara, de tal forma que ambos han sido expuestos al mismo haz de radiación; el segundo método consiste en tomar las medidas de ionización con una pequeña cámara de dedal colocada en el interior del material que va a ser irradiado.

Calorimetría.-

El método de calorimetría es aplicable tanto para la calibración de sistemas dosimétricos secundarios como para realizar medidas prácticamente absolutas de la intensidad de la radiación.

Cuando un material sometido a un campo de radiación - reúne características tales que toda la energía absorbida de la radiación es transformada en calor y que tenga una buena conductividad térmica, entonces, la proporción de incremento de temperatura va a estar relacionada directamente con la cantidad de energía depositada en él. Entonces, el incremento de temperatura observado ΔT es proporcional a la energía suministrada E .

$$E = mc \Delta T \quad (48)$$

donde m es la masa del calorímetro (absorbedor) y c es la capacidad calorífica específica del material absorbedor; así

que para calcular la dosis absorbida por el material, el número de Joules por Kilogramo pueden ser convertidos a dosis absorbida usando la relación

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ Joule/Kg}$$

En la práctica, cuando se usa radiación de baja intensidad (rayos X o rayos gamma) el aumento de temperatura es tan pequeño por lo que la calorimetría no es un método conveniente de dosimetría para uso rutinario.

B) Dosimetría Secundaria

En la dosimetría secundaria se cuenta con una gran cantidad de sistemas tanto físicos como químicos, siendo estos últimos los más ampliamente desarrollados con resultados satisfactorios. En este tipo de dosimetría los sistemas empleados pueden ser sólidos, líquidos o gaseosos.

Entre los sistemas sólidos están los sistemas de degradación termoluminiscente o fotoluminiscente, placas fotográficas y plásticas. Los dosímetros líquidos son generalmente soluciones acuosas de varios compuestos y dentro de este grupo se mencionan el dosímetro Fricke, el ferroso cúprico, el sulfato cérico y el de ácido oxálico entre otros. Los sistemas gaseosos son los menos usados y entre éstos se cuenta el dosímetro óxido-nitroso.

La mayoría de estos sistemas son considerados como dosímetros químicos.

Dosimetría Química.-

En la dosimetría química, como su nombre lo indica, la dosis se determina a partir de las medidas cuantitativas de algún cambio en las propiedades químicas del sistema que tienen lugar debido a la irradiación.

Los dosímetros químicos como se mencionó previamente pueden ser sistemas líquidos, sólidos o gaseosos. Estos sistemas están considerados como dosímetros secundarios y se usan comúnmente debido a que son mucho más prácticos que los dosímetros absolutos.

Algunas de las características que debe reunir un dosímetro secundario y en especial un dosímetro químico son las siguientes:

La respuesta del dosímetro debe ser:

- (a) Proporcional a la dosis sobre un amplio intervalo;
- (b) Independiente de la razón de dosis;
- (c) Independiente de la energía y LET de la radiación;
- (d) Independiente de la temperatura, antes, durante y después de la irradiación;
- (e) Reproducible dentro de un cierto margen de error, para la mayoría de los propósitos este margen sugiere ser aceptable en el intervalo ($\pm 2\%$, $\pm 5\%$).

Además el dosímetro debe ser:

- (f) Estable en condiciones normales de trabajo tales

como exposición a la luz, aire, etc. antes y después de la irradiación;

- (g) Simple de usar; que no requiera de recipientes especiales o de instrumental analítico complejo;
- (h) Prepararse con reactivos y solventes comunes, así como que sea insensible a pequeñas concentraciones de impurezas en los reactivos o materiales, e
- (i) Independiente de pequeños cambios en la composición del dosímetro, por ejemplo, en la concentración de reactivos durante la preparación o ligeros cambios durante la irradiación como variación de pH o producción de gases.

Ninguno de los sistemas conocidos cumple con todos estos requisitos, pero el que más se apega a ellos es el dosímetro Fricke y que en la actualidad es el más ampliamente usado y es considerado como el standard secundario. La selección de un sistema estará basada en el establecimiento de prioridades de acuerdo al proceso y tipo de material que vaya a ser irradiado.

Los efectos producidos por la radiación en un dosímetro químico son causados por electrones rápidos (provenientes de un acelerador de electrones o bien fotoelectrones o electrones Compton en irradiación con rayos gamma). Cuando un electrón rápido pasa a través de un material pierde su energía gradualmente debido a las interacciones con los electrones de

los átomos y moléculas presentes en el material, produciendo ionizaciones y excitaciones. Las moléculas excitadas permiten la salida de electrones secundarios los cuales pueden ser lo suficientemente energéticos para producir ionizaciones y excitaciones posteriores y estos procesos eventualmente dan lugar a reacciones químicas. Las ionizaciones y excitaciones producidas son llevadas a cabo en un período de tiempo bastante corto y dan lugar a la formación de especies químicamente activas. En sistemas condensados estas especies están inicialmente distribuidas inhomogeneamente en forma de pequeñas burbujas a lo largo de la trayectoria de la ionización original.

Puede decirse que el proceso mediante el cual las ionizaciones y excitaciones producidas debido a la irradiación y que dan lugar a cambios químicos en la materia se lleva a cabo en tres etapas. La primera comprende desde el momento en que la radiación incide sobre la materia y produce las ionizaciones y excitaciones teniendo esta etapa una duración del orden de 10^{-15} seg; durante la segunda etapa las especies excitadas y los iones disipan su exceso de energía por ruptura de ligaduras o por transferencia de ésta a moléculas vecinas, estableciéndose el equilibrio térmico del sistema, este proceso tiene una duración del orden de 10^{-12} seg y, finalmente, la última etapa que es de aproximadamente 10^{-8} seg y se caracteriza por la difusión y reacciones químicas de las especies reactivas producidas previamente; es decir, éstas se difunden desde el lugar donde fueron originalmente producidas y

se combinan para producir reacciones químicas.

Es importante mencionar que la distribución de las burbujas (ionizaciones y excitaciones) va a depender de la LET de la radiación, así que la distancia entre burbujas puede variar desde varios miles de Angstroms para electrones rápidos hasta unos cuantos Angstroms para partículas pesadas.

En los dosímetros químicos líquidos (donde generalmente el agua es el principal componente) los efectos producidos por la radiación pueden ejemplificarse como se muestra a continuación

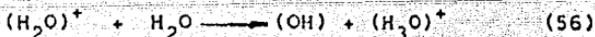
Al interaccionar la radiación con las moléculas de agua produce ionización



o excitación



posteriormente, al interaccionar las especies formadas en la ecuación (54) con otras moléculas de agua se producen radicales libres tales como átomos de hidrógeno (H); radicales hidroxilo (OH) y electrones hidratados (e_{aq}^-).



aunque también radicales libres pueden formarse por disociación.

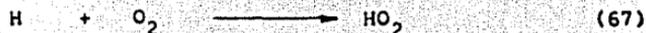


cabe mencionar que el electrón hidratado es importante solamente en soluciones de alto pH ya que para las de bajo, éste es rápidamente transformado en H (10).

Las especies que se forman durante la expansión de las trazas son los productos moleculares tales como el hidrógeno molecular (H_2) y peróxido de hidrógeno (H_2O_2) y las reacciones que tienen lugar durante este proceso son (11)



cuando el oxígeno (O_2) está presente en el sistema dosimétrico se presenta también la siguiente reacción



Tanto la LET de la radiación como la concentración del soluto son de importancia primaria en dosimetría y sus efectos en el producto obtenido pueden ser explicados cuantitativamente por la teoría de trazas (10).

Para radiación de baja LET (rayos gamma, rayos X de alta energía y electrones) los productos obtenidos de los radicales libres son altos, ya que las burbujas están ampliamente separadas y las reacciones que ocurren para formar los productos moleculares tienen lugar a una concentración de burbujas relativamente baja; mientras que para radiación de alta LET la concentración de burbujas es mayor y en consecuencia las reacciones (61), (63), (64) y (66) que dan lugar a la formación de productos moleculares se ven incrementadas, por lo que el valor G de éstos aumenta.

Se ha observado que el producto de los radicales libres se incrementa cuando la concentración del soluto se ve incrementada también; entonces, el efecto de la concentración del soluto es más pronunciado para radiación de alta LET.

Hasta ahora hemos hablado del producto obtenido de los radicales libres y de los productos moleculares pero no se ha mencionado que significado tiene éste; éstos productos se expresan en términos del número de moléculas o radicales formados por cada 100 eV de energía absorbida de la radiación y se representa por la letra G seguida por el subíndice apropiado de la especie considerada.

El valor G de un dosímetro va a estar relacionado di-

rectamente con la dosis absorbida.

En un dosímetro químico, la dosis absorbida se mide analizando el cambio cuantitativo en un parámetro dado del sistema; por ejemplo, en el caso del dosímetro Fricke se mide espectrofotométricamente el número de iones férricos formados, ya que la radiación induce oxidación en una solución de sulfato ferroso; en el dosímetro sulfato cérico se mide el decremento en el número de iones céricos; en el dosímetro ácido-oxálico se mide el número de moléculas de ácido oxálico que son descompuestas por la radiación.

En conclusión, la respuesta de un dosímetro químico va a estar dada en función del valor G medido.

Como se mencionó anteriormente una de las características deseables en un dosímetro químico es que su respuesta sea proporcional a la dosis absorbida; por lo que conociendo el valor G se puede calcular la dosis.

Por definición el valor G es igual al número de moléculas o radicales formados por cada 100 eV de energía de la radiación absorbida

$$G = \frac{\Delta n}{\Delta E} \times 100 \quad (68)$$

donde Δn es el número de moléculas o radicales formados por unidad de volumen y ΔE es la cantidad de energía absorbida expresada en eV por unidad de volumen.

Entonces la energía absorbida por unidad de volumen

estar dada por

$$\Delta E = \frac{\Delta n \text{ moléculas/m}^3 \times 100}{G} \quad (69)$$

el número de moléculas o radicales formados por unidad de volumen puede ser determinado por análisis químico (técnica de titración), o bien a partir de medidas espectrofotométricas si la Ley de Lambert-Beer es válida para el sistema. Esta ley se expresa a través de la relación

$$\text{Número de moléculas} = \frac{\Delta A \cdot N_a \cdot V}{d} \quad (70)$$

donde N_a es el número de Avogadro = 6.022×10^{23} (mol⁻¹)

ΔA es el cambio en la densidad óptica

d es la longitud de la trayectoria óptica (m⁻¹)

ϵ es el coeficiente de extinción molar (m²mol⁻¹)

V es el volumen ocupado por la solución dosimétrica expresado en (m³)

Entonces

$$\Delta E = \frac{\Delta A N_a V}{G \epsilon d} \times 100$$

dividiendo esta última expresión por la masa del sistema

$$\frac{\Delta E}{m} = \frac{\Delta A N_a V}{G \epsilon d \cdot m} \times 100$$

(*) Si al graficar la densidad óptica contra concentración la curva obtenida es lineal, esto nos muestra que la Ley de Lambert-Beer es válida, y por lo tanto n se puede calcular de la ecuación (70). La pendiente de la recta nos da el valor del coeficiente de extinción molar.

como $V/m = 1/\rho$ donde ρ es la densidad específica, entonces

$$\frac{\Delta E}{m} = \frac{\Delta A \cdot N_a}{G \cdot \epsilon \cdot d \cdot \rho} \times 100$$

y por definición de dosis absorbida $D = dE/dm$; por lo que la dosis absorbida en eV/Kg estará dada por la ecuación

$$D_{eV} = \frac{\Delta A \cdot N_a \times 100}{G \cdot \epsilon \cdot d \cdot \rho}$$

y sustituyendo el valor de N_a e introduciendo el factor para transformar eV a Joules tenemos que la dosis absorbida por la solución dosimétrica expresada en Gray se calcula a partir de la ecuación (71)

$$D = \frac{\Delta A}{\epsilon \cdot G \cdot \rho \cdot d} \times 9.64 \times 10^6 \text{ Gy} \quad (71)$$

IV.- DOSIMETRO FRICKE

El sistema dosimétrico de sulfato ferroso propuesto por H. Fricke y E. J. Hart en 1927 y que es conocido como dosímetro Fricke, ha sido generalmente aceptado como sistema dosimétrico de referencia para la calibración de dosis absorbida en un campo de radiación; así como para la calibración de otros dosímetros secundarios.

El dosímetro está basado en la oxidación debida a la irradiación de una solución acuosa de sulfato ferroso amoniacal y la dosis se determina a partir de la concentración de iones férricos formados después de la irradiación. El intervalo de dosis medido con una precisión entre el 1% y 2% de error es de 40 Gy a 400 Gy; sin embargo estos límites pueden extenderse por técnicas especiales que se discutirán posteriormente.

Composición Química.-

El dosímetro se forma disolviendo sulfato ferroso amoniacal $[\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4) \cdot 6\text{H}_2\text{O}]$; cloruro de sodio $[\text{NaCl}]$ y ácido sulfúrico $[\text{H}_2\text{SO}_4]$ en agua triplemente destilada o desmineralizada en las siguientes concentraciones:

1×10^{-3} M de $[\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4) \cdot 6\text{H}_2\text{O}]$

1×10^{-3} M de $[\text{NaCl}]$

y 0.4 M de $[\text{H}_2\text{SO}_4]$

saturado en aire.

El hecho de que se use sulfato ferroso amoniacal en lugar de sulfato ferroso se debe a que el primero se obtiene en forma más pura y estable que el segundo. El cloruro de sodio se agrega a la solución con el fin de reducir el efecto de impurezas orgánicas^(12,13), las cuales tienden a incrementar el producto de los iones férricos producidos; también con este fin, se recomienda que los reactivos usados sean de grado analítico, que el agua esté libre de impurezas orgánicas y que los recipientes usados en la preparación de la solución dosimétrica estén completamente limpios. Existen varias formas para comprobar que la solución esté libre de impurezas orgánicas y estas son: (i) que la curva obtenida de la gráfica Dosis- Respuesta sea lineal y, (ii) que el producto de los iones férricos $G(\text{Fe}^{3+})$ no se altere al agregar el NaCl a la solución. Para dosimetría de alta razón de dosis para haces de pulsos de electrones debe evitarse el agregar cloruro de sodio a la solución ya que éste tiene una influencia pronunciada sobre el producto.

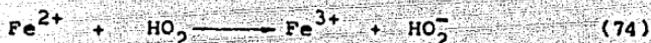
Estabilidad de la Solución.-

Debido a que la solución Fricke se oxida lentamente⁽¹⁴⁾ cuando no se ha irradiado y la razón de esta oxidación es proporcional al cuadrado de la concentración de los iones ferrosos y a la primera potencia de la concentración de oxígeno, es usual guardar la solución en recipientes oscuros a una temperatura de 15°C a 20°C. Si al comparar una muestra de

la solución con otra usada como control se observa una auto-oxidación excediéndose de unos cuantos μM por día; esto nos da una indicación sobre la presencia de impurezas orgánicas.

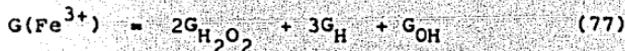
Mecanismo de Reacción.-

El mecanismo mediante el cual los iones ferrosos son oxidados por la acción de la radiación transformándose en iones férricos ha sido ampliamente estudiado (15,16). A razones de dosis bajas la oxidación de los iones ferrosos a férricos puede ejemplificarse de la manera siguiente:



Como puede notarse en este esquema, cada átomo de hidrógeno al combinarse con el oxígeno forma un radical hidroperóxido (HO_2) y cada uno de estos radicales oxida tres iones ferrosos, uno por la reacción (74) y dos por las reacciones (75), (76) y (72). Cada radical hidroxilo (OH) oxida un ion ferroso y cada molécula de peróxido de hidrógeno (H_2O_2) oxida dos

iones ferrosos. Por lo tanto el producto de los iones férricos formados por cada 100 eV de energía absorbida $G(\text{Fe}^{3+})$ puede escribirse como



todas las reacciones que ocurren son rápidas, excepto la que se lleva a cabo con el peróxido de hidrógeno (76); pero para la solución Fricke standard irradiada con rayos gamma, esto no presenta un efecto posterior en el dosímetro.

Determinación de la Dosis.-

Para determinar la dosis absorbida por el dosímetro Fricke es necesario conocer la cantidad de iones férricos formados debido a la irradiación. La técnica de titración puede ser usada para determinar tal cantidad pero el método standard usado para este fin es el método espectrofotométrico que fué propuesto por Hardwick (17); este método es comunemente empleado debido a que es más rápido, preciso y se puede hacer el análisis para bajas concentraciones de iones férricos y cantidades pequeñas de solución.

El método consiste en medir el cambio en la densidad óptica (absorbancia) de una solución irradiada con respecto a otra no irradiada tomada como referencia, a una longitud de onda a la cual los iones férricos muestran la máxima absorción.

El espectro de absorción para la solución indica el uso de una longitud de onda de 304 nm (Figura 11), aunque este valor puede variar ligeramente dependiendo de la calibración del espectrofotómetro. El intervalo usual para realizar la medida varía entre 302 nm y 305 nm.

La concentración o molaridad de los iones férricos producidos se hace en base al hecho de que la absorbancia medida es proporcional a la cantidad de iones férricos presentes; por lo tanto la concentración de iones férricos estará dada por la ecuación

$$C_{\text{Fe}^{3+}} = \frac{\Delta A}{d \cdot [\epsilon(\text{Fe}^{3+}) - \epsilon(\text{Fe}^{2+})]} \frac{\text{moles}}{\text{m}^3} \quad (78)$$

donde ΔA representa el cambio en la absorbancia, d es la longitud de camino óptico expresada en metros y $\epsilon(\text{Fe}^{3+})$, $\epsilon(\text{Fe}^{2+})$ son los coeficientes de extinción molar de los iones férricos y ferrosos respectivamente, expresados en $\text{m}^2 \text{mol}^{-1}$; se ha encontrado que a la longitud de onda de 304 nm., $\epsilon(\text{Fe}^{2+})$ es muy pequeño comparado con $\epsilon(\text{Fe}^{3+})$ por lo que su valor puede ser ignorado; entonces la ecuación (78) se reduce a

$$C_{\text{Fe}^{3+}} = \frac{\Delta A}{d \epsilon(\text{Fe}^{3+})} \quad (78a)$$

El valor del coeficiente de extinción molar varía con la temperatura y tiene un coeficiente positivo de temperatura,

de tal forma que es recomendable hacer las medidas espectrofotométricas manteniendo la temperatura del espectrofotómetro a un valor constante o bien corregir el valor ϵ medido a 25°C por medio de la ecuación (79)

$$\epsilon(\text{Fe}^{3+})_{25^{\circ}\text{C}} = \frac{\epsilon(\text{Fe}^{3+})_{t^{\circ}\text{C}}}{1 + \gamma(t - 25)} \quad (79)$$

con $15^{\circ}\text{C} < t < 35^{\circ}\text{C}$

γ es el coeficiente de temperatura de $\epsilon(\text{Fe}^{3+})_{25^{\circ}\text{C}}$ y tiene un valor de $0.7\%/^{\circ}\text{C}$; es decir $\gamma = 0.007/^{\circ}\text{C}$.

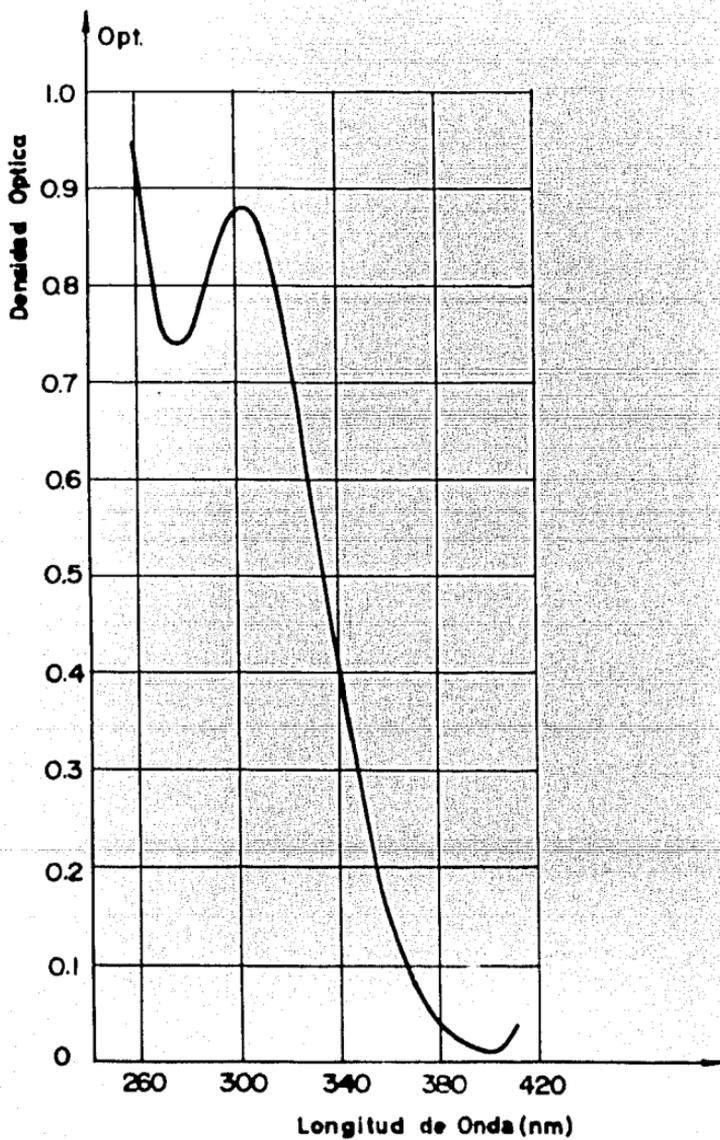
De acuerdo con lo mencionado en esta sección, si se varía la concentración de los iones férricos y se mide su absorbancia, la gráfica de absorbancia contra concentración debe ser una línea recta (para que la ley de Lambert-Beer sea válida) y la pendiente de la recta nos da el valor del coeficiente de extinción molar.

El valor de $\epsilon(\text{Fe}^{3+})$ a 25°C y a una longitud de onda de 304 nm es de $219.7 \text{ m}^2 \text{ mol}^{-1}$ (16).

La Figura 12 ilustra la ley de Lambert-Beer para la solución Fricke.

Se ha observado que si se mide la absorbancia a una longitud de onda de 224 nm , el valor del coeficiente de extinción molar aumenta casi al doble del valor medido a 304 nm y el coeficiente de temperatura en el intervalo de 20°C a 30°C decrece al 0.13% ; sin embargo, aunque la dependencia

Figura 11.- Espectro de absorción de iones férricos.



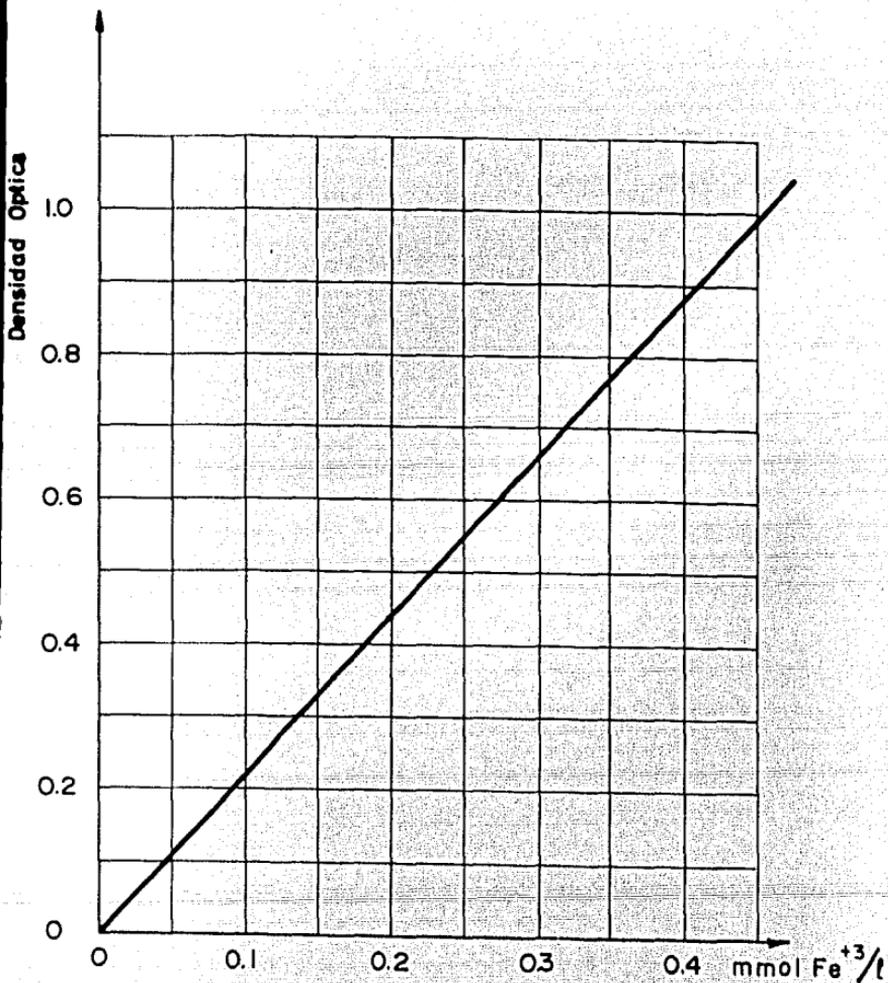


Figura 12.- Ley de Lambert-Beer para el dosímetro Fricke. (Tomada de **Laboratory Manual for Some High Level Chemical Dosimeters**; Ref.35)

con la temperatura es menor, la absorbancia de los iones ferricos no puede ser completamente ignorada. La Figura 13 nos muestra las gráficas de absorbancia-concentración medidas a 304 nm y 224 nm a 25°C .

La ecuación (78a) nos representa el número de moles por unidad de volumen de iones férricos; entonces, dividiendo esta expresión por la densidad f de la solución encontramos el número de moles por unidad de masa

$$m(\text{Fe}^{3+}) = \frac{\Delta A}{f \cdot \epsilon_{25^{\circ}\text{C}} \cdot d} \quad (80)$$

donde f está dada en Kg/m^3 ; y multiplicando esta última expresión por el número de Avogadro (N_a) encontramos el número de iones férricos (n)

$$n(\text{Fe}^{3+}) = \frac{\Delta A \cdot N_a}{\epsilon_{25^{\circ}\text{C}} \cdot f \cdot d} \quad (81)$$

Por lo tanto aplicando la definición de valor G , la energía E requerida para formar un ion férrico puede expresarse como

$$E = \frac{1}{G} \quad (82)$$

así que la dosis absorbida por la solución dosimétrica estará dada en función del número de iones férricos producidos por unidad de masa por la energía requerida para producirlos

$$D = n(\text{Fe}^{3+}) \times E = \frac{n(\text{Fe}^{3+})}{G} \quad (83)$$

y sustituyendo el valor de $n(\text{Fe}^{3+})$ en la ecuación (83) tenemos que

$$D = \frac{\Delta A \times N_a}{G \rho d \epsilon_{25^\circ\text{C}}} \quad \text{Gy} \quad (84)$$

haciendo la corrección de las medidas de absorbancia a 25°C tenemos que

$$D = \frac{\Delta A N_a}{\rho \cdot G \cdot d \left\{ \epsilon(\text{Fe}^{3+})_{25^\circ\text{C}} \left[1 + f(t-25) \right] \right\}} \quad \text{Gy} \quad (85)$$

Para irradiación con fotones o electrones con energías entre 0.5 MeV a 16 MeV y a razones de dosis menores que 2×10^7 Gy/seg se tiene que si les asignamos valores a cada una de las variables de la ecuación (84)

$$G_{\text{Fricke}} = 9.74 \times 10^{17} \quad \text{J}^{-1}$$

$$\epsilon(\text{Fe}^{3+})_{25^\circ\text{C}} = 219.5 \quad \text{m}^2 \text{mol}^{-1}$$

$$\rho = 1.024 \times 10^3 \quad \text{Kg/m}^3$$

$$d = 0.01 \quad \text{m}$$

la dosis absorbida por el dosímetro Fricke será igual a

$$D_{\text{Fricke}} = (2.75 \times 10^2) \Delta A \quad \text{Gy} \quad (86)$$

y haciendo la corrección de la temperatura a 25°C

$$D_{\text{Fricke}} = \frac{\Delta A(2.75 \times 10^2)}{1 + 0.007(t - 25)} \text{ Gy} \quad (87)$$

Influencia de varios factores.-

A continuación se analizarán los diversos factores que pueden influir en el producto del dosímetro G(Fe³⁺), tales como el intervalo de dosis absorbida, razón de dosis, energía de la radiación y concentración de los reactivos.

Intervalo de Dosis Absorbida.-

Al inicio de esta sección se mencionó que el intervalo de dosis medido con el dosímetro Fricke para radiación de baja LET es de 40 Gy. a 400 Gy. Al analizar el mecanismo de reacción mediante el cual la radiación induce la oxidación de los iones ferrosos, pudo notarse que el oxígeno presente en la solución juega un papel muy importante ya que toma parte en las reacciones involucradas; de tal forma que el límite superior de 400 Gy, queda determinado por el momento en el que el oxígeno empieza a ser consumido. Este límite puede incrementarse mediante la saturación de la solución con oxígeno (dosímetro Super Fricke), aunque en este caso la concentración de los iones ferrosos deberá también incrementarse

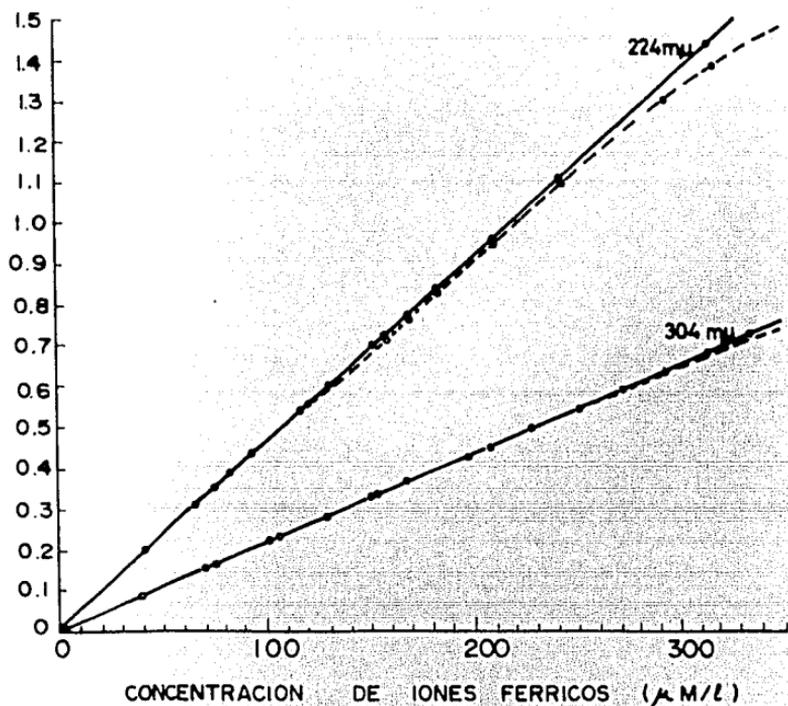


Figura 13.- Curvas de Densidad óptica- Concentración para la solución Fricke; medidas a 224 nm y 304 nm a 25° C.

(0.01 M a 0.05 M). Este sistema permite extender el límite hasta 2000 Gy. pero el incremento del oxígeno hace que el producto de iones férricos se vea incrementado también.

El límite inferior de dosis medida queda determinado por el método analítico y es igual a la mínima dosis que puede ser medida con precisión.

Es posible medir dosis menores ⁽⁹⁾ incrementando la sensibilidad del método analítico ya sea midiendo la absorbancia en celdas analizadoras de mayor longitud óptica y/o usando una escala más sensible en el espectrofotométrico; pero se requiere tener un cuidado especial en la preparación de la solución para evitar al máximo las impurezas orgánicas y por consiguiente minimizar la oxidación espontánea. Rundstan y Svedberg ⁽¹⁸⁾ y Gal ^(19,16) lograron medir dosis en la región de 0.10 Gy. a 0.20 Gy. agregando ⁵⁹Fe a la solución dosimétrica y posteriormente aislando y contando los iones férricos formados.

Dependencia de la Razón de Dosis.-

En irradiación con rayos gamma se ha encontrado que el dosímetro standard es independiente de la razón de dosis en el intervalo 1×10^{-3} Gy/seg a 40 Gy/seg. En irradiación con pulsos de electrones el producto de iones férricos es independiente para razones de dosis del orden de 2×10^6 Gy/seg.

(para pulsos producidos cada $2 \mu\text{seg.}$), para razones de dosis por arriba de este valor $G(\text{Fe}^{3+})$ decrece (20). El dosímetro Super-Fricke (0.01 M de sulfato ferroso) es independiente de la razón de dosis para razones de dosis del orden de 10^8 Gy/seg.

Dependencia de la Energía de la Radiación.-

El valor del producto de iones férricos $G(\text{Fe}^{3+})$ depende de la LET de la radiación y su valor es mayor para radiación de baja LET. Esta dependencia está basada en la distribución y difusión de las especies ionizadas y excitadas producidas por la radiación, factores que a su vez dependen de la LET de la radiación. Así, para radiación de baja LET, la mayor parte de la energía se emplea en la formación de radicales libres, mientras que las reacciones que dan lugar a los productos moleculares son mayores para radiación de alta LET.

Se ha encontrado que para radiación gamma con energías desde 0.66 MeV hasta 16 MeV , las burbujas producidas en el dosímetro Fricke están muy separadas entre sí ($\sim 10^5 \text{ \AA}$) y la LET de la radiación depende ligeramente de la energía; de tal forma que el efecto de la energía sobre el producto de iones férricos puede ser despreciable y el valor de $G(\text{Fe}^{3+})$ permanece casi constante (16,21).

En la tabla I se muestran los valores de $G(\text{Fe}^{3+})$ para radiación de diferentes energías en el intervalo de 0.66 MeV

a 16 MeV.

La Figura 14 nos muestra la gráfica de $G(\text{Fe}^{3+})$ contra la energía de los fotones. De acuerdo con esta gráfica $G(\text{Fe}^{3+})$ aumenta gradualmente desde 13.8 para rayos X de 10 KeV hasta 15.6 para rayos X de 600 KeV. En consecuencia; en este intervalo de energías es necesario conocer la energía efectiva de la radiación usada. A partir de la energía 0.66 MeV hasta 10 MeV el valor de $G(\text{Fe}^{3+})$ permanece casi constante; por lo que en este intervalo de energía de los fotones se considera que el producto es independiente de la energía de la radiación.

Frankenberg (22) propone un dosímetro de sulfato ferroso independiente de la energía en un intervalo entre 25 KeV a 50 MeV en el cual la dependencia del valor $G(\text{Fe}^{3+})$ a bajas energías de fotones es balanceada agregando a una solución 0.05 M de H_2SO_4 una pequeña cantidad de material de alto número atómico lo cual permite que haya un incremento de absorción de energía. El material que se agrega a la solución es Cs_2CO_4 en una concentración de 3.5×10^{-3} M.

Influencia de la concentración de los reactivos usados en la preparación de la solución Fricke.-

Cuando se irradia la solución de sulfato ferroso con radiación de baja LET, se ha encontrado que el producto de

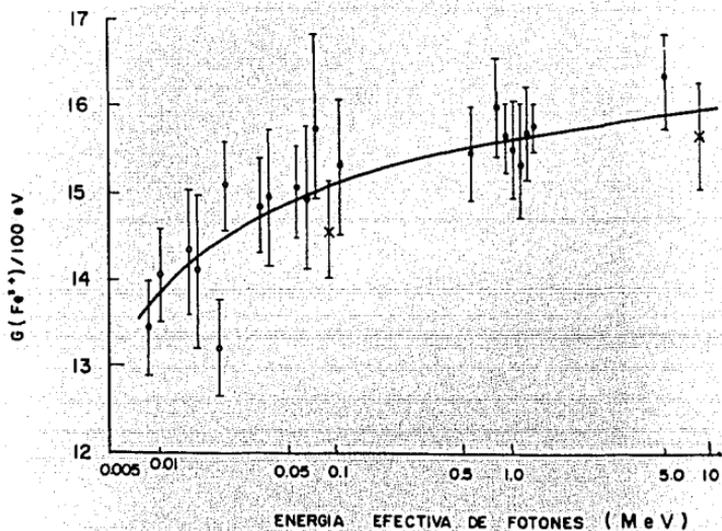


Figura 14.- Valores de $G(\text{Fe}^{3+})$ para diferentes energías efectivas de fotones. Los valores (x) son los reportados por Fricke y Hart y (o) tomados de la tabla I.

iones férricos es independiente de la concentración del ácido sulfúrico si ésta se encuentra en el intervalo de 0.05 M a 0.4 M ⁽²³⁾, ya que la diferencia entre las absorbancias para una concentración 0.05 M de H₂SO₄ y la de 0.4 M es muy pequeña (Figura 15). También el producto es independiente de la concentración de iones ferrosos entre 5×10^{-2} M y 10^{-4} M; a una concentración más alta de los iones ferrosos se observa un decremento en el producto.

Para radiación de alta LET se observa una ligera dependencia del producto de iones férricos con la concentración de los iones ferrosos ⁽²⁴⁾.

Ahora bien, la dependencia del producto con respecto a la concentración de los reactivos estriba en el hecho de que al alterar la concentración del ácido sulfúrico, la densidad de la solución se ve modificada (Ecuación 85) y en consecuencia el coeficiente de absorción o poder másico de frenamiento de la solución cambia y por lo tanto la cantidad de energía absorbida variará también.

La concentración usual del cloruro de sodio es de 10^{-3} M; aunque una concentración de 10^{-2} M también proporciona resultados satisfactorios ⁽¹²⁾.

Influencia de la Temperatura de irradiación.-

El producto del dosímetro se reduce ligeramente (casi 0.1%/°C) cuando se incrementa la temperatura de la solución

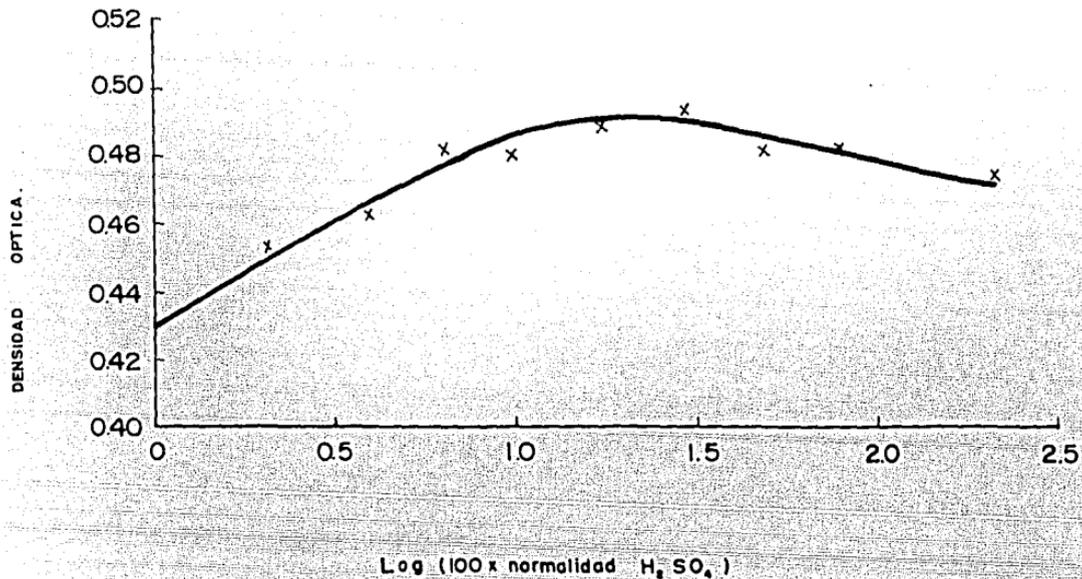


Figura 15.- Absorbancia de iones férricos contra concentración del ácido sulfúrico.

durante la irradiación (25,26). Un incremento en la temperatura de la solución permite que su densidad disminuya, lo cual implica que la absorción de energía por unidad de volumen decrezca también; pero esto no afecta directamente a la absorción de energía por unidad de masa, cantidad en la que está basada la dosis absorbida; por lo tanto, la temperatura de irradiación no es de importancia en la práctica.

Dosímetro de Cloruro de Polivinilo (PVC).-

El dosímetro de cloruro de polivinilo (PVC) es usado como dosímetro secundario y el efecto que produce la radiación sobre él es un cambio de coloración.

La dosis absorbida se determina a partir del cambio de color desarrollado por el dosímetro después de la irradiación, midiendo el cambio de absorbancia a una longitud de onda de 395 nm .

Cuando el PVC es expuesto a la radiación se lleva a cabo un proceso de deshidroclorinación que dá como resultado final la formación de sistemas de doble ligadura conjugados.

El mecanismo de formación de color puede explicarse a partir de la formación de centros de color, o sea que los electrones son atrapados en las vacancias de la red causando una absorción en la banda visible.

Al irradiarse el PVC se torna primero verde, después

amarillo, ámbar y hasta café rojizo dependiendo de la dosis absorbida. Es necesario enfatizar el hecho de que aún después que ha sido irradiado, debido a la acción del calor se siguen llevando a cabo deshidroclorinaciones espontáneas, mismas que dan lugar a la intensificación del color en el dosímetro. El color sigue desarrollándose a un máximo entre tres y cuatro días a la temperatura ambiente; sometiendo la película de PVC a temperaturas más elevadas se acelera el desarrollo del color por lo que, para fijar totalmente el color, después de la irradiación el dosímetro debe ser sometido a un tratamiento térmico durante varias horas.

Es necesario que el PVC no contenga plastificantes ya que éstos absorben energía lo suficientemente como para restringir la formación del color.

El cambio de color o respuesta del dosímetro depende de la razón de dosis y, el intervalo usual de dosis absorbida varía entre 5 y 60 KGy .

Tabla I

Valores de $G(\text{Fe}^{3+})$ del dosímetro Fricke para radiación de diferentes energías.

Energía efectiva de fotones o electrones (MeV)	$G(\text{Fe}^{3+})$	Referencia
16	15.2	Geisselsoder (1963)
6.3	15.7	Zsula (1957)
10	15.9	Shalek (1962)
2.00	15.45	Schuler and Allen (1956)
1.25	15.6	Hochanadel and Ghormley (1953)
1.25	15.8	Lazo (1954)
1.25	15.7	Holm (1961)
1.25	15.42	Keene and Law (1963)
1.25	15.55	Davies (1963)
1.25	15.9	Shalek (1962)
1.25	15.9	Haybittle (1956)
1.3	16.4	Weiss (1954)
0.69	15.4	Donaldson and Miller (1955)
0.66	15.7	Shalek (1962)

Valores tomados de Attix and W.G. Roesch, eds., "Chemical Dosimetry", cap. 12, 191(1966)

V.- FUENTES DE COBALTO - 60

El empleo de fuentes de radiación gamma para uso industrial así como a nivel de investigación, se ha incrementado aceleradamente, siendo el cobalto- 60 la fuente más empleada debido a su alto poder de ionización y su fácil preparación.

Las principales características del cobalto- 60 son :

Estado físico	:	Sólido
Punto de fusión	:	1495°C
Densidad	:	8.9 gr/cm ³
Vida media	:	5.27 años
Energía de la radiación beta emitida	:	0.31 MeV (> 99%) 1.48 MeV (0.01%)
Energía de la radiación gamma emitida	:	1.17 MeV (≈100%) 1.33 MeV (≈100%)
Energía de la radiación gamma por desintegración	:	2.50 MeV

El cobalto-60 es producido por la reacción

$^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$ en un reactor nuclear.

Las diversas fuentes de cobalto-60 son diseñadas de tal forma que la auto- absorción sea reducida al máximo posible pero manteniendo una alta actividad lineal.

El cobalto-59 es preparado en varias formas y dos de

las más comunes son: pequeños cilindros de alrededor de 1 mm de diámetro por 1 mm de altura; o bien cilindros de 6.25 mm de diámetro por 25 mm de altura son bombardeados con neutrones en un reactor nuclear produciéndose cobalto-60. La actividad que se obtiene varía entre 10 Ci/g a 100 Ci/g de cobalto.

Se describen a continuación algunas de las fuentes más comunmente empleadas⁽²⁷⁾.

Mark I .-

La fuente Mark I (Figura 16) fabricada por el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL) en los Estados Unidos de Norteamérica consiste de cuatro barras de cobalto-59 cada una de 65 g encapsuladas individualmente con acero inoxidable e introducidas en un cilindro de acero inoxidable. Estos cilindros son sometidos a un bombardeo con neutrones y después de su activación se les aplica una segunda encapsulación. Las dimensiones finales de la fuente son de aproximadamente 33.5 cm de longitud por 2 cm de diámetro y su actividad varía entre 10 Ci/g a 125 Ci/g del cobalto original.

Mark II .-

En esta fuente la primera encapsulación de acero inoxidable está soldada al cobalto y en dimensiones es aproximadamente igual a la Mark I. Las barras de cobalto son de 52 g y el espesor del acero inoxidable es de 0.037 cm; pero la

fuelle puede ser modificada incrementando el contenido de cobalto a 70 g por lo cual se disminuye el espesor de la cubierta de acero. Su actividad está en el intervalo de 4000 Ci/g a 8000 Ci/g.

Este tipo de fuentes se colocan normalmente en estructuras como la mostrada en la Figura 17 y así son introducidas en el blindaje del irradiador seleccionado

Fuente C-188.-

En la Figura 18, se muestra un diagrama de la fuente C-188 fabricada por la compañía Atomic Energy of Canada, Ltd (28). En esta fuente varios cilindros de cobalto son doblemente encapsulados con acero inoxidable y con tapas de acero inoxidable soldadas a la doble pared. Sus dimensiones son aproximadamente 45 cm de largo por 0.96 cm de diámetro. El contenido de cobalto es alrededor de 112 g con una actividad de 30 Ci/g para dar un total de 3360 Ci.

Fuentes COP y COA.-

Las fuentes COP y COA fabricadas por el Departamento de Energía Atómica de Francia (29) se preparan de manera similar a las Mark I y C-188. En estas la primera encapsulación está soldada al cobalto.

La actividad específica de las fuentes COP-1, COP-2 y

COP-3 esta entre 20 y 50 Ci/g y la de las fuentes COA entre 3000 y 5000 Ci/g.

A) Descripción del Irradiador utilizado

El diseño de un irradiador depende del tipo de material que va a irradiarse, del espacio disponible para la instalación, la uniformidad de dosis requerida y las condiciones en las que se necesita irradiar. Entre los diferentes tipos de irradiadores podemos mencionar el Gammacell-200, el cual utiliza cobalto-60 como fuente de radiación.

Irradiador Gammacell-200.-

El irradiador Gammacell-200 propiedad del Centro de Estudios Nucleares de la UNAM fué construido por la Compañía Atomic Energy of Canada, Ltd. Básicamente la unidad está formada (30) por la fuente de cobalto-60 de forma anular rodeada por un blindaje de plomo y una cavidad en la cual se introducen las muestras para ser irradiadas, que se localiza en un émbolo cilíndrico de acero inoxidable, el cual puede moverse verticalmente a través del centro de la fuente hasta la posición de irradiación. En la Figura 19 se muestra una vista general de la Unidad Gammacell-220 que es similar al Gamma-cell-200 con la diferencia de que en la primera, la cámara de irradiación tiene dimensiones un poco mayores (15.2 cm de diá

metro por 20.6 cm de altura).

El émbolo puede llevarse desde la posición de carga; es decir la posición en la que se introducen las muestras para su irradiación, hasta la posición de irradiación, por medio de un motor eléctrico accionado por controles automáticos localizados en la parte frontal de la unidad.

Como accesorio adicional el émbolo cuenta con un orificio de 3.17 cm de diámetro por medio del cual es posible introducir cables o tubos delgados para la irradiación de líquidos y gases a flujo continuo cuando la unidad está irradiando muestras convencionales en la cámara de irradiación. Además, la unidad está provista de un reloj, el cual automáticamente da por terminada una irradiación después de un tiempo previamente fijado. El tiempo mínimo para usar este control automático de tiempo es de 18 minutos y el límite superior es de 120 horas.

La cámara de irradiación esta situada en la parte central del émbolo, tiene un diámetro de 8.6 cm por 13.9 cm de altura. Las muestras se introducen en ella en recipientes apropiados. Pueden introducirse bolsas o paquetes con muestras sólidas o recipientes con líquidos. Normalmente cuando se irradian líquidos no se requiere agitarlos ya que prácticamente la dosis es uniforme en toda la cavidad.

A continuación se hace una breve descripción de como estan constituidas las partes principales de la unidad.

Embolo.-

El émbolo es un cilindro de acero de 135.2 cm de altura y 9.5 cm de diámetro y consta de cuatro componentes que son: el tapón superior, la parte superior del émbolo, la cámara de irradiación y la parte inferior del émbolo.

El tapón superior es un cilindro lleno de plomo de 12.7 cm de altura por 6.0 cm de diámetro y funciona como escudo protector para prevenir fugas de radiación cuando el émbolo está en la posición de irradiación. A continuación del tapón se localiza la parte superior del cuerpo del émbolo que es un cilindro parcialmente lleno de plomo; su diámetro es de 9.5 cm por 40.6 cm de altura y en su parte superior se localiza el orificio de 3.1 cm de diámetro que permite el acceso hasta la cámara de irradiación de cables o tubos delgados para la irradiación de líquidos y gases a flujo continuo.

La porción central del émbolo está ocupada por la cámara de irradiación en donde se introducen las muestras que van a ser irradiadas y cuyas dimensiones se mencionaron previamente. Finalmente, la parte inferior del cuerpo del émbolo es un cilindro que contiene plomo; tiene un diámetro de 9.5 cm y 79.1 cm de altura; esta parte del émbolo funciona como escudo protector inclusive cuando éste se encuentra en la posición de carga.

Contenedor de las Fuentes de Radiación.-

Las fuentes de radiación utilizadas por el Gammacell-200 se encuentran distribuidas en un contenedor (como el mostrado en la Figura 17 que se localiza en el interior de la unidad y al estar el émbolo en la posición de irradiación, el contenedor coincide con la parte central del émbolo, es decir con la cámara de irradiación. El contenedor es de acero inoxidable y tiene una altura de 14.4 cm; su diámetro es lo suficientemente más grande que el diámetro del émbolo, de tal forma que no hay fugas de radiación. En el contenedor se encuentran distribuidos 24 lápices de cobalto-60 que son las fuentes de radiación.

Fuentes de Radiación.-

Los lápices o fuentes de radiación de la unidad Gamma cell-200 son de forma cilíndrica y tienen una altura de 13.97 cm. Cada lápiz contiene en su interior cinco pequeñas barras de cobalto-60 cada una de las cuales esta encapsulada individualmente con acero inoxidable y soldadas al cilindro (lápiz).

Las fuentes de este irradiador se preparan de manera similar a las fuentes previamente descritas, es decir el cobalto-60 se obtiene a partir de la reacción $^{59}\text{Co} (n, \gamma) ^{60}\text{Co}$ y luego de este proceso las pequeñas barras de cobalto se introducen en un cilindro de acero inoxidable y cuyas tapas son

soldadas; de tal forma que esta estructura tiene la apariencia de un lápiz. La capacidad de la unidad Gammacell-200 es de 3600 Ci.

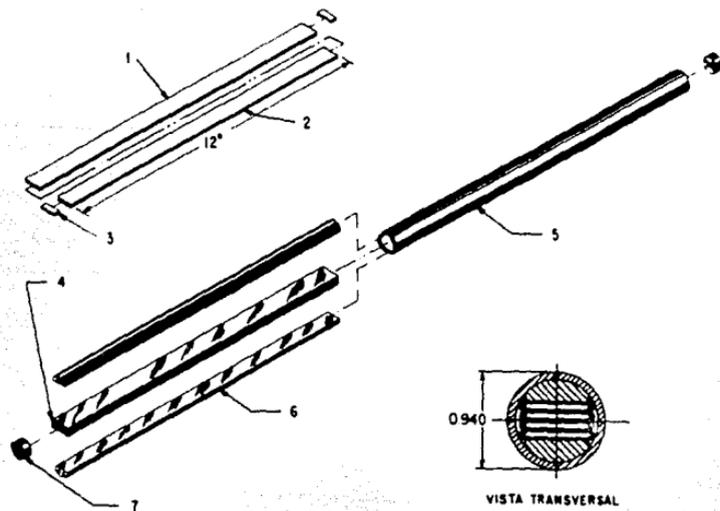


Figura 16.- Esquema de una fuente de ^{60}Co del tipo Mark I. (1) cubierta de acero inoxidable, (2) barra de ^{59}Co , (3) tapa de acero inoxidable, (4) paquete de cuatro barras de ^{59}Co cada una con su cubierta de acero inoxidable, (5) cilindro, (6) y (7) tapas de aluminio.

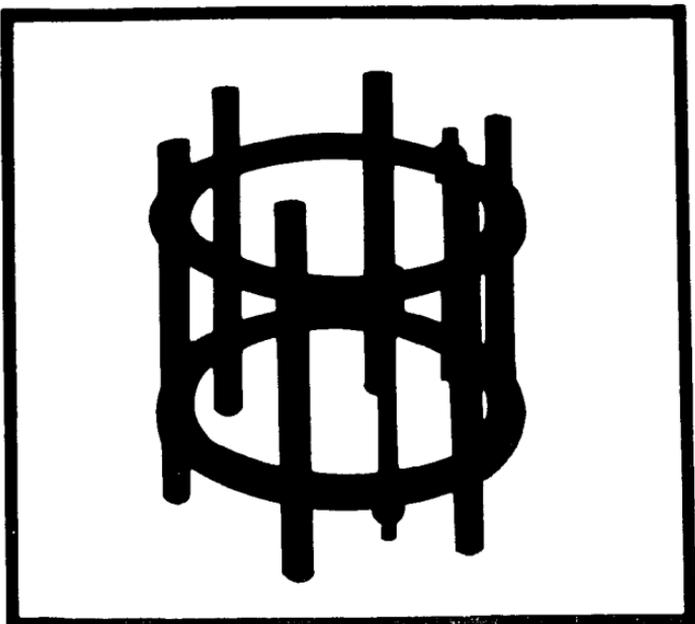


Figura 17.- Esquema del montaje de un irradiador de ⁶⁰Co. Tomado de catalog 8, U. S. Nuclear Division of International Chemical and Nuclear, Corp., U.S.A.

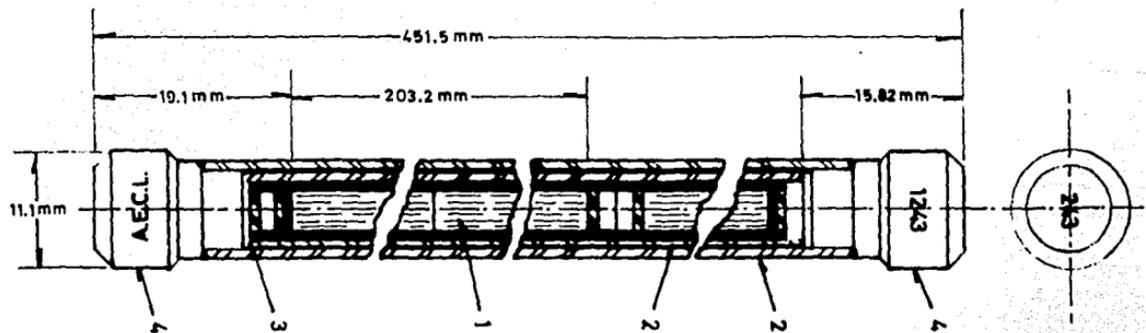


Figura 18.- Esquema del corte transversal de la fuente C-188. (1) indica el ^{60}Co , (2), (3) y (4), los cilindros, separadores y tapas de acero inoxidable respectivamente.



Figure 1.- Irradiator Gammacell 220

VI.- PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

A) Elaboración del Dosímetro.-

Como se mencionó previamente el dosímetro Fricke es una solución compuesta por sulfato ferroso amoniacal $[\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4) \cdot 6\text{H}_2\text{O}]$, cloruro de sodio $[\text{NaCl}]$ y ácido sulfúrico $[\text{H}_2\text{SO}_4]$ disueltos en agua triplemente destilada o desmineralizada en las siguientes concentraciones:

$$\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4) \cdot 6\text{H}_2\text{O} : 1 \times 10^{-3} \text{ M}$$

$$\text{NaCl} : 1 \times 10^{-3} \text{ M}$$

$$\text{H}_2\text{SO}_4 : 4 \times 10^{-1} \text{ M}$$

Para preparar mil mililitros de solución dosimétrica con las concentraciones de los reactivos mencionadas, se disuelven 0.392 gr de sulfato ferroso amoniacal y 0.058 gr de cloruro de sodio en 12 ml de una solución 0.4 M de ácido sulfúrico. Esta última se prepara disolviendo 22.5 ml de ácido sulfúrico concentrado (densidad = 1.84 g/cm^3) en agua desmineralizada (millipore) hasta formar los 1000 ml de solución (aforando).

Las cantidades de sulfato ferroso amoniacal y de clo-

ruro de sodio fueron medidas en una balanza analítica Sartorius modelo 2472 que previamente fué calibrada y que nos permitía tomar las lecturas con un error de ± 0.05 mg; las medidas de ácido sulfúrico fueron realizadas con una pipeta graduada en mililitros con un error de ± 0.05 ml .

Se hace necesario mencionar que los reactivos usados en la elaboración del dosímetro sean de grado analítico así como que los recipientes usados sean lavados exhaustivamente para evitar al máximo la presencia de impurezas orgánicas. Los recipientes (matraces, pipetas, etc.) quedan libres de impurezas si son lavados primeramente con agua (en caliente) y después tratados con una mezcla de dicromato de potasio, ácido sulfúrico y agua destilada (llamada mezcla crómica) durante 72 hrs. Luego de ser sometidos a este tratamiento deben ser enjuagados perfectamente con agua destilada y después con el mismo tipo de agua usada en la preparación del dosímetro. Una vez preparada la solución, es conveniente que todos los recipientes en los cuales permanezca la solución sean forrados con papel aluminio para proteger a la solución de la luz.

B) Calibración de la unidad Gammacell-200 .-

La calibración de la fuente de cobalto 60 perteneciente a la unidad Gammacell-200 fué realizada en base a la determinación de la razón de dosis en la parte central de la cámara de irradiación utilizando el dosímetro Fricke.

Para la irradiación, la solución de sulfato ferroso

se colocó en tubos de vidrio de 102 mm de longitud por 12.7 mm de diámetro; para lograr que la parte central del tubo coincidiera con el centro de la cámara fué necesario diseñar y elaborar un soporte para los tubos el cual nos permitiera centrar los en la cavidad de irradiación.

El soporte se diseñó de tal forma que estuviera sostenido en la parte superior de la cámara lo cual nos permitía que el tubo quedara expuesto al campo de radiación sin que ningún otro objeto interfiriera entre ambos, y fué construido de un material que no atenuara y reflejara la radiación apreciablemente. El material seleccionado fué lucita (polimetil - metacrilato) y se calculó el espesor que debía tener para garantizar el equilibrio de partículas cargadas; para ésto recurrimos a la curva que nos muestra el espesor de equilibrio como función de la energía de fotones⁽³¹⁾, (ver Figura 20). Como puede notarse en esta gráfica (Figura 20), para fotones con energía promedio 1.25 MeV (como en el caso de la energía promedio de la radiación gamma emitida por el cobalto-60), es necesario que el espesor de un material de densidad unitaria sea de 0.50 cm para asegurar el equilibrio electrónico; por lo que, en nuestro caso como la densidad de la lucita es de 1.17 g/cm^3 , entonces, el espesor requerido es de 4.27 mm.

El esquema del soporte diseñado está mostrado en la Figura 21.

La figura 22 ilustra la disposición del soporte y el tubo conteniendo solución dentro de la cámara de irradiación.

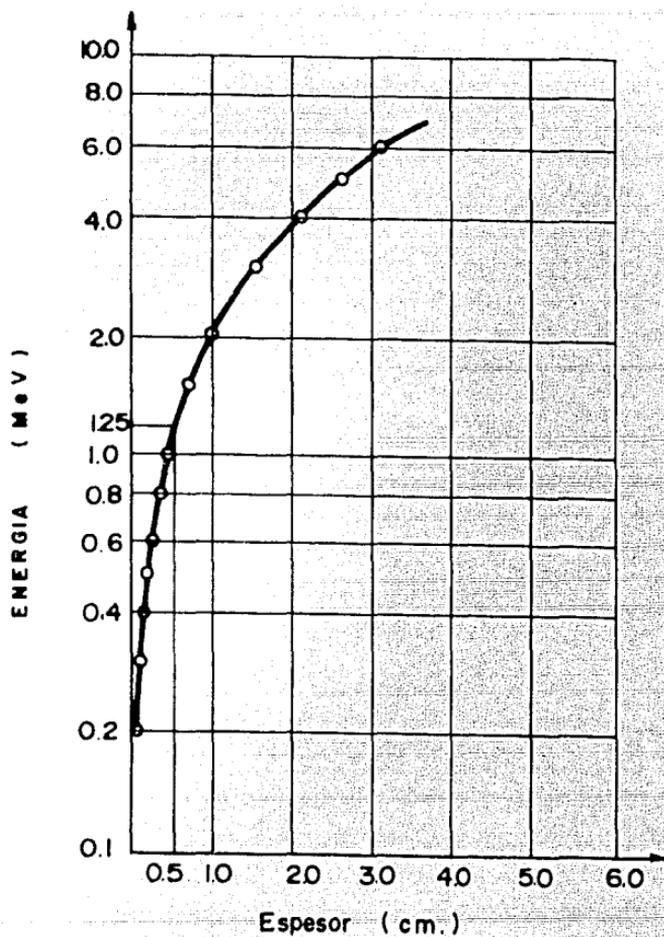


Figura 20.- Espesor requerido de un material de densidad unitaria en función de la energía para asegurar el equilibrio de partículas cargadas.

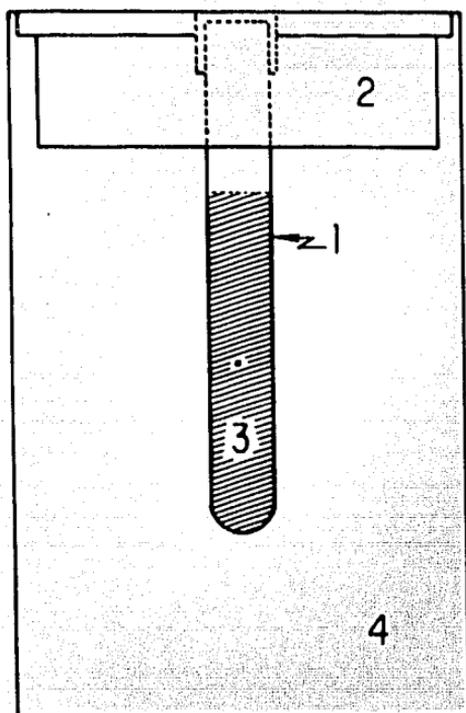


Figura 22.- Esquema que muestra el dispositivo experimental para la irradiación de los tubos conteniendo la solución Fricke. (1) es el tubo contenedor de la solución, (2) el soporte de lucita, (3) es la solución dosimétrica y (4) es la cámara de irradiación.

El método utilizado en la calibración consistió en determinar el valor de la razón de dosis en la parte central de la cavidad. Para lograr tal fin se determinó primeramente el transiente de dosis; como segundo punto fué calculada la dosis en la parte central y con ésta y con los datos de tiempo de irradiación pudo encontrarse el valor de la razón de dosis. En ambos casos fué utilizado el dosímetro Fricke.

Finalmente, para las medidas de distribución de dosis fué utilizado el dosímetro PVC (cloruro de polivinilo).

Transiente de Dosis.-

Cuando el émbolo del irradiador Gammacell-200 (que como se mencionó una de sus componentes es la cámara de irradiación) se lleva de la posición de carga a la posición de irradiación y viceversa, una muestra que se encuentre en su interior recibe una pequeña dosis durante el tiempo que tarde en efectuarse tal operación. A esta pequeña dosis se le llama el Transiente de Dosis. Así que la dosis real que recibe una muestra será igual a la dosis absorbida durante el tiempo que estuvo expuesta al campo de radiación más la dosis recibida durante el lapso de tiempo que tarda el émbolo en bajar a la posición de irradiación y regresar a la posición de carga; es decir, el transiente de dosis.

Con el objeto de medir el transiente de dosis fueron efectuados los siguientes experimentos:

Se preparó la solución dosimétrica de acuerdo a lo es

tablecido en la parte (A) de este capítulo y se llenaron nueve tubos con esta solución. Se fueron introduciendo uno a uno los tubos en la cavidad de irradiación de la unidad Gammacell-200 sostenidos por el soporte descrito anteriormente; se bajó el émbolo a la posición de irradiación e inmediatamente al llegar a ésta se regresó a la posición original, se sacó el tubo y fué leída su absorbancia.

A continuación se repitió el procedimiento anterior dos, tres, cuatro, cinco, diez, quince, veinte y veinticinco veces; es decir el émbolo fué bajado y subido este número de veces.

Las lecturas de absorbancia de cada muestra fueron hechas con un espectrofotómetro Hitachi modelo 11 UV-VIS el cual es un instrumento de haz simple con un rango espectral entre 200 a 900 nm. El espectrofotómetro cuenta con una rejilla de difracción como elemento dispersor con un ancho de banda espectral de 2.0 nm.

El cambio en densidad óptica de las muestras fué medido con este instrumento con respecto a una muestra de solución Fricke sin irradiar en celdas de cuarzo de un centímetro de longitud de camino óptico a una longitud de onda de 302 nm.

Con las medidas de absorbancia registradas se calculó la dosis absorbida por las muestras haciendo uso de la ecuación (86). La tabla II nos muestra los valores de absorbancia y la dosis correspondiente para cada muestra.

Tabla II

Medidas de absorbancia y la dosis correspondiente de las muestras de solución Fricke utilizadas en los experimentos para la determinación del transiente de dosis.

N	ΔA	σ	D (Gy)
2	0.0189	0.0014	5.1975
3	0.0161	0.0019	4.4275
5	0.0254	0.0011	6.985
10	0.0500	0.0005	13.75
15	0.0737	0.0019	20.2675
20	0.0959	0.0013	26.3725
25	0.1181	0.0015	32.4775

En esta tabla N es el número de veces que el émbolo fué llevado a la posición de irradiación y después regresado a la posición de carga; ΔA es el valor promedio de las lecturas del cambio en densidad óptica; σ es la desviación standard de las medidas de densidad óptica y D es la dosis medida en Gray .

Con los datos de la tabla II se procedió a hacer una gráfica de dosis contra el número de veces que el émbolo fué bajado a la posición de irradiación y regresado a la posición de carga, obteniéndose la recta mostrada en la Figura 23. Esta recta fué ajustada por el método de mínimos cuadrados dando como resultado que el transiente de dosis que corresponde al valor de la pendiente de la recta es igual a:

$$T_D = 1.24 \text{ Gy}$$

con una desviación standard de

$$\sigma = 0.02 \text{ Gy}$$

y una indeterminación del 1.6% .

Ya que para calcular la dosis fué usada la ecuación (86) se consideró que no hay incertidumbres en las medidas de las variables involucradas (d , f , ϵ , etc) porque su valor fué tomado de la referencia (32) por lo que, para los cálculos de dosis solamente fueron tomadas en cuenta las incertidumbres en las medidas de absorbancia.

Como puede notarse el valor obtenido para el transiente de dosis resulta ser muy pequeño. Ahora bien, el hecho de que las irradiaciones efectuadas dieran valores de dosis que no están en el intervalo del dosímetro representan un problema, ya que estos datos no son representativos y en consecuencia no son confiables, por lo que podemos concluir que no se pudo determinar el transiente de dosis haciendo uso del dosí-

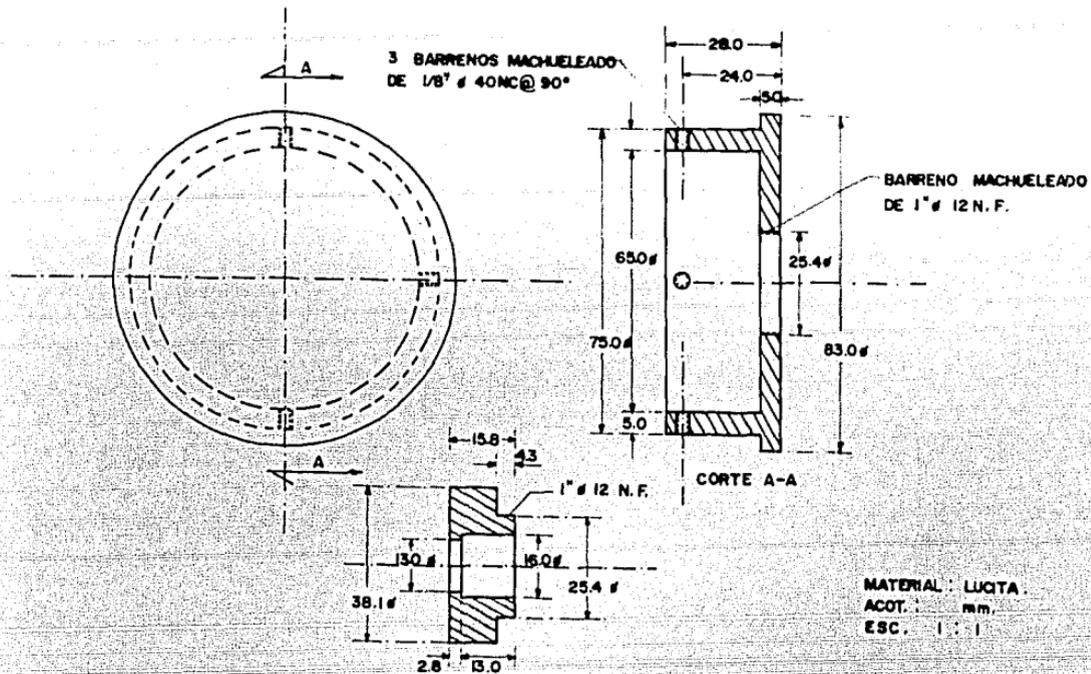


Figura 21.- Esquema del soporte diseñado para la irradiación de los tubos conteniendo el dosímetro Fricke.

metro Fricke, de tal forma que, el valor encontrado no fué considerado en los cálculos de la razón de dosis para determinar la calibración de dosis.

Calibración de Dosis .-

La razón de dosis en el centro de la cámara fué medida haciendo uso del dosímetro Fricke. La solución dosimétrica fué preparada de acuerdo con el método standard y colocada en tubos para su irradiación.

El método consistió en irradiar veinte tubos conteniendo la solución de sulfato ferroso en el irradiador Gammacell-200 . Los tubos se separaron en grupos de cuatro y cada grupo fué irradiado a diferentes intervalos de tiempo. Los tiempos de irradiación fueron calculados de tal forma que cada grupo de dosímetros absorbiera dosis que estuvieran en el intervalo del dosímetro Fricke; es decir de 40 a 400 Gy .

El primer grupo fué irradiado durante 3.54 min, el segundo 7.08 min, el tercer grupo durante 10.62 min, el cuarto 14.16 min y al último tubo se le dió un tiempo de irradiación de 17.7 min .

Una vez concluída la irradiación se tomaron lecturas de absorbancia de cada muestra usando como referencia una muestra de solución Fricke sin irradiar a una longitud de onda de 302 nm . Cada muestra fué analizada cinco veces; es decir se tomaron cinco lecturas de absorbancia de cada una con

el objeto de obtener el promedio de cada grupo de medidas y lograr así reducir los errores en las lecturas introducidas por el espectrofotómetro usado en su determinación.

Como cada tubo irradiado contenía la cantidad suficiente de solución para permitirnos tomar dos muestras, entonces se tomó el promedio de veinte lecturas de densidad óptica por cada grupo de cuatro tubos irradiados.

Por medio de la ecuación (86), conociendo el cambio en densidad óptica se pudo calcular la dosis absorbida por cada muestra y haciendo uso de la ecuación (43) la razón de dosis correspondiente.

Con los valores de razón de dosis determinados para cada grupo de dosímetros, se tomó el valor promedio y éste fue considerado como el valor de la razón de dosis en el centro de la cavidad de irradiación.

La tabla de valores número III nos muestra los resultados obtenidos.

La determinación de la razón de dosis en el centro de la cavidad de irradiación del irradiador Gammacell-200 fue hecha el día 13 de Agosto de 1979 y tiene un valor de:

$$\bar{D} = 20.02 \text{ Gy/min}$$

con una desviación standard de

$$\sigma = 0.07 \text{ Gy/min}$$

con una indeterminación del 2.5 % .

Tabla III

Medidas del cambio en densidad óptica y la dosis correspondiente para cada grupo de dosímetros utilizados en los experimentos para la calibración de dosis.

Muestra	ΔA	σ	D (Gy)	t (min)	\dot{D} (Gy/min)
1	0.261	0.002	71.886	3.54	20.30
2	0.518	0.002	142.368	7.08	20.11
3	0.770	0.002	211.805	10.62	19.94
4	1.028	0.007	282.673	14.16	19.96
5	1.275	0.005	350.543	17.70	19.80

En esta tabla ΔA es el valor promedio de veinte lecturas de cambio en densidad óptica, σ es la desviación standard de las medidas de absorbancia, D es la dosis medida en Gray, t es el tiempo de irradiación medido en minutos y \dot{D} es la razón de dosis medida en Gy/min .

Distribución de Dosis en la cámara de irradiación .-

Con el objeto de determinar la distribución de dosis en la cámara de irradiación perteneciente a la unidad Gamma - cell-200 fueron utilizadas tres películas de cloruro de polivinilo (PVC) cuyas dimensiones eran las de la cavidad. El procedimiento experimental llevado a cabo se describe a continuación.

Se utilizaron como sensores de radiación tres placas de PVC de dimensiones 13.8 cm de altura por 8.6 cm de ancho y fueron colocadas para su irradiación entre dos placas de lucita de espesor 4.27 mm (que es el espesor requerido para asegurar el equilibrio electrónico). Las películas de PVC fueron colocadas en la parte central de la cámara.

Como es sabido el intervalo de dosis absorbida por el dosímetro PVC varía entre 5×10^3 Gy a 6×10^4 Gy ; sin embargo el intervalo en el que la dosis presenta una relación lineal con respecto a la absorbancia óptica está entre 5×10^3 Gy a 3×10^4 Gy (33) ; por lo cual cada una de las placas de PVC fueron irradiadas a intervalos de tiempo tales que absorbieran dosis que estuvieran en el intervalo en donde ésta es lineal con el cambio en densidad óptica.

Los tiempos de irradiación de cada placa fueron 221.24 min , 442.48 min y 663.72 min respectivamente con el objeto de que el intervalo de dosis absorbida estuviera entre 5×10^3 Gy a 1.5×10^4 Gy .

Una vez terminado el proceso de irradiación, las mues

tras fueron sometidas a un tratamiento térmico consistente en calentarlas durante seis horas a una temperatura constante de 50°C , con el objeto de fijar completamente el color desarrollado por las mismas. Cabe hacer notar que este tratamiento debe hacerse dentro de las tres primeras horas posteriores a la irradiación⁽³⁴⁾.

El calentamiento de las muestras fué hecho con un horno eléctrico (J. M. Ortiz, No. 774), el cual está provisto de un reóstato que permite regular la temperatura con bastante precisión. El reóstato cuenta con una alarma luminosa, la cual se enciende cuando la temperatura es menor del valor al que se ha calibrado el reóstato; y la calibración de éste se hace mediante un termómetro que es colocado en el interior del horno a una distancia cercana a las muestras. Ahora bien ya que la temperatura de calentamiento está íntimamente ligada al tiempo que deben calentarse las muestras, es recomendable que éstas no sean sometidas a una variación de temperatura mayor de 5°C ya que esta variación provoca una incertidumbre en el tiempo que deben permanecer las muestras dentro del horno.

Cocluido el tratamiento térmico siguiendo las recomendaciones anteriores, cada una de las placas de PVC fueron cogidas en forma de pequeños rectángulos de dimensiones 1.2 cm por 3.0 cm y posteriormente fué leída su absorbancia con respecto a una muestra de PVC sin irradiar a una longitud de onda de 395 nm.

En la Figura 24 se ilustra la disposición de los

pequeños rectángulos en la película completa de PVC y en la cual cada rectángulo está numerado del uno al treinta y cinco.

Las medidas de absorbancia de cada muestra de PVC se muestran en las tablas de valores IV, V y VI .

Ahora bien, según lo muestra la Figura 24 la muestra que posee el número dieciocho coincide con la parte central de la cámara de irradiación y como previamente ya se había encontrado el valor de la razón de dosis en la parte central de la cámara haciendo uso del dosímetro Fricke, entonces, la dosis absorbida por una muestra colocada en la posición dieciocho se calcula a partir de la ecuación (88), en la cual \dot{D}_F es la razón de dosis resultante de la calibración y t_{PVC} es el tiempo que permaneció la muestra de PVC en la cámara.

$$D = \dot{D}_F \times t_{PVC} \quad (88)$$

Entonces, la absorbancia en la posición dieciocho de cada una de las tres placas de PVC irradiadas a distintos tiempos, denominadas placa uno, dos y tres se muestran en la tabla VII .

Debido a que la relación entre el cambio en densidad óptica y dosis no es lineal para el PVC, se graficó el logaritmo de la absorbancia contra la dosis en base a los datos de la tabla VII .

La curva obtenida es una línea recta (Figura 25) la cual fué ajustada por el método de mínimos cuadrados, encontrándose que la ecuación que define a esta recta está dada por:

$$\log A = 0.00007170 D - 1.9358 \quad (89)$$

y con un coeficiente de correlación igual a 0.999036 ; entonces el valor de la dosis para todas las demás muestras se determina a partir de la ecuación (90)

$$D = \frac{\log \Delta A + 1.9358}{0.00007170} \text{ Gy} \quad (90)$$

La tabla VIII nos muestra los valores de dosis y sus correspondientes valores de razón de dosis para cada una de las muestras numeradas del uno al treinta y cinco. En esta tabla \dot{D}_1 , \dot{D}_2 y \dot{D}_3 son los valores de razones de dosis de las muestras correspondientes a cada una de las placas irradiadas.

Con los valores D_1 , D_2 , D_3 de la tabla VIII se calculó el valor promedio de razón de dosis para cada muestra y los cuales están mostrados en la tabla IX ; y, finalmente con estos valores fueron trazadas las curvas de isodosis de la cavidad de irradiación de la unidad Gammacell-200 .

La Figura 26 nos muestra la distribución de dosis en la cámara de irradiación.

Tabla IV.- Cambio en densidad óptica de las muestras de una placa de PVC irradiada en la unidad Gammacell-200 durante un tiempo de 221.24 min .

Muestra	ΔA	σ	Muestra	ΔA	σ
1	0.0268	0.0004	19	0.0243	0.0003
2	0.0220	0.0009	20	0.0271	0.0004
3	0.0212	0.0008	21	0.0304	0.0004
4	0.0180	0.0006	22	0.0297	0.0004
5	0.0220	0.0004	23	0.0244	0.0002
6	0.0298	0.0002	24	0.0238	0.0006
7	0.0300	0.0004	25	0.0210	0.0003
8	0.0322	0.0003	26	0.0211	0.0005
9	0.0270	0.0004	27	0.0222	0.0007
10	0.0260	0.0006	28	0.0225	0.0007
11	0.0240	0.0005	29	0.0223	0.0003
12	0.0241	0.0004	30	0.0183	0.0002
13	0.0250	0.0004	31	0.0153	0.0004
14	0.0278	0.0003	32	0.0145	0.0005
15	0.0300	0.0005	33	0.0155	0.0006
16	0.0275	0.0005	34	0.0180	0.0003
17	0.0260	0.0002	35	0.0220	0.0005
18	0.0245	0.0004			

En esta tabla ΔA es el valor promedio de las lecturas de densidad óptica y σ es la desviación standard de las medidas de densidad óptica .

Tabla V .- Cambio en densidad óptica de las muestras de una placa de PVC irradiada en la unidad Gammacell-200 durante un tiempo de 442.48 min .

Muestra	ΔA	σ	Muestra	ΔA	σ
1	0.0473	0.0002	19	0.0490	0.0010
2	0.0403	0.0004	20	0.0507	0.0003
3	0.0359	0.0001	21	0.058	0.0006
4	0.0345	0.0017	22	0.0495	0.0005
5	0.0346	0.0002	23	0.0439	0.0006
6	0.0398	0.0009	24	0.0397	0.0003
7	0.0463	0.0020	25	0.037	0.0006
8	0.053	0.0017	26	0.0375	0.0003
9	0.047	0.0009	27	0.0403	0.0007
10	0.0465	0.0003	28	0.045	0.0007
11	0.0456	0.0002	29	0.038	0.0005
12	0.046	0.0009	30	0.032	0.0002
13	0.0472	0.0003	31	0.0295	0.0009
14	0.0496	0.0005	32	0.026	0.0005
15	0.056	0.0005	33	0.0315	0.0003
16	0.0509	0.0002	34	0.032	0.0005
17	0.05	0.0009	35	0.034	0.0002
18	0.0484	0.0004			

ΔA representa el valor promedio de las lecturas de absorban-
cia y σ es la desviación standard.

Tabla VI.- Cambio en densidad óptica de las muestras de una placa de PVC irradiadas en la unidad Gammacell-200 durante un tiempo de 663.72 min .

Muestra	ΔA	σ	Muestra	ΔA	σ
1	0.112	0.0007	19	0.11	0.0003
2	0.1052	0.0001	20	0.1195	0.0004
3	0.1039	0.0005	21	0.1348	0.0004
4	0.1035	0.0003	22	0.1238	0.0002
5	0.1042	0.0002	23	0.1098	0.0006
6	0.1057	0.0004	24	0.1048	0.0003
7	0.1100	0.0006	25	0.1040	0.0003
8	0.1235	0.0003	26	0.1048	0.0005
9	0.1115	0.0004	27	0.1200	0.0007
10	0.1048	0.0006	28	0.1273	0.0006
11	0.1041	0.0004	29	0.1100	0.0003
12	0.1048	0.0005	30	0.1046	0.0009
13	0.1157	0.0003	31	0.1041	0.0001
14	0.1273	0.0004	32	0.1036	0.0005
15	0.1347	0.0003	33	0.1042	0.0004
16	0.1193	0.0003	34	0.1057	0.0009
17	0.1098	0.0001	35	0.1100	0.0057
18	0.1058	0.0003			

ΔA es el valor promedio de las lecturas del cambio en densidad óptica y σ es la desviación standard.

Tabla VII

Medidas del cambio en densidad óptica y dosis absorbida de tres muestras colocadas en la posición dieciocho de las tres placas de PVC irradiadas.

Placa	Muestra	ΔA	t(min)	D (Gy)	σ_D
1	18	0.0245	221.24	4430.0876	15.1107
2	18	0.0484	442.48	8860.1753	30.2214
3	18	0.1058	663.72	13290.2629	45.3321

En esta tabla ΔA es el cambio en densidad óptica; t es el tiempo de irradiación medido en minutos; D es la dosis absorbida medida por una muestra de agua expresada en Gray y σ_D es la desviación standard en las medidas de dosis.

Tabla VIII.- Valores de dosis y sus correspondientes valores de razón de dosis de las muestras colocadas en las posiciones numeradas del uno al treinta y cinco.

Muestra	$D_1(X10^3)$	\dot{D}_1	$D_2(X10^3)$	\dot{D}_2	$D_3(X10^3)$	\dot{D}_3
1	5.08	22.94	8.52	19.25	13.74	20.70
2	3.88	17.54	7.55	17.06	13.36	20.13
3	3.66	16.53	6.85	15.47	13.28	20.01
4	2.66	12.05	6.61	14.93	13.26	19.98
5	3.88	17.54	6.62	14.97	13.30	20.04
6	5.72	25.85	7.47	16.88	13.39	20.17
7	5.76	26.03	8.39	18.96	13.63	20.53
8	6.19	27.97	9.21	20.81	1.33	21.59
9	5.12	23.15	8.48	19.16	13.71	20.66
10	4.89	22.11	8.41	19.01	13.34	20.09
11	4.41	19.92	8.29	18.75	13.29	20.03
12	4.43	20.04	8.35	18.87	13.34	20.09
13	4.65	20.04	8.51	19.22	13.93	21.00
14	5.26	23.95	8.80	19.90	14.51	21.87
15	5.76	26.06	9.54	21.56	14.86	22.38
16	5.23	23.65	8.96	20.25	14.12	21.27
17	4.83	22.11	8.85	20.01	13.62	20.52
18	4.21	19.03	8.66	19.56	13.39	20.18
19	4.48	20.26	8.73	19.73	13.63	20.53
20	5.14	23.25	8.94	20.21	14.13	21.29
21	5.84	26.39	9.75	22.04	14.86	22.39

Tabla VIII (continuación)

Muestra	$D_1 (\times 10^3)$	\dot{D}_1	$D_2 (\times 10^3)$	\dot{D}_2	$D_3 (\times 10^3)$	\dot{D}_3
22	5.70	25.76	8.79	19.87	14.34	21.61
23	4.51	20.37	8.07	18.23	13.62	20.52
24	4.36	19.70	7.46	16.85	13.34	20.09
25	3.60	16.27	7.03	15.89	13.29	20.02
26	3.63	16.40	7.11	16.70	13.34	20.09
27	3.94	17.79	7.55	17.06	14.16	21.33
28	4.02	18.15	8.21	18.57	14.51	21.87
29	3.96	17.91	7.19	16.25	13.63	20.53
30	2.77	12.50	6.15	13.90	13.32	20.07
31	1.68	7.60	5.66	12.79	13.28	20.01
32	1.36	6.13	4.89	11.06	13.27	19.99
33	1.76	7.95	6.05	13.68	13.30	20.04
34	2.66	12.05	6.15	13.90	13.39	20.17
35	3.88	17.54	6.52	14.73	13.63	20.53

En esta tabla D_1 , D_2 y D_3 representan la dosis absorbida por cada muestra (1 a 35) de las placas de PVC irradiadas durante 221.24 min (placa 1); 442.48 min (placa 2) y 663.72 min (placa 3) y están expresadas en Gray. \dot{D}_1 , \dot{D}_2 y \dot{D}_3 representan los correspondientes valores de razón de dosis para cada muestra y están expresadas en Gy/min.

Tabla IX.- Valor promedio de los tres valores de razón de dosis (\bar{D}_1 , \bar{D}_2 y \bar{D}_3) mostrados en la tabla anterior.

Muestra	\bar{D} (Gy/min)	σ	Muestra	\bar{D} (Gy/min)	σ
1	20.96	1.98	19	20.18	0.45
2	18.24	1.89	20	21.58	1.67
3	17.34	2.67	21	22.21	0.18
4	15.65	4.33	22	22.41	3.34
5	17.52	2.55	23	19.71	1.48
6	18.53	1.64	24	18.88	2.03
7	21.84	2.88	25	20.02	3.75
8	23.45	2.64	26	20.09	1.09
9	19.91	0.75	27	19.56	2.50
10	20.41	1.71	28	22.00	0.13
11	19.57	0.82	29	18.23	2.30
12	19.66	0.79	30	15.5	4.57
13	20.08	0.92	31	16.40	3.61
14	21.90	2.04	32	15.52	4.47
15	23.33	2.73	33	16.86	3.18
16	21.73	1.92	34	17.03	3.14
17	20.88	1.23	35	19.04	1.50
18	19.59	0.59			

\bar{D} es el valor promedio de la razón de dosis y σ es la desviación máxima de la media.

1	2	3	4		5	6	7
8	9	10	11		12	13	14
15	16	17	18		19	20	21
22	23	24	25		26	27	28
29	30	31	32		33	34	35

Figura 24.- Esquema que ilustra la forma de la placa de PVC irradiada y la forma en que fué cortada para leer su absorbancia.

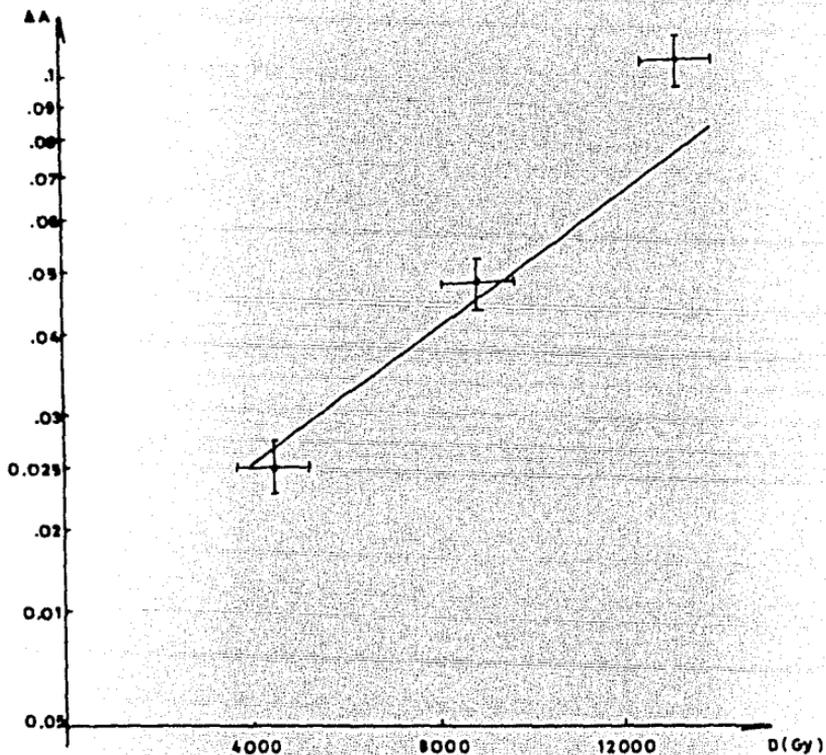


Figura 25.- Curva de Dosis en función de la absorbancia para el dosímetro PVC a partir de la cual se obtuvo la relación (89).

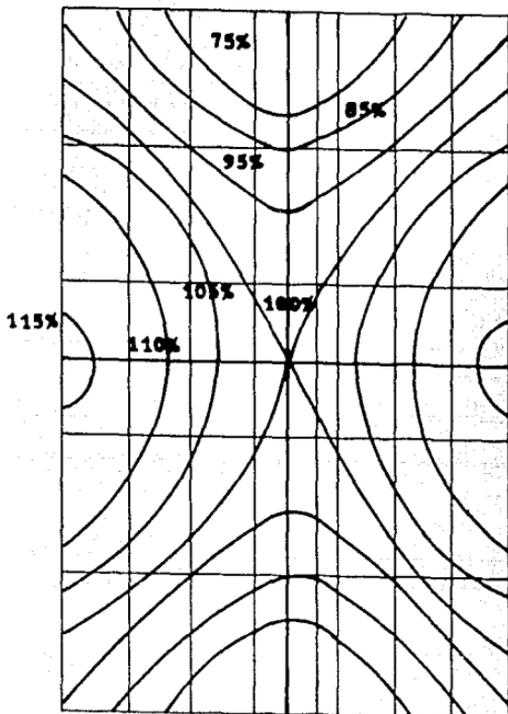


Figura 26.- Distribución de Dosis en la cámara de irradiación del Gammacell-200.

Conclusiones.-

De los resultados obtenidos en la parte experimental del presente trabajo podemos emitir las siguientes conclusiones:

(i) Uno de los objetivos que se perseguía era la determinación del transiente de dosis ya que si este tiene un valor muy grande influye definitivamente en la medida efectiva de dosis absorbida por un producto. En nuestro caso el valor del transiente de dosis determinado haciendo uso del dosímetro Fricke resultó tener un valor muy pequeño, mismo que no fué tomado en cuenta en las medidas de dosis posteriormente realizadas.

(ii) Para la calibración de dosis se encontró que el valor de la razón de dosis medido en el centro de la cavidad de irradiación del irradiador Gammacell-200 es de 20.02 Gy/min con una indeterminación del 2.5% ; y que cae dentro de los límites aceptables de error.

(iii) Con la calibración de dosis hecha y usando el dosímetro PVC se determinó la distribución de dosis en toda la cámara de irradiación la cual se representa a partir de los perfiles o curvas de isodosis mostrados en la Figura 26 .

Estas curvas nos permiten observar que debido a la geometría del irradiador y la posición de las fuentes, la dosis

va disminuyendo conforme se aleja de la posición central sobre el eje vertical de la cavidad y, por el contrario va aumentando conforme se aleja de la posición central sobre el eje horizontal. Esto nos permite concluir que cuando deseemos irradiar un producto y queramos que absorba el 100% de la dosis nominal, debemos colocarlo en la posición central de la cavidad del irradiador Gammacell-200 .

Por lo tratado en el desarrollo del presente trabajo, se desprende que el hecho de tener una fuente de radiación calibrada así como el de usar el dosímetro adecuado nos permite hacer determinaciones precisas de la dosis absorbida por un material. Se hace necesario enfatizar que la calibración de fuentes y de dosímetros utilizados en procesos de irradiación no solamente debe aplicarse a irradiadores cuyos fines sean de investigación científica sino también a plantas de tipo industrial que utilizan procesos de irradiación; ya que finalmente, esto garantiza junto con todos los parámetros involucrados en el proceso un buen control de calidad de los productos irradiados.

Referencias Bibliográficas

- (1) Arya A.P. "Fundamentals of Nuclear Physics" (Allyn and Bacon eds), 3rd. ed., Boston, 237(1970).
- (2) Bethe, H.A. and Heitler W., Proc. Roy. Soc., A 146, 83(1934).
- (3) Bethe, H.A. and Ashkin J., "Experimental Nuclear Physics" ed E. Segre, 1, Wiley New York, 166(1953)
- (4) Heitler W., "Quantum Theory of Radiation", 3rd. ed. Oxford, University Press(1954).
- (5) Bethe, H.A., "Handbuch der Physik", Julius Springer, Berlin; 24, 273(1933).
- (6) Klein O. and Nishina Y., Z. Phys., 52, 833(1929)
- (7) International Commission on Radiation Units and Measurements, Radiation Quantities and Units, ICRU Report 19 and Supplement, ICRU, Washington D.C. (1971).
- (8) International Commission on Radiation Units and Measurements, Radiation Dosimetry: X Rays and Gamma Rays with Maximum Photon Energies between 0.6 and 50 MeV, ICRU Report 14, ICRU, Washington D.C. (1969).
- (9) Scientific Committee on Radiation Dosimetry (SCRAD), Protocol for the Dosimetry of X -and Gamma- Rays with Maximum Energies between 0.6 and 50 MeV; Phys. Med. Biol., 16, 379(1971).
- (10) Fricke H., Hart, E.J; "Chemical Dosimetry" (H.Attix and W.G. Roech, eds), Academic, New York . 12; 172,173(1966).
- (11) International Atomic Energy Agency, "Determination of Absorbed Dose in Reactors", Technical Reports Series No. 127; 202(1971). IAEA. Vienna.
- (12) Davies J.V. and Law J., "Practical Aspects of Ferrous Sulphate Dosimetry"; Phys. Med. Biol, 8, 91(1963).

- (13) Law J. and Redpath A.T., *Phys. Med. Biol.*, 13 ; 371(1968).
- (14) Chadwick K.H., McLaughlin W.L., et. al; International Atomic Energy Agency, "Manual of Food Irradiation Dosimetry", Technical Reports Series 178, chap. 5 ; 90(1971). IAEA, Vienna.
- (15) Sehested K., "Manual on Radiation Dosimetry" (Holm N.W.; Berry R.J. eds), Marcel Dekker, New York, 313(1970).
- (16) Fricke H. and Hart E.J., "Chemical Dosimetry" in Radiation Dosimetry (H.Attix and W.G. Roech, eds), Academic, New York, 1, 167(1966).
- (17) Scharf K. and Lee R.M., "Investigation of the Spectrophotometric Method of Measuring the Ferric Ion Yield in the Ferrous Sulphate Dosimeter"; *Rad. Res.*, 16, 115(1962)
- (18) Rudstam G. and Svedberg T., *Nature*, 171, 648(1953)
- (19) Gal O.S., *Int. J. Appl. Radiat. Isotop*; 13, 304(1962)
- (20) Holm N.W. and Fielden E.M. "Manual on Radiation Dosimetry" (Holm, N.W. and Berry R.J. eds), Marcel Dekker, New York; 10, 280(1970).
- (21) Fregene A.O., "Calibration of the Ferrous Sulphate Dosimeter by Ionometric and Calorimetric Methods for Radiation of a Wide Range of Energy"; *Rad. Res.*; 31, 206(1967)
- (22) Frankenberg D., "A Ferrous Sulphate Dosemeter Independent of the Photon Energy in the Range from 25 KeV to 50 MeV ; *Phys. Med. Biol.*, 14, 597(1969)

- (23) Haybittle J.L., Saunders R.D. and Swallow A.J., "X and Gamma Irradiation of Ferrous Sulphate in Dilute Aqueous Solution"; Ch. Phys. Jour., 25, 1213(1956)
- (24) Waggener R.G., Hyatt C.W., Rogers L.F. and Zanca P., Radiat. Res., 45, 244(1971).
- (25) Hochanadel C.J. and Ghormley J.A., Chem. Phys., 21, 880(1953).
- (26) Law J., Phys. Med. Biol., 15, 74(1970).
- (27) Kuhl O.A., "Review of the ^{60}Co Source Development Program at Brookhaven National Laboratory"; "Food Irradiation"; P. 35 STI/PUB/127, IAEA, Vienna (1966).
- (28) Reyes Luján J. "Esterilización por Irradiación de Productos Desechables de uso Médico y de Productos Farmacéuticos. Reporte Interno; Programa de Tecnología INEN, Inst. de Fís., Mexico, D.F. 1977.
- (29) Comisión de Energía Atómica de Francia; "Cobalt 60 Sources for Industrial Irradiators", INF/68/7 .
- (30) Instruction Manual for Gammacell 200 . Cobalt 60 Irradiation Unit. Atomic Energy of Canada Limited.
- (31) Weiss, J., Rizzo, F.X., "Cobalt 60 Dosimetry in Radiation Research and Processing". Manual on Radiation Dosimetry (Holm, N.W., Berry R.J. ; eds) , Marcel Dekker, New York; 9, 236(1970).

- (32) Chadwick K. H., Ehlermann D.A.E. and McLaughlin W.L. International Atomic Energy Agency, "Manual of Food Irradiation Dosimetry" Tech. Reports Series No. 178; 5, 94 (1977).
- (33) Uribe R.R. "Estudios Preliminares de Copolimerización Injerto de Metil Metacrilato en Henequén por irradiación Mediante Electrones de Alta Energía"; Tesis Profesional, Fac. Ciencias, UNAM. 1973.
- (34) Artandi C., Stonehill A.A., "Polyvinyl Chloride New High Level Dosimeter"; Nucleonics, 16(5), 118(1958) .
- (35) Draganić, N.W. Holm and Maul J.E., "Laboratory Manual for Some High-Level Chemical Dosimeters"; Risö Report 22, 5 (1961)
- (36) Bjergbakke E. and Engholm Larsen E., "The 10000 Ci ^{60}Co Facility and the 300 Ci ^{60}Co Gamma Cell"; Danish Atomic Energy Commission Research Establishment Risö, Denmark 1973.
- (37) Spinks, J.W.T. and Woods R.J. "An Introduction to Radiation Chemistry"; (John Wiley & Sons eds.) 2nd. ed., New York (1976).

AGRADECIMIENTOS

Expreso mi agradecimiento a las instituciones y personas que hicieron posible el desarrollo del presente trabajo.

- Al Centro de Estudio Nucleares de la U.N.A.M. por las facilidades prestadas para hacer uso del irradiador Gamma-cell 200 .
- Al Instituto de Física de la U.N.A.M. por haberme permitido desarrollar el trabajo de tesis.
- De manera especial al M. en C. Roberto M. Uribe Rendón por su atinada e invaluable dirección en la elaboración de este trabajo.
- A los profesores: M. en C. Aníbal de la Piedad B.
Dr. Ignacio Alvarez Torres.
Dr. Salvador Cruz J.
Fís. Arturo Freyre R.

por haber aceptado formar parte de la comisión dictaminadora que revisó este trabajo, así como por sus consejos al respecto.

- A la Srta. Estela Cruz Téllez por su ayuda prestada en la mecanografía de este trabajo.

FALLA
DE
ORIGEN