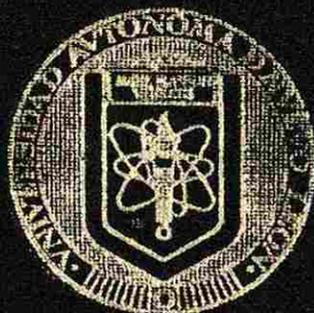


UNIVERSIDAD AUTONOMA DE NUEVO LEON

FACULTAD DE CIENCIAS FISICO-MATEMATICAS

DIVISION DE ESTUDIOS DE POST-GRADO



DISEÑO DE UN MONITOREO
DE LA DISPERSION DE RAYOS-X
EN RADIOGRAFIA DENTAL

TESIS

QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER
EL GRADO DE MAESTRIA EN CIENCIAS CON
ESPECIALIDAD EN METROLOGIA DE LA
RADIACION

PRESENTA

MARIO ALBERTO GONZALEZ MEDINA

SAN NICOLAS DE LOS GARZA, N. L.
JUNIO DE 1995

TM

2665

PCFM

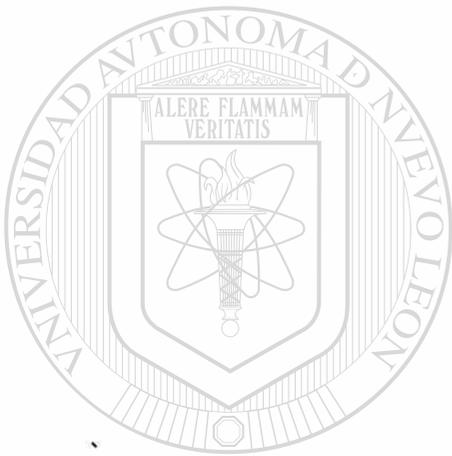
1995

G6

0045 - 95560



1020090183



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

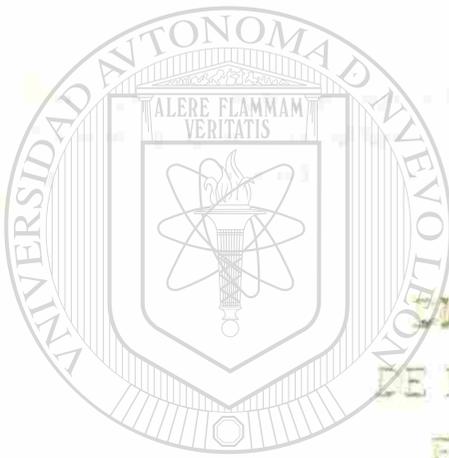


DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

FAULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

DIVISION DE ESTUDIOS DE POST-GRADO



DISEÑO DE UN MONITOREO
DE LA DISPERSIÓN DE RAYOS-X
EN RADIOGRAFÍA DENTAL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
TESIS

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS
QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER
EL GRADO DE MAESTRIA EN CIENCIAS CON
ESPECIALIDAD EN METROLOGIA DE LA
RADIACION

PRESENTA

MARIO ALBERTO GONZALEZ MEDINA

SAN NICOLAS DE LOS GARZA, N. L.
JUNIO DE 1995

**DISEÑO DE UN MONITOREO DE LA DISPERSIÓN DE RAYOS -X
EN RADIOGRAFÍA DENTAL**

Tesis presentada por Mario Alberto González Medina como requisito parcial para obtener el grado de Maestría en Ciencias con Especialidad en Metrología de la Radiación, aprobada por el siguiente jurado:



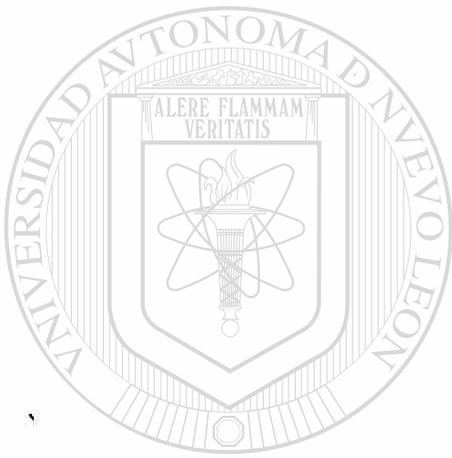
UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN
DR. BERNABÉ LUIS RODRÍGUEZ BUENROSTRO ®
DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

DRA. NORA ELIZONDO VILLARREAL

M.C. CARLOS MARTÍNEZ HERNÁNDEZ

TM
Z66S1
FCFM
1995
G6



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

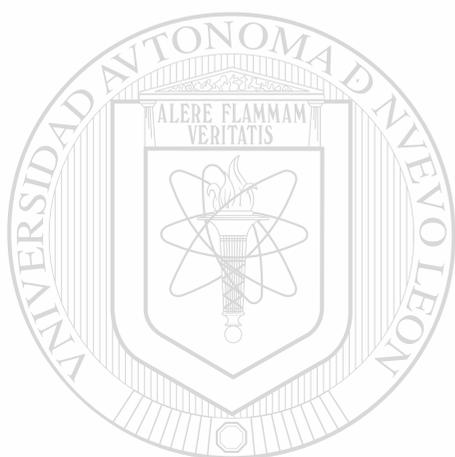
®

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



FONDO TESIS

DEDICATORIA



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

*A Dios, por darme salud y vida para
llevar a cabo el presente trabajo.*

...

*A mis padres: Mario González Aguirre y
Catalina Medina de González; a mis
hermanos Javier y Hugo Aurelio,
por todo el apoyo que me dieron
y me siguen dando.*

AGRADECIMIENTOS

Con mucho respeto al Dr. Bernabé Luis Rodríguez Buenrostro, por el apoyo y asesoría que me brindó a lo largo del presente trabajo, así como todos sus consejos.



Asímismo a mis compañeros de trabajo de la Universidad de Monterrey, por el ánimo y ayuda que me brindaron.

UANL

También quiero agradecer al personal que labora en el Centro de Apoyo y Servicios Académicos de la U.A.N.L., por haberme facilitado sus instalaciones para realizar parte de este trabajo. Asímismo a la Srta. Zoraida Rojas Contreras, por su paciencia y excelente trabajo de mecanografía. ®

CONTENIDO

	PÁGINA
RESUMEN	1
1. RADIATIVIDAD	
1.1 Radiactividad natural	3
1.2 Formas comunes de desintegración nuclear	6
1.2.1 Partículas alfa	6
1.2.2 Emisión de un electrón (β^-)	6
1.2.3 Emisión de un positrón (β^+)	7
1.2.4 Emisión de Rayos Gamma	7
1.2.5 Emisión de Neutrinos	8
2. INSTRUMENTOS BÁSICOS DE DETECCIÓN DE RADIACIÓN	
2.1 Cámara de ionización	11
2.2 Contadores de semiconductores	12
2.3 Detectores de unión	12
2.4 Contador proporcional	13
2.5 Contador Geiger-Muller	14
2.6 Contador de centelleo	15
2.7 Cámara de expansión de Wilson	17
3. DOSIMETRÍA	
3.1 Introducción	19
3.2 Unidades de dosis absorbida	19
3.3 Unidades de exposición	21
3.4 La cámara de pared de aire	23
3.5 Relación entre exposición y dosis	24
3.6 Medición de la dosis absorbida: Principio de Bragg-Gray	25
3.7 Dosimetría con materiales termoluminiscentes	26
4. PROPUESTA DE LA TESIS Y DISEÑO DEL EXPERIMENTO	28
5. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS	32
6. CONCLUSIONES Y COMENTARIOS	39
7. REFERENCIAS	42

RESUMEN

La ausencia de una normatividad para el uso de fuentes de rayos -X en radiografía dental en esta región del país, aunado al hecho de haber constatado la ausencia de medidas de protección radiológica para personal ocupacionalmente expuesto (POE), y dada la posibilidad de monitorar tanto la dispersión de rayos -X producidos por dichas fuentes, así como las dosis equivalentes absorbidas, se conformó la idea original del trabajo para formular una hipótesis en el campo científico de la Metrología de la Radiación que fue la siguiente:

Los haces de radiación producidos por fuentes de rayos -X en radiografía dental no necesariamente están bien colimados y/o además pueden sufrir dispersiones en el medio, que sean de riesgo para personal ocupacionalmente expuesto (POE).

A partir de esta hipótesis se formuló la propuesta de la presente tesis, así como el respectivo diseño experimental. Los resultados obtenidos permitieron corroborar ampliamente la hipótesis y a su vez validar afirmativamente nuestra propuesta de investigación científica en el área de la Metrología de la Radiación.

CAPITULO I

RADIOACTIVIDAD

1.1 RADIOACTIVIDAD NATURAL

En 1896 (Ref. 1) Becquerel llevó a cabo estudios sobre la luminiscencia de las sales de uranio excitadas por luz ordinaria. En el curso de sus experiencias observó que las radiaciones luminiscentes eran capaces de reproducir las siluetas de ciertos objetos opacos colocados sobre unas placas fotográficas, aun cuando éstas se encontraran adecuadamente protegidas. Este mismo fenómeno se había señalado como una de las propiedades más espectaculares y potencialmente valiosas de los recién descubiertos rayos X. El asombroso descubrimiento de Becquerel consistió de hecho en que la radiación emitida por el uranio subsistía aun en ausencia de la luz de excitación, demostrando además que la radiación se ponía de manifiesto para todos los compuestos del uranio, en relación directa con su contenido en dicho elemento, y que tal emisión espontánea de radiación, o radiactividad natural, era una propiedad del átomo de uranio. Se sabe ahora que las radiaciones estudiadas por Becquerel eran electrones rápidos emitidos en la desintegración β de los productos derivados de los núcleos de ^{238}U .

Tras la publicación del trabajo de Becquerel, Pierre y Marie Curie investigaron la posible emisión radiactiva de otros elementos, descubriendo que el torio mostraba un grado de actividad similar. Encontraron igualmente que el mineral de uranio

conocido como pechblenda, presentaba una actividad superior a la esperada sobre la base de una estimación química de su contenido de uranio, e inmediatamente asociaron este hecho con la presencia de otros elementos activos en dicho compuesto. Estos investigadores abordaron entonces el problema de separar tales elementos del uranio, así como de los otros elementos presentes en la pechblenda. Sus procedimientos químicos los condujeron inicialmente a concentrar una substancia que parecía comportarse químicamente como el bismuto, pero que presentaba una actividad considerablemente mayor que la del uranio (Ref. 2).

Con el descubrimiento del núcleo atómico por E. Rutherford en 1910, se comprendió mejor el origen de esta forma de radiación, pudiéndose comprobar que proviene de tales núcleos, la cual es descrita macroscópicamente a través de la probabilidad por unidad de tiempo de que un núcleo decaiga, considerada como constante. Esta constante es llamada la constante de decaimiento y se denota por

λ . Considere el decaimiento de una muestra de material radiactivo, si al tiempo t hay $n(t)$ átomos los cuales todavía no han decaído, entonces de acuerdo a la definición de λ , $\lambda n(t)dt$ de ellos van a decaer en el intervalo de tiempo dt , entre t y $t+dt$. La razón de decaimiento de la muestra al tiempo t es por lo tanto $\lambda n(t)$. Esta razón de decaimiento es también llamada la actividad de la muestra, y es medida en curies. Un curie está definido como 3.7×10^{10} desintegraciones por

segundo. La disminución en el número de núcleos decaídos en el tiempo dt está dado por

$$-dn(t) = \lambda n(t)dt. \quad (1.1)$$

Esta ecuación puede ser integrada para obtener

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.2)$$

donde n_0 es el número de átomos al tiempo inicial ($t=0$).

El intervalo de tiempo en el cual la actividad de la muestra radiactiva disminuye por un factor de dos es conocida como la vida media, y se denota por el símbolo $T_{1/2}$, esto es,

$$n(T_{1/2}) = n_0/2$$

de la ecuación (1-2), es fácil de ver que

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1.3)$$

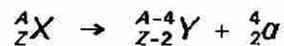
La radiactividad descubierta a finales del siglo pasado en ciertos elementos naturales no es un fenómeno básicamente diferente de la radiactividad que presentan varios centenares de núclidos artificiales.

1.2 FORMAS COMUNES DE DESINTEGRACIÓN NUCLEAR

1.2.1 PARTÍCULAS ALFA

Los núcleos pesados ($A > 208$) son energéticamente inestables, razón que causa la emisión espontánea de una partícula alfa (o núcleo de ${}^4\text{He}$). La probabilidad de decaimiento esta gobernada por el fenómeno cuántico conocido como penetración de barrera, y la vida media de tales núcleos varía desde días hasta miles de años. El proceso de decaimiento se describe

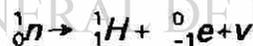
como:



1.2.2 EMISIÓN DE UN ELECTRÓN (β)

Una partícula β^- es un electrón ordinario con carga eléctrica negativa de $-1.6 \times 10^{-19}\text{C}$ y una masa de 0.000548amu ($1\text{amu} = 1.660531 \times 10^{-27}\text{Kg.}$).

La partícula beta aparece en la transformación de un neutrón, como a continuación se indica



Los experimentos indican que el decaimiento beta ocurre principalmente entre los isótopos que tienen mayor abundancia de neutrones. Para que la emisión beta pueda ser energéticamente, posible, la masa nuclear exacta

del núcleo padre debe ser más grande que la suma de la masa exacta del núcleo hijo más la partícula beta.

$$M_p = M_d + M_e + Q$$

1.2.3 EMISIÓN DE UN POSITRON (β^+)

Un positrón es una partícula con carga positiva, de $1.6 \times 10^{-19} \text{C}$. y masa de 0.000548 amu (o sea que puede considerarse como un electrón positivo).

Son generalmente emitidos por núcleos cuya energía de excitación es tal que decaen de esta forma para aumentar la proporción de neutrones sobre protones.

1.2.4. EMISIÓN DE RAYOS GAMMA

La componente más penetrante de las radiaciones naturales no es deflectada por campos electromagnéticos e interacciona con la materia de forma análoga a como lo hacen los rayos X. Por esta razón, los rayos gamma fueron identificados como radiación electromagnética; esta conclusión resultó apoyada por el éxito que acompañó a las experiencias de difracción de rayos gamma por cristales, realizadas por Rutherford, Andrade y Frilley (Ref. 3). Estas experiencias pusieron igualmente de manifiesto que los rayos gamma presentan probablemente un espectro discontinuo, y durante algún tiempo se creyó que las correspondientes líneas resultaban originadas por el paso de partículas beta a través de la estructura atómica.

El análisis de las interacciones electromagnéticas hizo posible la determinación de la energía de los rayos gamma, encontrándose valores comparables con los observados en el caso de la emisión alfa y beta. La relación existente entre las mismas energías de las radiaciones gamma fue cuidadosamente investigada por Ellis, (Ref. 3) y a medida que aumentaba la precisión con que se realizaban estas experiencias se hacía patente de una forma cada vez más clara que los rayos gamma constituían el espectro electromagnético de un sistema radiante excitado en el proceso radiactivo primario de emisión alfa o beta.

1.2.5 EMISIÓN DE NEUTRINOS

La naturaleza continua del espectro β representaba el problema más importante para la teoría de desintegración β . La energía liberada en una de estas transiciones nucleares es siempre una cantidad bien definida, por la diferencia entre las masas de los núcleos (A,Z) y $(A, Z \pm 1)$; esta energía concuerda con la del punto final del correspondiente espectro β . Este hecho fue comprobado por vez primera considerando las energías de las dos ramas de la desintegración del ThC, ambas energías coinciden si en su cálculo se utilizan los límites superiores de las energías de los espectros β en cuestión (Ref. 1).

Como se puede comprobar al comparar las sucesivas desintegraciones α y β , en cada desintegración sólo se emite un electrón; por otra parte, el núcleo final no puede quedar en una serie continua de estados residuales, puesto que los estados de baja excitación son siempre discretos y bien separados entre sí. La posibilidad de que otro tipo de radiación susceptible de ser absorbida acompañara a los electrones emitidos en la desintegración fue eliminada tras las cuidadosas experiencias calorimétricas que Ellis y Wooster llevaron a cabo con el RaE (Ref. 3).

Una dificultad adicional surgió tras la aceptación del modelo nuclear de capas debido a que este predice que los espines de los núcleos de masa impar son siempre semienteros; el mismo electrón emitido en la desintegración tiene un spin semientero, y como en la desintegración β sólo se cambia la carga y no el número másico del núcleo, también fue puesta en duda la conservación del momento angular.

La solución a todas estas dificultades fue encontrada por Pauli (Ref. 1) al sugerir que en cada decaimiento β debería emitirse una nueva partícula ligera. El más simple de todos los procesos β , la desintegración radiactiva del neutrón, estaría entonces representado por la ecuación (1-3), y el proceso inverso (que no tiene lugar con los protones libres, desde luego,

pero que sí es posible en el interior de un núcleo en el que se disponga de energía para ello) por:



Siguiendo a Fermi, se acostumbra describir la partícula representada por ν como un neutrino y la partícula $\bar{\nu}$ como un antineutrino y considerarlas como partícula y antipartícula.

Se han descubierto las siguientes propiedades del neutrino:

- a) Carga nula.
- b) Masa en reposo nula o casi nula.
- c) Momento angular semientero.
- d) Interacción con la materia extremadamente pequeña.
- e) Una helicidad definida, con vistas a dar cuenta del resultado de las experiencias sobre desintegración β . La helicidad es una magnitud con doble valor (± 1), con el cual se indica que el spin intrínseco de una partícula es paralelo o antiparalelo a la dirección de su movimiento.

El neutrino difiere de un cuanto luminoso en los aspectos c), d) y e).

CAPITULO II

INSTRUMENTOS BÁSICOS DE DETECCIÓN DE RADIACIÓN

Uno de los aspectos más importantes en el estudio del paso de las radiaciones a través de la materia ha sido el desarrollo de instrumentos de detección. En ocasiones, la disponibilidad de un nuevo detector, tal como el contador Geiger-Muller, o el de cristal de yoduro de sodio, ha aumentado considerablemente las posibilidades de desarrollo de la física nuclear.

2.1 CÁMARA DE IONIZACIÓN

En su forma más simple, la cámara de ionización es un recinto metálico lleno de gas en el cual se inserta un electrodo aislado; bajo la influencia de una radiación ionizante, la aplicación de una diferencia de potencial de unos pocos centenares de volts entre dicho electrodo y las paredes de la cámara produce el paso de una corriente a través del gas. Si el electrodo aislado se carga y luego se desconecta de la fuente de tensión, la corriente de ionización producirá su descarga; la correspondiente caída de potencial se puede observar mediante un electroscopio.

Las cámaras de ionización se utilizan ampliamente en la en la determinación de flujos o medidas de intensidad de fuentes de todos los tipos de radiación.

2.2 CONTADORES DE SEMICONDUCTORES

Desde 1945 se sabe que ciertos materiales semiconductores cristalinos, tales como el diamante, sulfuro de zinc y el cloruro de plata, responden a la ionización producida por partículas cargadas.

2.3 DETECTORES DE UNIÓN

En un semiconductor de tipo n, la conducción se debe al movimiento de los electrones en la banda de conducción; en un material de tipo p, el proceso consiste en un movimiento de agujeros positivos resultantes de la reordenación de electrones entre los átomos del cristal. Ambos materiales se preparan a partir de un semiconductor intrínsecamente puro, por adición controlada de elementos donadores o receptores de electrones, respectivamente. Si en un cristal individual se forma una unión entre dos regiones tipo p y n, los electrones emigran de la región n a la p hasta que se crea una barrera de potencial lo suficientemente elevada como para impedir un ulterior movimiento. De este modo, una capa poco profunda próxima a la unión, conocida como zona de carga de espacio, queda exenta de portadores. Esta capa, de baja conductividad y alto campo, puede operar como una cámara de ionización para una partícula cargada que creará pares electrón-agujero en su interior.

2.4 CONTADOR PROPORCIONAL

Si el voltaje aplicado a una cámara de ionización llena de gas aumenta por encima del punto V_p (voltaje de la región proporcional), la corriente empieza a aumentar debido a la ionización por colisión. El campo Eléctrico necesario para la ionización por electrones partiendo del reposo en argón y a la presión atmosférica es del orden de 10^6Vm^{-1} ; si la presión p del gas se reduce, el recorrido libre medio aumenta y el campo requerido disminuye, de forma tal que el cociente E/p se mantiene prácticamente constante (Ref. 1).

La forma del pulso en un contador proporcional es independiente de la posición de la traza de ionización original, debido a que la multiplicación principal tiene lugar siempre en la región donde el campo es más intenso. La alta multiplicación que poseen los contadores proporcionales los hace adecuados para el estudio de partículas de baja ionización, tales como partículas beta, mesones y protones

rápidos. Desde luego, las partículas pesadas son también detectadas fácilmente; en tales casos, sólo se requiere una amplificación externa muy pequeña. Por esta razón, el contador proporcional fue históricamente el primer tipo de contador utilizado, antes de que el desarrollo de los amplificadores de impulsos hiciera posible la aplicación de las cámaras de ionización a la detección de partículas. El contador proporcional pierde su proporcionalidad para altas ionizaciones iniciales o altas multiplicaciones debido a efectos de espacio-carga en la avalancha. En el límite de muy altas multiplicaciones, la altura del impulso de salida es

independiente de la ionización primaria; ésta es la llamada región Geiger.

2.5 CONTADOR GEIGER-MULLER

Cuando las características de descarga de un contador proporcional están tan alteradas (por reducción de la presión del gas o aumento del voltaje aplicado) que el impulso de salida es independiente de la ionización inicial, el tubo opera como un contador Geiger-Muller (GM).

Las principales características intrínsecas de un contador GM son:

- a) Altura del impulso de salida constante, independiente de la ionización inicial.
- b) Sensibilidad a la producción de un único par de iones.
- c) Tiempo de inestabilidad relativamente largo, subsiguientemente a la entrada en él de cada partícula. Este tiempo está constituido por un tiempo muerto, durante el cual el voltaje del contador ha caído por debajo del umbral de

recuento, y un tiempo de recuperación, durante el cual sólo se pueden producir impulsos de tamaño muy reducido.

Las características operativas de un contador GM expuesto a una fuente de radiación ionizante son:

- a) Un voltaje umbral V_0 .
- b) Un «plateau» de pequeña pendiente, para el cual la velocidad de recuento aumenta sólo ligeramente con el voltaje de funcionamiento.

- c) Una velocidad de recuento de fondo, debido a la contaminación de los materiales, la radiación cósmica y las descargas espúreas. Este fondo se puede reducir por apantallamiento y contadores en anticoincidencia a unas 2 cuentas por minuto, pero normalmente es de 7 a 20 cpm.

2.6 CONTADOR DE CENTELLEO

Una pantalla de centelleo está constituida por una capa delgada de sulfuro de zinc o platino, cianuro de bario y es observada mediante un microscopio de pocos aumentos. Históricamente es primer detector de partículas nucleares individuales. Fue utilizada en muchas de las investigaciones clásicas nucleares de Rutherford y fue empleada también por Cockroft y Walton en 1932 para demostrar la desintegración del litio por protones. El extenso uso del método de centelleo en la actualidad se debe, en parte, a la aplicación de los tubos fotomultiplicadores a la detección de impulsos luminosos y en parte, al descubrimiento de nuevos materiales de centelleo, tales como el antraceno y haluros alcalinos, transparentes a sus propias radiaciones y, por lo tanto, susceptibles de ser utilizados en forma de bloque gruesos.

A continuación se destacan las propiedades de los materiales de centelleo utilizados en la detección de partículas y de fotones:

- a) Ioduro de sodio (activado con talio). Este es el más versátil de todos los materiales de centelleo. Su importancia es enorme en el estudio de las

radiaciones gamma, aunque presenta el inconveniente de ser higroscópico, por lo cual debe encerrarse herméticamente en un recipiente de aluminio de paredes reflectoras o difusoras. La eficiencia de este material en relación con la detección de radiación es muy superior con la de un contador Geiger debido al espesor efectivo del detector.

b) **Sulfuro de zinc.** Se trata de un excelente fósforo para partículas de corto alcance. No puede utilizarse en capas gruesas porque rápidamente se hace opaco a su propia radiación.

c) **Antraceno y estilbeno.** El tiempo de desintegración de los fósforos orgánicos es menor que el de los fósforos inorgánicos, aunque su eficiencia es más pobre, especialmente para partículas pesadas. Puesto que sólo contiene elementos ligeros, estos fósforos se utilizan fundamentalmente en el recuento de partículas beta en presencia de radiación gamma.

d) **Materiales de centelleo plásticos y líquidos.** Se pueden obtener fácilmente en volúmenes muy grandes y pueden adaptarse a muchas formas geométricas diferentes. En este caso, la energía de excitación se transfiere de un disolvente a un soluto, el cual remite la radiación con una longitud de onda para la que el disolvente es transparente. Los materiales de centelleo plástico constituyen los detectores de los (telescopios) de contadores

múltiples utilizados en física de altas energías para definir la trayectoria de una partícula o para gobernar la operación de un detector visual. Debido a su alto contenido de Hidrógeno y rápida respuesta, los fósforos orgánicos se utilizan frecuentemente en la detección de neutrones, por observación de los protones de retroceso originados en las colisiones (n,p).

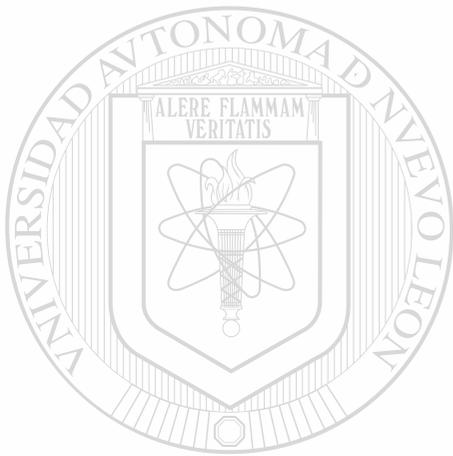
- e) Gases. El xenón es particularmente útil en la detección de partículas cargadas pesadas en presencia de radiación gamma. La emisión principal de luz tiene lugar en el ultravioleta y se hace necesario utilizar un desplazador de longitudes de onda (con frecuencia una película de grasa) para convertir la energía a una longitud de onda adecuada para la detección de un fotomultiplicador estandar.

2.7 CÁMARA DE EXPANSIÓN DE WILSON

La cámara de niebla debe su existencia al interés que demostró C.T.R. Wilson hacia los fenómenos meteorológicos en las montañas de Ben Nevis en 1894. La forma actual de este instrumento apenas difiere en lo esencial de los modelos primitivos y las trazas obtenidas por el propio Wilson en 1911 se cuentan todavía entre los mejores ejemplos de las posibilidades de la cámara.

La cámara de expansión, produce la condensación de un vapor en forma de gotas a lo largo del recorrido de una partícula ionizante a través de un gas. El gas y

vapor están contenidos en un cilindro con adecuadas ventanas transparentes; las trazas visibles se iluminan y se fotografían a través de las paredes o la parte superior de la cámara. La condensación tiene lugar como resultado de una expansión adiabática, producida de forma conveniente por el movimiento controlado de un diafragma de caucho.



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

CAPITULO III

DOSIMETRIA

3.1 INTRODUCCIÓN

Durante las primeras experiencias radiológicas, no se tenían definidas las unidades de dosis de radiación, ya sea para protección radiológica o para terapia con radiación. Para propósitos de protección radiológica se utilizaba comúnmente una película para radiografía dental con un clip adjunto. Una fuente de exposición diaria era suficiente para producir una sombra detectable, la cual fue considerada como dosis máxima permisible. Para grandes dosis y propósitos de terapia, la unidad de dosis fue frecuentemente la "unidad eritema de piel". Además, como experimentalmente se comprobó, la radiación que es absorbida por el cuerpo humano depende de la energía de dicha radiación, para lo cual es necesario distinguir entre exposición de radiación y dosis absorbida de radiación.

3.2 UNIDADES DE DOSIS ABSORBIDA

El daño producido por la radiación depende de la absorción de energía de esta, y es aproximadamente proporcional a la concentración de energía absorbida por el tejido. Por esta razón, la unidad básica de dosis de radiación es expresada en términos de energía absorbida por unidad de masa en el tejido, y es llamada Gray (Gy), definida como:

Un Gray es una dosis de radiación absorbida de un joule por kilogramo.

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/Kg.}$$

El Gray es aplicable universalmente para todo tipo de dosimetría de radiación ionizante, ya sean rayos gamma, neutrones, partículas cargadas, o radioisótopos internos depositados.

Antes de la adopción del sistema internacional de unidades, la dosis de radiación fue medida por una unidad llamada Rad (dosis de radiación absorbida)

Un Rad es una dosis de radiación absorbida de 100 ergs por gramo.

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ ergs/g.}$$

Como $1 \text{ J} = 10^7 \text{ ergs}$, y $1 \text{ Kg} = 1000\text{g}$,

$$1 \text{ Gy} = 100\text{rads.}$$

Aunque el Gray es la nueva unidad que eventualmente reemplazará al rad, este es todavía ampliamente utilizado.

3.3 UNIDADES DE EXPOSICIÓN

Para radiación externa de algún flujo de energía dado, la dosis absorbida en algún punto dentro de un organismo depende de los siguientes factores: 1) del tipo y energía de radiación, 2) de la profundidad dentro del organismo en cuestión al cual la dosis absorbida es requerida y 3) de la constitución física del medio absorbente a este punto. Por ejemplo el hueso, esta compuesto de elementos (Ca y P) cuyo número atómico es mayor que el del tejido blando (C, O, H y N), y por lo tanto absorbe más energía de un rayo X por unidad de masa, que el tejido blando. Por esta razón los campos de rayos X a los cuales un organismo puede ser expuesto, son frecuentemente especificados en unidades de exposición. La unidad de exposición representa una medida del flujo de fotones y esta relacionada con la cantidad de energía transferida del campo de rayos X a una unidad de masa de aire. Una unidad de exposición esta definida como la cantidad de radiación X o gamma que produce en el aire, iones portando 1 coulomb de carga por kg de aire.

$$1 \text{ unidad X} = 1 \text{ C/kg aire.}$$

La unidad de exposición esta basada en la ionización del aire, debido a la relativa facilidad con que dicha ionización se puede medir, en un rango que va de algunos Kev hasta algunos Mev, por lo cual el uso de la unidad de exposición es limitada para rayos X o gamma cuyas cantidades de energía no excedan de 3 MeV. Para fotones de alta energía, la exposición es expresada en unidades de watt-segundo por m² y la razón de exposición es expresada en unidades de watts por m². La

definición operacional de la unidad de exposición puede ser convertida a unidades más fundamentales de energía absorbida por unidad de masa de aire, como la carga en un ion simple es de $1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ y que la energía promedio disipada en la producción de un simple par iónico en aire es 34eV . Entonces:

$$1 \text{ unidad X} = \left(1 \frac{\text{C}}{\text{kg de aire}} \right) \left(\frac{1 \text{ ion}}{1.6 \times 10^{-19} \text{C}} \right) \left(34 \frac{\text{eV}}{\text{ION}} \right) (1.6 \times 10^{-19} \text{J/eV}) \left(1 \frac{\text{Gy}}{\text{J/kg}} \right)$$

$$= 34 \text{ Gy (en aire).}$$

Es importante notar que esta unidad de exposición es una medida integrada de exposición, y es independiente del tiempo en el cual ocurre la exposición. La intensidad de un campo de rayos X o gammas es usualmente expresada como una razón de exposición, de coulomb por kg por hora. La exposición total, es el producto de la razón de exposición por el tiempo.

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

Antes de que el sistema internacional de unidades fuera adoptado, la unidad de exposición de rayos X fue llamada Roentgen, y su símbolo es R. El Roentgen fue definido como la cantidad de radiación X o gamma que produce iones portando un statcoulomb de carga por centímetro cúbico de aire a 0°C y 760mm Hg .

$$1 \text{ R} = 1 \text{ SC/cm}^3$$

Ya que un ion porta una carga de $4.8 \times 10^{-10} \text{SC}$, y la masa de 1 cm^3 de aire estándar es de 0.001293gr , una exposición de 1R corresponde a una absorción

de 87.7 ergs por gramo de aire o sea una dosis en aire de 0.877 rad. Cuando la exposición es medida en Roentgen, la intensidad de rayos X o gamma se define en unidades como Roentgen por minuto o mR por hora. (1mR = 10⁻³R)

La relación entre la unidad de exposición y el roentgen puede ser calculada como:

$$\frac{(34 \frac{J}{kg} / \frac{C}{kg}) (10^7 \frac{ergs}{1000g})}{87.7 \frac{ergs}{g} / R} = 3876.653 R / \frac{C}{kg}$$

$$6 \quad 1 \text{ unidad X} = 3877 R$$

3.4 LA CÁMARA DE PARED DE AIRE

Este instrumento consiste de una pared cilíndrica exterior, hecha de un plástico eléctrico conductor. Coaxial a la pared exterior, pero separada de ésta por un aislador de alta calidad, esta un alambre en el centro. Este alambre central, o anodo central, es cargado positivamente con respecto a la pared. Cuando la cámara es expuesta a radiación X o gamma, la ionización producida en la cavidad para medir, es el resultado de las interacciones entre los fotones y la pared, descargando el condensador, con lo cual decrece el potencial del anodo. Este decrecimiento en el voltaje del anodo es directamente proporcional a la ionización producida en la cavidad, la cual a su vez es directamente proporcional a la exposición de radiación.

3.5 RELACIÓN ENTRE EXPOSICIÓN Y DOSIS

La cámara de pared de aire, como lo indica el nombre, mide la energía absorbida en el aire, sin embargo, en la mayoría de los casos estamos interesados en medir la energía absorbida en un tejido. Dado que la energía absorbida es aproximadamente proporcional a la densidad electrónica del absorber en la región de energía donde las unidades de exposición son válidas, se puede demostrar que la dosis en el tejido no es necesariamente igual a la dosis en aire para algún campo de radiación. Por ejemplo, si consideramos que el tejido muscular tiene una gravedad específica de 1, y una composición elemental de 5.98×10^{22} átomos de hidrógeno por gramo, 2.75×10^{22} átomos de oxígeno por gramo, 0.172×10^{22} átomos de nitrógeno por gramo y 6.02×10^{21} átomos de carbono por gramo, entonces la densidad electrónica es 3.28×10^{23} electrones por gramo. Para aire, cuya densidad es $1,293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, la densidad electrónica es 3.01×10^{23} electrones por gramo. La energía de absorción, en joules por kilogramo de tejido, correspondiente a una exposición de 1 coulomb por kilogramo de aire, es entonces:

$$\frac{3.28}{3.01} \times 34 = 37 \text{ J/kg en tejido}$$

3.6 MEDICIÓN DE LA DOSIS ABSORBIDA: PRINCIPIO DE BRAGG-GRAY

Si una cámara de ionización de cavidad es construida con paredes de material cuya propiedad de absorción de radiación sea similar a la del tejido, entonces aprovechando el principio de Bragg-Gray, se puede construir un instrumento para medir directamente la dosis en el tejido. De acuerdo al principio de Bragg-Gray, la cantidad de ionización producida en una pequeña cavidad llena de gas rodeada por un medio sólido absorbente es proporcional a la energía absorbida por el sólido.

Implícito en la aplicación práctica de este principio es que la cavidad de gas pueda ser lo suficientemente pequeña relativa a la masa del sólido absorbente para no afectar las distribuciones de velocidad y ángulos de electrones primarios. Este requerimiento se cumple si los electrones primarios pierden solo una pequeña fracción de su energía al atravesar la cavidad de gas. Si la cavidad está rodeada por un medio sólido de anchura adecuada para permitir un equilibrio electrónico estable, entonces la energía absorbida por unidad de masa de la pared, dE_m/dM_m ,

está relacionada con la energía absorbida por unidad de masa del gas en la cavidad, dE_g/dM_g , a través de la relación:

$$\frac{dE_m}{dM_m} = \left(\frac{S_m}{S_g} \right) \left(\frac{dE_g}{dM_g} \right),$$

donde S_m es el poder másico de frenado del material de la pared y S_g es el poder másico de frenado del gas. Como la ionización por unidad de masa del gas es una medida directa de dE_g/dM_g , la ecuación anterior puede ser escrita como:

$$\frac{dE_m}{dM_m} = (\rho_m) (w) (J),$$

donde ρ_m es la razón de los poderes másicos de frenado del sólido relativo al gas, (S_m/S_g) , w es la energía media disipada en la producción de un par iónico en el gas, y J es el número de pares iónicos por unidad de masa del gas.

3.7 DOSIMETRIA CON MATERIALES TERMONUMILISCENTES (TLD)

Algunos materiales termoluminiscentes de tipo cristalino, son aquellos para los cuales una pequeña cantidad de impurezas ha sido añadida. (ej., $\text{CaSO}_4 : \text{Mn}$, donde el manganeso es el activador). Otros (notablemente LiF) no requieren de la adición de un activador, para la creación de trampas de iones, sino que son creadas por las impurezas inherentes y defectos en el cristal. Al escoger entre los

materiales TLD debe tomarse en cuenta las consideraciones de la profundidad de la trampa y del número atómico del material. Si los niveles de energía de las trampas están muy cerca de la orilla de la banda abierta (como en $\text{CaSO}_4 : \text{Mn}$), el número de portadores atrapados por unidad de exposición pueden ser muy grande. Sin embargo, estos materiales pueden tener una sensibilidad del orden de 2×10^{-5} rads ($0.2 \mu\text{Gy}$).

De todos los materiales de termoluminiscentes, se ha comprobado que el más utilizado es el LiF, ya que el desvanecimiento de este es despreciable a diferentes temperaturas y el número atómico promedio de este es bajo, el cual no difiere mucho del de un tejido o aire. La energía depositada en LiF esta correlacionada con la exposición de rayos gamma o dosis equivalente sobre un amplio rango de energía de rayos gamma. Para materiales de termoluminiscencia con alto número atómico, las probabilidades de interacción fotoeléctrica aumentan a la respuesta para bajas energías de rayos X o gammas.



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

CAPITULO IV

PROPUESTA DE LA TESIS Y DISEÑO DEL EXPERIMENTO

Una de las aplicaciones más importantes de las radiaciones ionizantes en el rango de energía de los rayos -X se encuentra en el campo conocido como radiografía dental, donde se emplea una gran variedad de fuentes o aparatos de rayos -X generalmente bien blindados, que teóricamente emiten un haz colimado, para revelar una placa detectora que se coloca justo detrás de la pieza dental a radiografiar.

Se ha observado que especialistas en este campo consideran que la colimación del haz de rayos -X es tal que solo afecta un área ligeramente mayor a la de la placa detectora, cuyas dimensiones son de 3 cm x 2 cm, y que además el haz es absorbido por el paciente, razón por la cual permanecen a un lado del mismo durante la toma de la radiografía.

Desde el punto de vista científico existe siempre un riesgo de que la radiación alcance áreas mucho mayores que la de la placa detectora, o no sea totalmente absorbida por el paciente y/o sufra dispersiones en el medio ambiente o por fallas de colimación que puedan afectar al personal que se encuentre cercano al paciente.

Dado que en nuestra localidad no se lleva a cabo ningún sistema de control y medición de este tipo de riesgos es que se justifica plenamente la siguiente investigación científica que es la propuesta de esta tesis: "Diseño de un sistema de medición y detección de la radiación - X de fuentes en radiografía dental, así como la medición de la dosis absorbida".

Con el fin de determinar experimentalmente esta posibilidad, se diseñó un sistema de detección de bajas dosis de radiación para una fuente típica de rayos -X en radiografía dental.

Dicho sistema de detección permite cuantificar la dispersión angular del haz así como la dosis equivalente de radiación absorbida a diferentes distancias de la fuente.

Dado que en principio, el haz exhibe simetría cilíndrica, las variables relacionadas con la dispersión serían: la coordenada polar θ y la coordenada azimutal ψ . La determinación de la dosis equivalente de radiación absorbida se obtiene mediante la colocación de detectores en las respectivas direcciones de dispersión. Para tal fin se diseñó una estructura como se muestra en la siguiente figura:

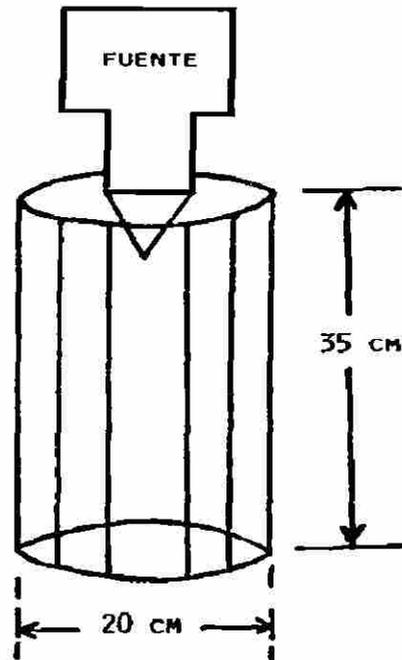


Fig. 1

Por otro lado, la infraestructura del laboratorio de Metrología de las Radiaciones de la División de Estudios de Postgrado permite realizar satisfactoriamente este experimento dado que cuenta con suficientes detectores de dosis de radiación equivalente (cristales termoluminiscentes de LiF) así como horno y lector debidamente calibrados .

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

Para la realización del experimento se colocan diecisiete cristales cuyo estado base previamente se determina, distribuidos geoméricamente como se muestra en la figura anterior en tres grupos de cuatro cristales en la pared del cilindro y cinco en la base del mismo.

Una vez hecho este arreglo se procede a instalar el cilindro bajo la fuente de radiación y se efectúa el primer disparo con duración de 0.9 seg. y a un voltaje de 60Kv. Como los cristales laterales se distribuyen en tres grupos: cuatro en la parte superior del cilindro, cuatro a la mitad y otros cuatro en la parte inferior, distribuidos internamente a 0°, 90°, 180° y 270°, este primer disparo se hace de tal forma que el cero de la fuente coincida con un grupo de detectores. Un segundo y tercer disparo se efectúan girando la fuente 30° y 60° respectivamente.

Este procedimiento se repite para otro grupo de diecisiete cristales pero incrementando el intervalo de tiempo de disparo a 1 seg, permaneciendo el voltaje a 60 Kv.

Una vez obtenidas las lecturas de cada cristal, se uniformizan a una cifra decimal. Luego se calculan intervalos de confianza a una confiabilidad del 98% y se procede al tratamiento estadístico de los datos.

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

CAPÍTULO V

PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

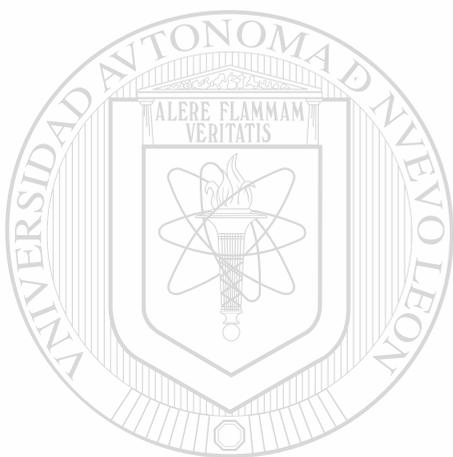
En la Tabla I (pág. 34) se presentan los resultados obtenidos en las dos veces que se llevó a cabo el experimento. La primera el día 18 de marzo de 1995 y la segunda el 24 de marzo del mismo año. En ambos casos, la disposición geométrica de los cristales termoluminiscentes de LiF, así como los voltajes y tiempos de exposición fueron los mismos.

A cada grupo de datos se les calculó la media experimental y la desviación estándar respectiva, información que se presenta en la Tabla II (pág. 35).

Dado que el experimento se realizó dos veces en igualdad de circunstancias, y habiéndose obtenido resultados semejantes pero no idénticos, fue necesario aplicar criterios de confiabilidad para cada pareja de grupos. Se consideró adecuado exigir un intervalo de confianza del 98% para la media experimental de cada pareja de grupos, con la finalidad de descartar datos erróneos. Los intervalos calculados se presentan en la Tabla III (pág. 36), así como la desviación estándar experimental y la teórica.

Conforme al intervalo de confianza del 98%, las nuevas medias experimentales y sus correspondientes desviaciones estándar, para cada pareja de grupos se presentan en la Tabla IV (pág. 37).

Los resultados obtenidos muestran claramente una dispersión del haz de rayos-x para todas las direcciones polares y azimutales y a diferentes distancias de la fuente, como se muestra en la Tabla V (pág. 38).



UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

FECHA: 18 DE MARZO DE 1995				FECHA: 24 DE MARZO DE 1995			
$\Delta t = 0.9 \text{ seg.}$				$\Delta t = 0.9 \text{ seg.}$			
$\Delta t = 1.0 \text{ seg.}$				$\Delta t = 1.0 \text{ seg.}$			
G1	BASE	DATO	DIFERENCIA	G5	BASE	DATO	DIFERENCIA
57.5 μ Gy	235.0 μ Gy	177.5 μ Gy	296.1 μ Gy	38.9 μ Gy	335.0 μ Gy	296.1 μ Gy	296.1 μ Gy
63.5 μ Gy	257.0 μ Gy	193.5 μ Gy	284.0 μ Gy	44.0 μ Gy	328.0 μ Gy	284.0 μ Gy	284.0 μ Gy
56.5 μ Gy	273.0 μ Gy	216.5 μ Gy	254.1 μ Gy	49.9 μ Gy	304.0 μ Gy	254.1 μ Gy	254.1 μ Gy
87.7 μ Gy	259.0 μ Gy	171.3 μ Gy	293.6 μ Gy	59.4 μ Gy	353.0 μ Gy	293.6 μ Gy	293.6 μ Gy
G2				G6			
47.5 μ Gy	564.0 μ Gy	516.5 μ Gy	522.8 μ Gy	90.2 μ Gy	613.0 μ Gy	522.8 μ Gy	522.8 μ Gy
76.1 μ Gy	449.0 μ Gy	372.9 μ Gy	472.0 μ Gy	48.0 μ Gy	520.0 μ Gy	472.0 μ Gy	472.0 μ Gy
50.7 μ Gy	373.0 μ Gy	322.3 μ Gy	718.0 μ Gy	35.0 μ Gy	753.0 μ Gy	718.0 μ Gy	718.0 μ Gy
38.0 μ Gy	373.0 μ Gy	335.0 μ Gy	416.9 μ Gy	82.1 μ Gy	499.0 μ Gy	416.9 μ Gy	416.9 μ Gy
G3				G7			
48.9 μ Gy	809.0 μ Gy	760.1 μ Gy	604.8 μ Gy	66.2 μ Gy	671.0 μ Gy	604.8 μ Gy	604.8 μ Gy
56.2 μ Gy	771.9 μ Gy	715.7 μ Gy	861.1 μ Gy	84.9 μ Gy	946.0 μ Gy	861.1 μ Gy	861.1 μ Gy
53.1 μ Gy	759.0 μ Gy	705.9 μ Gy	599.3 μ Gy	71.7 μ Gy	671.0 μ Gy	599.3 μ Gy	599.3 μ Gy
51.8 μ Gy	775.0 μ Gy	723.2 μ Gy	510.5 μ Gy	36.5 μ Gy	547.0 μ Gy	510.5 μ Gy	510.5 μ Gy
G4				G8			
53.5 μ Gy	15.3mGy	15.2mGy	13.7mGy	52.4 μ Gy	13.8mGy	13.7mGy	13.7mGy
52.2 μ Gy	9.9mGy	9.8mGy	15.4mGy	73.1 μ Gy	15.4mGy	15.4mGy	15.4mGy
73.1 μ Gy	13.0mGy	12.9mGy	14.1mGy	62.7 μ Gy	14.2mGy	14.1mGy	14.1mGy
50.8 μ Gy	3.0mGy	3.0mGy	10.5mGy	69.1 μ Gy	10.6mGy	10.5mGy	10.5mGy
62.0 μ Gy	11.3mGy	11.3mGy	17.1mGy	96.0 μ Gy	17.2mGy	17.1mGy	17.1mGy
G9				G10			
50.8 μ Gy	343.0 μ Gy	292.2 μ Gy	575.2 μ Gy	76.8 μ Gy	652.0 μ Gy	575.2 μ Gy	575.2 μ Gy
52.6 μ Gy	351.0 μ Gy	298.4 μ Gy	552.3 μ Gy	54.7 μ Gy	607.0 μ Gy	552.3 μ Gy	552.3 μ Gy
56.1 μ Gy	309.0 μ Gy	252.9 μ Gy	674.8 μ Gy	80.2 μ Gy	755.0 μ Gy	674.8 μ Gy	674.8 μ Gy
77.4 μ Gy	262.0 μ Gy	184.6 μ Gy	524.3 μ Gy	81.7 μ Gy	606.0 μ Gy	524.3 μ Gy	524.3 μ Gy
G10				G11			
G13				G14			
63.6 μ Gy	255.0 μ Gy	191.4 μ Gy	407.0 μ Gy	40.1 μ Gy	407.0 μ Gy	407.0 μ Gy	407.0 μ Gy
72.3 μ Gy	257.0 μ Gy	184.3 μ Gy	560.0 μ Gy	78.8 μ Gy	560.0 μ Gy	560.0 μ Gy	560.0 μ Gy
78.1 μ Gy	434.0 μ Gy	355.9 μ Gy	637.0 μ Gy	49.5 μ Gy	637.0 μ Gy	637.0 μ Gy	637.0 μ Gy
82.5 μ Gy	415.0 μ Gy	332.5 μ Gy	620.0 μ Gy	78.6 μ Gy	620.0 μ Gy	620.0 μ Gy	620.0 μ Gy
G14				G15			
55.1 μ Gy	549.0 μ Gy	493.9 μ Gy	459.5 μ Gy	55.1 μ Gy	549.0 μ Gy	549.0 μ Gy	549.0 μ Gy
73.3 μ Gy	602.0 μ Gy	528.7 μ Gy	502.4 μ Gy	73.3 μ Gy	602.0 μ Gy	602.0 μ Gy	602.0 μ Gy
31.6 μ Gy	469.0 μ Gy	437.4 μ Gy	511.8 μ Gy	31.6 μ Gy	469.0 μ Gy	469.0 μ Gy	469.0 μ Gy
47.0 μ Gy	530.0 μ Gy	483.0 μ Gy	537.8 μ Gy	47.0 μ Gy	530.0 μ Gy	530.0 μ Gy	530.0 μ Gy
G16				G16			
5.3mGy	5.3mGy	5.2mGy	4.7mGy	47.6 μ Gy	4.7mGy	4.7mGy	4.7mGy
1.3mGy	1.3mGy	1.2mGy	16.9mGy	40.3 μ Gy	17.0mGy	16.9mGy	16.9mGy
16.4mGy	16.4mGy	16.3mGy	15.4mGy	28.8 μ Gy	15.4mGy	15.4mGy	15.4mGy
14.7mGy	14.7mGy	14.7mGy	4.0mGy	43.9 μ Gy	4.1mGy	4.0mGy	4.0mGy
16.7mGy	16.7mGy	16.7mGy	14.1mGy	48.3 μ Gy	14.1mGy	14.1mGy	14.1mGy

TABLA I

FECHA: 18 DE MARZO DE 1995		FECHA: 24 DE MARZO DE 1995	
$\Delta t = 0.9 \text{ seg.}$	$\Delta t = 1 \text{ seg.}$	$\Delta t = 0.9 \text{ seg.}$	$\Delta t = 1 \text{ seg.}$
GRUPO 1 $\bar{x} = 189.1 \mu\text{Gy}$ $s = 20.2 \mu\text{Gy}$	GRUPO 5 $\bar{x} = 281.9 \mu\text{Gy}$ $s = 19.3 \mu\text{Gy}$	GRUPO 9 $\bar{x} = 257.0 \mu\text{Gy}$ $s = 52.3 \mu\text{Gy}$	GRUPO 13 $\bar{x} = 266.0 \mu\text{Gy}$ $s = 90.8 \mu\text{Gy}$
GRUPO 2 $\bar{x} = 386.7 \mu\text{Gy}$ $s = 89.2 \mu\text{Gy}$	GRUPO 6 $\bar{x} = 532.4 \mu\text{Gy}$ $s = 131.1 \mu\text{Gy}$	GRUPO 10 $\bar{x} = 581.7 \mu\text{Gy}$ $s = 65.5 \mu\text{Gy}$	GRUPO 14 $\bar{x} = 494.2 \mu\text{Gy}$ $s = 95.4 \mu\text{Gy}$
GRUPO 3 $\bar{x} = 726.2 \mu\text{Gy}$ $s = 23.7 \mu\text{Gy}$	GRUPO 7 $\bar{x} = 643.9 \mu\text{Gy}$ $s = 151.1 \mu\text{Gy}$	GRUPO 11 $\bar{x} = 502.9 \mu\text{Gy}$ $s = 32.6 \mu\text{Gy}$	GRUPO 15 $\bar{x} = 485.8 \mu\text{Gy}$ $s = 37.7 \mu\text{Gy}$
GRUPO 4 $\bar{x} = 10.4 \text{mGy}$ $s = 4.6 \text{mGy}$	GRUPO 8 $\bar{x} = 14.1 \text{mGy}$ $s = 2.4 \text{mGy}$	GRUPO 12 $\bar{x} = 11.0 \text{mGy}$ $s = 6.2 \text{mGy}$	GRUPO 16 $\bar{x} = 10.8 \text{mGy}$ $s = 7.1 \text{mGy}$

T A B L A II

GRUPOS: 1 Y 9 172.1 $\mu\text{Gy} < \mu < 274.7 \mu\text{Gy}$	GRUPOS: 5 Y 13 212.8 $\mu\text{Gy} < \mu < 335.2 \mu\text{Gy}$
GRUPOS 2 Y 10 357.5 $\mu\text{Gy} < \mu < 610.7 \mu\text{Gy}$	GRUPOS 6 Y 14 405.6 $\mu\text{Gy} < \mu < 621.0 \mu\text{Gy}$
GRUPOS 3 Y 11 492.7 $\mu\text{Gy} < \mu < 736.5 \mu\text{Gy}$	GRUPOS 7 Y 15 432.8 $\mu\text{Gy} < \mu < 696.8 \mu\text{Gy}$
GRUPOS 4 Y 12 6.1 $\text{mGy} < \mu < 15.3 \text{mGy}$	GRUPOS 8 Y 16 7.8 $\text{mGy} < \mu < 17.2 \text{mGy}$

T A B L A III

<p>GRUPOS: 1 Y 9</p> <p>\bar{x} = 205.0 μGy s = 30.5 μGy</p>	<p>GRUPOS: 5 Y 13</p> <p>\bar{x} = 292.0 μGy s = 28.1 μGy</p>
<p>GRUPOS 2 Y 10</p> <p>\bar{x} = 508.2 μGy s = 79.2 μGy</p>	<p>GRUPOS 6 Y 14</p> <p>\bar{x} = 503.6 μGy s = 59.7 μGy</p>
<p>GRUPOS 3 Y 11</p> <p>\bar{x} = 616.1 μGy s = 108.9 μGy</p>	<p>GRUPOS 7 Y 15</p> <p>\bar{x} = 522.5 μGy s = 61.2 μGy</p>
<p>GRUPOS 4 Y 12</p> <p>\bar{x} = 12.7 mGy s = 2.1 mGy</p>	<p>GRUPOS 8 Y 16</p> <p>\bar{x} = 14.0 mGy s = 2.1 mGy</p>

T A B L A I V

DISPERSION AZIMUTAL DE LA RADIACIÓN

$\Delta t = 0.9 \text{ seg}$			
	$\varphi_1 = 90^\circ$	$\varphi_2 = 30^\circ$	$\varphi_3 = 160^\circ$
DOSIS	GRUPOS 1 Y 9 $\bar{x} = 205.0 \mu\text{Gy}$ $s = 30.5 \mu\text{Gy}$	GRUPOS 2 Y 10 $\bar{x} = 508.2 \mu\text{Gy}$ $s = 79.2 \mu\text{Gy}$	GRUPOS 3 Y 11 $\bar{x} = 616.1 \mu\text{Gy}$ $s = 108.9 \mu\text{Gy}$
$\Delta t = 1 \text{ seg}$			
DOSIS	GRUPOS 5 Y 13 $\bar{x} = 292.0 \mu\text{Gy}$ $s = 281.1 \mu\text{Gy}$	GRUPO 6 Y 14 $\bar{x} = 503.6 \mu\text{Gy}$ $s = 59.7 \mu\text{Gy}$	GRUPOS 7 Y 15 $\bar{x} = 522.5 \mu\text{Gy}$ $s = 61.2 \mu\text{Gy}$
			GRUPOS 8 Y 16 $\bar{x} = 14.0 \text{ mGy}$ $s = 2.1 \text{ mGy}$

TABLA V

CAPÍTULO VI

CONCLUSIONES Y COMENTARIOS

Se corrobora plenamente la conjetura o punto de partida científico en el sentido de que el haz tiene problemas de colimación y que la dispersión lateral es notoria y no despreciable; además la posible dispersión por el medio tampoco es despreciable y que los riesgos para personal ocupacionalmente expuesto (POE) deben de cuantificarse y reglamentarse ya que las dosis equivalentes pueden alcanzar magnitudes que así lo requieran.

La propuesta de tesis queda completamente justificada por los resultados obtenidos, de los que se desprende que la dispersión de rayos-x tiene una variación azimutal de carácter probablemente lineal, como se muestra en la tabla V (pág. 38) y en la fig. 2 (pág. 40).

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS

Para los resultados obtenidos en la tabla V, se calculó tanto el coeficiente de correlación lineal así como el coeficiente de determinación para cada intervalo de tiempo, encontrando los siguientes resultados:

$$\Delta t = 0.9 \text{ seg.: } r = -0.997 \text{ y C.D.} = 99.4\%$$

$$\Delta t = 1.0 \text{ seg.: } r = -0.994 \text{ y C.D.} = 98.9\%$$

En base a los resultados anteriores se observa una alta correlación lineal, razón por la cual los datos de la tabla V se ajustaron a una línea recta obteniéndose las siguientes ecuaciones:

Para $\Delta t = 0.9$ seg.: $D = 688.17 - 5.4\varphi$

Para $\Delta t = 1.0$ seg.: $D = 586.1 - 3.2\varphi$

La representación gráfica de estas ecuaciones se da en la siguiente figura:

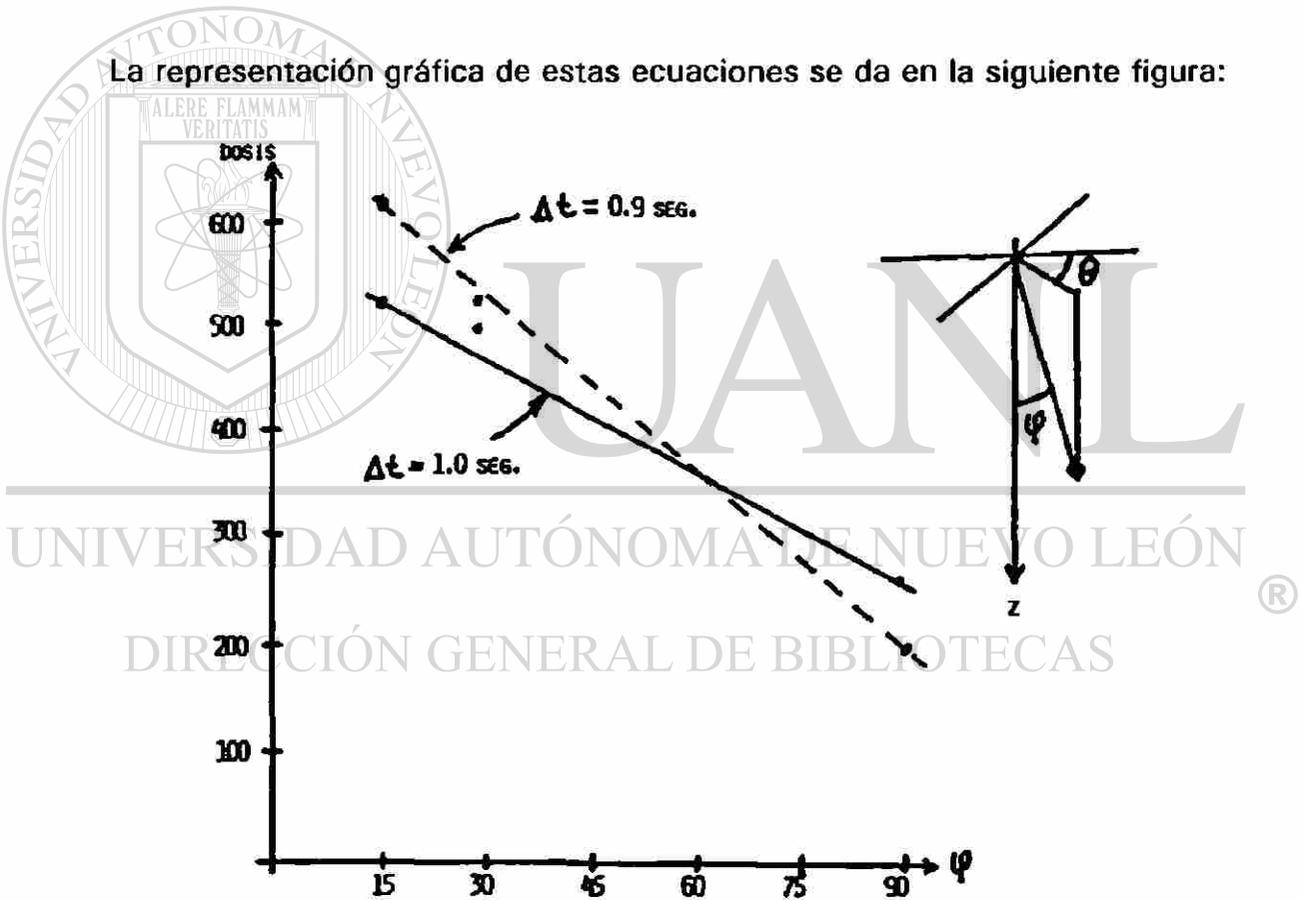


Fig. 2

Dado que a una distancia de 35 cm de la fuente y sobre el eje z (y su vecindad) se obtuvieron dosis equivalentes del orden de 10 mGy con solo tres disparos, y considerando que en promedio se efectúan (conservadoramente) 18 disparos por día, entonces la dosis equivalente acumulada sería de 60 mGy, cantidad que, para algunos órganos del cuerpo, representa el límite de la máxima razón de dosis permisible. (Ref. 4). Este hecho, por sí solo, resalta la importancia de esta investigación, que se constituirá como base de futuros trabajos científicos para beneficio de toda la comunidad que requiera de este tipo de servicios.

Por otro lado, uno de los aspectos más importantes de toda investigación es el de constituirse en auténtica fuente de investigación, lo cual también se cumple en este trabajo como lo demuestra el siguiente listado de posibles actividades de investigación científica en el campo de la Metrología de las Radiaciones:

- a) Determinar con mayor precisión y exactitud la variación polar, radial y azimutal de la dispersión.
- b) Determinar la sensibilidad de los cristales de Lif en relación a la dirección de la radiación incidente.
- c) Extender este trabajo a más fuentes de rayos -X empleadas en radiografía dental.
- d) Medir la dosis equivalente en modus operandi.
- e) Realizar la investigación con otras simetrías.
- f) Establecer mecanismos de normatividad, calibración y supervisión.

REFERENCIAS

1.- G.F. KNOLL

Radiation Detection And Measurement.

John Siley & Sons. 1991

2.- IRVING KAPLAN

Nuclear Physics.

Addison Wesley. 1972

3.- W.E. BURCHAM, F.R.S.

Nuclear Physics An Introduction.

Mc Graw Hill. 1983

4.- HERMAN CEMBER.

Introduction To Health Physics.

Pergamon Press. 1993

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

DIRECCIÓN GENERAL DE BIBLIOTECAS



