

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

“ESTUDIO DEL ÓXIDO DE SILICIO AMORFO
COMO MATERIAL TERMOLUMINISCENTE”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE :

F Í S I C O

P R E S E N T A :

RADAMÉS RICARDO REYNOSO MANRÍQUEZ.

DIRECTOR DE TESIS: DR. GUILLERMO ESPINOSA GARCÍA

MÉXICO, D.F.

2005



m 341072



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

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

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:

"Estudio del óxido de silicio amorfo como material Termoluminiscente"

realizado por Reynoso Manríquez Radamés Ricardo con número de cuenta 9251854-6

quién cubrió los créditos de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Dr. Guillermo Espinosa García

Propietario

Dr. Fermín Castillo Mejía

Propietario

M. en C. Augusto Cabrera Manuel

Suplente

Dr. Horacio Martínez Valencia

Suplente

M. en C. Jesús Armando Lara Velázquez

Consejo Departamental de Física

M. EN C. ALICIA ZARZOSA, PÉREZ

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar quiero agradecer a mis padres, por regalarme el milagro de la vida; por sus constantes muestras de amor y el apoyo que me han brindado para poder realizar mi sueño de estudiar una carrera y convertirme en profesionista. A mis Hermanos, quienes con su ejemplo y dedicación me impulsaron para alcanzar mis metas.

Muy especialmente a Claudia, mi compañera inseparable que con su incondicional amor me ha dado las fuerzas para alcanzar los objetivos planteados, por lo que le dedico este trabajo, Gracias Amor, hasta siempre.

Quiero agradecer, por supuesto, a quien ha hecho que todo esto sea posible con sus innumerables muestras de apoyo, y que se ha convertido en un ejemplo de dedicación a la ciencia, al queridísimo Doctor Guillermo Espinosa García, mi Director de tesis, Asesor y Mentor. en verdad, Muchas Gracias.

A los sinodales: Dr. Fermín Castillo Mejía, M. en C. Augusto Cabrera Manuel, Dr. Horacio Martínez Valencia, M. en C. Jesús Armando Lara Velázquez, a quienes agradezco sus contribuciones y su apoyo académico, así como su comprensión y colaboración para que esta tesis viera la luz.

A nuestra máxima casa de estudios, la U.N.A.M., que me brindó la oportunidad de aprender de los maestros e investigadores, así como del uso de sus instalaciones para completar mi formación, y dentro de las que se encuentran los laboratorios del Programa de Dosimetría de la Radiación del Instituto de Física donde labora José Ignacio Golzarri a quien agradezco igualmente.

A la M. en C. Patricia Avilés Mandujano, a quien no tengo palabras para agradecerle su infinita bondad y su preocupación por mi bienestar académico y que me ha brindado su ayuda cuando lo requerí. Gracias.

Por último – y no por menor importancia-, quiero agradecer a todo el personal del Departamento de Física y al de la Sección Escolar de la Facultad de Ciencias, las facilidades otorgadas y su atención cordial en mis trámites de titulación.

INDICE

INTRODUCCIÓN	1
CAPÍTULO I. GENERALIDADES	3
I.1.1 Tipos de fibra óptica	4
I.1.2 Fabricación y propiedades del material	4
I.1.3 Conformación del conductor de Fibra Óptica	6
a) Núcleo de la Fibra Óptica.	
b) Recubrimiento Fibra Óptica.	
c) Revestimiento Fibra Óptica.	
I.2 Las radiaciones ionizantes	8
I.2.1. Unidades usadas en física de radiaciones	9
I.3.1. Exposición	9
I.3.2. Dosis absorbida	10
I.3.3. Dosis equivalente	10
I.3.4 Taza o razón de dosis	10
I.4 Interacción de la radiación ionizante con la materia	11
a) Efecto fotoeléctrico	
b) Efecto Compton	
c) Producción de pares	
d) Paso de neutrones por la materia	
CAPÍTULO II. METODOLOGÍA	19
II.1 Tratamiento térmico (Annealing)	19
II.2 Repuesta TL	19
II.3 Curva TL	19
II.4 Respuesta TL vs cantidad de material (masa)	20
II.5 Respuesta a la exposición a radiación (linealidad)	20
II.6 Reproducibilidad	22
II.7 Re-uso	22
II.8 Apagamiento o Fading	22
CAPÍTULO III. INSTRUMENTACIÓN Y PREPARACIÓN DE MUESTRAS	24
III.1 Sistema comercial Harshaw TL 2000	24
III.2 Calibración del equipo	26
III.3 Exposición a la radiación	26
III.4 Lectura de la señal TL	27
III.5 Preparación de las muestras	27
a) Preparación del material	
b) Precalentamiento	
c) Irradiación	
d) Templado térmico (Annealing)	

CAPÍTULO IV. RESULTADOS	29
IV.1 Respuesta TL	29
IV.2 Caracterización de la curva TL	30
IV.3 Respuesta a la cantidad de material	33
IV.4 Linealidad	34
IV.5 Reproducibilidad	37
IV.6 Re-uso	38
IV.7 Fading (apagamiento)	39
IV.8 Comparación con otros materiales	39
IV.9 Comparación con fibra óptica de otro productor (fabricante)	39
CONCLUSIONES Y APLICACIONES	41
- Ventajas	41
- Desventajas	41
- Aplicaciones	42
APENDICE I: Glosario	43
APENDICE II: Teoría sobre la Termoluminiscencia y el TLD-100	47
APENDICE III: Modelos matemáticos de la teoría termoluminiscente	56
a) Modelo para la supralinealidad del LiF	
b) La curva Termoluminiscente	
BIBLIOGRAFÍA	69
REFERENCIAS	71

Introducción

El objetivo primordial de este trabajo de Tesis, es el de estudiar las propiedades de la fibra óptica de uso comercial de SiO_2 como material termoluminiscente. Los modelos y aspectos básicos se desarrollan en los apéndices, en la parte final de esta tesis.

Desde el origen del mundo han existido las radiaciones ionizantes, las cuales interactúan con la materia y han influido en el desarrollo de la vida en este planeta; por lo que es necesario medir su presencia y la intensidad de los efectos (tanto benéficos como perjudiciales) que provoca en el ser humano y en el medio que lo rodea.

Por su naturaleza, la radiación ionizante no puede ser percibida por nuestros sentidos, y para ello se ha abierto un campo de investigación y desarrollo de métodos que permitan su detección.

Para medir los diferentes tipos de radiación ionizante se ha trabajado en una gran variedad de métodos de detección; entre ellos se encuentra el que utiliza los detectores termoluminiscentes (TL), con propiedades sobresalientes (como el almacenamiento de información durante periodos prolongados de tiempo de la radiación ionizante, su reducido tamaño, y la confiabilidad en los resultados que se obtienen de ellos), que para ciertas aplicaciones, ofrecen ventajas frente a otros métodos y permiten su utilización en la industria, la medicina, las ciencias de la tierra, la arqueología y la dosimetría.

Termoluminiscencia (TL) es un fenómeno físico que se basa en el paso de electrones de la banda de valencia a la banda de conducción, debido a la excitación por radiación ionizante y la emisión posterior de fotones luminosos al ser calentado el material. Este proceso se lleva a cabo debido a los defectos del material, siendo la cantidad de luz emitida proporcional a la radiación ionizante recibida.

El trabajo de tesis propuesto, consistirá en el estudio e identificación de los parámetros que definen a un material TL, para el caso específico de la fibra óptica de óxido de silicio, abriendo la posibilidad de su uso comercial como dosímetro para las radiaciones ionizantes (en particular, de rayos gamma).

El contenido de la tesis está estructurado de la siguiente forma.

CAPÍTULO I. En este capítulo se presentan los aspectos básicos sobre la fibra óptica de SiO_2 y las radiaciones ionizantes.

En la primera parte se incluye los principios químicos, fabricación, propiedades y conformación de la fibra óptica.

Y en la segunda parte se presentan los aspectos físicos de la radiación ionizante y su interacción con la materia, y de las unidades empleadas en física de radiaciones.

CAPÍTULO II. Se da a conocer la Metodología que se utilizó para la identificación de cada uno de los parámetros que definen a un material TL, como lo son su respuesta a la radiación, definición de su curva de brillo y obtención de sus respectivos picos de brillo termoluminiscentes (*glow peaks*), la respuesta en función de la cantidad de fibra óptica, linealidad, reproducibilidad, re-uso y apagamiento (fading)

CAPÍTULO III. Se da a conocer la instrumentación utilizada en las diferentes pruebas realizadas a la fibra óptica. Además, se proporciona el proceso de preparación de las muestras.

CAPÍTULO IV. Se dan los resultados obtenidos experimentalmente siguiendo la metodología descrita en el Capítulo II, para cada una de las pruebas que nos definen la robustez de la fibra óptica como material TL. Por otro lado, se presenta una comparación entre la fibra óptica fabricada por Nokia® y la fabricada por Coorning.

Conclusiones y Aplicaciones. Se identifican las ventajas y desventajas del uso de la fibra óptica como material TL respecto a otros materiales comercialmente conocidos; así como nuevas posibles aplicaciones de la fibra óptica de SiO_2 utilizada para detectar radiación ionizante.

Apéndice I. Se proporciona definiciones de los diferentes términos utilizados en la presente tesis.

Apéndice II. Se da una breve descripción de la Teoría Termoluminiscente y además se presenta la introducción de uno de los dosímetros termoluminiscentes TLD más usado, (el TLD-100 LiF).

Apéndice III. Por último se presentan los modelos matemáticos de la Teoría Termoluminiscente, más comúnmente utilizados.

Capítulo I. Generalidades

I.1 Fibra óptica

En la pasada década, el uso de la fibra óptica se ha convertido en uno de los medios más comunes para la comunicación telefónica y de transmisión de datos, compitiendo y superando en ocasiones la comunicación vía satélite.

Las aplicaciones de la fibra óptica en las telecomunicaciones se generalizaron en los años ochenta. El primer sistema trasatlántico entre Europa y los Estados Unidos se instaló en 1988, con una capacidad de 300 Mbits, que equivale a miles de líneas telefónicas. Los sistemas que se instalan en la actualidad multiplican por 100 esta capacidad.

Las fibras ópticas son filamentos de vidrio con silicio de alta pureza como su principal componente: muy delgados, su espesor es similar al de un cabello humano. Son fabricadas a altas temperaturas, su proceso de elaboración es controlado por medio de computadoras, para permitir que el índice de refracción de su núcleo, que es la guía de la onda luminosa, sea uniforme y evite las desviaciones. En la Figura 1.1 se muestra un grupo de fibras ópticas usadas en las telecomunicaciones.

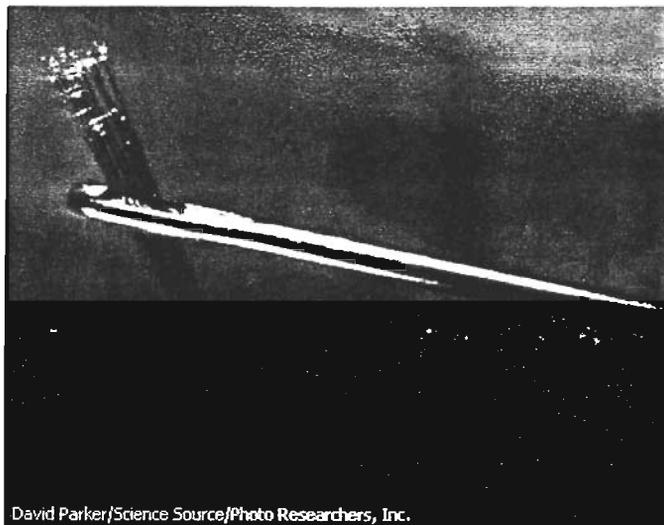


Figura 1.1 Los Cables de fibra óptica suponen una alternativa a los voluminosos cables de cobre para las telecomunicaciones. Por el ojo de una aguja caben fácilmente varias fibras ópticas.

El principio en que se basa la transmisión de luz por la fibra óptica es la reflexión interna total; la luz que viaja por el centro o núcleo de la fibra incide sobre la superficie externa con un ángulo mayor que el ángulo crítico, de forma que toda la luz se refleja casi sin pérdidas hacia el interior de la fibra. Así, la luz puede transmitirse a larga distancia

reflejándose miles de veces. Para evitar pérdidas por dispersión de luz debida a impurezas de la superficie de la fibra, el núcleo de la fibra óptica está recubierto por una capa de vidrio con un índice de refracción mucho menor; las reflexiones se producen en la superficie que separa la fibra de vidrio y el recubrimiento ⁽¹⁾.

Debido a su tamaño y flexibilidad la fibra óptica no solo tiene aplicaciones en las comunicaciones. Una de las aplicaciones más sencillas de las fibras ópticas es la transmisión de luz a lugares que serían difíciles de iluminar de otro modo, como la cavidad perforada por la turbina de un dentista. También pueden emplearse para transmitir imágenes; en este caso se utilizan haces de varios miles de fibras muy finas, situadas exactamente una al lado de la otra y ópticamente pulidas en sus extremos. Cada punto de la imagen proyectada sobre un extremo del haz se reproduce en el otro extremo, con lo que se reconstruye la imagen, que puede ser observada a través de una lupa. La transmisión de imágenes se utiliza mucho en instrumentos médicos para examinar el interior del cuerpo humano y para efectuar cirugía con láser, en sistemas de reproducción mediante facsímil y fotocomposición, en gráficos de ordenador o computadora y en muchas otras aplicaciones.

Las fibras ópticas también se emplean en una amplia variedad de sensores, que van desde termómetros hasta giroscopios. Su potencial de aplicación en este campo casi no tiene límites, porque la luz transmitida a través de las fibras es sensible a numerosos cambios ambientales, entre ellos la presión, las ondas de sonido y la deformación, además del calor y el movimiento. Las fibras pueden resultar especialmente útiles cuando los efectos eléctricos podrían hacer que un cable convencional resultara inútil, impreciso o incluso peligroso. También se han desarrollado fibras que transmiten rayos láser de alta potencia para cortar y taladrar materiales. En este trabajo se pretende ampliar las aplicaciones de las fibras ópticas hacia el área de las radiaciones ionizantes.

I.1.1 Tipos de fibra óptica

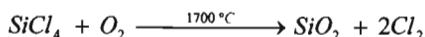
Se pueden realizar diferentes clasificaciones acerca de las fibras ópticas, pero en general se pueden diferenciar dos tipos: las fibras ópticas multimodo y las monomodo.

- a) Fibra multimodo. El término multimodo indica que pueden ser guiados muchos modos o rayos luminosos, cada uno de los cuales sigue un camino diferente dentro de la fibra óptica y se desfasan. Por esta razón, la distancia a la que se puede transmitir está limitada. Este tipo de fibras son las preferidas para comunicaciones en pequeñas distancias (hasta 10 km.).
- b) Fibra monomodo. Este tipo de fibra es la de menor diámetro, por lo que solo permite la propagación de un modo o rayo de luz. Es más difícil de construir y de manipular, por lo que es más costosa; pero permite distancias de transmisión mayores.

I.1.2 Fabricación y propiedades del material

En forma general la elaboración de vidrio de cuarzo de alta pureza tiene lugar mediante la separación del SiO₂ en la fase gaseosa, produciéndose, con el desprendimiento de oxígeno y en virtud del agregado de cloro gaseoso, la transformación del compuesto muy volátil, el tetracloruro de silicio SiCl₄.

Posteriormente se hace la reacción inversa; por mera cuestión práctica se elige el proceso indirecto a través del SiCl_4 , puesto que en contraposición con el SiO_2 natural, es posible obtener un compuesto con alto grado de pureza mediante un simple proceso de destilación.



Un factor importante para la propagación de la luz en un conductor de fibra óptica es, según se sabe, el índice de refracción n del vidrio. Este se puede "ajustar" por medio de un adecuado "dopado"; es decir, agregando determinados óxidos durante la separación de la fase gaseosa. Por ejemplo agregando flúor (F) o trióxido de boro (B_2O_3) se obtiene un índice más alto, como el requerido para el núcleo del conductor de fibra óptica. Sin embargo se debe tener en cuenta, que las variaciones de los índices de refracción del vidrio de cuarzo que se pueden obtener al variar el dopado son relativamente limitadas.

En la Figura 1.2 se muestra una gráfica donde se representa la variación de los índices de refracción n del vidrio de cuarzo dopado con diferentes elementos dopantes.

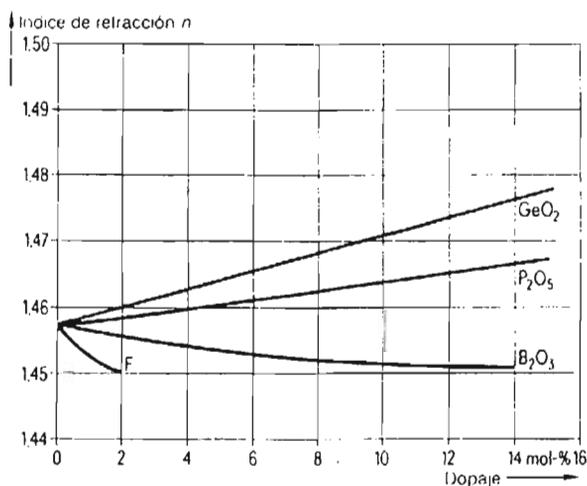


Figura 1.2 Variación del índice de refracción del vidrio de cuarzo en función de diferentes elementos dopantes.

En virtud de los elementos dopantes al SiO_2 de alta pureza, no sólo se modifica el índice de refracción sino que también otras propiedades. Por ejemplo, la dilatación lineal frente a variaciones de temperatura.

El vidrio de cuarzo es una sustancia isotrópica; esto quiere decir que sus propiedades físicas son independientes de la dirección. Su comportamiento frente a variaciones rápidas de temperatura es ampliamente conocido, se sabe que tiene un coeficiente de dilatación lineal extremadamente pequeño ($\alpha = 5.5 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$), por lo que presenta una extraordinaria estabilidad frente a los cambios de temperatura⁽²⁾.

1.1.3 Conformación del conductor de fibra óptica ⁽³⁾.

Las fibras ópticas, desde el punto de vista geométrico, están formadas por tres capas concéntricas denominadas: núcleo (core), recubrimiento (cladding) y el revestimiento (coating). Las Figura 1.3 se muestra la distribución de las capas mencionadas anteriormente.



Figura 1.3 a) Capas que conforman a un conductor de fibra óptica: 1) núcleo, 2) recubrimiento, 3) Revestimiento. b) Superficie frontal de un conductor de fibra óptica monomodo, pulido con ácido.

a) Núcleo de la fibra óptica

El núcleo es el área central de un conductor de fibra óptica, y es la zona donde se lleva a cabo la propagación de las ondas luminosas. Dicha propagación se produce por que el valor del índice de refracción (n_1) del núcleo de la fibra es mayor que el del recubrimiento (n_2), lo que garantiza que los modos que conforman el haz luminoso queden retenidos en el núcleo y se propaguen en su interior de dos formas diferentes.

La primera forma de propagación consiste en una serie de reflexiones sucesivas en la zona fronteriza entre el núcleo y el recubrimiento, debido a la diferencia entre los índices de refracción de ambos medios.

La segunda consiste en una serie de refracciones continuas en el interior del núcleo de la fibra, causadas por la distribución del índice de refracción del núcleo a lo largo del su sección.

En la Figura 1.4 se muestra la trayectoria de un rayo luminoso y el perfil de índices de refracción de un conductor de fibra óptica monomodo junto con sus dimensiones.

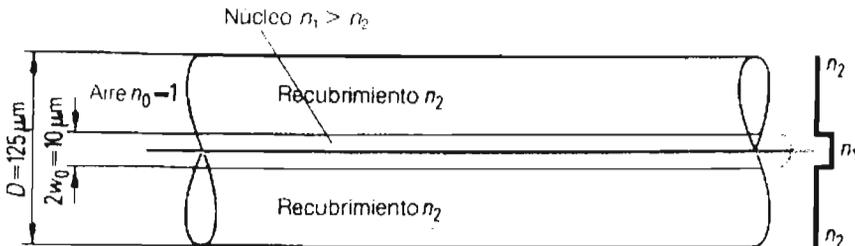


Figura 1.4 Conductor de fibra óptica monomodo.

Los materiales utilizados para la fabricación del núcleo de la fibra óptica son sustancias isotrópicas y ópticamente transparentes. En la Tabla 1.1 se presentan las dimensiones típicas de los conductores de fibra óptica monomodo.

Tabla 1.1 Dimensiones típicas de los componentes de una fibra óptica monomodo

Elemento	Símbolo	Dimensión
Diámetro del núcleo	$2w_0$	10 μm
Diámetro del recubrimiento	D	125 μm
Diámetro del revestimiento	D_r	250 μm
Índice de refracción del núcleo	n_1	1.48
Índice de refracción del recubrimiento	n_2	1.46
Índice de refracción del revestimiento	n_3	1.52

b) Recubrimiento de la fibra óptica

El recubrimiento de la fibra es la capa concéntrica entre el núcleo y el revestimiento (Ver Figura 1.3).

Es la zona de contacto con el núcleo y en la que se produce la reflexión de la onda luminosa, ya que el valor de su índice de refracción es menor que el del núcleo.

Al igual que los materiales utilizados en la fabricación del núcleo, los del recubrimiento también son sustancias isotrópicas y ópticamente transparentes.

c) Revestimiento de la fibra óptica

El revestimiento es la capa exterior de la fibra óptica. Esta capa se aplica durante la fabricación del conductor de fibra óptica en contacto directo con la superficie del recubrimiento, debiendo ser posible quitarlo para efectuar conexiones o para acoplar y desacoplar el conductor. Es la zona en que se produce la reflexión de cualquier haz luminoso externo, con lo que se impide cualquier interferencia con los haces que se mueven dentro del conductor.

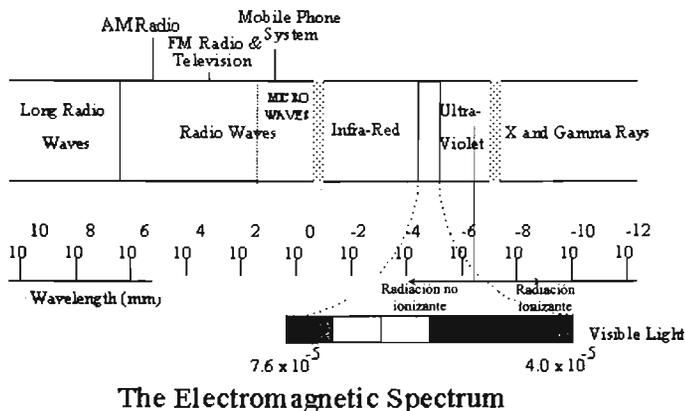
El revestimiento también cumple la función de protección mecánica del conductor, protege al conductor de influencias externas, así como de absorber fuerzas transversales, las cuales podrían producir microcurvaturas, que podrían provocar atenuaciones adicionales.

Se conforma de dos capas de sustancias sintéticas aplicadas uniformemente en toda su longitud, sin interrupciones en la capa ni diferencias apreciables de su peso. Puede ser coloreado o marcado con bandas anulares características. La capa interior es elástica y flexible mientras que la exterior presenta una mayor dureza y rigidez por tratarse del tipo de contracción idónea que logra conjugar el efecto amortiguante que protege a la fibra óptica de las microcurvaturas y preservar la absorción en sus desplazamientos axiales.⁽³⁾

I.2 Las Radiaciones ionizantes

La radiación es un proceso de transmisión de ondas o partículas a través del espacio o de algún medio; el término también se emplea para las propias ondas o partículas. La propagación de la radiación electromagnética es independiente de la presencia de materia; pero sin embargo, la velocidad, intensidad y dirección del flujo de su energía se ven influidos por la presencia de materia.

La radiación electromagnética está conformada por radiación ionizante y no ionizante (Ver Figura 1.5). La radiación ionizante se define como aquella que en su interacción con la materia producen iones, ya sea de forma directa o indirecta ⁽⁴⁾.



The Electromagnetic Spectrum

Figura 1.5. Espectro electromagnético

La radiación de partículas también puede ser ionizante si cuenta con la energía suficiente para arrancar electrones. Algunos ejemplos son: neutrinos, partículas alfa y partículas beta. Los rayos cósmicos son chorros de núcleos cargados positivamente, en su mayoría núcleos de hidrógeno (protones).

Las radiaciones ionizantes se originan en el núcleo de los átomos por medio de la desintegración alfa, beta y por la radiación gamma. Este tipo de radiación se lleva a cabo por la desintegración natural de los elementos pesados como el Uranio, el Torio y Neptunio. Ya que las radiaciones existen desde el origen del mundo es muy importante el conocer los efectos que produce al interactuar con la materia ⁽⁵⁾.

En este trabajo solo nos enfocamos en lo correspondiente a las radiaciones ionizantes; más específicamente en la radiación gamma, que es la que vamos a utilizar para irradiar las muestras del material SiO_2 .

1.2.1 Unidades usadas en física de radiaciones

Además de conocer los efectos de la interacción de la radiación con la materia, es necesario comparar las energías absorbidas por los tejidos y órganos al ser expuestos a la radiación, por lo que se han definido los conceptos de exposición, dosis absorbida y dosis equivalente (H). Estos conceptos y sus unidades han ido evolucionando conforme se ha obtenido un mayor conocimiento de la radiación.

La Comisión Internacional de Unidades de Radiación (ICRU) ha definido un sistema de unidades aceptado internacionalmente y de empleo rutinario por la Comisión Internacional de Protección Radiológica (CIPR). (Ver Tabla 1.2)

Tabla 1.2 Unidades radiológicas⁽⁶⁾.

Unidades radiológicas sistema internacional (SI)			
Magnitud y Símbolo	Nombre específico y símbolo (SI)	En otras unidades SI	Unidad específica anterior
Exposición (X)	Röntgen (R)	C/kg	Röntgen (R)
Dosis Absorbida (D)	Gray (Gy)	J/kg	rad (rad)
Dosis equivalente (H)	Sievert (Sv)	J/kg	rem (rem)
Actividad (A)	Becquerel (Bq)	s ⁻¹	Curie (Ci)
Equivalencias			
1 R = 2.58·10 ⁻⁴ C/kg		1 C/kg = 3876 R	
1 rad = 10 ⁻² Gy = 1 cGy		1 Gy = 100 rad	
1 rem = 10 ⁻² Sv = 1 cSv		1 Sv = 100 rem	
1 Ci = 3,7·10 ¹⁰ Bq = 37 GBq		1 Bq = 2,70·10 ⁻¹¹ Ci = 27 pCi	

1.3.1 Exposición

Es una medida de la ionización producida por una radiación; su unidad es el Roentgen, el cual se define con la exposición (Rayos X o gamma) recibida por un kilogramo de aire en condiciones estándar de presión y temperatura (273 K y 1 atm) si se produce un número de pares de iones equivalente a 2.58 × 10⁴ Coulombs (C). Tomando el cuenta que un ion tiene una carga de 1.602×10⁻¹⁹ C, esto equivale a que se produzcan 1.61×10¹⁵ pares de iones/kilogramo de aire.

Esta definición no se usa más (ICRU-1985), siguiéndose considerando: 1 cm³ de aire y una unidad electrostática en vez de un Coulomb⁽⁷⁾.

I.3.2 Dosis absorbida

La dosis absorbida (D) se define como la energía depositada por unidad de masa, sin importar el material en que es depositada. La unidad en el S.I. es el Gray que viene a sustituir al rad (ver Tabla 1.2)

I.3.3 Dosis equivalente

Aunque las radiaciones ionizantes producen efectos biológicos semejantes, una cierta dosis absorbida puede producir efectos de magnitudes distintas, dependiendo del tipo de radiación que se trate. Esta diferencia ha llevado a definir una cantidad que se le conoce como factor de calidad (Q) para cada tipo de radiación (Tabla 1.3)

Tipo de radiación	Q
Rayos X y gamma	1
Electrones	1
Neutrones térmicos	2.3
Neutrones rápidos	10
Protones	10
Partículas alfa	20

El factor de calidad es una medida de los efectos biológicos producidos por los diferentes tipos de radiación, comparado con los producidos por los rayos X y gamma, para una dosis absorbida dada. El factor de calidad Q depende de la densidad de ionización de las diferentes radiaciones.

La dosis equivalente se definió tomando en cuenta el factor de calidad, y es igual a la dosis absorbida multiplicada por el factor de calidad. La unidad de dosis equivalente es el Sievert (Sv) y se define como:

$$1\text{Sv} = 1\text{Gy} \times Q$$

La unidad antigua es el rem, $1\text{rem} = 1 \text{ rad} \times Q = 0.01 \text{ Sv}$.

I.3.4 Tasa o razón de dosis

Las unidades de dosis absorbida y dosis equivalente expresan la cantidad total de radiación recibida. Sin embargo, para controlar los riesgos por radiación también es necesario conocer la rapidez o razón a la cual se recibe la dosis. Para conocerla se divide la dosis (D) recibida entre el intervalo de tiempo correspondiente. Entonces la dosis total recibida es igual a la razón de dosis multiplicada por el tiempo de exposición.

I.4 Interacción de la radiación ionizante con la materia.

Al interactuar con un material la radiación ionizante produce fundamentalmente dos efectos: ionización y la excitación atómica del material; aunque en ocasiones puede provocar cambios estructurales.

Conviene separar los tipos de radiación ionizante en cuatro grupos según su interacción con la materia: 1) las partículas pesadas cargadas positivamente, que incluyen partículas alfa, protones e iones pesados energéticos; 2) las partículas ligeras cargadas, como electrones, betas y positrones; 3) las radiaciones electromagnéticas, incluyendo rayos X y gamma; 4) los neutrones⁽⁷⁾.

A continuación se da una breve explicación de la interacción de cada uno de los cuatro grupos definidos anteriormente.

Como se va a trabajar con radiación gamma (obtenida de una fuente de ^{60}Co), se le dará mayor importancia a la interacción de las radiaciones electromagnéticas con la materia.

1. Interacción de las partículas pesadas con la materia.

Este grupo de radiaciones ionizan la materia de forma directa, debido a que tienen carga positiva y masa grande.

Dado que su masa es mucho mayor que la de los electrones que se encuentran a su paso, su trayectoria es esencialmente recta. Sólo muy ocasionalmente chocan con un núcleo y se produce una desviación. Como son fuertemente ionizantes, pierden su energía cinética pronto, y el alcance de las partículas alfa en cualquier material es mucho menor que el de las otras radiaciones. Además, el alcance es mayor mientras mayor es la energía de la partícula. En materiales sólidos el alcance es típicamente de unas micras y de unos milímetros en el aire.

2. Interacción de las partículas ligeras cargadas.

Este tipo de partículas tienen la misma masa que los electrones atómicos que encuentran a su paso por la materia. Dado que tienen carga, al ir avanzando por el material van perdiendo energía al ionizar y excitar a los átomos del material, hasta frenarse totalmente, pero con la diferencia de que sus trayectorias no son líneas rectas, debido a las colisiones inelásticas que se llevan a cabo con los electrones y, por lo tanto, su alcance no está tan bien definido como en el caso de las partículas alfa.

Cuando un electrón energético se acerca a un núcleo, es desviado bruscamente por la gran carga eléctrica del núcleo. Este desvío provoca la emisión de un fotón de rayos X, cuya emisión se denomina radiación de frenado o *bremmsstrahlung*, y es un mecanismo considerable de pérdida de energía de los electrones. El desvío es más importante entre mayor sea el número atómico Z del material frenador. Es lo que produce la radiación proveniente de un tubo generador de rayos X.

3. Interacción de las radiaciones electromagnéticas.

Este tipo de radiación ioniza de manera indirecta, ya que no tienen ni masa ni carga, pero sí tienen la suficiente energía para ionizar indirectamente a la materia.

Esta ionización secundaria se produce mediante tres mecanismos diferentes. Los tres mecanismos de interacción con la materia son: el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares.

a) Efecto fotoeléctrico

A finales del siglo diecinueve una serie de experimentos pusieron de manifiesto que la superficie de un metal emite electrones cuando luz de frecuencia elevada incide sobre él. Este fenómeno se le dio el nombre de *efecto fotoeléctrico*.

El estudio del efecto fotoeléctrico desempeñó un papel importante en el desarrollo de la física moderna. Ya que éste no se podía explicar con la teoría electromagnética. Se había encontrado experimentalmente que la distribución de la energía en los electrones emitidos (fotoelectrones) es independiente de la intensidad de la luz. Este hecho está en oposición completa con la teoría electromagnética ⁽⁴⁾.

En 1905, para tratar de explicar la naturaleza del efecto fotoeléctrico, Albert Einstein tomó en cuenta la idea propuesta por Max Planck para explicar la radiación de cuerpo negro, él supuso que la radiación era emitida en forma discontinua, en pequeños paquetes de energía, a los cuales se les denominó cuantos. Planck descubrió que los cuantos asociados a una frecuencia determinada ν de la luz, tienen la misma energía y que esta energía es directamente proporcional a dicha frecuencia. Matemáticamente se tiene:

$$E = h\nu \quad 1.$$

donde h es la constante de Planck y tiene un valor de 6.63×10^{-34} Js.

Einstein propuso que la luz además de ser emitida en forma de cuanto, también se propagaba como cuantos individuales. Tendiendo en cuenta esta hipótesis el efecto fotoeléctrico se puede explicar mediante la expresión empírica que se había encontrado, sólo había que darle una interpretación adecuada. Dicha expresión es

$$h\nu = T_{máx} + h\nu_0 \quad 2.$$

La interpretación que dio Einstein a los términos de la expresión anterior fue que:

$h\nu$ es el contenido energético de cada cuanto de energía

$T_{máx}$ es la energía máxima del fotoelectrón

$h\nu_0$ es la energía mínima para desalojar un electrón de la superficie metálica que recibe la iluminación, conocida como función de trabajo.

De lo anterior se puede concluir que debe existir una energía mínima necesaria para que los electrones puedan escapar de la superficie metálica, ya que de otra forma los electrones abandonarían la misma aun en ausencia de luz.

En la Figura 1.6 se muestra esquematizado el efecto fotoeléctrico.

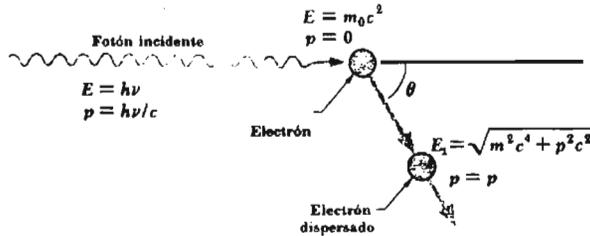


Figura 1.6 Un fotón incidente, con energía E , choca con un electrón atómico, con energía E_1 , cediéndole toda su energía y dispersándolo un ángulo θ con respecto a la dirección del fotón.

Este efecto es importante para fotones de baja energía cinética ($T_{m\acute{a}x} < 1$ MeV); y ocurre principalmente en materiales con número atómico Z grande..

b) Efecto Compton⁽⁵⁾

Este efecto proporciona la evidencia más sólida de la naturaleza corpuscular de la luz. Consiste en la colisión de un fotón con un electrón libre o atómico con energía de amarre pequeña. Al colisionar el fotón es dispersado fuera de su dirección mientras que el electrón recibe un impulso y se pone en movimiento. Se puede considerar que el fotón al colisionar cede una cantidad de su energía al electrón en forma de energía cinética T . Si el fotón inicial tiene una frecuencia asociada ν , el fotón dispersado tiene una frecuencia ν' más baja, entonces se tiene que

$$h\nu - h\nu' = T \tag{3.}$$

La relatividad nos dice que la energía de una partícula esta dada por

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$$

De la ecuación 1 y tomado en cuenta que los fotones no tienen masa, se tiene que la cantidad de movimiento de un fotón esta dado por

$$p = \frac{h\nu}{c} \tag{4.}$$

Puesto que la cantidad de movimiento es una cantidad vectorial, en la colisión debe de conservarse la cantidad de movimiento en cada una de las dos direcciones perpendiculares entre sí. Las direcciones elegidas para la demostración son la original del fotón y la perpendicular a ella en el plano que contiene el electrón y al fotón dispersado. De la Figura 1.7 se puede ver que las ecuaciones de conservación de la cantidad de movimiento son:

En la dirección original de fotón

$$\frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c} \cos \phi + p \cos \theta \quad 5.$$

Y en la dirección perpendicular

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \operatorname{sen} \phi - p \operatorname{sen} \theta \quad 6.$$

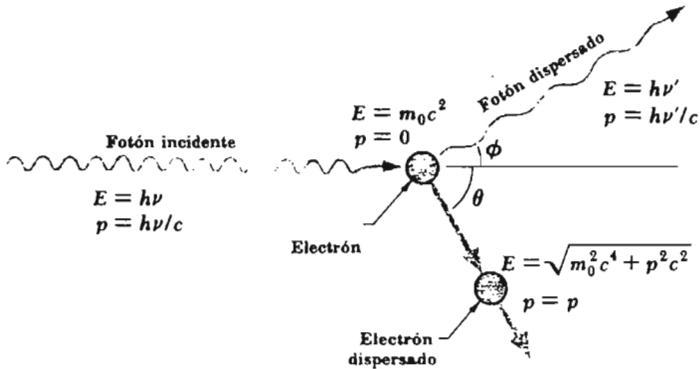


Figura 1.7. Esquema del efecto Compton

De las ecuaciones 3, 5 y 6 se obtiene una fórmula que relaciona la diferencia de la longitud de onda entre el fotón inicial y el dispersado con el ángulo ϕ formado por sus respectivas direcciones, ambas magnitudes son fáciles de medir experimentalmente.

Para llegar a dicha ecuación se sigue el siguiente procedimiento. Se sustituye la ecuación 4 en las ecuaciones 5 y 6, y se multiplican ambas por c . Obteniéndose

$$pc \cos \theta = h\nu - h\nu' \cos \phi$$

$$pc \operatorname{sen} \theta = h\nu' \operatorname{sen} \phi$$

Elevando al cuadrado las ecuaciones anteriores y sumándolas se llega a

$$p^2c^2 = (h\nu)^2 - 2h^2\nu\nu' \cos \phi + (h\nu')^2 \quad 7.$$

Sabemos que la energía total de una partícula también se puede expresar como $E = T + m_0c^2$. Igualando esta expresión con la que se dio anteriormente se obtiene

$$p^2c^2 = T^2 + 2m_0c^2T$$

Haciendo uso de la ecuación 3 se llega a

$$p^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2h^2 \nu\nu' + (h\nu')^2 + 2m_0 c^2 (h\nu - h\nu') \quad 8.$$

Igualando las ecuaciones 7 y 8 finalmente se obtiene

$$2m_0 c^2 (h\nu - h\nu') = 2h^2 \nu\nu' (1 - \cos \phi) \quad 9.$$

Por cuestiones prácticas es más conveniente escribir la expresión anterior en función de la longitud de onda en lugar de la frecuencia. Esto se logra dividiendo la ecuación 9 entre $2h^2 c^2$, y utilizando las relaciones $\nu/c=1/\lambda$ y $\nu'/c=1/\lambda'$. Llegando a

$$\frac{m_0 c}{h} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = \frac{(1 - \cos \phi)}{\lambda \lambda'} \quad 10.$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \phi)$$

La ecuación 10 fue deducida por Arthur H. Compton a principios de 1920, por lo que el fenómeno que describe se le conoce como efecto Compton⁽⁵⁾. Dicha ecuación proporciona la variación de longitud de onda experimentada por un fotón que es dispersado por un partícula de masa m_0 en reposo un ángulo ϕ ; se puede ver que este proceso es independiente de la longitud de onda del fotón incidente. A la expresión $\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c}$ se le conoce como longitud de onda Compton.

Este efecto es importante para fotones de energía media ($200 \text{ keV} < T_{\text{máx}} < 5 \text{ MeV}$) y ocurre en materiales con número atómico Z intermedio.

c) Producción de pares⁽⁶⁾

Si un fotón incide en un átomo, al pasar cerca del núcleo existe la posibilidad de que sea completamente absorbido y en su lugar aparezca un par electrón-positrón, cuya energía total es la del fotón incidente. Al igual que en el caso del efecto Compton durante este proceso también se conserva la cantidad de movimiento.

La energía mínima para que se produzca el par electrón-positrón es:

$$E = h\nu = m_0^- c^2 + m_0^+ c^2 = 2m_0 c^2 = 1.02 \text{ MeV}$$

Donde m_0 es la masa en reposo del electrón o del positrón y su energía equivalente es de 0.51 MeV .

Al ocurrir la formación de pares, la energía del fotón se reparte como energía cinética del par electrón-positrón, de tal forma que

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad \cdot 11.$$

En la Figura 1.8 se muestra de una forma esquemática la producción de pares.

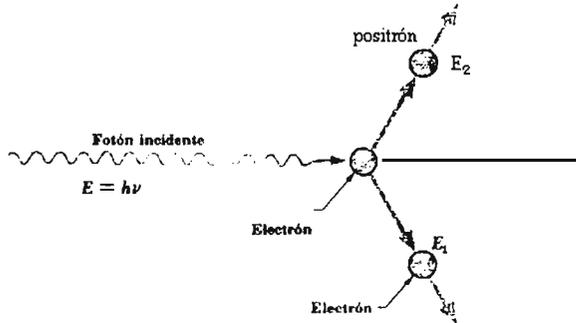


Figura 1.8 Producción de pares. Al incidir un fotón, con energía E , en las cercanías de un núcleo atómico, con la energía suficiente, produce un par electrón-positrón con energías E_1 y E_2 respectivamente.

Este efecto es importante para fotones de alta energía $T_{\text{máx}} > 1.02 \text{ MeV}$ y predomina en sustancias con Z grande.

La probabilidad de que ocurra cualquiera de los tres efectos antes descritos se presenta en la Figura 1.9.

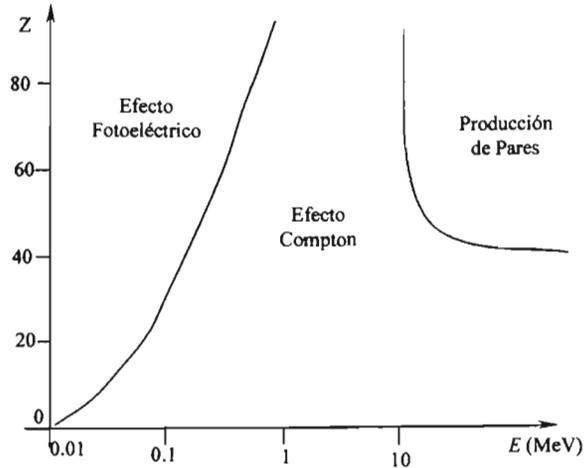


Figura 1.9 Probabilidad de que ocurran el Efecto Fotoeléctrico, Compton y la Producción de Pares, al interaccionar las radiaciones electromagnéticas con la materia, dicha producción está en función del número atómico y de la energía del fotón incidente.

Atenuación de la radiación electromagnética⁽⁸⁾

La intensidad relativa de un haz de rayos X o gamma a medida que atraviesa un material con espesor x , está dada por la expresión

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad 12.$$

Donde I es la intensidad relativa con espesor x , I_0 es la intensidad con espesor cero ($x=0$) y μ es el coeficiente de atenuación lineal total. Este coeficiente representa la probabilidad de interacción de los fotones con la materia por unidad de longitud de la trayectoria. Dado que la atenuación se puede deber a una combinación de los tres efectos antes descritos, el coeficiente de atenuación lineal representa la suma de los coeficientes lineales correspondientes a cada uno de los efectos, en otras palabras se tiene que

$$\mu = \mu_{ef} + \mu_{cC} + \mu_{pp} \quad 13.$$

Donde μ_{ef} es el coeficiente lineal de atenuación para el efecto fotoeléctrico
 μ_{cC} es el coeficiente lineal de atenuación para el efecto Compton
 μ_{pp} es el coeficiente lineal de atenuación para la producción de pares.

La ecuación 12 también se puede expresar en función del coeficiente de atenuación másico, el cual representa la probabilidad de interacción de los fotones por unidad masa y se define como

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad 14.$$

Donde ρ es la densidad del material y μ es el coeficiente de atenuación lineal antes mencionado, y al igual que éste, es la suma de los coeficientes debidos a los 3 efectos de la interacción de la radiación electromagnética con la materia.

d) Paso de neutrones por la materia ⁽¹²⁾.

Como los neutrones no tienen carga eléctrica y poseen masa casi igual a la del protón. Por lo que solo se ven afectados por la fuerza nuclear, por lo que estos ionizan a la materia de forma indirecta; el único efecto que pueden producir es chocar directamente con los núcleos. Como esto es poco probable, los neutrones pueden recorrer distancias de algunos centímetros sin sufrir ninguna colisión. Cuando llegan a incidir directamente sobre un núcleo, puede suceder cualquiera de los dos procesos siguientes: la dispersión elástica y la reacción nuclear (que incluye la dispersión inelástica, la captura radiactiva y la fisión nuclear). En algunas reacciones hay absorción de neutrones, en otras hay producción adicional.

Capítulo II. Metodología

Como ya se mencionó, el objetivo principal de este trabajo es estudiar la viabilidad de utilizar a la fibra óptica como un material TL.

La fibra óptica seleccionada es producida por la compañía Nokia Cable®, la cual tiene como componente principal el SiO₂. Se sabe que el SiO₂, tiene propiedades termoluminiscentes, por lo que es muy probable que la fibra óptica también las presente.

Con el fin de cumplir con el objetivo antes planteado, la metodología seguida en este trabajo consiste en la determinación experimental de cada uno de los parámetros con los que se definen los materiales termoluminiscentes.

II. 1 Tratamiento Térmico (Annealing).

El tratamiento térmico consiste en calentar la fibra óptica en un horno o mufla a una temperatura de entre 390°C y 490°C (para esta ocasión se calentó a 440°C) durante una hora y se dejó enfriar durante 24 horas dentro del horno, con el fin de borrar la información de radiaciones anteriores debidas al ambiente o a exposiciones a fuentes de radiación ionizante.

II.2 La Respuesta TL.

El primer paso de nuestro trabajo es el de verificar que la fibra óptica presente el fenómeno termoluminiscente, esto es, comprobar experimentalmente que la fibra óptica emite luz al ser calentada después de una irradiación previa.

Para llevar a cabo esta prueba primero se irradiarán varias muestras de fibra óptica a diferentes campos de radiación; en el capítulo siguiente se describe con más detalle el proceso de irradiación de las muestras. Una vez irradiada las muestras, se someterán al proceso de medición de la respuesta TL, usando el equipo Harshaw TL 2000^{®(10)}.

II.3 Curva TL.

Como se observó que la fibra óptica presenta el fenómeno termoluminiscente, el siguiente paso es el de definir su curva TL (Ver apéndice II). Se sabe que la curva TL puede mostrar varios puntos máximos conocidos como *picos de brillo termoluminiscentes (glow peaks)*. Dichos puntos representan las temperaturas a las que el vaciado de trampas es máximo.

Es muy importante conocer estas temperaturas, ya que si un material presenta el fenómeno termoluminiscente a temperaturas cercanas a la ambiental, no nos puede brindar

la información adecuada sobre la radiación que recibió, pues se puede desexcitar con las condiciones ambientales de temperatura.

Además, el conocimiento de los picos termoluminiscentes nos sirve para que, al calentar las muestras a estas temperaturas y llevar a cabo las mediciones, se obtenga una respuesta TL más eficiente.

De lo anterior se puede ver que el objetivo principal de esta prueba es el determinar el número de picos termoluminiscentes y la temperatura a la que éstos se encuentran ⁽⁶⁾.

Debido a que la graficadora x-y con la que se cuenta, no proporciona la escala de temperaturas, para determinar la temperatura(s) de lo(s) pico(s) se confrontará la curva termoluminiscente de la fibra óptica contra la curva del Fluoruro de litio (TLD-100). Se eligió TLD-100 debido a que su comportamiento como material TL ya ha sido ampliamente estudiado. Para poder usar los picos TL del TLD-100 la comparación se realizará bajo las mismas condiciones de lectura, para ambos materiales. Además durante esta prueba también se determinará el rango de temperaturas más apropiado para detectar la respuesta TL de la fibra óptica, con el fin de optimizar el trabajo durante las demás pruebas a realizar.

II.4 Respuesta TL vs. cantidad de material (masa).

Una vez comprobada su respuesta TL e identificada su curva TL, el siguiente paso en nuestro trabajo es el de observar como afecta la masa de la muestra a la respuesta TL. Esto con el fin de utilizar la cantidad óptima de material al momento de realizar las pruebas restantes.

Para determinar la masa optima de la fibra óptica, se exponen varias muestras de fibra a un campo de radiación fijo de 6 Röntgens (R).

Como el objetivo es establecer la relación entre la masa y la respuesta TL de la fibra óptica, primero se tomará la lectura de una cantidad pequeña de fibra irradiada. Se tomarán dos lecturas en cada proceso de medición para cada muestra. A la primera se le conoce como lectura integral, y a la segunda como lectura residual. Una vez obtenidas ambas lecturas se restará la residual a la integral para obtener la lectura real. El siguiente paso es ir aumentando poco a poco la masa de la muestra, durante el proceso de medición, esto nos permitirá observar el comportamiento de la respuesta TL al variar la masa de las muestras. Con los datos obtenidos se realizará una gráfica de intensidad TL vs. masa (m), y además se encontrará la relación entre estas variables que determinan el comportamiento de la fibra utilizada. Basándose en los resultados obtenidos en esta prueba se escogerá la masa óptima de fibra óptica, para ser usada en las demás pruebas.

II.5 Respuesta a la exposición a radiación (Linealidad).

Además de conocer la relación entre la masa y la respuesta TL, es muy importante conocer el comportamiento de la respuesta TL en función de la exposición al campo de radiación. Se espera que la fibra óptica presente una respuesta lineal a la exposición, lo cual abriría las puertas para un sin fin de aplicaciones prácticas de la misma en diversas áreas. El primer paso de esta prueba consistirá en irradiar varias cápsulas con fibra óptica (todas con la misma cantidad de material) a diferentes campos de exposición.

Para asegurar que todas las cápsulas tengan la misma cantidad de material se usará una balanza digital de precisión (10^{-6} gr), para pesar cada una de las muestras. Hay que tomar en cuenta que debido al tamaño de la fibra es posible que durante el proceso de colocación de la muestra en la plancheta, se pierdan algunas fibras, por lo que las muestras también se pesarán después de realizadas las mediciones.

Como la radiación es un proceso estocástico, se realizarán 10 mediciones para cada uno de los diferentes campos de exposición. Con los resultados obtenidos en las mediciones, se calculará la media para cada valor de exposición con que se irradiaron las muestras. Una vez obtenidos los valores medios se realizará una gráfica de Intensidad TL vs. exposición, la cual nos permitirá observar el comportamiento de la respuesta TL en función de la exposición. Si el comportamiento es lineal se utilizará el método de mínimos cuadrados para determinar la ecuación de la recta que se ajuste más a los datos obtenidos.

Hay que recordar que la ecuación de una recta está dada por:

$$y = mx + b$$

Donde m es la pendiente de la recta y b es ordenada al origen.

$$m = \frac{\sum xy - \frac{\bar{x}\bar{y}}{n}}{\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{\bar{x}^2}{n}} \quad y \quad b = \bar{y} - m\bar{x}$$

Para el caso que se está tratando la variable y corresponde a la intensidad de TL y el eje x a la exposición recibida.

Es muy útil calcular el valor de correlación R^2 , el cual nos indica qué tanto se aproximan los datos experimentales a la ecuación de la recta encontrada a partir de ellos. Este factor se obtiene mediante la expresión:

$$R^2 = \frac{\left(\sum_{i=1}^n x_i y_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \sum_{j=1}^n y_j \right)^2}{\left(\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \right) \left(\sum_{i=1}^n y_i^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n y_i \right)^2 \right)}$$

Un valor de $R^2 = 1$ indica que la recta regida por la ecuación encontrada pasa por todos los puntos⁽⁹⁾.

II.6 Reproducibilidad.

Si se quiere utilizar la fibra óptica como material TL, se necesita saber si su respuesta es reproducible.

Para verificar la reproducibilidad del material estudiado, se irradian 10 muestras de fibra (de igual masa) en el mismo campo de exposición (5 R). Después se medirá la respuesta TL de cada una de las muestras.

Con los datos obtenidos se calculará la media (\bar{x}) y la desviación estándar (σ) usando las siguientes ecuaciones:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad \text{y} \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Donde

n es el número de pruebas realizadas.

x_i es la lectura real de la i -ésima prueba

Se debe tener en cuenta que un valor pequeño de la desviación estándar indica buena reproducibilidad.

II.7 Re-uso

Un buen dosímetro TLD debe de tener la capacidad de re-usarse varias veces, sin disminuir de manera significativa su respuesta TL.

Hay que aclarar que para reutilizar una muestra es necesario someterla a un proceso térmico, ver II.1d. Para determinar cuantas veces se puede re-usar la fibra óptica como dosímetro, se realizara el siguiente experimento. Se prepararan muestras nuevas de fibra, para someterlas posteriormente a un campo de exposición fijo. El siguiente paso es tomar las lecturas correspondientes de la señal TL.

Después, las mismas muestras se someterán al proceso térmico (ver II.1), con lo cual se borra toda la información que pudiera quedar después de las lecturas. Se irradiarán nuevamente con el mismo campo de exposición. Se medirá nuevamente su señal TL, y nuevamente se somete al proceso térmico. Este procedimiento se repetirá 15 veces; con los datos obtenidos se calculará la media y la desviación estándar usando las ecuaciones dadas anteriormente. Usando el método de mínimos cuadrados se obtendrá la función que relaciona la respuesta TL y el número de veces que se usó el material. La pendiente de la recta calculada aportará la magnitud del descenso en la señal TL.

II.8 Apagamiento o Fading.

El fading (desvanecimiento) o apagamiento indica a que razón disminuye la respuesta TL con el tiempo; es decir, muestra por cuanto tiempo se puede guardar la información almacenada en el material irradiado.

Para esta prueba se irradiarán 24 cápsulas con fibra a un campo de exposición de 5 R. Después de esto, las cápsulas se aíslan para que no reciban radiación de alguna otra fuente, y cada dos meses se tomarán lecturas de la respuesta TL del material contenido en dos de las cápsulas.

Por lo que la duración de esta prueba será de dos años, al terminarla se compararan los **datos** obtenidos durante este periodo de tiempo para determinar el porcentaje de apagamiento de la señal..

Capítulo III. Instrumentación y preparación de muestras.

III. 1 Sistema comercial Harshaw TL 2000®

Para medir la termoluminiscencia de un material, se necesita calentarlo a una velocidad constante y analizar la luz que emite durante el proceso de calentamiento. Esto se logra fácilmente con la ayuda del sistema comercial Harshaw TL 2000®⁽¹⁰⁾.

El proceso de calentamiento se lleva a cabo mediante la resistencia eléctrica de la plancheta metálica donde se coloca la muestra, el equipo tiene la capacidad de calentar linealmente la plancheta, la cual a su vez calienta la muestra. Para evitar la humedad ambiental y el depósito de óxidos en la muestra, el calentamiento se realiza dentro de una atmósfera de nitrógeno.

En el módulo A del equipo, los fotones emitidos por el material se transforman en corriente eléctrica por medio de un foto multiplicador; dicha corriente se transmite al módulo B donde se amplifica y se integra con respecto al tiempo, dando origen a la lectura TL⁽¹⁰⁾

En la Figura III.1 se muestra el esquema completo del sistema utilizado para tomar las lecturas TL.

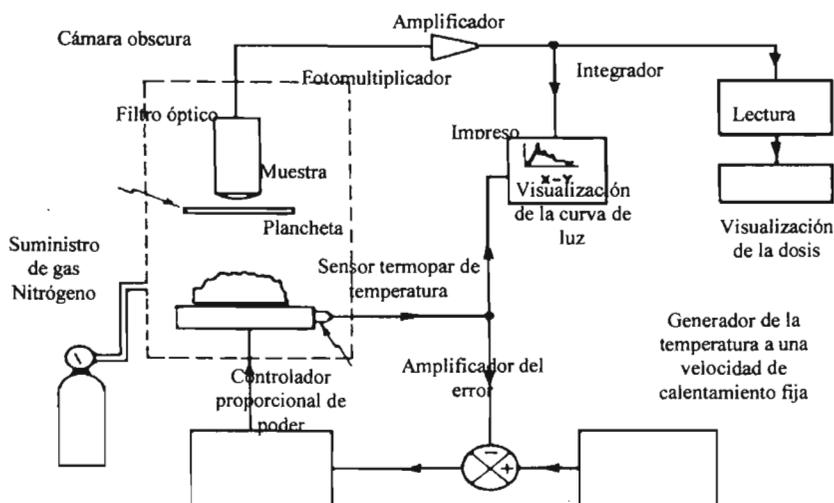


Figura III.1 Esquema de la instrumentación utilizada para mediciones termoluminiscentes.

El funcionamiento en general del equipo se describe a continuación:

Al calentarse el material termoluminiscente se desexcitan los centros de color emitiéndose fotones luminosos; se puede colocar un filtro de transmisión óptica para mejorar la señal TL. Después de pasar por el filtro la luz llega al tubo fotomultiplicador en donde se genera una corriente, después se envía la señal a un amplificador y posteriormente a un picoamperímetro para su medida y un medidor digital, el cual muestra en forma numérica la lectura integrada de la señal TL que viene dada en nC o en $\mu C^{(8)}$.

La lectura se puede mandar a un graficador X-Y (Rickadenki, modelo BW 211), o bien, a un sistema analógico-digital con impresora con el cual se grafica la curva TL (glow curve) del material. El eje de las abscisas corresponde a la temperatura y el de las ordenadas a la intensidad termoluminiscente.

Para tomar lecturas TL con el Harshaw 2000[®] se deben de definir los siguientes parámetros:

- Rango de temperaturas en el que se va a integrar.
- El alto voltaje con que se va a trabajar (H.V.).
- La razón de incremento de la temperatura en °C/s.
- EL tiempo de calentamiento en segundos (s).
- La escala en la que se quiere realizar las lecturas.

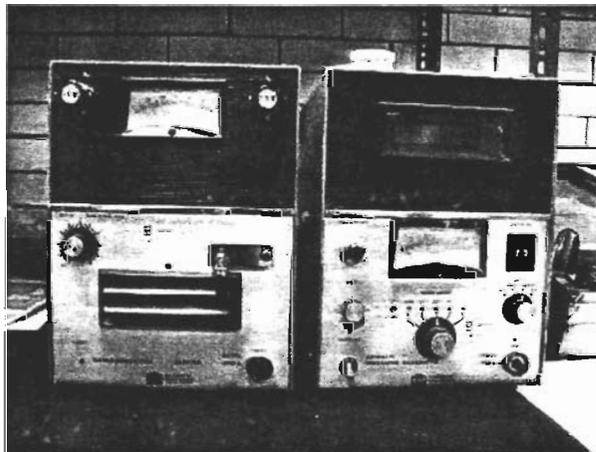


Figura III.2 Harshaw TL reader 2000[®] módulos: plancheta (izquierda), y lectura (derecha).

Es de vital importancia conocer el valor de los parámetros dados anteriormente con los que trabaja el equipo para poder realizar mediciones posteriores en las mismas condiciones y poder realizar el análisis adecuado de las lecturas obtenidas. Antes de hacer cualquier medición de la respuesta TL de las muestras, hay que verificar que el equipo esté calibrado.

III.2 Calibración del equipo

Para verificar que el equipo este funcionando adecuadamente primero se realizan tres lecturas con la luz de calibración.

La luz de calibración o luz guía es producida por una fuente de ^{14}C acoplada a un centellador de yoduro de sodio (NaI). Las mediciones obtenidas a partir de la luz guía nos sirven como fuente de referencia.

Lecturas con valores aproximados a las conseguidas la última vez que el equipo se usó, indican que el equipo funciona apropiadamente, en caso contrario hay que verificar el equipo.

También es recomendable realizar tres mediciones sin la muestra para obtener la radiación de fondo producida por la plancheta que detecta el equipo ⁽⁸⁾.

Una vez verificado el correcto funcionamiento del equipo, se coloca la muestra en la plancheta, la cual al calentarse provoca el inicio del vaciado de las trampas producidas durante el proceso de exposición a la radiación.

Debido a que durante el calentamiento de la fibra óptica, no todas las trampas producidas durante el proceso de irradiación son evacuadas, es necesario repetir el procedimiento de calentamiento dos ó tres veces para "borrar" totalmente la información grabada en el material.

A la primera lectura se le conoce como "lectura integrada" y corresponde al valor integrado del área bajo la curva entre las temperaturas fijadas para el análisis. La segunda lectura se le denomina "lectura residual" y corresponde al segundo calentamiento del equipo.

III.3 Exposición a la radiación.

La irradiación de las muestras se realizó con una fuente de ^{60}Co , la cual emite radiación gamma con energías de 1.17 Mev y 1.33 Mev ⁽⁵⁾. Para asegurar la irradiación homogénea de las cápsulas se colocaron a dos centímetros de distancia de la fuente. La razón de exposición de la fuente de ^{60}Co , es de 6 Röentgen/hr a 2 centímetros de distancia.

El arreglo que se utilizó para llevar a cabo la irradiación, consiste en una tabla delgada (transparente a la radiación gamma) la cual se agujeró en el centro, y a dos centímetros de distancia del centro se realizaron otras 8 cavidades. (Ver Figura III.4)

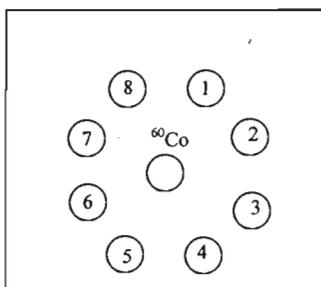


Figura III.4. Configuración para la irradiación de las muestras, 1-8 lugar para colocar las muestras.

En el agujero central se coloca la fuente de ^{60}Co , y en los demás agujeros las muestras. Por razones de seguridad radiológica, la irradiación se llevó a cabo dentro de una caja de guantes, y sólo hasta que todo el arreglo experimental esté listo, se debe sacar la fuente radiactiva de su blindaje y ponerse en su lugar, por lo que al momento de llevar a cabo la irradiación, primero se colocaron las muestras en su lugar y después se colocó la fuente de ^{60}Co . Una vez completado el tiempo de exposición, se retiró la fuente y después las muestras, siguiendo el procedimiento de seguridad radiológica para el manejo de fuentes radiactivas ⁽⁷⁾.

III.4 Lectura de la señal TL.

Las mediciones TL se realizaron usando el Modelo Harshaw 2000[®], en una atmósfera de nitrógeno, con una velocidad de calentamiento de $10^{\circ}\text{C s}^{-1}$.

Durante el proceso de medición se deben tomar algunas medidas de seguridad.

La primera de las medidas es evitar que la fibra reciba luz de neón, ya que se encontró que era sensible a la misma. Esto se evita cubriéndolas con aluminio durante su transportación. Por la misma razón el laboratorio donde se realizan las mediciones se ilumina con un foco de luz amarilla.

Se debe procurar que el acomodo de las fibras en las planchetas sea el mismo para todas las mediciones; ya que se encontró que éste puede afectar la respuesta TL.

Para conocer la masa de cada muestra que se utilizó en las mediciones, una vez tomadas las lecturas se pesaron cada una de las muestras con una balanza digital cuya incertidumbre es de $\pm 0.005\text{mg}$.

III.5 Preparación de las muestras

Todas las muestras que se utilizaron en los experimentos, se obtuvieron siguiendo el mismo proceso de preparación:

- a) **Preparación del material.** El material con el que se trabajó fue la fibra óptica comercial producida por Nokia Cable[®].

En el capítulo 1, se dio a conocer que la fibra óptica estaba conformada por tres capas; y que el núcleo estaba formado por SiO_2 principalmente, éste es el material que puede darle las propiedades TL a la fibra óptica.

Por lo que el primer paso para preparar las muestras fue el de quitarle el revestimiento, esto se logró con la ayuda de un Micro-Strip (0.006) mecánico.

El siguiente paso consistió en cortar la fibra óptica “pelada” en pequeños trozos de aproximadamente 5mm de largo, con el fin de que pudieran ser colocados en la plancheta del equipo.

Para cortar la fibra “pelada” se utilizó unas tijeras; el corte se realizó dentro de una bolsa de plástico para evitar que se desperdicie material.

b) Pre calentamiento. Con el fin de obtener una mayor sensibilidad TL, y borrar toda posible información en el material recién obtenido, producida por su exposición a la radiación ambiental durante su transportación y almacenamiento, se sometió el material a un tratamiento térmico de calentamiento previo, para lo cual se utilizó una mufla de paredes cerámicas y temperatura controlada, con lo cual se elimina cualquier huella de dicha información de exposiciones anteriores.

Seguido del proceso de pre calentamiento la fibra óptica se debe dejar enfriar a temperatura ambiente durante 24 hrs. para prevenir choques térmicos.

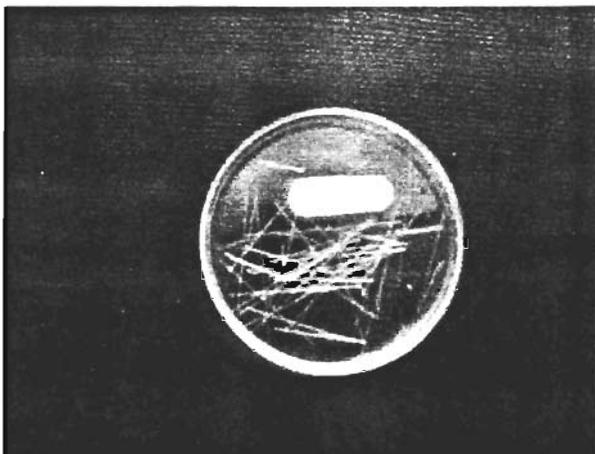


Figura III.5 Fibra óptica recortada y encapsulada lista para ser irradiada.

c) Irradiación. Después del proceso de pre calentamiento, la fibra se colocó dentro de cápsulas transparentes a la radiación gamma, con el fin de que la irradiación de las muestras sea homogénea. Además de que se facilita el manejo y transportación de las muestras.

El encapsulamiento de la fibra se realizó con luz amarilla, pues es conocido el efecto de luz de las lámparas de gas de laboratorio sobre la fibra óptica.

d) Templado Térmico (Annealing). Para que el material pueda volver a usarse se somete a un tratamiento térmico, similar al del pre calentamiento. Este tratamiento es para asegurarse de que la fibra no contenga información de la irradiación previa. El tratamiento térmico consiste en calentar el material durante 1 hr. a 440 °C, y dejar enfriar a temperatura ambiente dentro de la mufla, siguiendo el mismo procedimiento para material nuevo.

Capítulo IV. Resultados

IV.1 Respuesta TL

Las condiciones del equipo de lectura Harshaw TL 2000®, seleccionadas para el estudio de la respuesta TL de la fibra óptica fueron

- El rango de temperaturas para la integración que se escogió fue de 0 a 390 °C.
- La razón de incremento de la temperatura que se eligió fue de 10°C/s.
- El tiempo de calentamiento 45s.
- Alto Voltaje (voltaje de operación) de 850 V (recomendado en el manual por el fabricante del equipo).
- La escala se selecciona de forma automática.

Se debe tener presente que debe suministrarse de manera continua nitrógeno a la cámara durante la medición, para evitar la oxidación de la plancheta en el proceso de calentamiento dentro de la misma.

Como se mencionó en el Capítulo II, se irradiaron varias cápsulas con 5 mg de material a diferentes campos de exposición. Al realizar esta prueba con una fuente de ^{60}Co , se encontró que la fibra óptica de SiO_2 si presenta respuesta TL. En la figura IV.1 se muestran las curvas obtenidas de las mediciones de cada una de las muestras.

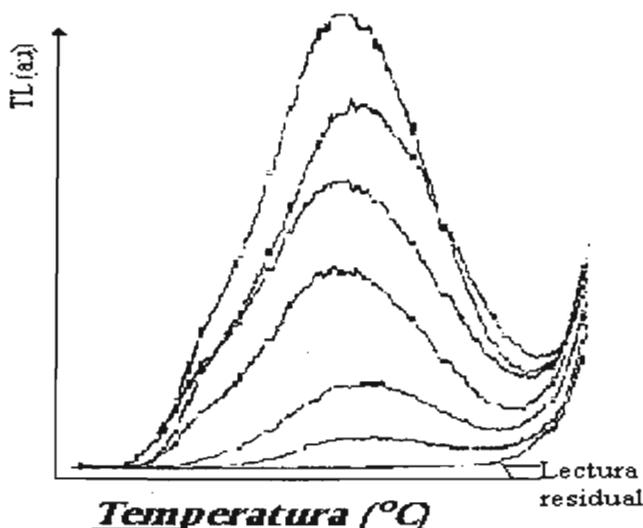


Figura IV.1 Curvas TL correspondientes a la fibra óptica irradiada a diferentes campos de exposición. La curva inferior corresponde a la lectura residual.

IV.2 Caracterización de la curva TL.

Como se mencionó en II.2, la graficadora con la que se realizaron las curvas TL de la fibra óptica, solo muestra la forma de la curva pero no proporciona ningún tipo de escala. Por lo que para determinar la temperatura a la que se encuentra el pico de la curva TL de la fibra óptica de SiO_2 , se tomaron las siguientes consideraciones:

1. La razón de incremento de la temperatura que se eligió fue de 10°C/s .
2. El tiempo de calentamiento 45s.

Por lo tanto las curvas obtenidas se encuentran en un intervalo de 0 a 450°C .

Para tener puntos de referencia se utilizó la curva del TLD-100, la cual presenta cinco picos en 62, 120, 160, 195 y 210°C (ver Apéndice II).

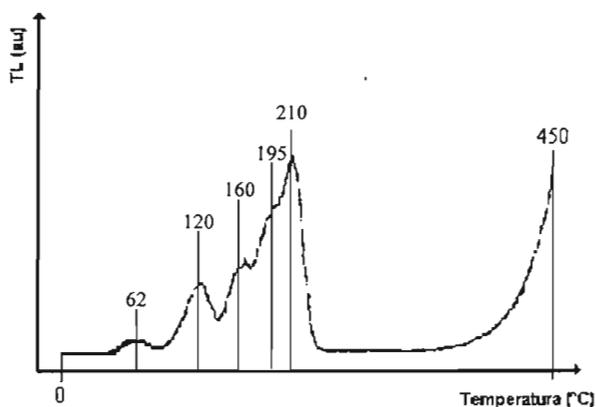


Figura IV.2 Curva TL del TLD-100

Bajo las consideraciones anteriores se tomó la lectura de la respuesta TL de la fibra óptica, y usando las mismas condiciones se midió la respuesta del TLD-100 obteniendo las curvas TL de ambos materiales en el mismo gráfico, ver Figura IV.3. Como el incremento de la temperatura es lineal, se puede determinar la escala del eje correspondiente a la temperatura.

Primero se trazaron líneas rectas que pasaran por los cuatro picos más definidos de la curva del TLD-100 y por el pico de la curva de la fibra óptica. Todas las rectas trazadas son paralelas entre sí, y perpendiculares al eje horizontal.

Posteriormente se midió la longitud de las líneas AB, BC, CD y DE, y se determinó la escala de temperaturas. Para lograr este objetivo se dividieron los valores obtenidos para cada recta, entre la diferencia de los intervalos de temperatura correspondientes:

$$\frac{\overline{AB}}{120-62} = \frac{1.62}{58} = 0.03$$

$$\frac{\overline{BC}}{160-120} = \frac{1.06}{40} = 0.03$$

$$\frac{\overline{CD}}{210-160} = \frac{1.27}{50} = 0.03$$

Lo que nos indica que cada 0.03 cm equivale a 1 °C. Por lo tanto como DE = 0.6 cm, esto equivale a 20 °C, por consiguiente se tiene que el pico de la curva TL de la fibra óptica de SiO₂ se encuentra a 210 ° + 20 °C = 230 °C.

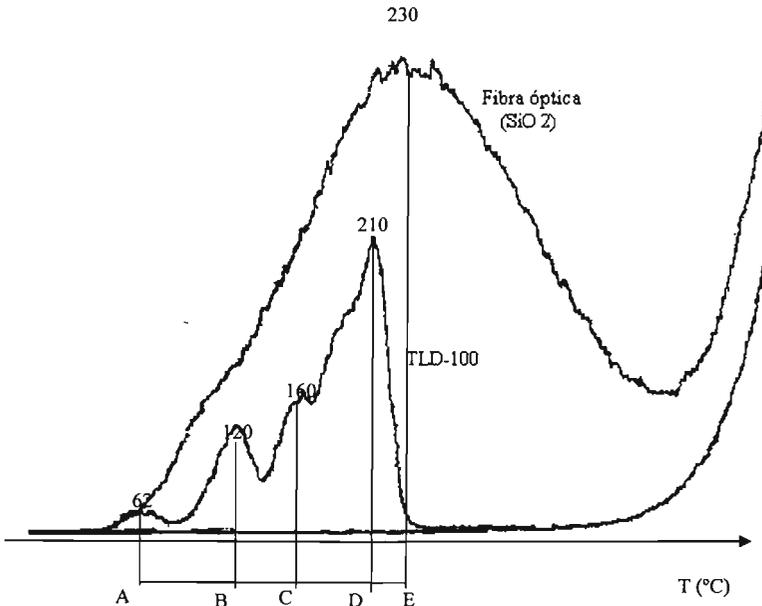


Figura IV.3 Comparación entre los picos de las curvas TL del TLD-100 y de la fibra óptica.

Se puede apreciar que en la curva que corresponde a la fibra óptica, la señal de la respuesta TL aumenta exponencialmente al llegar a cierta temperatura, lo cual puede crear ruido en la lectura real (área formada entre la curva de la lectura integral y la lectura residual) por lo que se propuso cambiar el rango de temperaturas de integración. Pero antes de cambiar el rango se utilizó el mismo procedimiento anterior para determinar la temperatura a la que aumenta la señal debido al ruido (Ver Figura IV.4), y en donde se puede apreciar un pico de brillo a 120°C, el cual se descarta para cualquier análisis ya que

se considera como parte del ruido de fondo (background). Se encontró que $EF = 4.5$ cm, lo cual equivale a 150°C ; y por tanto la temperatura a partir de la cual se detecta el ruido es a los 380°C . Se escogió el rango de $0\text{-}350^{\circ}\text{C}$, y se comparó la razón señal-ruido de este nuevo intervalo con la obtenida en el intervalo de $0\text{-}380^{\circ}\text{C}$.

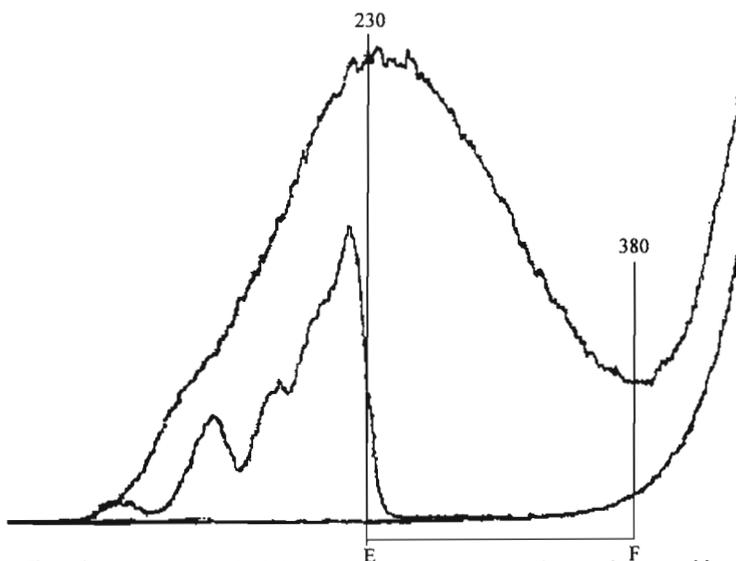


Figura IV.4. Determinación de la temperatura a la cual se comienza a detectar ruido.

Como se encontró que la razón señal-ruido era menor para el nuevo intervalo, se decidió cambiarlo para las siguientes pruebas, de tal forma que las nuevas condiciones de medida fueron:

- Rango de temperaturas para la integración de $0\text{-}350^{\circ}\text{C}$
- Una razón de incremento de la temperatura igual a 10°C/s .
- Tiempo de calentamiento 45s
- Alto Voltaje de 850

IV.3 Respuesta a la cantidad de material.

Para realizar esta prueba se seleccionó un campo de exposición de 5 Roentgens (R), para irradiar a las muestras.

Como se describió en II.3, se comenzó a medir la respuesta de una cantidad pequeña de material, y después se fue aumentando la masa de las muestras a medir. Una vez terminadas las mediciones se pesaron cada una de las muestras con la balanza digital. Siempre que se realizaba una nueva medición se procuraba que las secciones de fibra tuvieran el mismo acomodo para evitar que afectara la medición de la señal TL. Las fibras se colocaron paralelas a la dirección de la plancheta de calentamiento (Figura IV.5)

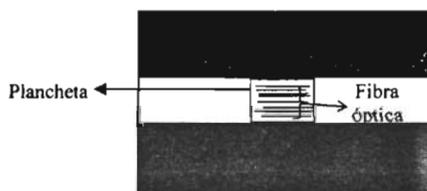


Figura IV.5 Vista superior del acomodo de la fibra óptica en la plancheta.

Se restó la lectura residual (segunda lectura) a la lectura integral (primera lectura) para obtener el valor real de la intensidad TL (nC).

Con los datos de la tabla IV.1 se gráfico la intensidad TL contra la masa (en mg) de fibra óptica.

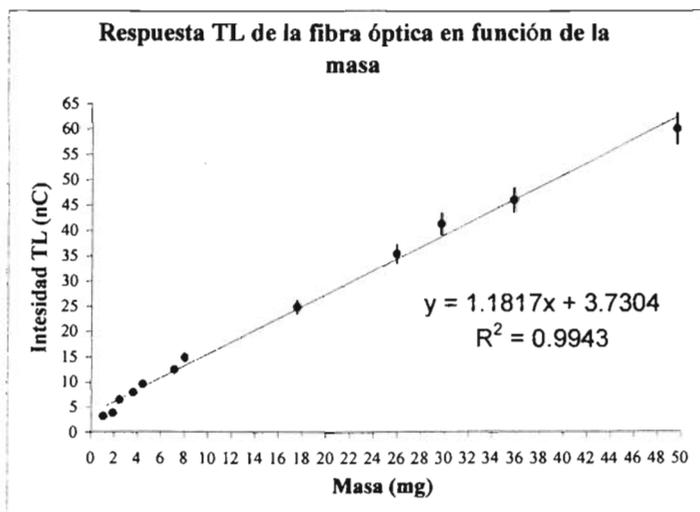


Figura IV.6 Gráfica de la respuesta de la señal TL en función de la masa.

En la gráfica anterior se puede ver que existe una relación lineal entre la masa y la intensidad TL. Se analizó hasta una masa de 50 mg. debido a que el tamaño y la geometría de la plancheta no permitían colocar más material.

Se aplicó el método de mínimos cuadrados a los datos obtenidos y se encontró que la ecuación que relaciona la intensidad TL con la masa es:

$$\text{Intensidad TL} = 1.1817x + 3.730$$

Donde x es la masa en mg del material irradiado.

Para determinar la masa óptima se tomaron en cuenta tres factores: la facilidad de manejo, de acomodo en la plancheta y la razón entre la lectura residual y la integral.

El último factor muestra el efecto de irradiaciones previas en la señal TL, por lo que se busca que sea pequeño. Tomando en cuenta este factor nuestra masa óptima sería de 50 mg, pero esta cantidad de material dificulta su manejo y su acomodo en la plancheta, por lo que se decidió tomar como masa operacional 15 mg., debido a que es más fácil de colocar en la plancheta y tiene una razón residual-integral pequeña.

Tabla IV.1 Datos obtenidos durante las pruebas para encontrar la masa óptima.

Masa (mg) ± 0.05	Intensidad TL (nC)	Residual/Integral
1.1	3.309	0.167
1.9	3.979	0.124
2.5	6.519	0.079
3.7	7.998	0.056
4.5	9.654	0.072
7.2	12.493	0.061
8.1	14.908	0.062
17.6	24.954	0.037
26	35.506	0.022
29.8	41.368	0.016
35.9	46.063	0.018
49.7	60.121	0.013

IV.4 Linealidad

En este trabajo nuestro principal interés son los campos de radiación bajos, por lo que es importante conocer el límite inferior del comportamiento lineal de la respuesta TL de la fibra óptica.

Esta prueba se dividió en dos; una para observar la linealidad en campos de exposición mayores a 10 R y otra para campos menores a 10 R. Para cada uno de los campos de exposición se realizaron 10 mediciones y después se calculó la media para cada grupo de lecturas obtenidas. En IV.3 se mencionó que todas las muestras ha irradiar serían de 15 mg. Para lograr que todas las muestras tuvieran dicha masa, al momento de encapsular (ver III: 3) se pesó por separado la cápsula vacía y después se le fue agregando fibra hasta obtener la masa deseada (15 mg + masa cápsula). A pesar de haber tomado la medida anterior, las masas de las muestras variaron un poco, pero la variación fue tan pequeña que no afectó de manera apreciable los resultados.

Se encontró que la respuesta TL era lineal entre el valor máximo 10 R y un mínimo de 0.3 R; por debajo de este valor, el material presenta poca reproducibilidad. A continuación se presenta la tabla con los datos obtenidos.

Tabla IV.2 Lecturas obtenidas al caracterizar la respuesta a campos de exposición menores a 10 R

Exposición (R)	Intensidad TL (nC)	Masa (mg) ± 0.05
0.3	3.600	15.3
0.5	3.951	15.2
1	5.701	15.3
3	7.030	15.6
6	8.411	14.8
9	10.275	15.4

Utilizando el método de mínimos cuadrados y los valores de la Tabla IV.2 se obtuvo la siguiente ecuación para la respuesta TL de la fibra óptica al campo de exposición:

$$\text{intensidad TL} = (0.7128) (\text{Exposición}) + 4.1425$$

También se calculó el valor de correlación ($R^2 = 0.9339$), lo que nos indica que la respuesta TL de la fibra óptica en los campos de exposición presenta un grado de linealidad aceptable.

A continuación se muestra la gráfica de la intensidad TL vs exposición, obtenida con los datos de la Tabla IV.2.

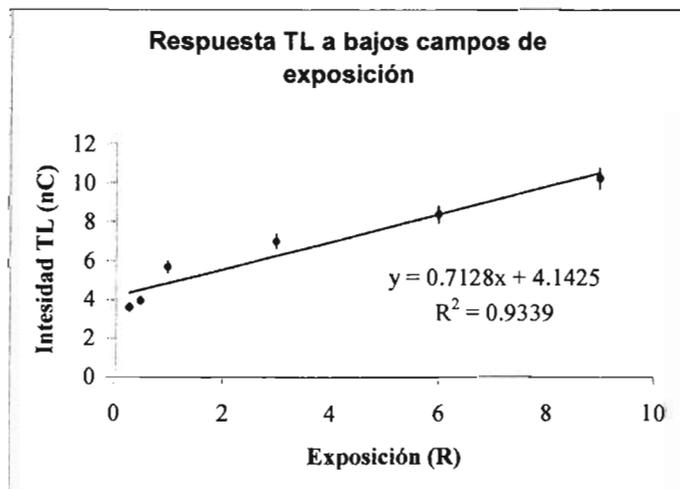


Figura IV.7 Respuesta lineal de la señal TL para campos menores a 10 R y 15mg de masa.

Los resultados obtenidos en la segunda parte de esta prueba, al medir la respuesta TL de las muestras sometidas a campos mayores de 10 R, se muestran en la Tabla IV.3.

Tabla IV.3 Lecturas obtenidas al caracterizar la respuesta a campos de exposición mayores a 10 R

Exposición (R)	Intensidad TL (nC)	Masa (mg) \pm 0.05
10.5	14.774	16.2
30	24.864	17.8
45	30.51	17.5
90	55.619	17.1
120	67.85	15.4
150	79.443	15.2

Al igual que en la primera parte de la prueba se utilizó el método de mínimos cuadrados y los valores de la Tabla IV.3 para obtener la siguiente ecuación:

$$\text{intensidad TL} = (0.4723) (\text{Exposición}) + 10.445$$

También se calculó el valor de correlación ($R^2 = 0.9961$) como en la prueba anterior, el cual representa un alto grado de linealidad en la respuesta TL de la fibra óptica a campos mayores a 10 R de exposición.

A continuación se muestra la gráfica de la intensidad TL vs Exposición, obtenida con los datos de la Tabla IV.3.

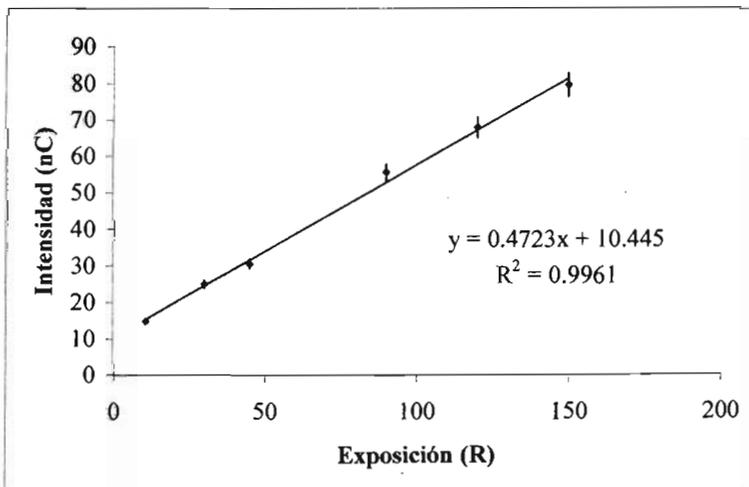


Figura IV.8 Respuesta lineal de la señal TL para campos mayores a 10 R y 15 mg de masa.

IV.5 Reproducibilidad.

Como en todo experimento, es necesario comprobar la reproducibilidad de los datos obtenidos para determinar su confiabilidad.

Para verificar que la respuesta TL de la fibra óptica de SiO₂, es reproducible, se irradiaron 10 muestras (con la misma masa), en un campo de exposición de 5 R.

Después se midió la intensidad TL de cada una de las muestras; con los datos obtenidos se calculó la media aritmética y su desviación estándar. A continuación se presenta la Tabla de los valores obtenidos durante esta prueba.

Tabla IV.4 Reproducibilidad de la respuesta TL de la fibra óptica.

# Medición	Intensidad TL (nC)
1	5.703
2	5.710
3	5.705
4	5.706
5	5.701
6	5.712
7	5.700
8	5.716
9	5.706
10	5.704

La media aritmética obtenida fue de 5.706 nC, y la desviación estándar fue de 0.005. El valor tan pequeño encontrado en la desviación estándar nos indica el alto grado de reproducibilidad de la respuesta TL de la fibra óptica de SiO₂.

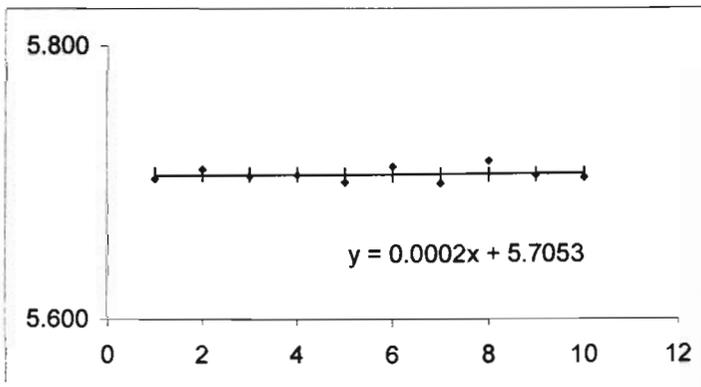


Figura IV.9 La gráfica muestra la alta reproducibilidad de la señal TL de la fibra óptica. Las barras de error que aparecen en la gráfica corresponden al valor de la desviación estándar.

IV.6 Re-uso.

Esta prueba consiste en irradiar fibra nueva a un determinado campo de exposición. Luego se mide su respuesta TL. Después la fibra se somete a un proceso de tratamiento térmico, para a continuación someterla al mismo campo de exposición y medir su señal TL, y posteriormente aplicarle de nuevo el proceso de térmico. El procedimiento anterior se repitió 15 veces; de las diez mediciones realizadas se obtuvieron los siguientes datos:

Tabla IV.5 Datos obtenidos después de re-usar el material 15 veces.

Veces usada	Intensidad TL (nC)
1	7.145
2	6.897
3	6.963
4	5.881
5	7.006
6	5.887
7	5.924
8	5.783
9	6.909
10	6.073
11	7.085
12	6.340
13	6.814
14	5.795
15	7.117

Los valores calculados de la media aritmética y la desviación estándar de los datos de la tabla anterior son: 6.507 y 0.158 respectivamente.

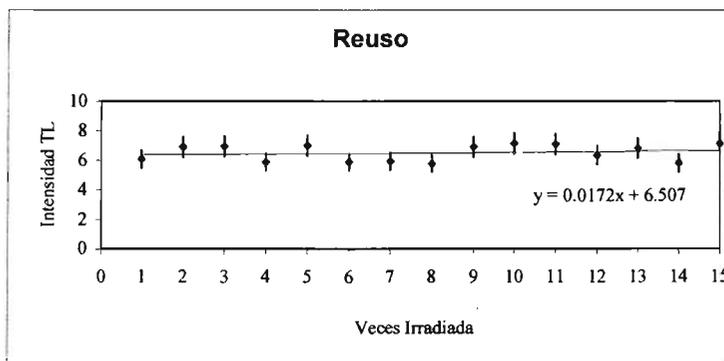


Figura IV.10 Comportamiento de la señal TL con respecto al re-uso.

Se puede ver en la figura anterior que la pendiente de la recta tiene un valor muy pequeño, y observando que el valor de la desviación estándar es muy pequeño, podemos concluir que la fibra óptica se puede re-usar sin ningún problema cuando menos 15 veces.

IV. 7 Fading (apagamiento).

Debido al tiempo prolongado que requiere esta prueba, todavía no se tienen resultados, sin embargo, el SiO₂ es utilizado en la arqueología para el fechamiento de objetos, con lo cual se espera obtener un fading pequeño para el caso de la fibra óptica estudiada.

IV. 8 Comparación con otros materiales.

Al comparar la curva TL del TLD-100 y la de la fibra óptica de SiO₂, se encontró que la de la fibra óptica es más sencilla, pues solo presenta un pico TL y a mayor temperatura, se obtiene una señal más estable.

Para esto, se sometieron varias muestras de TLD-100 de y de fibra óptica al mismo campo de exposición (5 R).

En la Tabla IV.6 se muestran los datos obtenidos.

Tabla IV. 6 Comparación entre la sensibilidad del TLD-100 y la fibra óptica

	Respuesta TL (nC)	Masa (mg)
TLD-100	27.7	27.7
Fibra óptica	41.368	29.8
SiO ₂		

Como se puede observar en la Tabla anterior la fibra óptica presenta mayor sensibilidad que el TLD-100, y dada su mayor confiabilidad (encontrada anteriormente), nos permite afirmar que la fibra óptica de SiO₂ es un material que tiene propiedades TL y que presenta ventajas sobre el TLD-100, abriendo la posibilidad de su aplicación como dosímetro en la industria, en medicina, y en seguridad ambiental, entre otras; quedando este tema para futuras investigaciones.

IV. 9 Comparación con fibra óptica de otro productor (fabricante)

Para terminar con la caracterización de la fibra óptica de SiO₂ como material termoluminiscente, se comparó la fibra óptica utilizada (fabricada por la marca Nokia Cable®), con la fibra óptica fabricada por la marca Corning®. Para realizar esto, se expusieron 5 cápsulas por cada tipo de fibra óptica con 5mg de material cada una, al mismo campo de radiación bajo las mismas condiciones, y se sometieron al procedimiento antes descrito para obtener su respuesta. La media aritmética de la respuesta TL de cada tipo de fibra óptica fue de $x_1 = 7.598\text{nC}$ y $x_2 = 15.766\text{nC}$, respectivamente. De lo anterior, podemos observar que la diferencia entre una y otra es del 48% a favor de la fibra óptica fabricada por la compañía Corning, lo cual nos indica que este material presenta mayor sensibilidad a la radiación en comparación con el material utilizado inicialmente para este trabajo. Se deja para posteriores experimentos el comprobar este comportamiento de la

“nueva” fibra óptica, para determinar cual es el fabricante cuya fibra óptica se puede utilizar con mayor confiabilidad para aplicaciones en física de radiaciones.

Conclusiones y aplicaciones.

Este trabajo consistió en estudiar la posibilidad de utilizar a la fibra óptica de SiO₂ como material TL. Cada uno de los parámetros básicos que definen a la fibra óptica como material TL, fueron medidos y determinados por medio de la experimentación. De los resultados obtenidos en cada una de las pruebas realizadas se puede concluir que la fibra óptica pasó satisfactoriamente cada una de los experimentos.

Se encontró que su curva termoluminiscente presenta un pico bien definido a los 230° C, su respuesta TL es reproducible, y además presenta un comportamiento lineal respecto a la irradiación recibida con la ventaja de que se puede re-usar varias veces sin que la respuesta del material cambie.

La utilización de la fibra óptica como material TL. presenta ventajas y desventajas con respecto a otros materiales como el TLD-100.

Ventajas

La primera es que a diferencia del TLD-100, la fibra óptica solo presenta un pico termoluminiscente y a mayor temperatura, lo que facilita el análisis de su curva TL y le da mayor estabilidad al momento de tomar la lectura TL.

También tiene la ventaja de ser más sensible a la respuesta TL, que el TLD-100. Su tamaño y flexibilidad, le da la ventaja de poderla colocar en lugares donde sería difícil de colocar otro tipo de detector. Como pueden ser catéteres médicos, fuentes de radiación utilizadas en la industria o zonas controladas radiológicamente; o bien en accidentes radiológicos.

Otra ventaja es su bajo costo, la facilidad de obtenerla y la homogeneidad en su producción.

Desventajas

Su tamaño puede ser una desventaja, ya que resulta más complicado manipular la fibra óptica que los TLD-100; a las precauciones extremas que se deben seguir al momento de encapsular la fibra y de colocarla en la plancheta; pero con un poco de práctica estas dificultades pueden sortearse sin ningún problema.

Esta desventaja podría evitarse por medio de un dispositivo que contenga una cantidad de material constante; por ejemplo, se puede poner la fibra óptica en teflón transparente, como se hace con el TLD-100.

Aplicaciones

Todo lo anterior muestra a la fibra óptica como un material TL muy atractivo con aplicaciones en:

- Medicina: Se puede utilizar para medir la radiación durante tratamientos radiológicos, midiendo "in- situ".
- En las Industrias, en la irradiación de alimentos, materiales quirúrgicos, llantas de autos y camiones, procesos químicos, etc.
- En agricultura, ciencias de la tierra, radiobiología, materiales, investigación y en general en procesos donde se utilizan radiaciones ionizantes, gamma, rayos X y radiación beta.

En lo personal, realizar este trabajo además de obtener los resultados antes expuestos, me sirvió para comenzar a adentrarnos en la investigación experimental, de la importancia de planear y llevar a cabo una metodología y que al igual que en cualquier trabajo se debe ser sistemático y ordenado.

El tema principal de la tesis, me abre la puerta a dos áreas de investigación muy importantes e interesantes, la física de radiaciones y la de materiales, lo que me impulsa a seguir estudiando para poder contribuir en cierta medida en el desarrollo de la Ciencia de nuestro País.

Apéndice I: Glosario

1. *Actividad*.- Número de núcleos que se transforman por unidad de tiempo. Su unidad es el Becquerel ⁽⁶⁾.
2. *Ángulo crítico*.- Ángulo límite, para el que el rayo refractado forma un ángulo de 90° con la normal, por lo que se refleja justo a lo largo de la superficie de separación entre ambos medios ⁽¹⁾.
3. *Anisotrópico*.- Material cuyas propiedades físicas son diferentes de acuerdo a la orientación del material ⁽¹⁾.
4. *Banda de conducción*.- Es el nivel de energía en el cual los electrones están más desligados del núcleo, de tal forma que, en cierto modo, todos los electrones (pertenecientes a esa banda) están compartidos por todos los átomos del sólido, y pueden desplazarse por éste formando una nube electrónica ⁽²⁾.
5. *Banda de valencia*.- Es el nivel de energía en el que se realizan las combinaciones químicas. Los electrones situados en ella, pueden transferirse de un átomo a otro, formando iones que se atraerán debido a su diferente carga, o serán compartidos por varios átomos, formando moléculas ⁽²⁾.
6. *Becquerel*.- Unidad de la actividad; es la actividad de una cierta cantidad de material radiactivo que sufre una desintegración atómica espontánea cada segundo ⁽⁸⁾.
7. *Centro de color*.- Son configuraciones electrónicas originadas por los defectos del sólido (cristal) cuyos niveles de energía producen bandas de absorción óptica de longitudes de onda a las que el cristal es transparente. Al absorber la luz el cristal se colorea de ahí su nombre de centros de color.
8. *Curie (Ci)*.- Antigua unidad de la actividad, no perteneciente al Sistema Internacional de Unidades, que ha sido sustituida por el becquerel (Bq) y cuya equivalencia es: 1 Ci = 3.7×10^{10} Bq. ⁽⁸⁾.
9. *Dosímetro*.- Instrumento o dispositivo que permite medir o evaluar una dosis absorbida, una exposición o cualquier otra magnitud radiológica. Los dosímetros emplean distintos procedimientos para medir la dosis: emulsiones fotográficas sensibles a la radiación (dosímetro fotográfico), materiales que absorben la energía de la radiación y después la liberan en forma de luz (dosímetros de termoluminiscencia), sustancias químicas que se transforman en presencia de la radiación (dosímetros químicos, Solución Fricke), un condensador eléctrico (dosímetro de condensador), etc. También hay diferentes tipos de dosímetros en función de su utilización: dosímetro de bolsillo, de solapa, de mano, tipo pluma etc. ⁹
10. *Dosis Absorbida*.- Es la cantidad de energía absorbida por unidad de masa de material irradiado y su unidad de medida es el Gray (Gy) ⁽⁶⁾.
11. *Dosis Equivalente*.- Es la dosis absorbida ponderada (corregida en proporción a) por la diferente eficacia biológica de las distintas clases de radiación sobre el medio vivo considerado. Los factores de corrección se denominan "Factores de

ponderación de la radiación" (antes factores de calidad de la radiación). Se mide en sievert (Sv): $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/Kg}$. La unidad antigua era el rem: $1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}^{(8)}$.

12. **Enlace iónico.**- El enlace iónico es una forma de unión química de los átomos en la que se transfieren electrones de un átomo a otro de manera que los átomos tengan al final capas electrónicas totalmente llenas. Los metales alcalinos, como el potasio, tienen un único electrón en la capa externa del átomo. Es muy fácil que este electrón sea cedido a átomos de halógenos, como el cloro, que necesitan un único electrón para completar su capa externa. Cuando el electrón, que tiene carga eléctrica negativa, ha sido transferido, el átomo del metal alcalino se convierte en un ion positivo, mientras que el átomo del halógeno pasa a ser un ion negativo. Los dos iones se mantienen fuertemente unidos por atracción electrostática ⁽²⁾.
13. **Proceso estocástico.**- Proceso en el que un sistema cambia de forma aleatoria entre diferentes estados, a intervalos regulares o irregulares ⁽¹¹⁾.
14. **Exposición.**- Se emplea para medir la capacidad de la radiación para producir iones. Su unidad de medida es C/kg . Históricamente también se ha utilizado el Röentgen (R) ⁽⁶⁾.
15. **Facsímil.**- Sistema de transmisión eléctrica de fotografías, dibujos o elementos impresos.
16. **Fisión nuclear.**- División de un núcleo atómico en dos fragmentos de tamaño similar ⁽⁵⁾.
17. **Gray.**- Unidad de medición de la radiación absorbida, 1 gray equivale a 1 julio de energía absorbido por kilogramo de material, su símbolo es Gy ⁽⁶⁾.
18. **Halogenuro.**- Mineral formado por la combinación de metales con halógenos ⁽²⁾.
19. **Hueco (vacante).**- Defecto puntual, que se puede definir como un sitio vacío en la banda de valencia que se comporta como portador de carga positivo.
20. **Ionización.**- Formación de moléculas o átomos con carga eléctrica por la pérdida o ganancia de electrones. Los átomos son eléctricamente neutros ya que los electrones con carga negativa son iguales en número a los protones de carga positiva en los núcleos ⁽⁵⁾.
21. **Isotrópico.**- Propiedad física de los materiales no dependiente de la dirección de observación ⁽²⁾.
22. **Número atómico.**- Número entero positivo que equivale al número total de protones existentes en el núcleo atómico. Es característico de cada elemento químico y representa una propiedad fundamental del átomo: su carga nuclear. Su símbolo es Z ⁽⁴⁾.
23. **Partícula alfa.**- Partícula nuclear de carga positiva, de símbolo α , y que está formada por dos protones unidos a dos neutrones. Las partículas alfa se emiten espontáneamente en algunos tipos de desintegración radiactiva. Corresponden a átomos de helio (He^4) doblemente ionizados ⁽⁵⁾.

24. *Partícula beta*.- Es uno de los tres tipos de emisión producida por las sustancias radiactivas. Las partículas beta se aislaron por primera vez alrededor de 1900, cuando el físico británico Ernest Rutherford sometió emisiones radiactivas a un campo eléctrico. Observó que dos tipos de emisión, que llamó alfa y beta, se desviaban hacia polos eléctricos opuestos. Posteriormente, las partículas alfa fueron identificadas como núcleos de helio y las partículas beta como electrones o sus antipartículas correspondientes, los positrones ⁽⁵⁾.
25. *Rad*.- Unidad antigua de dosis absorbida: 1 rad (rd) = 0,01 J/kg. La unidad usada actualmente, en el Sistema Internacional de Unidades es el gray: 1 gray = 100 rad. ⁽⁶⁾.
26. *Radiación*.- Proceso de transmisión de ondas o partículas a través del espacio o de algún medio; el término también se emplea para las propias ondas o partículas. Las ondas y las partículas tienen muchas características comunes; no obstante, la radiación suele producirse predominantemente en una de las dos formas. La radiación mecánica corresponde a ondas que sólo se transmiten a través de la materia, como las ondas de sonido. La radiación electromagnética es independiente de la materia para su propagación; sin embargo, la velocidad, intensidad y dirección de su flujo de energía se ven influidos por la presencia de materia. Esta radiación abarca una gran variedad de energías. La radiación electromagnética con energía suficiente para provocar cambios en los átomos sobre los que incide se denomina radiación ionizante. Algunos ejemplos de radiación de partículas son los rayos cósmicos, los rayos alfa o los rayos beta. Los rayos cósmicos son chorros de núcleos cargados positivamente, en su mayoría núcleos de hidrógeno (protones). Los rayos cósmicos también pueden estar formados por electrones, rayos gamma, piones y muones. Los rayos alfa son chorros de núcleos de helio positivamente cargados, generalmente procedentes de materiales radiactivos. Los rayos beta son corrientes de electrones, también procedentes de fuentes radiactivas ⁽⁸⁾.
27. *Radiación electromagnética*.- Ondas producidas por la oscilación o la aceleración de una carga eléctrica. Las ondas electromagnéticas tienen componentes eléctricos y magnéticos. La radiación electromagnética se ordena en un espectro que se extiende desde ondas de frecuencias muy elevadas (longitudes de onda pequeñas) hasta frecuencias muy bajas (longitudes de onda altas). La luz visible es sólo una pequeña parte del espectro electromagnético. Por orden decreciente de frecuencias (o creciente de longitudes de onda), el espectro electromagnético está compuesto por rayos gamma, rayos X duros y blandos, radiación ultravioleta, luz visible, rayos infrarrojos, microondas y ondas de radio. Los rayos gamma y los rayos X duros tienen una longitud de onda de entre 0,005 y 0,5 nanómetros (un nanómetro, o nm, es una millonésima de milímetro). Los rayos X blandos se solapan con la radiación ultravioleta en longitudes de onda próximas a los 50 nm. La región ultravioleta, a su vez, da paso a la luz visible, que va aproximadamente desde 400 hasta 800 nm. Los rayos infrarrojos o 'radiación de calor' (ver Transferencia de calor) se solapan con las frecuencias de radio de microondas, entre los 100.000 y 400.000 nm. Desde esta longitud de onda hasta unos 15.000 m, el espectro está ocupado por las diferentes ondas de radio; más allá de la zona de radio, el espectro entra en las bajas

frecuencias, cuyas longitudes de onda llegan a medirse en decenas de miles de kilómetros⁽⁶⁾.

28. *Radiación Gamma*.- Radiación electromagnética producida en el fenómeno de desintegración radiactiva. Su longitud de onda es menor que la de los rayos X, por lo que es una radiación extraordinariamente penetrante⁽⁸⁾.
29. *Radiación ionizante*.- Nombre genérico empleado para designar las radiaciones de naturaleza corpuscular o electromagnética que en su interacción con la materia producen iones, ya sea de forma directa o indirectamente⁽⁸⁾.
30. *Radiación no Ionizante*.- Nombre genérico empleado para designar las radiaciones de naturaleza corpuscular o electromagnética que en su interacción con la materia no producen iones⁽⁶⁾.
31. *Rayos X*.- Radiación electromagnética penetrante, con una longitud de onda menor que la luz visible, producida al bombardear un blanco —generalmente de wolframio— con electrones de alta velocidad. Los rayos X fueron descubiertos de forma accidental en 1895 por el físico alemán Wilhelm Conrad Roentgen mientras estudiaba los rayos catódicos en un tubo de descarga gaseosa de alto voltaje⁽⁴⁾.
32. *Rem*.- Unidad que se utilizaba para medir la dosis equivalente, refleja la respuesta biológica a las radiaciones ionizantes, por lo que puede ser utilizada para comparar efectos de diferentes radiaciones. Rem proviene de las siglas en inglés roentgen equivalent man. Fue reemplazada por el Sievert, 1 Sv equivale a 100 rem y un rem equivale a 10 milisieverts (mSv)⁽⁸⁾.
33. *Roentgen*.- Unidad de exposición en aire, es la cantidad de radiación electromagnética (rayos X o rayos gamma) necesaria para producir una determinada cantidad de ionización por unidad de aire (0.000258 culombiopor Kg de aire [C/Kg]). Un C/Kg equivale a 3879 R. El roentgen es aplicable únicamente para exposición en aire de radiación electromagnética de menos de 2 Megaelectronvolts (MeV) y no es aplicable para partículas⁽⁸⁾.
34. *Sievert*.- Unidad de la dosis equivalente y de la dosis efectiva en el Sistema Internacional de Unidades: 1 Sv = 1 J/kg.⁽⁶⁾
35. *Termoluminiscencia*.- Fenómeno físico que se basa en el paso de electrones de la banda de valencia a la banda de conducción, debido a la excitación por radiación ionizante; y la emisión posterior de fotones luminosos al ser calentado el material.

Apéndice II: Teoría sobre la Termoluminiscencia y el TLD-100

La termoluminiscencia se puede definir como "la emisión de fotones luminosos por ciertos materiales al ser calentados, habiendo sido expuestos a radiación ionizante" ⁽⁶⁾.

A pesar de que desde hace varios años se ha investigado este fenómeno, no se ha llegado a un completo entendimiento de su comportamiento. Pero todos los modelos que intentan explicarlo aceptan la existencia de:

1. Centros luminiscentes o de recombinación.
2. Portadores de carga o algún ente móvil.
3. Formación de trampas.

Lo anterior se explica cualitativamente por medio del modelo de bandas; por lo que a continuación se dará una breve explicación de dicho modelo.

Teoría de Bandas ⁽¹³⁾.

A los electrones exteriores de los átomos se les conoce como electrones de valencia, como están más alejados del núcleo, están débilmente ligados a él, por lo que tienen mayor libertad para interactuar con los átomos vecinos, siendo éstos los que determinan los diferentes tipos de enlace atómicos: iónico, covalente y metálico.

Los átomos constituyentes de los materiales cristalinos están muy cerca, de tal forma que se forman conjuntos de niveles o regiones de energía muy cercanos entre sí. A estas regiones se les conoce como bandas de energía y están separadas por bandas prohibidas. Los electrones de valencia se encuentran en una banda conocida como *banda de valencia (BV)*.

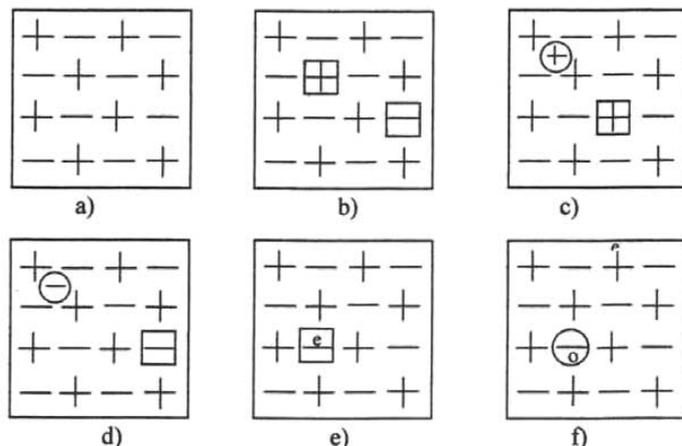
Si por medio de una energía externa se excitan los electrones de valencia, éstos pueden pasar a la banda permitida superior, conocida como *banda de conducción (BC)*. Esta banda corresponde a los estados excitados, en donde los electrones están prácticamente libres y se mueven a través de todo el cristal. Al pasar a la BC los electrones dejan en la BV un lugar vacío conocido como hueco o vacante. Si la BV no está totalmente llena, las vacantes pueden moverse a través de ella.

Los materiales cristalinos se caracterizan por tener un enlace iónico. El cual produce un par de átomos cargados eléctricamente llamados iones (de ahí su nombre). También tienen una estructura atómica ordenada y definida. A la unidad más pequeña que conserva las características y propiedades del cristal se le denomina celda unitaria. A la unión de varias celdas unitarias se le conoce como red cristalina ⁽²⁾.

Un cristal ideal se define como un arreglo de átomos ordenados conforme a patrones de estructuras más o menos simples como se aprecia en la Figura A.II.1.a. Pero en realidad los cristales tienen defectos en su red cristalina. En un cristal puro las imperfecciones deben de estar distribuidas de tal forma que el cristal sea eléctricamente neutro (ver Figura A.II.1.b).

Cualquier alteración de la red cristalina es un defecto. Gracias a la existencia de estos defectos es que se puede llevar a cabo el fenómeno de luminiscencia.

Los cristales pueden presentar diferentes tipos de defectos, uno de ellos es el defecto puntual, que es una anomalía localizada en un sitio de la red y con un tamaño comparable al de los iones de l



- ión halógeno	+ ión alcalino	e electrón	○ hueco	□ centro F
□ vacante de ión alcalino	□ vacante ión halógeno	⊕ ión alcalino intersticial	⊖ ión halógeno intersticial	○ centro H oV

Figura A.II.1. Representación de algunos defectos estructurales y centros de entrapamiento de electrones y huecos en halogenuros y alcalinos.

Los huecos o vacantes son un defecto puntual, en la Figura A.II.1.c se esquematiza este tipo de defecto.

Los átomos que se alojan entre los espacios de la red se llaman intersticiales. Este tipo de átomos pueden ser átomos del cristal desplazados de su posición normal o átomos de otro elemento con el tamaño para ocupar dicho espacio. En la Figura A.II.1.d también se esquematiza este tipo de imperfección.

Al exponer un cristal a radiación ionizante, se producen electrones libres y por lo tanto vacantes, a las que se les conoce como *trampas*. A los electrones libres (portadores de carga) se mueven por cristal hasta que:

1. Quedan atrapados en los sitios vacantes formándose lo que se conoce como centros de color.

2. O se recombinan con los huecos liberando energía y reestableciendo el equilibrio dentro de la red cristalina, produciéndose una situación de equilibrio energético localizado y estable.

Por lo que para obtener un buen cristal luminiscente es necesario agregarle a la red cristalina del mismo una pequeña cantidad de impurezas (conocidas como activadores).

Los átomos del elemento activador se pueden acomodar en la red, de manera sustitucional o en espacios intersticiales de la red. Si los átomos activadores entran en forma sustitucional en la red y disponen de más electrones de valencia de los necesarios para que se lleve a cabo el enlace, los electrones sobrantes forman niveles permitidos dentro de la zona prohibida. Si el átomo del activador posee un electrón menos que el átomo del cristal, éste dispone de un enlace libre, dicho enlace actúa como una trampa para los electrones de la BC.

Los centros de color son configuraciones electrónicas originadas por los defectos del cristal, cuyos niveles de energía producen bandas de absorción óptica en longitudes de onda a las que el cristal es transparente.

Esta posibilidad de absorber luz hace que el cristal se coloree, por esta razón se les llama *centros de color*. Los principales centros de color son los centros: F, M, R, A, B y H o V.

El centro F consiste en un electrón atrapado en un sitio vacante producido por la ausencia de un ión negativo dentro de la red cristalina (Ver Figura A.II.1.e).

El centro M es la agrupación de dos centros F. El centro R es la agrupación de tres centros F.

El centro A es la asociación entre una vacante y un ión negativo intersticial. El centro B es la asociación de dos vacantes. Y el centro H o V consiste en un hueco atrapado en un ión negativo intersticial (Ver Figura A.II.1.f).

La desexcitación de cualquier centro de color se logra por la disipación radiativa de su exceso de energía o por la emisión de un fotón luminoso. Se define a la luminiscencia como, la propiedad de algunos materiales de emitir fotones luminosos después de haber sido excitados por radiación ionizante y se presenta en sólidos cristalinos con un amplio intervalo de transparencia óptica.

Los centros F son los que se encuentran con más frecuencia en los materiales luminiscentes. Para explicar estos centros, Boer realizó una analogía con el átomo de Hidrógeno, en el cual el electrón se encuentra ligado por la carga positiva de un protón. Al igual que éste, el sistema vacante-electrón tiene niveles discretos permitidos de energía (como un pozo de potencial) y pueden producirse transiciones entre dichos niveles por procesos de absorción o emisión de energía.

La luminiscencia se conoce de diferentes nombres dependiendo del tipo de energía utilizado para desexcitar a los centros luminiscentes. En la tabla A.II.1 se describen algunos de estos efectos.

La formación de los centros F y H es de especial importancia para la termoluminiscencia. En la Figura A.II.2 se describe la interacción de un haz de radiación ionizante con un cristal, dicho haz de radiación libera a un electrón de la banda de valencia y lo lleva a la BC (paso 1a); mientras el electrón se mueve a través del cristal, el hueco lo hace en la BV (paso 1b). El electrón en su movimiento puede ser atrapado por una región

de carga positiva (paso 2a) y el hueco por una región de carga negativa (paso 2b). Entonces pueden ocurrir dos espectros:

1. El espectro de emisión que esta formado por la emisión de fotones luminosos debidos al paso del electrón de un estado excitado a su estado base, a este espectro se le conoce como espectro termoluminiscente.
2. El espectro de absorción, el cual es formado por la absorción de energía al pasar el electrón de un estado base o uno excitado a otro más excitado.

Tabla AII.1 Efectos ópticos inducidos por la radiación ionizante y empleados en dosimetría del estado sólido.

Tipo de efecto inducido por la radiación ionizante	Procedimiento para efectuar la desexcitación	Efecto	Descripción del fenómeno
Los centros inducidos por la radiación son estables al proceso de lectura.	Iluminación con luz (UV o visible)	Coloración	Los centros absorben luz en regiones espectrales normalmente transparentes.
		Radiofotoluminiscencia	El sólido es luminiscente sin irradiar. Los nuevos centros absorben luz y emiten luminiscencia a longitudes de onda mayores durante el tiempo en que incide la luz.
Los centros inducidos por la radiación son destruidos por el proceso de lectura	Calentamiento Iluminación con luz de longitud de onda mayor que la luminiscencia emitida	Termoluminiscencia	La energía almacenada en los centros se libera como luminiscencia, la cual disminuye durante el tiempo en que la muestra permanece a alta temperatura.
		Luminiscencia estimulada	La energía almacenada en los centros se libera como luminiscencia, la cual disminuye durante el tiempo que la muestra esté expuesta a la luz visible.

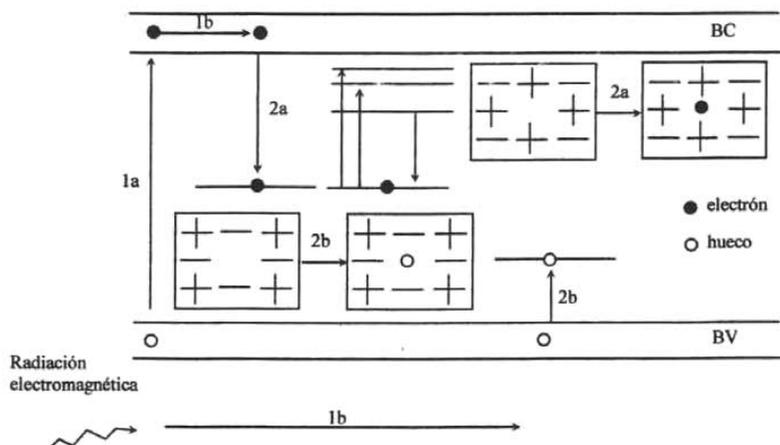


Figura AII.2. Representación de la formación de los centros F y H durante la irradiación de un halogenuro alcalino.

La Figura AII.3 muestra la representación esquemática del fenómeno termoluminiscente para halogenuros alcalinos en donde los electrones atrapados (centros F) formados durante la irradiación del cristal pueden llegar a la BC mediante la absorción de un fotón de energía suficiente o vibraciones térmicas (paso 1), con la libertad de moverse hasta las cercanías de un hueco atrapado (paso 2), recombinándose con el hueco y emitiendo un fotón luminoso (paso 3). Si la energía se adquiere del fotón incidente a este fenómeno se le denomina *luminiscencia ópticamente estimulada (LOE)*. Cuando se debe a vibraciones térmicas por inestabilidad de propia de la red cristalina, se le llama *fosforescencia*. Y si la emisión es producida por calentamiento externo, se denomina *termoluminiscencia*.

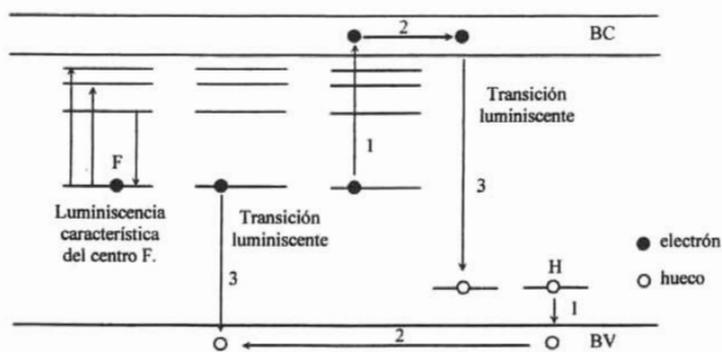


Figura AII.3 Representación del fenómeno termoluminiscente en halogenuros alcalinos conteniendo centros de color F y H.

Como se mencionó anteriormente los activadores juegan un papel importante en el proceso descrito anteriormente, ya que pueden crear niveles intermedios dentro de la zona prohibida, los cuales permiten que el desnivel producido produzca fotones visibles. En la Figura AII.4 se esquematiza como actúan los activadores, primero un electrón atrapado es sacado del centro F, la ser liberado se mueve a través del cristal (paso 2) y se recombina con el activador formando un átomo excitado (paso 3), el cual vuelve a su estado base emitiendo dos fotones de longitud de onda diferente (paso 4).

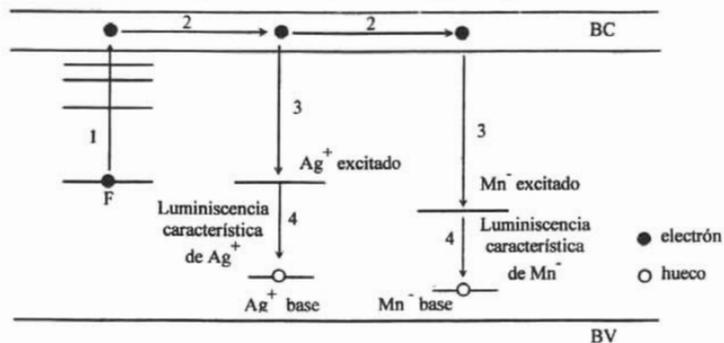


Figura AII.4. Proceso termoluminiscente en un halogenuro alcalino activado con impurezas de plata Ag^+ y manganeso Mn^{2+} .

El proceso que se lleva a cabo cuando se calienta el cristal, implica la desocupación de varias trampas de diferentes profundidades en el mismo material. Por lo que los electrones se liberan a diferentes temperaturas y la luz es emitida con diferente intensidad conforme varía el número de trampas liberadas. Esto da lugar a un patrón de luminiscencia versus temperatura conocida como curva de luz (glow curve) o curva termoluminiscente. Dicha curva depende básicamente de los siguientes parámetros.

1. Velocidad y uniformidad de calentamiento.
2. Tamaño y forma del cristal.
3. Conductividad térmica uniforme.
4. Nivel de exposición a la que es sometido el material.
5. Tipo de radiación utilizada para irradiar el material.
6. Historia del material TL.

La curva TL puede mostrar varios puntos máximos conocidos como *picos termoluminiscentes*. Para el análisis de la curva TL se toman las siguientes consideraciones.

1. Para cada pico termoluminiscente existe una sola clase de trampa para los electrones.
2. Un electrón liberado no será atrapado nuevamente y deberá recombinarse con un hueco emitiendo un fotón.
3. La cantidad de fotones es proporcional a la cantidad de electrones que escapan de la trampa.
4. El cristal será calentado a una velocidad constante, con el fin de obtener una curva sencilla.

Al inicio del proceso de calentamiento, la energía cedida al electrón es tan baja que la probabilidad de que éste escape es prácticamente nula; la probabilidad de escape aumenta al aumentar la temperatura. Cuando se alcanza una $T_{\text{máx}}$ (la cual está asociada con la energía o profundidad de la trampa), la probabilidad de escape es máxima.

Si se sigue elevando la temperatura, la probabilidad de escape continua siendo máxima, pero el número de electrones liberados baja considerablemente, debido a que la mayor parte de las trampas se vaciaron a la temperatura $T_{\text{máx}}$. Una curva idealizada se muestra en la Figura AII.5.

Las principales características de los dosímetros termoluminiscentes (TLD por sus siglas en inglés) son:

1. Son de tamaño pequeño.
2. Retienen información por años.
3. No dependen de la razón con que se exponen a la dosis.
4. Pueden ser usados varias veces.
5. Su intervalo de respuesta a la exposición es amplio.

6. Pueden detectar diferentes emisiones radiactivas.
7. Son mecánicamente resistentes.
8. Y son económicos.

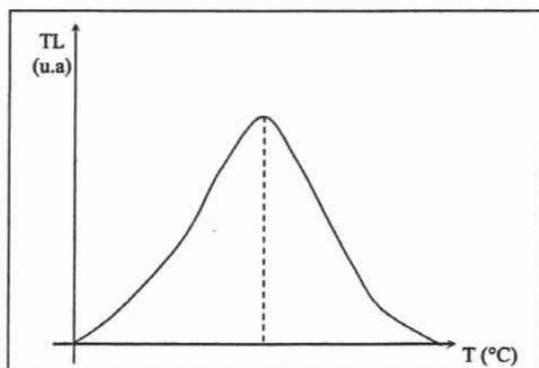


Figura AII.5. Curva idealizada de la emisión termoluminiscente presentando un solo pico a la temperatura $T_{máx.}$

El TLD-100

Uno de los materiales termoluminiscentes más utilizados en la actualidad es el fluoruro de litio (LiF), estos materiales se conocen comercialmente como el TLD-100, éste tiene las siguientes propiedades.

1. Pueden almacenar información por bastante tiempo (hasta 80 años, este tiempo corresponde a la vida media del quinto punto máximo de la curva TL del TLD-100).
2. Tienen una respuesta proporcional a la cantidad de radiación recibida.
3. Tienen alta reproducibilidad en su respuesta.

Tabla AII.2. Valores numéricos de algunas de las propiedades del Fluoruro de Litio (LiF).

Propiedad	Valor
Densidad	2.64 gr/cm ³
No. atómico	8.2
Espectro de Emisión	35000 Å -6000Å (4000 Å)
Temperatura máxima	195 °C
Eficiencia para el ⁶⁰ Co	1

Intervalo útil	mR $\cdot 10^5$ R
Agotamiento	Pequeño 5% en dos semanas
Peso molecular	25.94

La curva TL del TLD-100 presenta 5 picos (ver Figura AII.6). En la Tabla AII.3 se proporcionan las temperaturas en las que se encuentran los picos, así como sus vidas medias.

Tabla AII.3. Posiciones y vidas medias de los picos de la curva termoluminiscente de TLD-100.

Pico número	Temperatura a la que se encuentra	Vida media
1	62	5 min.
2	120	10 hrs.
3	160	0.5 años
4	195	7 años
5	210	80 años

Los puntos 4 y 5 son los más utilizados en dosimetría por sus condiciones de estabilidad y vida media.

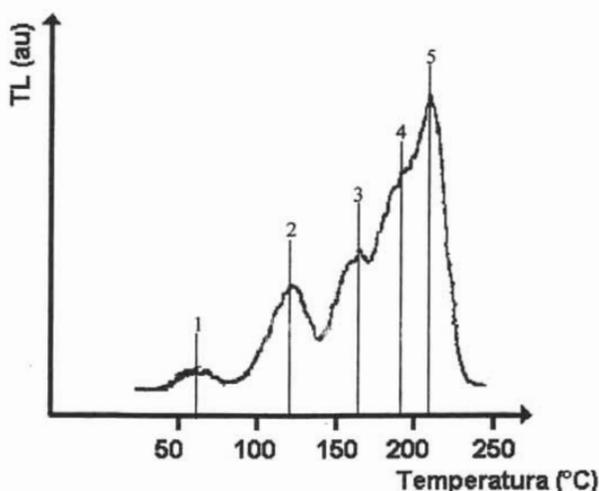


Figura AII.6. Curva característica del TLD-100.

Como la curva del TLD-100 es la mejor identificada, se usa como referencia para la calibración respecto a la temperatura de otros materiales termoluminiscentes. El TLD-100 presenta una respuesta lineal en el intervalo 1×10^{-3} a 1×10^3 Roentgens, por lo que se encuentra entre los límites de la dosimetría personal. Por arriba de los KiloRoentgens (KR) el TLD-100 presenta un fenómeno de supralinealidad.

Se recomienda someter al dosímetro a un tratamiento térmico (annealing o templado) antes de la irradiación, para borrar la información que pueda tener almacenada y

mejorar la respuesta TL. Existen varios tratamientos térmicos recomendados. Uno de los más usados es el descrito por J.R. Cameron ⁽⁸⁾, éste consiste en calentar el material a $400^{\circ}\text{C} \pm 5$ durante una hora. Con este tratamiento se incrementa la reproducibilidad del detector y la sensibilidad hasta en un factor de 5.

Este tratamiento térmico afecta fundamentalmente a la formación de trampas y a sus niveles probables, por lo que pueden llegar a modificar la curva termoluminiscente para un material dado. Todo lo anterior permite tener una idea muy concisa del fenómeno termoluminiscente.

Apéndice III: Modelos matemáticos de la Teoría Termoluminiscente.

Existen varios modelos matemáticos que tratan de explicar el fenómeno termoluminiscente, los cuales se basan en la experimentación, por lo que su representación es parcial.

A continuación se presentan dos modelos. El primero se refiere a la supralinealidad en LiF, este es un modelo sencillo basado en la creación y llenado de trampas permitiendo reconstruir los resultados obtenidos experimentalmente.

El segundo hace referencia a la curva termoluminiscente, se basa en el modelo cinético de Schön y en algunas consideraciones sobre las características de los centros luminiscentes; con este método se llega a relaciones matemáticas que describen la curva termoluminiscente.

a) Modelo para la supralinealidad del LiF.

Este modelo propone la "creación" de trampas adicionales debidas a la irradiación, suponiendo que existe un número de trampas por unidad de volumen (densidad). Se basa en la observación de la respuesta termoluminiscente en función de la exposición (dada en Roentgens). En la curva de intensidad contra exposición del LiF, se encuentra que el valor de la relación TL/R crece con el aumento de la exposición hasta 30,000 R aproximadamente, a partir de esta exposición la relación TL/R decrece y se hace casi constante a los 500, 000 R.

Para desarrollar este modelo se toman las siguientes consideraciones:

1. Se tiene un número inicial de trampas.
2. La irradiación del material crea nuevas trampas.
3. Existe un número máximo de trampas creables.

Además se definen los siguientes parámetros:

R definido como la exposición a la radiación, sus unidades son los Roentgens.

h es el número de trampas (llenas o vacías) a cualquier valor de la exposición.

L es el número de trampas llenas a cualquier exposición.

h_0 indica el número inicial de trampas antes de la irradiación.

h_m es el número máximo posible de trampas.

α es una constante que nos indica la probabilidad para la creación de trampas.

β es constante e indica la probabilidad para el llenado de trampas.

Se parte del supuesto de que la termoluminiscencia es proporcional a L ; y que la creación y llenado de trampas se comportan de forma exponencial, entonces:

$$\frac{dh}{dR} = \alpha(h_m - h) \quad \text{A.III.1}$$

$$\frac{dL}{dR} = \beta(h - L) \quad \text{A.II.2}$$

Al solucionar las ecuaciones A.III.1 y A.III.2 se obtiene:

$$h = h_0 e^{-\alpha R} + h_m (1 - e^{-\alpha R}) \quad \text{A.II.3}$$

$$L = \beta e^{-\beta R} \int e^{\beta R} dR \quad \text{A.II.4}$$

Sustituyendo la ecuación A.III.3 en la ecuación A.III.4 se obtiene:

$$L = \frac{\beta h_0}{\beta - \alpha} (e^{-\beta R} - e^{-\alpha R}) + \frac{h_m}{\alpha - \beta} [\alpha(1 - e^{-\beta R}) - \beta(1 - e^{-\alpha R})] \quad \text{A.II.5}$$

La solución A.III.5 posee asimetría en α , β ; en particular si se sustituye $\alpha = \beta$ y $\beta = \alpha$ se tiene:

$$L = \frac{\alpha h_0}{\alpha - \beta} (e^{-\alpha R} - e^{-\beta R}) + \frac{h_m}{\beta - \alpha} [\beta(1 - e^{-\alpha R}) - \alpha(1 - e^{-\beta R})] \quad \text{A.II.6}$$

Las soluciones A.III.5 y A.III.6 son aceptadas por igual, aunque los resultados que predicen son diferentes. Experimentalmente, J. R. Cameron, D. W. Zimmermann y R. Bland definen la solución más adecuada como la A.III.6 cuya gráfica se muestra en la Figura A.III.1.

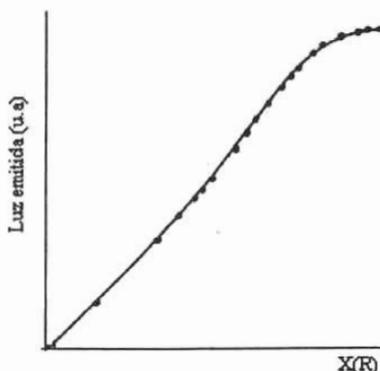


Figura A.III.1 Curva de calibración de cristales TLD-100 obtenida experimentalmente (puntos) y teóricamente (línea).

Los valores asignados, para LiF, en la ecuación III.6 son:

$$h_0 = 1.2 \times 10^{15} \text{ trampas/cm}^3$$

$$h_m = 6 \times 10^{15} \text{ trampas/cm}^3$$

$$\alpha = 1 \times 10^{-4} \text{ R}^{-1}$$

$$\beta = 1.1 \times 10^{-5} \text{ R}^{-1}$$

Las gráficas de termoluminiscencia vs temperatura que se obtienen con estos valores se observan en las Figuras A.III.2.

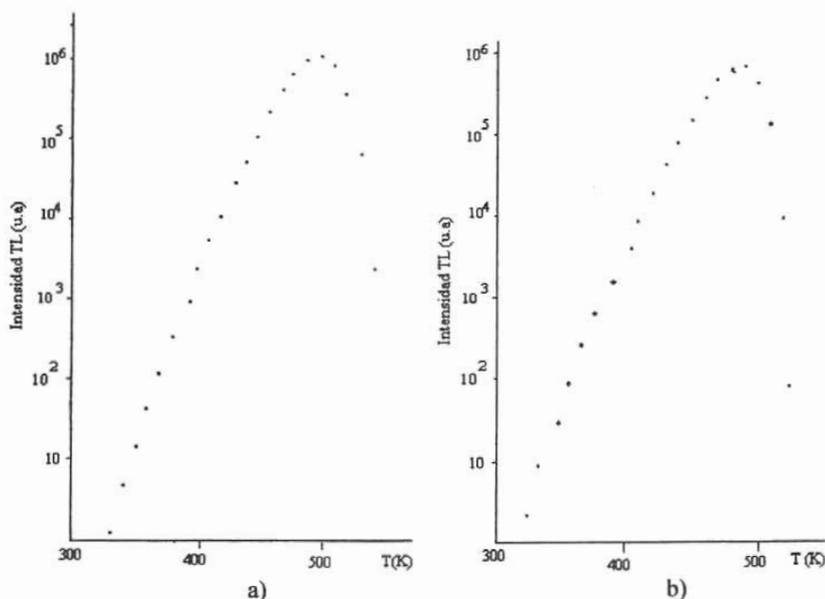


Figura A.III.2. Gráfica de intensidad TL vs. temperatura para fotones de a) 1.19 Mev y b) 1.25MeV.

b) La curva Termoluminiscente

Las teorías de la termoluminiscencia generalmente hacen uso del modelo de bandas, sin embargo este esquema tiene un alcance limitado en su aplicación, ya que se restringe a consideraciones cinéticas. Para nuestro estudio consideraremos el modelo cinético de Schön.

Modelo cinético de Schön

Este modelo considera la existencia de un tipo de centros de recombinación y trampas con sus correspondientes niveles discretos de energía.

Los parámetros que se utilizan en este modelo son:

t representa el tiempo.

α la probabilidad de excitación térmica de los electrones de conducción.

β el coeficiente de captura de la trampa para los electrones de conducción.

H la concentración de trampas.

γ el coeficiente de captura para los electrones de conducción en los niveles de los activadores.

δ la probabilidad de excitación térmica de los huecos en los activadores hacia la banda de valencia.

β^* es el coeficiente de captura para los huecos de la banda de valencia hacia las trampas.

A es la concentración de los centros de recombinación (activadores).

γ^* el coeficiente de captura para los huecos de la banda de valencia hacia las trampas.

p la concentración de huecos en la banda de valencia.

n la concentración de electrones de conducción.

h la concentración de electrones atrapados.

θ concentración de activadores vacíos.

Las ecuaciones de balance están dadas por:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \beta n(H - h) - \gamma \theta \quad \text{A.III.7}$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \theta - \beta^* p(A - \theta) - \gamma^* ph \quad \text{A.III.8}$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n(H - h) - \gamma^* ph \quad \text{A.III.9}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\delta \theta + \beta^* p(A - \theta) - \gamma \theta \quad \text{A.III.10}$$

En la Figura A.III.3 se muestran los niveles de energía que se rigen con las ecuaciones anteriores.

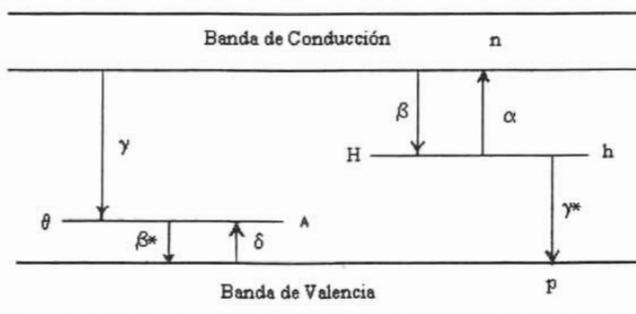


Figura A.III.3. Esquema de los niveles de energía que intervienen en el fenómeno termoluminiscente.

Debido a la semineutralidad del cristal, se debe cumplir la condición de neutralidad:

$$p + \theta = n + h$$

α y δ dependen exponencialmente de la temperatura:

$$\alpha = \alpha_0 e^{-E/KT} \quad \alpha_0 = \left[\frac{m^* KT}{2\pi} \right]^{3/2} \frac{1}{\hbar^3} \beta \quad \text{A.III.11}$$

$$\delta = \delta_0 e^{-E_a/KT} \quad \delta_0 = \left[\frac{m^{**} KT}{2\pi} \right]^{3/2} \frac{1}{\hbar^3} \beta^* \quad \text{A.III.12}$$

Donde

α_0 representa al factor de frecuencia para la excitación térmica de los electrones atrapados hacia la banda de conducción.

E es la distancia entre la orilla más baja de conducción y el nivel base de las trampas.

K es la constante de Boltzman (R/Na) = 1.38×10^{-23} J/K

T es la temperatura

m^* es la masa efectiva de los electrones de conducción.

m^{**} es la masa efectiva de los agujeros en la banda de valencia.

\hbar constante de Planck ($h/2\pi$) = 1.06×10^{-34} Js

δ_0 es el factor de frecuencia para la excitación térmica de los agujeros de los activadores hacia la banda de valencia.

E_a la distancia entre el nivel del activador y la orilla superior de la banda de valencia.

Debido a que para el sistema de ecuaciones formado por A.III.7-A.III.10 se tienen menos ecuaciones que variables, puede no tener solución o tener un infinito de soluciones, por lo que para resolverlo se utilizarán algunas aproximaciones con el fin de simplificarlo.

Las trampas responsables de la termoluminiscencia se conocen como "trampas superficiales o poco profundas", y se definen como aquellas en las que el nivel de Fermi (F_g) es mucho menor que la energía de las trampas (E_t), es decir son aquellas que cumplen con:

$$\frac{E_t - F_g}{KT} \gg 1 \quad \text{A.III.13}$$

Para un cristal no excitado en equilibrio térmico se cumplen las siguientes relaciones:

$$n_g = N_c \exp\left[\frac{F_g - E_c}{KT}\right] \quad \text{A.III.14}$$

$$\frac{h_g}{H} = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E_i - F_g}{KT}\right]} \quad \text{A.III.15.}$$

Donde

n_g representa la concentración de electrones de conducción en equilibrio térmico.

N_c es la densidad de estados en la banda de conducción.

E_c es el nivel de energía menor en la banda de conducción.

h_g es la concentración de electrones atrapados en equilibrio térmico.

Usando las expresiones anteriores se tiene que la razón de concentración de electrones de conducción a electrones atrapados es:

$$\frac{n_g}{h_g} = \frac{N_c}{H} \left[\exp\left(\frac{F_g - E_i}{KT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{E_i - F_g}{KT}\right) \right] \quad \text{A.III.16.}$$

Para el caso de trampas poco profundas la razón anterior se reduce a:

$$\frac{n_g}{h_g} = \frac{N_c}{H} \left[\exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \right] \quad \text{A.III.17.}$$

con $E \gg KT$ y una concentración de agujeros no muy pequeña, y en equilibrio térmico se obtiene que:

$$n_g \ll h_g$$

Si ahora el nivel de Fermi se encuentra sobre los centros de recombinación, es decir si:

$$\frac{F_g - E_p}{KT} \gg 1 \quad \text{A.III.18.}$$

entonces se tiene que

$$\frac{p_g}{\theta_g} = \frac{N_v}{A} \left[\exp\left(-\frac{E_p}{KT}\right) \right] \quad \text{A.III.19.}$$

donde

E_p representa la energía de los centros de recombinación.

p_g es la concentración de agujeros en la banda de valencia en equilibrio térmico.

θ_g la concentración de activadores vacíos en equilibrio térmico.

N_v es la densidad de estados en la banda de valencia.

De A.III.19 tenemos que $p_g \ll \theta_g$.

Como consecuencia de lo expuesto anteriormente, en equilibrio térmico los niveles E_t están poblados y los E_p no lo están. La diferencia entre trampas y centros de recombinación, es su localización con respecto al nivel de Fermi F_g ; en equilibrio térmico, los niveles escasamente poblados se llaman trampas y los densamente poblados, centros de recombinación.

En un cristal excitado, el equilibrio térmico es perturbado, las concentraciones en equilibrio n , h , p y θ son mayores que las concentraciones en equilibrio n_g , h_g , p_g y θ_g . Sin embargo existe el equilibrio térmico aparente de n y h o de p y θ en relación con n_g , h_g , p_g y θ_g . El término F permanecerá en la misma relación con la concentración n de electrones de conducción de un cristal excitado, así como F_g permanece en relación a n_g (Ecuaciones A.III.14 y A.III.15). Suponiendo que después de la excitación del cristal, las trampas están llenas en una fracción pequeña dada por:

$$\frac{h(T_0)}{H} < 1$$

El estado del nivel de Fermi correspondiente se encuentra debajo de E_t y entonces las relaciones de la ecuación A.III.17 ó A.III.19 son válidas para equilibrio térmico aparente, entonces

$$\frac{E}{KT} \gg 1 \quad \text{y} \quad \frac{E_p}{KT} \gg 1$$

Si los niveles de las trampas están arriba y los correspondientes a los centros de recombinación están abajo del nivel de Fermi y $Z < 1$, entonces $n \ll h$ y $p \ll \theta$. Estas desigualdades también se cumplen si por recombinación, los electrones atrapados y los electrones en la banda de conducción o los agujeros en los centros de recombinación y la banda de valencia no están en equilibrio térmico aparente; es decir

$$\gamma \gg \beta \quad \text{y} \quad \gamma^* \gg \beta^*$$

De lo anterior se obtienen cuatro casos para el estudio de la ecuación de Schön.

Caso 1. Se considera que el reatrapamiento de electrones de conducción y el de agujeros es muy pequeño

$$R = \frac{\beta}{\gamma} = 0 \quad \text{y} \quad R^* = \frac{\beta^*}{\gamma^*} = 0$$

Caso 2. El reatrapamiento de electrones de recombinación y el de agujeros es grande,

$$R > 1 \quad \text{y} \quad R^* > 1$$

Caso 3. El reatrapamiento de electrones de conducción es pequeño y el de agujeros grande.

$$R = 0 \quad \text{y} \quad R^* > 1$$

Caso 4. El reatrapamiento de electrones de conducción es grande y el de agujeros pequeño.

$$R > 1 \quad \text{y} \quad R^* = 0$$

Soluciones aproximadas de las ecuaciones de balance de Schön para termoluminiscencia con la condición de neutralidad.

La intensidad TL ($I(T)$) está dada por el número de transiciones radiactivas por unidad de tiempo y de volumen de cristal durante el calentamiento. Garlick-Gibson y Randall-Wilkins, al considerar las ecuaciones de Schön para la $I(T)$, suponen que solo las transiciones de los electrones en la banda de conducción hacia los centros de recombinación son radiactivas, sin embargo existen razones para no excluir una transición radiactiva del nivel de una trampa a la banda de valencia.

Esta consideración proporciona el número apropiado de fórmulas de aproximación para la TL como un conjunto para $I(T)$; y además se presentan tres casos.

- I. Recombinación de los electrones de conducción con los centros de recombinación.

$$I(T) = \gamma\theta$$

- II. Recombinación de los electrones atrapados, con los agujeros de la banda de valencia.

$$I(T) = \gamma^* hp$$

- III. Este es la combinación de los casos I y II.

$$I(T) = \gamma\theta + \gamma^* hp$$

Soluciones aproximadas

Con las herramientas acumuladas, ahora se analizarán las soluciones aproximadas para cada uno de los 4 casos que se presentaron anteriormente para el estudio de las ecuaciones de Schön.

$$\text{Caso 1. } R = \frac{\beta}{\gamma} = 0 \quad \text{y} \quad R^* = \frac{\beta^*}{\gamma^*} = 0.$$

Para este caso se supone que las secciones transversales de captura de electrones o de agujeros en las transiciones de recombinación (γ y γ^*) son mucho mayores que las transiciones en las trampas para electrones o agujeros (β y β^*), ver Figura III.3. Bajo esta suposición y tomando en cuenta que

$$\gamma \gg \beta \quad \text{y} \quad \gamma^* \gg \beta^* \quad \text{A.III.20.}$$

las ecuaciones de Schön se reducen a:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \gamma\theta \quad \text{A.III.21.}$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta\theta - \gamma^* ph \quad \text{A.III.22.}$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h - \gamma^* ph \quad \text{A.III.23.}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\delta\theta - \gamma\theta \quad \text{A.III.24.}$$

La ecuación A.III.21. indica que el equilibrio térmico aparente entre los electrones atrapados y los electrones de conducción, no se alcanzará durante el calentamiento de la muestra excitada.

Una primera aproximación da

$$\frac{dn}{dt} = 0 \Rightarrow \alpha h = \gamma n$$

Si $n \ll h$, $p \ll \theta$ al considerar la ecuación de neutralidad, se tiene que $h \approx \theta$, entonces

$$n = \frac{\alpha}{\gamma} = \frac{\alpha_0 e^{-E/KT}}{\gamma} = \frac{\beta}{\gamma} N_c e^{-E/KT} \quad \text{donde } \alpha_0 = \beta N_c$$

Sabiendo que para los electrones en la banda de valencia se tiene que:

$$p = \frac{\delta}{\gamma^*}$$

Basándose en lo anterior se puede considerar que $dn \ll dh$ y $dp \ll d\theta$, entonces:

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h - \gamma^* p h = -h(\alpha + \delta)$$

La solución a la ecuación anterior es:

$$h(T) = h(T_0) \exp \left[\frac{1}{q} \int_{T_0}^T (\alpha_0 e^{-E/KT} + \delta_0 e^{-E_a/KT}) dT \right] \quad \text{A.III.25.}$$

Donde $h(T_0) = h_0$ representa la concentración de electrones atrapados a la temperatura a la que se inicia el calentamiento (T_0).

Recordando que $h \approx \theta$, se tiene que la intensidad TL está dada por:

$$I(T) = \gamma n + \gamma^* p h = h(\gamma + \gamma^* p)$$

$$I(T) = h(T_0) (\alpha_0 e^{-E/KT} + \delta_0 e^{-E_a/KT}) \exp \left[-\frac{1}{q} \int_{T_0}^T (\alpha_0 e^{-E/KT} + \delta_0 e^{-E_a/KT}) dT \right] \quad \text{A.III.26.}$$

La ecuación anterior se conoce como la forma Garlick-Gibson, si se hace $\delta_0 = 0$, es decir, si se desprecian las transiciones de los niveles de la banda prohibida a la de valencia, se obtiene la fórmula de Randall-Wilkins.

Caso 2. $R > 1$ y $R^* > 1$. En este caso las concentraciones n y p están dadas por el equilibrio térmico aparente con h y θ debido a que las transiciones de recombinación se desprecian en comparación a las transiciones de las trampas, es decir:

$$\beta \gg \gamma \quad \text{y} \quad \beta^* \gg \gamma^* \quad \text{A.III.27.}$$

a,b

Si se tiene la siguiente relación

$$n = \frac{hN_e e^{-E/KT}}{H} = \frac{\alpha h}{\beta H} \quad \text{A.III.28.}$$

Por lo que las ecuaciones de balance serán:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \beta n(H - h) \quad \text{A.III.29.}$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \theta - \beta^* p(A - \theta) \quad \text{A.III.30.}$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n(h - h) - \gamma^* p h \quad \text{A.III.31.}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\delta \theta + \beta^* p(A - \theta) - \gamma \theta \quad \text{A.III.32.}$$

Tomando en cuenta que

$$Z_n = \frac{h(t_0)}{H} \ll 1 \quad \text{y} \quad Z_p = \frac{\theta(t_0)}{A} \ll 1$$

se tiene que $dn=0$ y $dp=0$.

Por lo tanto $dn \ll dh$ y $dp \ll d\theta$, entonces $d\theta = dh$, sustituyendo en la ecuación de la condición de neutralidad se llega a:

$$\frac{dh}{dt} + \frac{dn}{dt} \approx \frac{dh}{dt} \approx -\gamma^* p h - \gamma \theta = -h(\gamma^* p + \gamma)$$

La solución a la ecuación anterior es:

$$h(T) = \left\{ \frac{1}{h_0} + \frac{1}{q} \int_{t_0}^T \left(\gamma^* \frac{\delta_0}{\beta^* A} e^{-E_s/KT} + \gamma \frac{\alpha_0}{\beta h} e^{-E/KT} \right) dT \right\}^{-1} \quad \text{A.III.33.}$$

Y la intensidad TL tomando en cuenta que $\theta = h$ está dada por:

$$I(T) = \frac{\gamma \frac{\alpha_0}{\beta h} e^{-E/KT} + \gamma^* \frac{\delta_0}{\beta^* A} e^{-E_s/KT}}{\frac{1}{h_0} + \frac{1}{q} \int_{t_0}^T \left(\gamma^* \frac{\delta_0}{\beta^* A} e^{-E_s/KT} + \gamma \frac{\alpha_0}{\beta h} e^{-E/KT} \right) dT} \quad \text{A.III.34.}$$

La ecuación anterior es de la forma de Garlick-Gibson, al igual que en el caso anterior si $\delta_0 = 0$, es decir, si se desprecian las transiciones de los niveles de la banda prohibida a la de conducción se obtiene la fórmula de Randall-Wilkins.

Caso 3. $R = 0$ y $R^* > 1$. Bajo estas condiciones se tiene una combinación de los dos casos anteriores, quedando las ecuaciones de balance como sigue:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \gamma \theta \quad \text{A.III.35.}$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \theta - \beta^* p(A - \theta) \quad \text{A.III.36.}$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n(H - h) - \gamma^* p h \quad \text{A.III.37.}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\delta \theta + \beta^* p(A - \theta) - \gamma \theta \quad \text{A.III.38.}$$

Al igual que en los dos casos anteriores se tiene que

$$n = \frac{\alpha}{\gamma} \quad \text{y} \quad p = \frac{\delta \theta}{\beta^* A}$$

y tomando en cuenta la condición de neutralidad

$$\frac{dp}{dt} + \frac{d\theta}{dt} = \frac{d\theta}{dt} \Rightarrow \frac{d\theta}{dt} = -\gamma \theta$$

de donde se obtiene

$$\theta = \theta(T_0) \exp \left[\frac{1}{q} \int_{T_0}^T (\alpha_0 e^{-E/KT}) dT \right]$$

Por lo tanto la intensidad es

$$I(T) = \gamma \theta + \gamma^* h p = \theta(\gamma + \gamma^* p)$$

$$I(T) = -\alpha_0 \delta_0 e^{-E/KT} \exp \left[\frac{1}{q} \int_{T_0}^T \alpha_0 e^{-E/KT} dT \right] + \frac{\gamma^* \theta_0^2 \delta_0}{\beta^* A} e^{-E_a/KT} \left(\exp \left[-\frac{2}{q} \int_{T_0}^T \alpha_0 e^{-E/KT} dT \right] \right) \quad \text{III.39.}$$

La ecuación anterior es del tipo Garlick-Gibson, al igual que en los casos anteriores si $\delta_0 = 0$, es decir tomando como radiactivas las transiciones de los electrones de conducción hacia los centros de recombinación o despreciando las transiciones hacia la banda de conducción se obtiene la fórmula de Randall-Wilkins.

Caso 4. $R > 1$ y $R^* = 0$. Este es un caso contrario al anterior, ya que $\beta \gg \gamma$ los electrones de conducción están en equilibrio térmico aparente con los electrones atrapados y la concentración de agujeros es menor que en el caso de equilibrio térmico aparente con los centros de recombinación.

Bajo estas consideraciones las ecuaciones de balance son:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \beta n(H - h) \quad \text{A.III.40.}$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \theta - \gamma^* p h \quad \text{A.III.41.}$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n(H - h) - \gamma^* p h \quad \text{A.III.42.}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\delta \theta + \beta^* p(A - \theta) - \gamma \theta \quad \text{A.III.43.}$$

aplicando las aproximaciones se obtiene:

$$n = \frac{\alpha h}{\beta H} \quad \text{y} \quad p = \frac{\delta}{\gamma^*}$$

Bajo estas consideraciones también se obtiene una ecuación diferencial cuya solución es:

$$\theta = h = \theta(T_0) \exp \left[-\frac{1}{q} \int_{T_0}^T (\delta_0 e^{-E_a / KT}) dT \right]$$

y la intensidad será:

$$I(T) = \gamma n \theta + \gamma^* h p = h(\gamma n + \gamma^* p)$$

$$I(T) = \frac{\gamma h_0^2}{\beta H} \alpha_0 e^{-E / KT} \left(\exp \left[-\frac{2}{q} \int_{T_0}^T \delta_0 e^{-E_a / KT} dT \right] \right) + h_0 \delta_0 e^{-E_a / KT} \exp \left[-\frac{1}{q} \int_{T_0}^T \delta_0 e^{-E_a / KT} dT \right] \quad \text{III.44.}$$

la cual es de la forma de Randall-Wilkins, pero no hay aproximación para llegar a ella.

En todo lo anterior se consideró que solo existe un tipo de trampas y de centros de color, sin embargo generalmente esto no ocurre, entonces la ecuación de neutralidad se modifica de la siguiente forma:

$$\sum_{k=1}^i h_k + n = \sum_{l=1}^j \theta_l + p$$

donde

h_k representa los diferentes tipos de trampas.

θ_l los diferentes tipos de centros de recombinación (color).

De todo lo expuesto anteriormente, se puede ver que la fórmula de Randall-Wilkins para TL se obtiene como un caso particular a través de ciertas simplificaciones, es decir para los casos $R=0$, $R^*=0$ y $R=0$, $R^* \gg 1$ obteniéndose

$$I(T) \approx h_0 \alpha_0 e^{-E/KT} \exp \left[\frac{1}{q} \int_{T_0}^T (e^{-E/KT}) dT \right] \quad \text{A.III.45.}$$

La ecuación A.III.45 representa la TL correspondiente a trampas de profundidad E .

Para entender el fenómeno se necesita tener información acerca del orden de la cinética de recombinación implicada, la energía de activación o profundidad de la trampa y del factor de frecuencia. Los métodos experimentales para esto se basan en la forma de la luminiscencia.

El método para calcular las energías de activación por medio de las curvas TL fue propuesto por Urbac (1930) quién encontró que la energía (en electrón volts eV) está dada por $E = T_m/500$, en donde T_m es la temperatura de máxima emisión en grados kelvin.

Posteriormente Randall y Wilkins (1945) obtuvieron que:

$$\frac{qE}{KT^2} = \alpha_0 \exp \left(-\frac{E}{KT_m} \right)$$

De lo anterior se concluye que el modelo de Randall-Wilkins proporciona un medio de calcular la energía de activación, basada en la pendiente de la gráfica de $\ln I$ vs $(1/T)$.

Para aplicar estos modelos se requiere que la curva luminiscente tenga un solo pico; cuando esto no ocurre se aísla el pico a estudiar de sus vecinos antes de comenzar el análisis del mismo.

En este trabajo, solo se planteó la caracterización de un nuevo material TL. Quedando para otros temas de Tesis de Maestría o Doctorado el estudio de las longitudes de onda de emisión de la fibra óptica, la determinación de sus impurezas y las concentraciones de éstas, su caracterización en mediciones de campo, para así poder proponer el modelo "adoc" para nuestra fibra óptica comercial de óxido de silicio.

BIBLIOGRAFÍA

- “Binary Silica Optical Fibers: refractive index and profile dispersion measurements”; Appl. Opt., Vol. 15, p. 3029 (1978). H. M. Presby and I.P. Kaminow.
- “Calor y Termodinámica”; Mark W. Zemansky and Richard Dittman; 6ª ed., McGraw Hill; Inc.
- “Concepts in Modern Physics”; Arthur Beiser; 5ª ed.(1995), Mc Graw-Hill, Inc.
- “CRC Handbook of Radiation Measurements and Protection”, Brodsky, Allen B., CRC Press Inc. (1978).
- “Effect of Dopants on the transmission loss of low-OH Contentoptical Fibers”, vol. 12, p.549; H. Osanai T. Shioda; Electron Letters (1976).
- “Experiments in Modern Physics”, 2ª ed.; A. C. Melissinos and Jim Napolitano; 2003
- “Fundamentos de Física Moderna”, Robert M. Eisberg; Ed. Limusa, México, 1974.
- “Introducción a la Fibra Óptica y el Láser”, Edward I. Safford ; Ed. Paraninfo, Madrid, (1988).
- “Introducción a la Física Moderna”, John D. McGervey; Ed. Trillas, (1991).
- “Introducción a la Probabilidad y Estadística”, Mendenhall W.; Ed. Herrero Hnos. (1972).
- “Introducción a la Protección Radiológica”, Guillermo Espinosa G.; Ed. UNAM, (2004).
- “Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”, Frank H. Attix.; John Wiley & Sons, Inc. (1986).
- “Manual de Operación de el Lector Harshaw TL 2000”.
- “Modern Physics”, Tipler Paul A. and Ralph A. LLewellyn; 4ª ed. (2002).
- “Óptica”, Hecht E. y A. Zajac; Addison-Wesley.
- “Optical Fibers: Materials and Fabrication”, p. 23-26; T. Izawa and S. Sudo; D. Reidel Publishing Company, (1987).
- “Physics of the Atom”, 2ª ed.; M. Russell Wehr and James A. Richards; Addison-Wesley Publishing Co.
- “Probabilidad y Estadística”, 2ª ed.; Degroot, M. H.; Addison-Wesley, Ed. Iberoamericana (1988).
- “Radiation Dosimetry and Methods”, p. 63-113; Gad Shani; CRC Press Inc. (1991).
- “Radiation Protection. A Guide for Scientists and Physicians”; p. 21-39 y 48,3ª ed.; Jacob Shapiro (1990).
- “Radiation Shielding and Dosimetry”, p. 120 y 254- 324; A. Edward Profio; John Wiley & Sons (1979).

ESTA TESIS NO SALI
DE LA BIBLIOTECA

- “Solid State and Semiconductor Physics”, John P. McKelvey; Harper & Row Publishers (1966).
- “Studies in Radioactivity”, Bragg W. H.; Ed. Macmillan.
- “Thermodynamics and Introduction to Thermostatistics”, H. B. Callen; 2^a ed.; John Wiley & Sons (1985).
- “Thermoluminescence Dosimetry”, p. 11-28, 89-110 y 118-136; A. F. McKinlay; Adam Hilger Ltd. (1981).
- “Understanding Fiber Optics”, p. 15-30 y 51-56; Jeff Hecht and Howard W.; Sams & Co. (1987).

REFERENCIAS

1. "Optica"; pág. 86-90 y 143-147. E. Hecht / A. Zajac; Addison Wesley Ibero., 1986.
2. "Solid State and Semiconductores Physics"; John P. McKelvey, Harper and Row Publishers, 1996.
3. "Optical Fibers: Materials and Fabrication", T. Izawa and S. Sudo; D. Reil Publishing Co., 1987.
4. "Concepts in Modern Physics", 5ª ed.; Arthur Beiser; McGraw Hill, Inc., 1995.
5. "Fundamentos de Física Moderna", Robert M. Eisberg; Ed. Limusa, 1974.
6. "Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry", Frank H. Attix; John Wiley & Sons, Inc., 1986.
7. "Introducción a la Protección Radiológica", Guillermo Espinosa G.; Ed. UNAM, 2004.
8. "Studies in Radioactivity", Brag W. H.; Ed. Macmillan.
9. "Probabilidad y Estadística", Degroot, M. H., 2ª ed., Addison Wesley, Iberoamericana, 1988.
10. "Manual de Operación de el Lector Harshaw TL 2000".
11. "Calor y Termodinámica", Mark W. Zemansky y Richard H. Dittman; McGraw Hill, Inc.
12. "Introducción a la Física Moderna", Lohn D. McGervey, Ed. Trillas, 1991.
13. "Physics of the Atom", 2ª ed; M. Russell Wher and James A. Richards; Addison –Wesley Publishing Co.