



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

---

---

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

**“CARACTERIZACIÓN Y PROPUESTA DE UN  
MODELO DE LA RESPUESTA  
TERMOLUMINISCENTE DEL ÓXIDO DE  
SILICIO AMORFO”**

**T E S I S**

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

**MAESTRA EN CIENCIAS (FISICA)**

PRESENTA:

**FÍS. OLGA IVONNE JACOBSON PINZÓN**

DIRECTOR DE TESIS: [DR. GUILLERMO C. ESPINOSA GARCÍA](#)



posgrado en ciencias físicas  
u n a m

MÉXICO, D.F. 2010



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.

## AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi agradecimiento, al **Instituto de Física de la UNAM**, por las facilidades brindadas para la realización de este trabajo.

Al Posgrado en Ciencias Físicas.

Al jurado revisor conformado por:

**Dra. María Esther Ortiz Salazar,**

**Dra. Patricia Santiago Jacinto,**

**Dra. María Isabel Gamboa de Buen,**

**Dr. José Manuel Hernández Alcántara**

**Dr. Horacio Martínez Valencia y**

**Dra. Olga Leticia Ávila Aguirre.**

por sus comentarios y sugerencias durante la revisión de este trabajo.

Al **Fis. José Ignacio Golzarri y Moreno**, por su ayuda durante el desarrollo experimental, así como por su apoyo y consejos.

Al **Dr. Miguel Ávalos** y al T.A. **Israel Gradilla**, por su ayuda en el análisis de EDS de las fibras ópticas utilizadas.

Y especialmente al **Dr. Guillermo C. Espinosa García**, por la proposición del tema y la dirección del mismo, así como por el apoyo y consejos brindados durante la realización y revisión del manuscrito.

# ÍNDICE

## Introducción

<b>1. Aspectos Fundamentales</b>	<b>1</b>
1.1. Antecedentes de la luminiscencia	1
1.1.1. Luminiscencia	1
1.2. Termoluminiscencia	4
1.2.1. Antecedentes	5
1.2.2. Mecanismo Termoluminiscente	6
1.3. La Fibra Óptica de Óxido de Silicio ( $SiO_2$ )	7
1.3.1. Aplicaciones	8
1.3.2. Tipos de Fibras Ópticas	9
1.3.3. Proceso de fabricación de la Fibra Óptica	10
1.3.4. Análisis Microscópico de las Fibras Ópticas de $SiO_2$	15
1.3.4.1. Microscopía Óptica	15
1.3.4.2. Microscopía Electrónica de Barrido ( $S.E.M.$ )	16
1.4. Sólidos cristalinos y amorfos	17
1.4.1. El $SiO_2$ puro	18
1.4.2. El $SiO_2$ amorfo puro	20
1.4.3. El $SiO_2$ cristalino con impurezas de germanio ( $Ge$ )	20
1.4.4. El $SiO_2$ amorfo con impurezas de germanio	21
<b>2. Radiación Ionizante</b>	<b>24</b>
2.1. Radiación	24
2.1.1. Radiación Ionizante	24
2.1.1.1. Radiación alfa ( $\alpha$ )	24
2.1.1.2. Radiación beta ( $\beta$ )	24
2.1.1.3. Radiación gamma ( $\gamma$ )	25
2.2. Interacción de la radiación ionizante con la materia	25
2.2.1. Interacción de partículas cargadas pesadas ( $\alpha$ )	25
2.2.2. Interacción de partículas cargadas ligeras ( $\beta$ )	26
2.2.3. Interacción de la radiación electromagnética ( $\gamma$ )	26
2.2.3.1. Efecto Fotoeléctrico	26
2.2.3.2. Efecto Compton	27
2.2.3.3. Producción de pares	29
2.2.4. Interacción de neutrones ( $n$ )	32
2.3. Interacción de la radiación ionizante con el $\alpha - SiO_2$	32

<b>3. Instrumentación</b>	34
3.1. Sistema Comercial “Harshaw 2000®”	34
3.1.1. Funcionamiento general del equipo	35
3.1.2. Calibración del equipo	36
3.1.2.1. Calibración del analizador termoluminiscente “Harshaw 2000®”	36
3.1.2.2. Determinación del voltaje de operación del <i>TFM</i>	36
3.1.2.3. Calibración de la temperatura	37
<b>4. Experimentación y Resultados</b>	38
4.1. Selección del material y preparación	38
4.2. Pre calentamiento	38
4.3. Encapsulamiento	38
4.4. Irradiación	39
4.5. Lectura	40
4.6. Templado térmico (annealing)	40
4.7. Características termoluminiscentes de la fibra óptica	40
4.7.1. Respuesta <i>TL</i>	40
4.7.2. Dependencia de la masa	42
4.7.3. Respuesta a la dosis	42
4.7.4. Reproducibilidad	43
4.7.5. Tratamiento térmico y reutilización	43
4.7.6. Desvanecimiento (fading)	44
4.7.7. Respuesta de la fibra óptica de $SiO_2$ respecto a los materiales <i>TLD</i> comerciales	44
<b>5. Modelo Matemático de la <i>TL</i> de la Fibra Óptica <math>a - SiO_2 : Ge</math></b>	45
5.1. Bandas de energía en el $a - SiO_2 : Ge$	45
5.2. Modelo de la <i>TL</i> de una trampa y un centro de recombinación	46
5.3. Modelo propuesto de la <i>TL</i> de la fibra óptica de $a - SiO_2 : Ge$	50
<b>Conclusiones</b>	53
<b>Anexo I. Magnitudes Usadas en Física de Radiaciones</b>	55
A.I. Definiciones	55
A.I.1. Exposición ( $X$ )	55
A.I.2. Dosis Absorbida ( $D$ )	56
A.I.3. Actividad ( $A$ )	56

<b>Anexo II. Modelos Termoluminiscentes</b>	57
A.II.1. La Curva Termoluminiscente	57
A.II.1.1. Modelo Cinético de Schön	57
A.II.1.2. Soluciones aproximadas de las ecuaciones de balance de Schön para Termoluminiscencia con la condición de neutralidad	63
A.II.1.2.1. Soluciones aproximadas	64
A.II.2. Determinación de los parámetros termoluminiscentes	71
A.II.2.1. Cinética del fenómeno termoluminiscente	71
A.II.2.1.1. Cinética de primer orden	72
A.II.2.1.2. Cinética de segundo orden	73
A.II.3. Teoría de la Curva Termoluminiscente	74
<b>Anexo III. Glosario</b>	77
<b>Referencias</b>	80

## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1. Formación de las trampas y centros de recombinación (centros $F$ y $H$ )	7
Figura 1.2. Grupo de fibras ópticas utilizadas en telecomunicaciones	8
Figura 1.3. Fibra óptica multimodo escalonada	10
Figura 1.4. Fibra óptica multimodo gradual	10
Figura 1.5. Fibra óptica monomodo	11
Figura 1.6. Variación del índice de refracción del $SiO_2$ en función de diferentes elementos dopantes	12
Figura 1.7. Procesos de fabricación de la fibra óptica	13
Figura 1.8. a) Capas que conforman a un conductor de fibra óptica b) Superficie frontal de un conductor de fibra óptica monomodo	13
Figura 1.9. Conductor de fibra óptica monomodo	14
Figura 1.10. Espectro $EDS$ de la fibra óptica	17
Figura 1.11. Estructura tetraédrica del $SiO_2$	18
Figura 1.12. Cristal de óxido de silicio ( $SiO_2$ ) puro	19
Figura 1.13. Defectos puntuales de los sólidos cristalinos	19
Figura 1.14. Estructura amorfa del $SiO_2$	23
Figura 2.1. Efecto Fotoeléctrico	27
Figura 2.2. Efecto Compton	29
Figura 2.3. Producción de pares	30
Figura 2.4. Probabilidad de ocurrencia de los efectos Fotoeléctrico, Compton y Producción de pares	31
Figura 3.1. Equipo Harshaw 2000 <sup>®</sup> módulos $A$ y $B$	34

Figura 4.1. Fibra óptica cortada y encapsulada, lista para ser irradiada	39
Figura 4.2. Configuración de la irradiación de las muestras	39
Figura 4.3. Comparación entre los picos de las curvas $TL$ del $TLD - 100$ y de la fibra óptica de $SiO_2$	42
Figura 4.4. Respuesta de la señal $TL$ en función de la masa	42
Figura 4.5. Respuesta de la señal $TL$ para todo el intervalo de dosis	43
Figura 4.6. Reproducibilidad de la respuesta $TL$ de la fibra óptica de $SiO_2$	43
Figura 4.7. Comportamiento de la señal $TL$ con respecto al reutilización	44
Figura 5.1. Formación de las trampas y centros de recombinación (centros $F$ y $H$ )	46
Figura 5.2. Modelo de la $TL$ de la fibra óptica de $a - SiO_2 : Ge$ de una trampa y un centro de recombinación (centros $F$ y $H$ ) sin re – entrampado de electrones	51
Figura A.II.1. Esquema de los niveles de energía que intervienen en el fenómeno Termoluminiscente	58
Figura A.II.2. Parámetros de la forma de la curva	74

## ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1.1. Efectos ópticos inducidos por la radiación ionizante y empleados en dosimetría de estado sólido	4
Tabla 1.2. Dimensiones típicas de los componentes de una fibra óptica monomodo	14
Tabla 1.3. Diámetro de la fibra óptica desgastada	16
Tabla 3.1. Condiciones de operación del equipo Harshaw 2000 <sup>®</sup>	37
Tabla 4.1. Comparación entre la sensibilidad de la fibra óptica de $SiO_2$ y el <i>TLD</i> –100	44
Tabla A.I.1. Unidades radiológicas y sus equivalencias	56

## RESUMEN

Es muy importante el estudio e investigación de nuevos materiales termoluminiscentes, que sean más confiables y mejoren la calidad de la medición de las radiaciones ionizantes así como encontrar más y nuevas aplicaciones.

El objetivo de este trabajo es caracterizar la fibra óptica de óxido de silicio a la radiación gamma, a través de sus parámetros: curva de luz, temperatura del pico máximo, respuesta a la exposición, dependencia con la masa, reproducibilidad de datos, reutilización del material, desvanecimiento de la información y sensibilidad; así como la propuesta de un posible modelo que explica el fenómeno termoluminiscente en estas fibras que contienen impurezas de germanio y estructura amorfa.

Para cumplir el objetivo, llevé a cabo los siguientes pasos: selección y preparación de las muestras, precalentamiento, encapsulado, exposición a radiación gamma de cobalto 60 y lectura.

Observé que la curva de luz tiene un pico a 230°C, respuesta lineal a la exposición entre 0.3 y 150 Roentgens, respuesta lineal en función de la masa entre 1 y 40 miligramos, muestra alta reproducibilidad, baja señal residual, bajo desvanecimiento de información pudiendo reutilizarla varias veces después del tratamiento térmico y una sensibilidad 1.2 veces mayor que la de los dosímetros comerciales más comúnmente usados como el fluoruro de litio con magnesio y titanio.

Todas estas características, además de su tamaño pequeño, su alta flexibilidad, fácil manejo y bajo costo comparado con otros materiales termoluminiscentes, hacen a la fibra óptica un posible material de dosimetría, pudiendo usarlo en medicina, industria y reactores entre otros.

## INTRODUCCIÓN

La Termoluminiscencia ( $TL$ ) es uno de los métodos más utilizados para medir la radiación ionizante, por lo que resulta de suma importancia el estudio e investigación de nuevos materiales termoluminiscentes, que presenten mayor sensibilidad, un amplio rango de medición, mayor tiempo de desvanecimiento, mejor reproducibilidad de datos, reutilización del material, y en general mayor confiabilidad, mejorar la calidad de la medición de las radiaciones ionizantes y encontrar más y nuevas aplicaciones.

Durante los fenómenos  $TL$ , parte de la energía absorbida por el material es emitida como un fotón luminoso durante el proceso de calentamiento de éste; esta emisión de luz, como función de la temperatura de calentamiento, es llamada “curva de luz o curva de brillo”, y puede presentar uno o varios picos. La posición, forma e intensidad de los picos de la curva de brillo son los parámetros básicos para la caracterización del material  $TL$ .

En este trabajo se tiene como objetivo, la caracterización del comportamiento y estudio de los parámetros básicos de la respuesta  $TL$  de la fibra óptica comercial de  $SiO_2$  a la radiación gamma, siendo éstos: a) la curva de luz, b) la temperatura del pico de brillo máximo, c) la respuesta a la exposición, d) la dependencia con la masa, e) la reproducibilidad de los datos, f) la reutilización del material, g) el desvanecimiento de la información en función del tiempo y h) la respuesta a la sensibilidad. Se propone un posible modelo que explica el fenómeno  $TL$  en estas fibras de  $SiO_2$  que contienen impurezas de germanio ( $Ge$ ) y estructura interna amorfa ( $a-SiO_2 : Ge$ ). Encontrando ventajas y desventajas en su uso respecto a otros materiales, así como posibles aplicaciones en medicina, industria, generación de energía y diagnóstico médico.

Además, la transparencia óptica de la fibra óptica, así como su flexibilidad y diámetro, permite sea utilizada en diversos campos como: las telecomunicaciones, la medicina y el monitoreo ambiental, entre otros. La fibra óptica de  $SiO_2$  puede ser utilizada como lente flexible para cámaras en operaciones quirúrgicas o espionaje; iluminar lugares de difícil acceso como las cavidades dentales, también ofrece la posibilidad de monitorear los efectos de la radiación en materiales que se encuentran en lugares peligrosos. Justus et al (1997, 1999a, 1999b) reportan su uso enviando luz a través de ellas hasta un elemento sensible a la radiación, tal como un material fosforescente, y retornando la señal óptica al sistema de detección. Este método tiene la ventaja de que las fibras ópticas son inmunes a la interferencia eléctrica y a la radiofrecuencia; y Huston et al (2001, 2002) la utilizan con la metodología luminiscente por estimulación óptica (luminiscencia ópticamente estimulada ( $OSL$ )).

Otros grupos trabajan con mediciones “in situ” de la absorción de la radiación inducida por la exposición de las fibras de silicio en los reactores de fisión nuclear (Brichard et al., 2000), midiendo en vivo la dosis absorbida en pacientes de radioterapia y diagnóstico (Aznar et al., 2002), así como su uso como detector de trazas nucleares de fragmentos de fisión (Espinosa et al., 2005). Estas contribuciones han abierto un panorama prometedor para el uso de la fibra óptica en una gran variedad de metodologías, pero ninguno ha propuesto el uso de la fibra óptica comercial como material dosimétrico, tema de este trabajo de tesis (Espinosa et al., 2006).

El trabajo está estructurado de la siguiente manera:

En el Capítulo 1, se describen los aspectos generales del fenómeno termoluminiscente, la teoría de bandas y la formación de los centros de color responsables de la Termoluminiscencia; así como la fibra óptica de óxido de silicio ( $SiO_2$ ), su composición, tipos, proceso de fabricación y componentes. Presentándose el análisis por microscopía electrónica de barrido utilizando la técnica de análisis *EDS* (por sus siglas en inglés Energy Dispersive Spectroscopy) de la fibra utilizada, así como el tipo de enlace que se forma cuando se tiene estructura interna cristalina y amorfa, y cuando es pura o con impurezas de germanio.

En el Capítulo 2, se describen los diferentes tipos de radiación ionizante, así como la forma de interaccionar de cada una de ellas, con la materia y con el  $SiO_2 : Ge$ .

En el Capítulo 3, se describe la instrumentación utilizada durante el desarrollo experimental, así como la metodología para la obtención de los parámetros de calibración de la misma.

En el Capítulo 4, se describe la experimentación llevada a cabo, así como los resultados obtenidos para la caracterización de la fibra óptica utilizada, consistiendo en: selección y preparación de las muestras, precalentamiento, encapsulado, irradiación, lectura y tratamiento térmico. Las características termoluminiscentes de la fibra óptica: a) curva de luz, b) dependencia con la masa, c) respuesta a la exposición, d) reproducibilidad, e) tratamiento térmico, f) reutilización, g) desvanecimiento y h) señal residual, así como la comparación entre la respuesta de la fibra óptica de  $SiO_2$  y el *TLD-100*<sup>®</sup> ( $LiF : Mg, Ti$ ).

En el Capítulo 5, se presenta el posible modelo matemático que explica la existencia del fenómeno *TL* en la fibra óptica comercial de  $SiO_2$  amorfo, comparándolo con uno de los modelos matemáticos existentes para explicar la Teoría Termoluminiscente en cristales (Randall – Wilkins).

Finalmente, se exponen las conclusiones a las que se llega con el desarrollo de este trabajo.

En el Anexo I, se presentan las definiciones de las magnitudes utilizadas en Física de Radiaciones.

En el Anexo II, se presentan algunos de los modelos matemáticos utilizados para explicar la Teoría Termoluminiscente, así como la teoría para determinar los parámetros  $TL$  para una “curva de luz” específica.

En el Anexo III, se presenta el glosario de términos, y en las Referencias, se muestran la bibliografía y citas utilizadas durante el desarrollo teórico del presente trabajo.

# 1. ASPECTOS FUNDAMENTALES

En este capítulo se explicarán los aspectos fundamentales del fenómeno termoluminiscente y la termoluminiscencia ( $TL$ ) en cuarzos, así como se estudiarán las características de la fibra óptica de óxido de silicio ( $SiO_2$ ) y su método de fabricación.

## 1.1. Antecedentes de la luminiscencia

Es muy probable que desde épocas muy remotas, el hombre haya observado que ciertos materiales emiten luz en la oscuridad; Scharmann en 1950 (Scharmann, 1950) y Nambi, en 1975 (Nambi, 1975) mencionan que R. Boyle observó este fenómeno en 1663 al calentar un diamante en la oscuridad de su recámara, habiéndolo reportado a la Sociedad Real de Londres. Esta emisión de luz recibe diferentes nombres dependiendo del tipo de energía que se proporciona al material.

### 1.1.1. Luminiscencia

Es la propiedad que tienen algunos materiales de emitir fotones luminosos después de haber sido excitados por radiación ionizante y se presenta en una gran variedad de materiales tales como: cristales inorgánicos, vidrios, cerámicas y compuestos orgánicos, así como en ciertos materiales bioquímicos y biológicos, con un amplio intervalo de transparencia óptica.

Los materiales que presentan este fenómeno pueden clasificarse en dos grandes grupos: orgánicos e inorgánicos. En los inorgánicos, la luminiscencia se debe principalmente a la formación de electrones libres y agujeros, mientras que en los orgánicos se debe a la formación de radicales libres.

En algunos casos solamente se emite la luz mientras se mantiene la excitación, fenómeno que se conoce como fluorescencia, y tiene una duración aproximada de  $10^{-8} s$ . En este fenómeno, el sistema emisor es producido por la excitación del nivel fundamental al nivel excitado y, al regresar de manera espontánea al estado base, se emite un fotón con una longitud de onda mayor que la de la radiación incidente. En otros casos, la emisión de luz persiste aún cuando se elimina la excitación, fenómeno conocido como fosforescencia, y tiene una duración de entre  $10^{-2}$  y  $10^2 s$ , este retraso se debe a la existencia de estados excitados metaestables, los cuales juegan el papel de trampas, de las que no pueden ser extraídos los electrones, por lo que el sistema permanece en este nivel hasta que se le proporciona la energía suficiente (energía de activación) para sacarlos de ese estado (Curie, 1963).

Los materiales cristalinos se caracterizan por tener un enlace iónico, el cual genera un par de átomos con carga eléctrica llamados iones (Kittel, 1979). A la unidad más pequeña que conserva las

características y propiedades del cristal se le llama celda unitaria, por lo que la mayoría de las propiedades del material son consecuencia de la estructura de la celda unitaria.

En un cristal, debido a la proximidad de los átomos constituyentes, se forman conjuntos de niveles muy cercanos entre sí o regiones permitidas de energía, a las que se les conoce como bandas y están separadas por zonas prohibidas. A la banda que está constituida por el grupo de estados energéticos que contiene a los electrones de la capa externa del átomo (electrones de valencia) se le llama "Banda de Valencia" ( $BV$ ) (Beiser, 1978). La banda que contiene los estados energéticos que no pueden ser ocupados por los electrones se llama "Banda prohibida", y la que corresponde a los primeros estados excitados, es decir, a los estados electrónicos con exceso de energía, se llama "Banda de conducción" ( $BC$ ) y normalmente se encuentra vacía.

Los electrones de valencia pueden ser excitados mediante energía externa pasando a la banda permitida superior (banda de conducción), (Beiser, 1978) la cual corresponde a los primeros estados excitados, en donde están prácticamente libres y se mueven a través de todo el cristal. Los electrones que pasaron a la banda de conducción dejan un lugar vacante en el átomo del que proceden llamado "carencia o hueco" de carga, que se mueve a través de la banda de valencia la cual no está totalmente llena.

Un cristal perfecto, es un arreglo de átomos ordenados que ocupan posiciones en una estructura reticular periódica; por lo que la existencia de cualquier alteración de esta estructura constituye un defecto. En un cristal puro las imperfecciones deben estar distribuidas de tal forma que el cristal presente la característica de ser eléctricamente neutro. En la naturaleza no existen los cristales perfectos, sino que contienen cierto número de defectos o átomos de impurezas en la red cristalina que perturban el diagrama de energía. Cualquier alteración de la estructura cristalina constituye un defecto, cuya existencia es necesaria para que se produzca el fenómeno de luminiscencia. Entre los diversos tipos de imperfecciones que pueden presentarse en un cristal, están los defectos puntuales, que son anomalías localizadas en ciertas regiones y con tamaño comparable al de los iones de la red (Kittel, 1979).

Estos defectos pueden estar constituidos por la ausencia de iones de uno u otro signo, llamados huecos o vacancias, los cuales se comportan como portadores de carga; o bien, por átomos o iones que se alojan entre los espacios de la red a los que se les llama intersticiales y pueden ser: átomos del cristal que fueron desplazados de su posición normal en la red cristalina dejando la vacancia correspondiente y quedando inmovilizados, o átomos de otro elemento con el tamaño adecuado para ocupar dichos espacios.

Ambos defectos, los huecos y los átomos intersticiales, son defectos puntuales que pueden ser creados durante el crecimiento del cristal como defectos de estructura o dislocaciones, o por medio de la irradiación del cristal con radiación ionizante. Esto es, cuando un sólido cristalino es expuesto a radiaciones ionizantes, se producen electrones libres y por lo tanto carencias, (Curie, 1963). Estos

electrones libres que son portadores de carga, migran por la red cristalina hasta suceder una de dos cosas:

- Quedar atrapados en los sitios vacantes formándose los llamados centros de color (Curie, 1963) o
- Recombinarse con los huecos liberando energía y reestableciéndose el equilibrio dentro del cristal, produciéndose así, una situación de desequilibrio energético localizado y permanente.

Entonces, para obtener un buen cristal luminiscente, es necesario añadir a los átomos componentes del cristal, una pequeña porción de impurezas o activadores (Kittel, 1979, Schulman, 1965). Estas impurezas o activadores se pueden acomodar en la red, ya sea sustitucionalmente o en posiciones intersticiales de la red. Si el elemento activador entra en forma sustitucional en la red y sus átomos disponen de más electrones de valencia de los necesarios para formar el enlace, el o los electrones sobrantes forman niveles permitidos dentro de la zona prohibida. Si el átomo del activador posee menos electrones que el átomo del cristal, este dispone de enlaces libres, que actúan como trampas para los electrones libres de la banda de conducción.

La existencia de defectos en la red cristalina de un sólido es importante para que se produzca el fenómeno de luminiscencia cuando el cristal es expuesto a un agente excitante como las radiaciones ionizantes. El hecho de que los defectos perturben el diagrama de energía del cristal, hace que se creen de manera local, niveles de energía metaestables permitidos en la banda prohibida.

La posibilidad de absorber energía o radiación ionizante hace que el cristal se coloree, razón por la que se les llama "Centros de Color" (Leverenz, 1950, Becker, 1977), los cuales son configuraciones electrónicas originadas por los defectos de la red cristalina, cuyos niveles de energía producen bandas de absorción óptica de longitudes de onda a las que el cristal es normalmente transparente (Christy et al., 1967, Mayhugh, 1970b, Miller et al., 1970, Rossiter et al., 1971, Dryden et al., 1973, Crittenden et al., 1974, Klick et al., 1977). Los principales centros de color son los llamados centros  $F$ ,  $M$ ,  $R$ ,  $N$ ,  $A$ ,  $B$  y  $H$  o  $V$ .

El centro de color más simple, es el centro  $F$  y consiste de un electrón atrapado en un sitio vacante producido por la ausencia de un ión negativo en la red cristalina (Christy et al., 1967, Mayhugh, 1970b, Miller et al., 1970, Rossiter et al., 1971, Dryden et al., 1973, Crittenden et al., 1974, Klick et al., 1977), puede ser producido por irradiación, durante la cual el electrón es removido de su posición normal en la banda de valencia y posteriormente atrapado en una vacancia. Un centro  $F$  es neutro en la red debido a que el electrón en la vacancia sustituye a la carga del ión negativo faltante. Una vacancia sin electrón tiene una carga positiva respecto a la red, razón por la cual se le conoce como centro  $F^+$ ; pero si atrapa dos electrones, entonces tiene una carga negativa respecto a la red y se le llama centro  $F^-$ .

Varios centros de color están asociados con los centros  $F$  y se les llama centros  $F$  agregados. En un cristal puro estos son: el centro  $M$  que es la agrupación de dos centros  $F$  adyacentes, el centro

$R$  que está formado por tres centros  $F$  y cuatro centros  $F$  forman un centro  $N$ . El centro  $A$  es la asociación entre una vacancia y un ión negativo intersticial, la unión de dos vacancias forma el centro  $B$  (Schulman, 1975, Hirata, 1977) y, el centro  $H$  o  $V$  consiste de un agujero atrapado en un ión negativo intersticial (Schulman, 1975).

Para explicar el funcionamiento de los centros  $F$ , Boer (Kittel, 1976) sugirió un modelo haciendo una semejanza con el átomo de hidrógeno, en el cual el electrón se encuentra ligado por la carga positiva de un protón. De la misma manera, el sistema vacancia – electrón tiene niveles discretos de energía permitidos y pueden producirse transiciones entre estos niveles por absorción o emisión de energía (Schulman, 1975, Beiser, 1978).

La desexcitación de un centro de color se puede llevar a cabo por la disipación radiativa de su exceso de energía o por la emisión de un fotón luminoso, efecto llamado Luminiscencia (Curie, 1963), la cual recibe diferentes nombres dependiendo del tipo de energía utilizado para desexcitar a los centros luminiscentes. En la Tabla 1.1. se describen algunos de estos efectos (Daniels, 1975).

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	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.
	Iluminación con luz de longitud de onda mayor que la luminiscencia emitida	Luminiscencia Ópticamente Estimulada	La energía almacenada en los centros se libera como luminiscencia, la cual disminuye durante el tiempo en que la muestra esté expuesta a la luz visible.

Tabla 1.1. Efectos ópticos inducidos por la radiación ionizante y empleados en dosimetría de estado sólido (Schulman, 1965, Johns and Cunningham, 1969)

## 1.2. Termoluminiscencia

Se define como: “La emisión de fotones luminosos por ciertos materiales al ser calentados, habiendo sido expuestos previamente a radiación ionizante” (Daniels, 1975).

### 1.2.1. Antecedentes

El fenómeno termoluminiscente ( $TL$ ) fue observado desde hace varios siglos al calentar ciertas rocas en la oscuridad (calcitas, limonitas). En 1705 Oldenberg describió el fenómeno termoluminiscente en fluoritas. En 1883 H. Becquerel describe el fenómeno  $TL$  en un trabajo relacionado con mediciones de radiación infrarroja. En 1895 Wiedemann y Schmidt emplearon el fenómeno  $TL$  para detectar radiación ionizante (Scharmman, 1981).

La palabra termoluminiscencia fue usada posiblemente por primera vez en 1903 por Wiedemann al explicar sus observaciones acerca de la luminiscencia de fluoritas (Scharmman, 1950), siendo también observado en 1904 por M. Curie, en 1927 por Wick y en 1935 por Lyman (Curie, 1963). Las mediciones termoluminiscentes en el sentido moderno fueron realizadas por primera vez por Urbach y Frisch, siendo Urbach quien en 1930 describió la luminiscencia de los halogenuros alcalinos, reportándose también los primeros resultados de una teoría (Scharmman, 1981).

En 1945 J. T. Randall y M. H. F. Wilkins propusieron una teoría basada en la cinética de primer orden para los cálculos de las curvas de luz, la cual es usada para estimar los parámetros de las trampas y, posteriormente, en 1948 G. F. H. Garlick y A. F. Gibson propusieron una cinética de segundo orden (Scharmman, 1981).

En 1950, F. Daniels propuso que la termoluminiscencia podía ser usada en la dosimetría de radiación, ya que esta aplicación no se había sugerido a pesar de haber sido observado el fenómeno (Scharmman, 1981).

En 1953, F. Daniels y D. Bruser en ORNL (Oak Ridge National Laboratory, Tennessee, EUA) utilizaron la termoluminiscencia en dosimetría de radiación usando como material el fluoruro de litio ( $LiF$ ) (Scharmman, 1950, Daniels, 1975, Mc Kinlay, 1981), sin embargo, debido a la complejidad de su comportamiento se abandonó este compuesto a favor del sulfato de calcio activado con manganeso ( $CaSO_4 : Mn$ ), el cual presentó el inconveniente de desexcitarse a temperaturas cercanas a las ambientales (Scharmman, 1981).

En 1956, R. J. Ginther y R. D. Kirk desarrollaron un nuevo compuesto sensible a bajas dosis, el cual también se puede encontrar como mineral natural, el fluoruro de calcio activado con manganeso ( $CaF_2 : Mn$ ); posteriormente J. R. Schulman y R. J. Ginther construyeron un dosímetro con el mismo compuesto y respuesta lineal, en un amplio intervalo, para la radiación gamma de  $^{60}Co$  (Daniels, 1975, Mc Kinlay, 1981; Scharmman, 1981).

En 1963, Harring y Schön (Attix y Roesch, 1968) reportaron que el  $CaF_2 : Mn$  fue completamente insensible a neutrones, pero que con un recubrimiento de  $^6Li$ , se pudieron detectar neutrones térmicos

y que utilizándose una atmósfera hidrogenada alrededor del dosímetro se podían detectar neutrones rápidos (Scharmann, 1981).

De esta forma se volvió a estudiar el caso del  $LiF$  para saber más acerca de su comportamiento (Jain, 1979). Posteriormente, The Harshaw Chemical Co., en colaboración con J. R. Cameron desarrolló materiales termoluminiscentes de  $LiF:Mg,Ti$  llamándoles  $TLD-100$ ,  $TLD-600$  y  $TLD-700$  (por sus siglas en inglés, Thermoluminescent Dosimeter) dependiendo de la abundancia relativa de los isótopos de  ${}^6Li$  y  ${}^7Li$  que contiene cada uno. (Scharmann, 1950, Daniels, 1975, Mc Kinlay, 1981, Scharmann, 1981).

Para explicar el proceso termoluminiscente en forma cualitativa se hace uso del modelo de bandas del sólido respecto a sus estados electrónicos de energía. Se supone que en la banda prohibida, existen estados excitados de energía que tienen una vida media relativamente grande (estados metaestables) y que son producidos por los defectos del material, los cuales pueden funcionar como trampas o centros de recombinación. La importancia de este fenómeno en la dosimetría de la radiación ionizante radica en el hecho de que la cantidad de luz emitida es proporcional a la dosis absorbida por el material irradiado, esto se debe a que los electrones y agujeros producidos y atrapados durante la irradiación del material, son liberados al calentarlo y conforme aumenta la temperatura emite fotones de luz visible, en una cantidad proporcional a la dosis absorbida por el material.

### 1.2.2. Mecanismo Termoluminiscente

Al irradiar el material, su estructura sufre alteraciones por la ionización; en este proceso se liberan electrones de los átomos y se generan dos tipos de entes móviles: electrones y agujeros (centros de recombinación), ambos son portadores de carga y pueden viajar a través del material hasta quedar atrapados en defectos del mismo, generando centros de color. Los electrones y agujeros permanecen atrapados hasta que se proporciona al material la energía suficiente para liberarlos, llamada energía de activación o profundidad de la trampa, volviéndolos a su estado natural antes de la irradiación. Cuando esto ocurre, se deshacen del exceso de energía que adquirieron, emitiendo fotones de luz visible. Si la energía que se proporciona al material para que los entes móviles vuelvan a su estado original es térmica, se produce el fenómeno de Termoluminiscente (Shulman, 1965). En la Figura 1.1. se observa la representación de la formación de una trampa y un centro de recombinación (centros  $F$  y  $H$ ) durante la irradiación del material; así como la estimulación térmica que involucra el fenómeno de la  $TL$ . Una trampa y un centro de recombinación, no representan la cantidad de trampas y centros de recombinación asociados al sólido, sino a todas las trampas y centros de recombinación que están a una misma profundidad.

A partir de que las trampas y centros de recombinación están formados debido a la exposición del material a la radiación ionizante y se estimula térmicamente, se puede obtener:

- 1) El espectro de emisión, el cual se forma por la emisión de los fotones luminosos debidos al paso del electrón de un estado excitado a su estado base (espectro termoluminiscente) y/o,
- 2) El espectro de absorción, que se forma por la absorción de energía al pasar el electrón de su estado base o uno excitado a otro estado más excitado (Schulman, 1965).

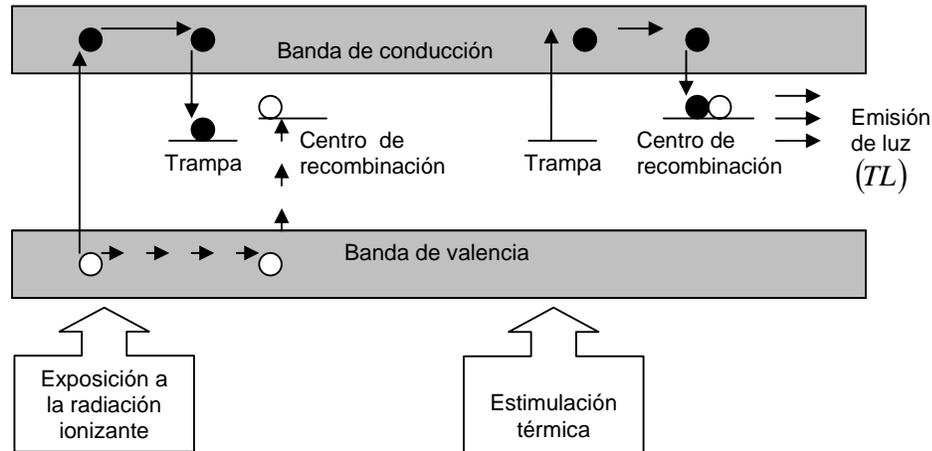


Figura 1.1. Formación de las trampas y centros de recombinación (centros  $F$  y  $H$ ) durante la irradiación del material y obtención de la  $TL$ .

El proceso de emisión luminosa durante el calentamiento del material, implica la desocupación de las trampas en el cristal. La probabilidad de desocupación de las trampas depende de la temperatura; siendo cero o despreciable cuando la temperatura es baja, ya que los portadores de carga no tienen suficiente energía cinética para escapar de la trampa. A medida que aumenta la temperatura, en un intervalo de  $283K$  a  $523K$ , la probabilidad de que las trampas se desocupen aumenta.

Durante este intervalo de temperatura, una fracción de los portadores de carga liberados se dirige hacia los centros de recombinación haciendo que disminuya la población de los portadores de carga atrapados, por lo que la intensidad de la luz emitida alcanza un máximo, dando como resultado un patrón de luminiscencia en función de la temperatura llamado curva  $TL$ .

Si el material contiene más de un tipo de trampas, este proceso se repite para cada grupo de trampas, dando lugar a varios puntos de máxima intensidad de emisión luminosa en la curva  $TL$ , los cuales se conocen como picos  $TL$ . Cada pico está caracterizado por: la temperatura a la cual se presenta la máxima intensidad de emisión ( $T_m$ ), la energía de activación o profundidad de la trampa ( $E$ ) y el factor de frecuencia ( $s$ ).

### 1.3. Fibra Óptica de Óxido de Silicio ( $SiO_2$ )

Las fibras ópticas de  $SiO_2$  son filamentos de oxido de silicio de alta pureza extremadamente compactos, el grosor de una fibra es similar al de un cabello humano. Son fabricadas a alta temperatura ( $1500^\circ C$ ) y 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 recubriéndolo con una capa de oxido de silicio con un índice de refracción menor. En la Figura 1.2. se muestra un grupo de fibras ópticas usadas en telecomunicaciones.



Figura 1.2. Fibras ópticas usadas en telecomunicaciones.

#### 1.3.1. Aplicaciones

Entre las principales características de las fibras ópticas se pueden mencionar que son: compactas, flexibles, ligeras, con bajas pérdidas de señal, amplia capacidad de transmisión, y un alto grado de confiabilidad debido a que son inmunes a las interferencias electromagnéticas de radio – frecuencia. Las fibras ópticas no conducen señales eléctricas por lo que pueden incorporarse en cables sin componentes conductivos y usarse en condiciones peligrosas de alta tensión. Tienen la capacidad de tolerar altas diferencias de potencial sin ningún circuito adicional de protección. Al tener un ancho de banda grande, pueden ser utilizadas para incrementar la capacidad de transmisión con el fin de reducir el costo por canal. (<http://proton.ucting.udq.mx/~omarcas/fibra.htm>)

El principio en que se basa la transmisión de luz por la fibra óptica es la reflexión interna total; mediante la cual, 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 sin pérdidas hacia el interior de la fibra. Así, la luz puede transmitirse a largas distancias reflejándose miles de veces. Para evitar pérdidas por dispersión de luz debida a impurezas de la superficie de la fibra, el núcleo está recubierto por una capa de oxido de silicio con un índice de refracción mucho menor que el de la fibra; así las reflexiones se producen en la superficie que separa la fibra de óptica y el recubrimiento.

La aplicación más común que tienen, es la de servir como una vía de comunicación entre equipos electrónicos que intercambian información en forma de luz codificada analógica o digitalmente (Rubio, 1994). Las fibras ópticas se han convertido en uno de los medios más comunes de comunicación

telefónica y de transmisión de datos compitiendo con, y en algunas ocasiones superando a, la comunicación satelital desde la década pasada. El uso de cable de fibra óptica para telecomunicaciones se generalizó en la década de los ochenta con la instalación del primer sistema trasatlántico entre Europa y los Estados Unidos de América en 1988.

En poco más de 10 años la fibra óptica se ha convertido en una de las tecnologías más avanzadas que se utilizan como medio de transmisión de información. Este material vino a revolucionar los procesos de las telecomunicaciones en todos los sentidos, desde lograr una mayor velocidad de transmisión y disminuir casi totalmente los ruidos y las interferencias hasta multiplicar las formas de envío en comunicaciones y recepción por vía telefónica.

Debido a su tamaño y flexibilidad, la fibra óptica no sólo tiene aplicaciones en las comunicaciones, una de las aplicaciones más sencillas 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 y lugares de alto riesgo de explosión (minas y pozos petroleros) ayudando así a evitar incendios relacionados con cortocircuitos; así como en la transmisión de imágenes, en este caso se utilizan haces de varios miles de fibras, situadas 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, la cual puede ser observada a través de una lupa, microscopio o pantalla de computadora. La transmisión de imágenes se utiliza mucho en instrumentos médicos para examinar el interior del cuerpo humano y para efectuar cirugía con láser, y en sistemas de reproducción mediante facsímil y fotocomposición, así como en gráficos de ordenador o computadora.

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 y podrían ser útiles también en el campo de la física de radiaciones, habiéndose caracterizado para darle un nuevo uso como material termoluminiscente de la radiación ionizante (Espinosa, et. al., 2006).

### **1.3.2. Tipos de Fibras Ópticas**

Las fibras ópticas se pueden clasificar de acuerdo al modo de propagación de la luz en su interior como multi y monomodales con las siguientes características:

**Multimodal.-** Este tipo de fibra fue el primero en fabricarse y comercializarse, su nombre proviene del hecho de que los haces de luz pueden circular por más de un modo o camino de forma simultánea. Se caracteriza por tener el diámetro del núcleo mucho mayor que las fibras monomodo y con un índice de refracción superior, pero del mismo orden de magnitud que el revestimiento. El diámetro del

núcleo de este tipo de fibra óptica está entre  $20 - 100 \mu m$  (Wolf 1979, Hecht, 1999), siendo la relación de los diámetros del núcleo y la cubierta típicos de estas fibras  $50/125$  y  $62.5/125 \mu m$ .

Dependiendo del tipo de índice de refracción del núcleo, tenemos dos tipos de fibra multimodal:

- **Índice escalonado:** El núcleo está constituido por un material uniforme cuyo índice de refracción es constante a lo largo de la fibra y superior al de la cubierta, por lo que existe una discontinuidad entre los índices de refracción del núcleo ( $n_1 = cte$ ) y el revestimiento de la fibra ( $n_2 = cte$ ). En la Figura 1.2. se observa un esquema de este tipo de fibra.

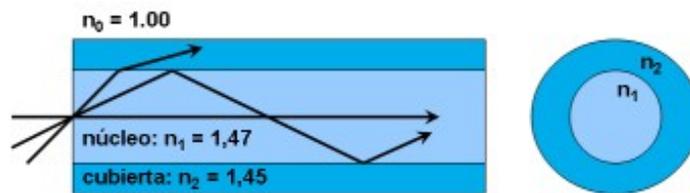


Figura 1.2. Fibra óptica multimodo escalonada ([http://www.radioptica.com/Fibra/tipos\\_fibra\\_optica.asp](http://www.radioptica.com/Fibra/tipos_fibra_optica.asp))

- **Índice gradual:** El núcleo está constituido por un material de índice de refracción variable, por lo que permiten reducir la dispersión modal de propagación, su principio se basa en que el índice de refracción en el interior del núcleo decrece cuando se desplaza hacia el revestimiento. Los rayos están enfocados hacia el eje de la fibra, como se observa en la Figura 1.3. ([http://www.radioptica.com/Fibra/tipos\\_fibra\\_optica.asp](http://www.radioptica.com/Fibra/tipos_fibra_optica.asp))

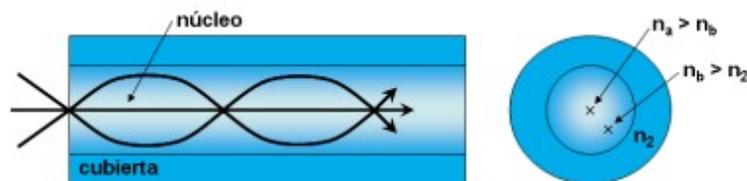


Figura 1.3. Fibra óptica multimodo gradual ([http://www.radioptica.com/Fibra/tipos\\_fibra\\_optica.asp](http://www.radioptica.com/Fibra/tipos_fibra_optica.asp))

**Monomodal.-** Es de menor diámetro que la multimodal, por lo que sólo permite la propagación de un rayo de luz. El diámetro del núcleo es mucho menor que el de las multimodo y varía de  $1 - 5 \mu m$ . La Figura 1.4. muestra un diagrama de este tipo de fibra. (Wolf, 1979, Hecht, 1999). (<http://www.incs.com.mx/content.asp?60>, [http://www.radioptica.com/Fibra/tipos\\_fibra\\_optica.asp](http://www.radioptica.com/Fibra/tipos_fibra_optica.asp))

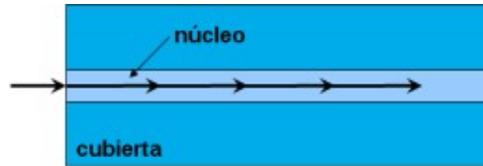


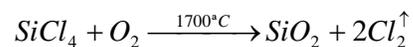
Figura 1.4. Fibra óptica monomodo ([http://www.radioptica.com/Fibra/tipos\\_fibra\\_optica.asp](http://www.radioptica.com/Fibra/tipos_fibra_optica.asp))

### 1.3.3. Proceso de fabricación de la Fibra Óptica

El vidrio se obtiene por la fusión y solidificación progresiva y sin huellas de cristalización de una mezcla de sustancias homogéneas y amorfas tales como: la arena de sílice o cuarzo ( $SiO_2$ ), carbonato de sodio ( $Na_2CO_3$ ) y caliza ( $CaCO_3$ ), o sílice ( $SiO_2$ ), sosa ( $NaOH$ ) y cal ( $CaO$ ); que al solidificarse, forman un material cerámico amorfo cuyo principal componente es el óxido de silicio ( $SiO_2$ ).

El material utilizado para elaborar las fibras ópticas es el  $SiO_2$ , durante el proceso de fabricación se incorporan al  $SiO_2$  los aditivos de dopado necesarios para modificar el valor de los índices de refracción del núcleo y del recubrimiento de la fibra. Se requieren materiales de muy alta transparencia óptica por lo que se utiliza  $SiO_2$  en su estado más puro y para garantizar un alto grado de pureza del sílice, éste se obtiene mediante un proceso de depósito; por esta razón el cuarzo o arena de sílice obtenido por medios naturales no es viable para ser utilizado en la fabricación de fibras ópticas.

En general, la elaboración de vidrio de cuarzo de alta pureza se lleva a cabo al agregar oxígeno a tetracloruro de silicio ( $SiCl_4$ ), el cual es un compuesto muy volátil, y produce la separación del óxido de silicio ( $SiO_2$ ) y el desprendimiento de cloro gaseoso. Se elige este proceso indirecto, debido a que de esta manera es posible obtener el  $SiO_2$  con un 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 el índice de refracción  $n$  del óxido de silicio, el cual se puede ajustar por medio del dopado adecuado; es decir, agregando determinados óxidos durante la separación de la fase gaseosa como fluor ( $F$ ) o trióxido de boro ( $B_2O_3$ ) se obtiene un índice más alto, como el que se requiere para el núcleo conductor de la fibra óptica. Sin embargo, las variaciones en los índices de refracción al variar el dopado, son relativamente limitadas, como puede observarse en la Figura 1.5. la cual presenta una gráfica donde se muestra la variación de los índices de refracción  $n$  del  $SiO_2$  dopado con diferentes elementos. Debe tenerse en consideración que, en virtud de los elementos dopantes del  $SiO_2$  de alta pureza, no sólo se modifica el

índice de refracción sino también otras propiedades como la dilatación lineal frente a variaciones de temperatura.

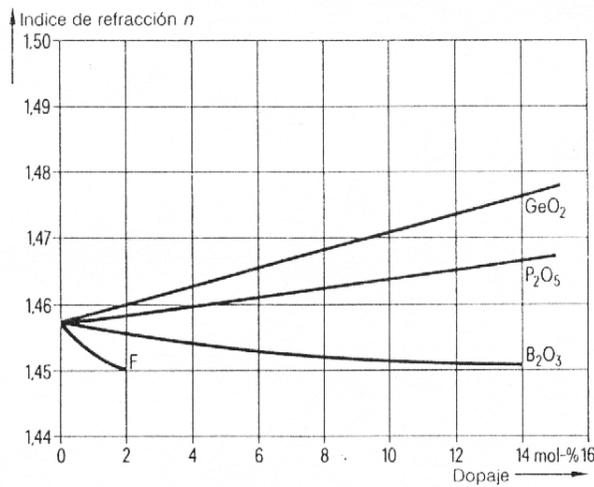


Figura 1.5. Variación del índice de refracción del  $SiO_2$  en función de la concentración de dopante para diferentes elementos dopantes (Nérou, 1991).

El núcleo de la fibra óptica está constituido por uno o varios de los siguientes óxidos:  $SiO_2$ ,  $GeO_2$ ,  $P_2O_5$ ,  $B_2O_3$ ,  $As_2O_3$  y  $SbO_3$  (Nérou, 1991). Sin embargo, se utiliza con más frecuencia el  $SiO_2$  debido a que es el más abundante en la naturaleza como  $SiO_4$ . El recubrimiento también puede estar constituido por cualquiera de los óxidos mencionados. Para el caso en que tanto el núcleo como el recubrimiento estén constituidos por el mismo óxido (o mezcla de ellos), deben de tener concentraciones diferentes para evitar que el índice de refracción sea el mismo.

Para la fabricación de la fibra óptica de  $SiO_2$ , se utilizan principalmente dos procesos: el de doble crisol y el de preforma (Rubio, 1994), como puede observarse en la Figura 1.6.. La técnica de doble crisol, consiste en tener dos crisoles concéntricos que contienen cada uno  $SiO_2$  pulverizado mezclado con las impurezas (también pulverizadas) en concentraciones diferentes. Estas mezclas se calientan hasta llegar a la fase líquida ( $2000 - 2100^\circ C$ ), escurriendo por la parte inferior y solidificándose al contacto con el aire frío, quedando el núcleo y el recubrimiento formados con las dimensiones requeridas, después de lo cual se enrolla en un cilindro denominado tambor de enrollamiento.

La técnica de preforma inicia con una barra cilíndrica que asemeja la geometría de la fibra, esta barra tiene, por lo general, una longitud aproximada de dos metros y dos centímetros de diámetro con el núcleo y el recubrimiento ya formados y que al calentar un extremo, se logran las dimensiones requeridas de la fibra, la cual se enrolla en el tambor de enrollamiento. Para la obtención de la preforma se involucran dos procesos diferentes que originan a la vez, dos técnicas distintas: el depósito de

vapores químicos (*CVD*) y el depósito axial de vapores (*VAD*) (Rubio, 1994). La técnica de *CVD* admite diferentes variantes, como: la oxidación interior en fase de vapor (*IPVD*), la oxidación exterior en fase de vapor (*OPVD*), el depósito de vapores químicos modificado (*MCVD*) y el depósito de vapores químicos activado por plasma (*PCVD*) (Rubio, 1994). En las dos primeras variantes, la preforma se obtiene en dos etapas siendo en la segunda de ellas donde se involucra una temperatura de  $1500^{\circ}C$ , mientras que en las dos últimas, en su proceso la temperatura alcanza los  $1900^{\circ}C$ . En el proceso *VAD* también se involucra a la temperatura para la realización de la preforma y dicho valor corresponde a  $1500^{\circ}C$ .

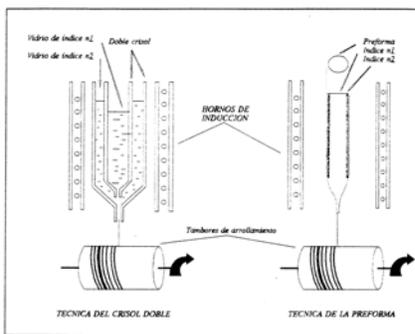
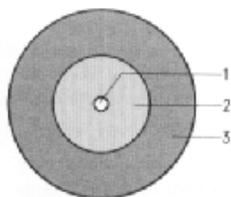


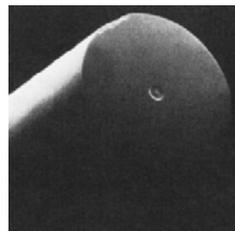
Figura 1.6. Procesos de fabricación de la fibra óptica (Rubio, 1994)

Se sabe que el  $SiO_2$  es una sustancia isotrópica; es decir, sus propiedades físicas son independientes de la dirección, y su comportamiento frente a variaciones rápidas de temperatura es ampliamente conocido, siendo su coeficiente de dilatación lineal extremadamente pequeño ( $\alpha = 5.5 \times 10^{-7} K^{-1}$ ), por lo que presenta una extraordinaria estabilidad frente a los cambios de temperatura.

Geoméricamente, las fibras ópticas están formadas por tres capas concéntricas denominadas núcleo, recubrimiento y revestimiento (core, cladding y coating, en inglés). En la Figura 1.7. se observa la distribución de las capas mencionadas.



a)



b)

Figura 1.7. 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.

**Núcleo.-** Es el área central del conductor de la fibra óptica y, es la zona en donde se lleva a cabo la propagación de las ondas luminosas. Esta propiedad se produce debido a que el valor del índice de refracción ( $n_1$ ) del núcleo de la fibra es mayor que el del recubrimiento ( $n_2$ ), como se puede observar en la Figura 1.8. lo cual garantiza que los modos que forman el haz luminoso quedan retenidos en el núcleo y se propagan en su interior de dos maneras diferentes.

Una de ellas consiste de una serie de reflexiones sucesivas en la zona límite entre el núcleo y el recubrimiento, debido a la diferencia entre los índices de refracción de ambas zonas. La otra consiste de una serie de refracciones continuas en el interior del núcleo de la fibra causada por la distribución del índice de refracción del núcleo a lo largo de la sección transversal del núcleo de la fibra.

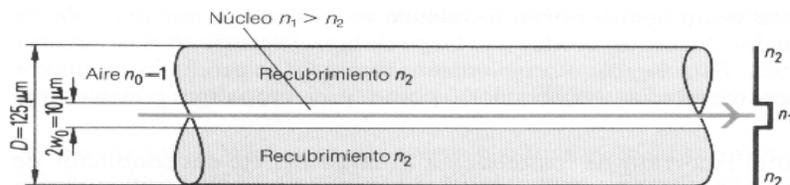


Figura 1.8. Conductor de fibra óptica monomodo.

Los materiales más utilizados para la fabricación del núcleo de la fibra óptica son sustancias isotrópicas y ópticamente transparentes. En la Tabla 1.2. se presentan las dimensiones típicas de los conductores de fibra óptica monomodo.

Elemento	Símbolo	Dimensión
Diámetro del núcleo	$2w_0$	$10\mu m$
Diámetro del recubrimiento	$D$	$125\mu m$
Diámetro del revestimiento	$D_r$	$250\mu m$
Índice de refracción del núcleo	$n_1$	1.48
Índice de refracción del recubrimiento	$n_2$	1.46

Tabla 1.2. Dimensiones típicas de los componentes de una fibra óptica monomodo.

**Recubrimiento.-** Es una capa concéntrica que se encuentra entre el núcleo y el revestimiento y al estar en contacto con el núcleo es la zona en la que se produce la reflexión de la onda luminosa, debido a que el valor de su índice de refracción es menor que el del núcleo. Al igual que en el núcleo para su fabricación se emplean sustancias isotrópicas y ópticamente transparentes.

**Revestimiento.-** Es la parte exterior de la fibra óptica, esta capa se aplica durante la fabricación del conductor de fibra óptica y está en contacto directo con la superficie del recubrimiento. Es la zona en

que se produce la reflexión de cualquier haz luminoso externo, con lo cual se impide cualquier interferencia con los haces que se mueven dentro del conductor, cumple también con la función de protección mecánica del conductor, protegiéndolo de influencias externas y absorbe fuerzas transversales.

Se aplica en 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 mascado 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 preserva de la absorción en sus desplazamientos axiales (Hecht, 1999).

#### **1.3.4. Análisis Microscópico de las Fibras Ópticas de $SiO_2$**

El análisis realizado a las fibras se llevó a cabo mediante dos procesos: Microscopía Óptica y Microscopía Electrónica de Barrido (*SEM*) utilizando la técnica de Espectroscopía de Dispersión de Energía, (*EDS*), (por sus siglas en Inglés Energy Dispersive Spectroscopy).

La observación de las fibras empleando un microscopio óptico, se llevó a cabo con la finalidad de determinar si tienen algún tipo de suciedad en la superficie, cuya composición pudiera aparecer en los resultados del análisis, así como las dimensiones del diámetro del núcleo ( $2w_0$ ) y del recubrimiento ( $D$ ), y con base en sus dimensiones saber que tipo de fibra se utilizó; el análisis por medio de un microscopio electrónico, mediante *EDS*, se realizó para determinar los elementos que la constituyen.

##### **1.3.4.1. Microscopía Óptica**

Para este proceso, se colocó la fibra en el portaobjetos de tal manera que la observación del núcleo y recubrimiento, se hizo a través de la sección longitudinal. Esta observación fue posible, ya que las dos partes que constituyen la fibra óptica aparecen semitransparentes (el recubrimiento aparece más claro), aunque el borde del recubrimiento no aparece completamente definido. Al medir los diámetros del núcleo y del recubrimiento se obtuvieron los siguientes valores:

$$2w_0 = (8.00 \pm 0.05) \mu m \text{ y}$$

$$D = (124.00 \pm 0.05) \mu m$$

Al comparar estos diámetros con los de la Tabla 1.2. se puede decir que se trata de una fibra óptica monomodal, a pesar de que el valor teórico no queda comprendido dentro de la incertidumbre del valor experimental, lo cual se puede atribuir a la falta de definición de los bordes, y a que el núcleo tiene índice de refracción constante al igual que el recubrimiento.

### 1.3.4.2. Microscopía Electrónica de Barrido (*SEM*)

El proceso de análisis mediante Microscopía Electrónica de Barrido utilizando la técnica de análisis *EDS* (por sus siglas en inglés Energy Dispersive Spectroscopy), se llevó a cabo en el Centro de Nanociencias y Nanotecnología de la UNAM (*CNyN*) en Ensenada, Baja California, México y fue realizado por el Dr. Miguel Ávalos Borja y el Técnico Académico Israel Gradilla, con la finalidad de determinar los elementos presentes en la superficie de las fibras. Al analizar la fibra de  $(124.00 \pm 0.05)\mu\text{m}$ , se puede saber que elementos están presentes en la superficie del recubrimiento y para saber los que están tanto en el interior del recubrimiento como del núcleo, se adelgazó la fibra mediante ácido fluorhídrico (*HF*) repitiendo el mismo análisis. El diámetro mínimo que se obtuvo de la fibra adelgazada fue de  $(6.40 \pm 0.05)\mu\text{m}$ , con lo que se asegura, que la parte de la fibra analizada pertenece solamente al núcleo. Los demás diámetros que se tomaron para hacer el análisis de *EDS*, se obtuvieron después de que las fibras estuvieron sumergidas en el ácido por tiempos predeterminados, a diferencia del diámetro de  $(6.40 \pm 0.05)\mu\text{m}$  el cual se obtuvo una vez llegado al diámetro de  $\approx 10\mu\text{m}$ , e introducir de manera intermitente la fibra en el *HF*. En la Tabla 1.3. se muestran los valores obtenidos del diámetro de la fibra y el tiempo de ataque.

Diámetro ( $\pm 0.05\mu\text{m}$ )	Tiempo ( $\pm 0.5\text{min}$ )
124.00	0.0
107.10	30.0
88.50	60.0
35.70	120.0
27.10	180.0
14.30	230.0
6.40	No determinado

Tabla 1.3. Diámetro de la fibra óptica desgastada.

En todos y cada uno de los casos en que se realizó el análisis de *EDS* se obtuvo el resultado mostrado en la Figura 1.9., en donde, se observa por el análisis de las energías de los rayos *X* dispersados, que los elementos presentes en la superficie e interior de la fibra óptica analizada son: silicio (*Si*), oxígeno (*O*) y germanio (*Ge*); siendo el silicio y el oxígeno, los principales elementos constituyentes del  $\text{SiO}_2$  y el germanio, el elemento de dopado (Ávalos, Gradilla, 2006). Esto implica que estos tres elementos se encuentran presentes en el núcleo y en el recubrimiento de la fibra, pero por tratarse de una fibra óptica monomodal, tienen que estar en concentraciones diferentes en el núcleo y el recubrimiento.

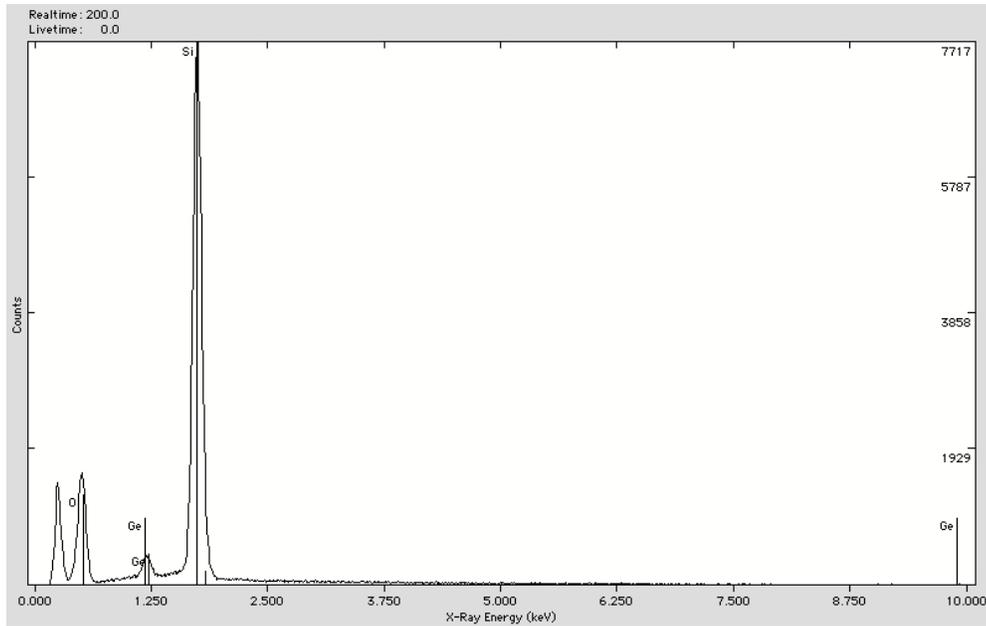


Figura 1.9. Espectro *EDS* de la fibra óptica con  $D = (124.00 \pm 0.05)\mu m$

Con el análisis llevado a cabo con *EDS*, no es posible saber si la estructura interna que forman el silicio, el oxígeno y el germanio en la fibra óptica es cristalina o amorfa, por lo que, para resolver este problema se recurre a la formación de la estructura amorfa del  $SiO_2$ , a partir de su estructura cristalina al elevar la temperatura a  $1200^\circ C$  (Nérou, 1991), temperatura que es superada durante el proceso de fabricación de la fibra óptica.

Por lo tanto, si el  $SiO_2$  utilizado para la fabricación de la fibra óptica tiene estructura interna cristalina, entonces no importa cuál sea el método o técnica empleada en su fabricación, ya que la fibra óptica adquirirá estructura interna amorfa. Dado que la fibra óptica tiene como elementos al silicio ( $Si$ ), oxígeno ( $O$ ) y germanio ( $Ge$ ), y estructura interna amorfa, entonces hay que mostrar la forma en que se enlazan estos elementos.

#### 1.4. Sólidos cristalinos y amorfos

Los sólidos se caracterizan por tener forma externa propia, esto implica que sus átomos han perdido la facultad de moverse como en los líquidos y gases, conservando solamente el movimiento vibratorio alrededor de una posición de equilibrio determinada. Los sólidos se clasifican con base en su estructura interna como: cristalinos y amorfos. La estructura interna de los primeros adopta formas poliédricas, es decir, sus átomos, iones o moléculas están ordenados, por lo que presenta una estructura periódica ordenada, geométrica, tridimensional; mientras que la de los segundos no. Los materiales

amorfos, y en general todos los sólidos, tienen estructuras aleatorias con diferentes grados de desorden que dependen fundamentalmente de la naturaleza de sus uniones interatómicas.

A pesar de algunas diferencias en sus propiedades con respecto a las de los cristales, los amorfos tienen también muchas semejanzas con ellos. El estudio de estas similitudes condujo a la conclusión de que el orden estructural a corto alcance es el factor más importante en la mayoría de sus propiedades, una de las semejanzas entre cristales y amorfos es que en varios de ellos existen bandas de energía prohibidas. Los sólidos amorfos carecen de punto de fusión definido debido a que los enlaces que los forman, presentan múltiples variaciones (como por ejemplo diferente distancia interatómica o diferente ángulo de enlace), lo que da lugar a que no se produzca la misma agitación térmica entre los átomos y como consecuencia no se produzca la ruptura de los enlaces al mismo tiempo.

#### 1.4.1. El $SiO_2$ puro

La estructura interna cristalina se caracteriza porque los átomos que la forman, adoptan una distribución tridimensional periódica; es decir, al trasladarse paralelamente en cualquiera de sus tres dimensiones, el aspecto que se tiene de la estructura, es el mismo que se tenía antes de producirse la traslación.

En el dióxido de silicio, el átomo de silicio se halla rodeado de cuatro átomos de oxígeno situados en los vértices de un tetraedro cada uno de los cuales le une a los átomos de silicio vecinos. Este ordenamiento se esquematiza en la Figura 1.10..

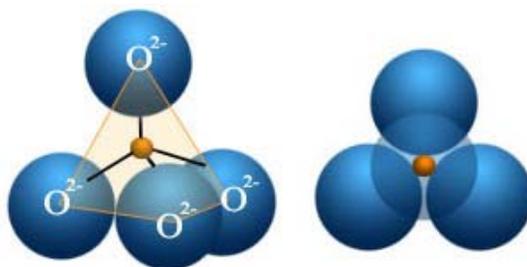


Figura 1.10. Estructura tetraédrica del  $SiO_2$ : a la izquierda, un modelo compuesto de esferas y palos que muestra el catión silicio (naranja), rodeado de 4 aniones de oxígeno (azul), a la derecha, un modelo que llena el espacio [http://www.visionlearning.com/library/module\\_viewer.php?mid=140&l=s](http://www.visionlearning.com/library/module_viewer.php?mid=140&l=s).

Ya que cada oxígeno del tetraedro del silicato tiene un electrón disponible para el enlace, se pueden producir muchas estructuras diferentes de silicatos compartiendo uno o mas electrones, cuando se comparten los electrones de los cuatro vértices del tetraedro, se obtiene  $SiO_2$  o sílice [http://www.upv.es/materiales/Fcm/Fcm14/fcm14\\_3.html](http://www.upv.es/materiales/Fcm/Fcm14/fcm14_3.html).

La estructura interna del  $SiO_2$  cristalino puro (denominado simplemente  $SiO_2$ ) (Devine, 1988), se basa en la forma tetraédrica de la molécula de  $SiO_4$ , en la que se agrupan entre sí las moléculas de  $SiO_2$ , como se puede observar en la Figura 1.11.. (<http://platea.pntic.mec.es/~jdelucas/quimicadelestadosolido.htm>, <http://www.cec.uchile.cl/~geologia/cursos/GL45B/tecto/silice/tecto-silice.html>).

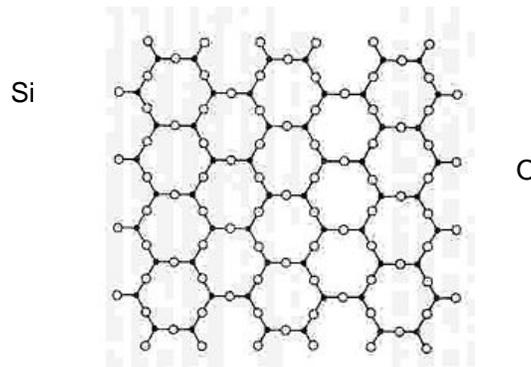


Figura 1.11. Cristal de Óxido de Silicio ( $SiO_2$ ) puro

Cada una de las formas o configuraciones que puede tener el  $SiO_2$ , sólo representan el caso ideal de su estructura interna, en realidad existen defectos que son los responsables de que se pierda la periodicidad en toda la estructura y sólo se conserve en pequeñas regiones o incluso en ninguna. De acuerdo a consideraciones puramente geométricas los defectos se clasifican como: puntuales, lineales, de superficie y de volumen (Pávlov, 1987). Los defectos puntuales se clasifican a su vez como: de Frenkel (vacancias e intersticios) y sustitucionales (Pávlov, 1987), como se observa en la Figura 1.12.

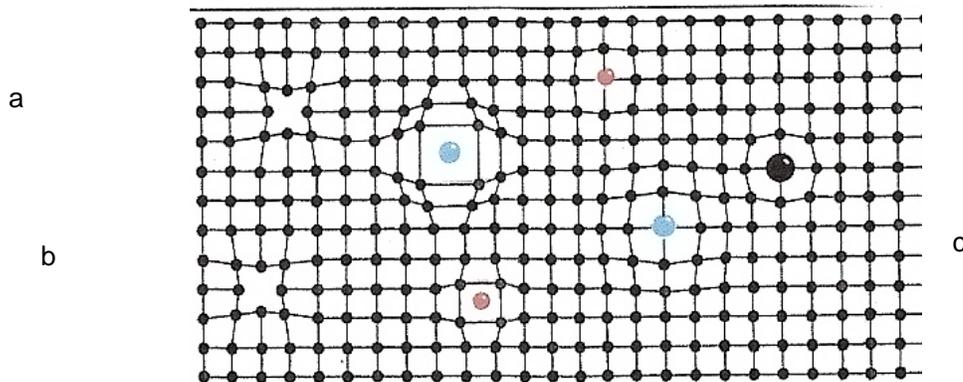


Figura 1.12. Defectos puntuales en los sólidos cristalinos, a) Vacancias, b) Intersticios y c) Sustitucionales

Una vacancia es la falta de un átomo en un nodo de la estructura interna del sólido cristalino, mientras que un intersticio, es un átomo externo a la estructura que se “coloca” entre los átomos que constituyen la estructura interna. Un defecto sustitucional (también llamado átomo sustitucional), es un

átomo externo que sustituye a uno de la estructura interna del sólido cristalino en un nodo. Devine (1988) demostró la existencia de átomos de germanio que sustituyen a átomos de silicio.

#### 1.4.2. El $SiO_2$ amorfo puro ( $a-SiO_2$ )

Nérou (1991) menciona que el  $SiO_2$  pasa de estructura interna cristalina a estructura interna amorfa al elevar la temperatura a  $1200^\circ C$ . El  $SiO_2$  amorfo puro ( $a-SiO_2$ ) (Devine, 1988), tiene como característica principal la pérdida de la periodicidad en toda la estructura, es decir, algunos de los enlaces  $O-Si-O$  se desalinean teniendo como consecuencia que el ángulo que forman también cambie, mientras otros enlaces se rompen. Aparecen regiones de átomos aislados y regiones enlazadas a la estructura amorfa por medio de un único enlace, la distancia entre los átomos que forman el enlace  $Si-O$  cambia, así como la distancia entre los átomos de oxígeno.

Devine (1988) menciona como defectos del  $a-SiO_2$ , equivalentes a los defectos de las estructuras cristalinas que dan lugar a los niveles discretos de energía, a los elementos enlazados de la siguiente manera:

$\equiv Si$	Ruptura de un enlace $Si-O$ en una molécula de $SiO_4$ quedando el silicio enlazado con tres oxígenos.
$\equiv Si-Si \equiv$	Ruptura de un enlace $Si-O$ en dos moléculas vecinas de $SiO_4$ para enlazarse entre ellas mediante los silicios, donde además, cada silicio queda enlazado con tres oxígenos.
$\equiv Si-O^* (NBOHC)$	Pérdida de un electrón en un enlace $Si-O$ de una molécula de $SiO_4$ .
$O=O (O_2)$	Ruptura de un enlace $Si-O$ en dos moléculas vecinas de $SiO_4$ para enlazarse los oxígenos entre si, pero no con la red.
$\equiv Si-O-O^* (Radical\ peróxido)$	Pérdida de dos enlaces $Si-O$ en una molécula de $SiO_4$ para dar lugar a la formación de un enlace $O-O$ que se enlaza con la red a través del silicio, perdiendo a la vez en el enlace $O-O$ un electrón.
$\equiv Si^* (Centro\ F)$	Ruptura de un enlace $Si-O$ en una molécula de $SiO_4$ quedando el silicio enlazado con tres oxígenos y sobre el silicio un electrón.
$O^* (Oxígeno\ móvil)$	Oxígeno no enlazado a ningún elemento de la estructura.
$O_3^+ (Ozono\ ionizado)$	Pérdida de un electrón en un oxígeno que se enlaza con otros dos oxígenos.

#### 1.4.3. El $SiO_2$ cristalino con impurezas de germanio ( $SiO_2 : Ge$ )

En el  $SiO_2$  una impureza de germanio ( $Ge$ ) se presenta como un átomo sustitucional, en este caso, un átomo de silicio es sustituido por uno de germanio dentro de la molécula de  $SiO_4$  y se le

denota como  $SiO_2 : Ge$  (Devine, 1988). La estructura cristalina del  $SiO_2$  no se perturba significativamente debido a la impureza de germanio; es decir, no se producen cambios significativos en la forma estructural, ni en la manera en que se “mueven” los electrones en los átomos vecinos a la impureza, esto se debe a que el silicio tiene cuatro átomos de valencia y al ser un elemento no metálico, tiene una estructura cristalina basada en enlaces covalentes, en los cuales se comparten los electrones de valencia entre ambos átomos, esto mantiene unidos a los átomos de silicio.

En el caso del  $SiO_2$ , cada átomo de silicio, con valencia  $+4$ , está unido mediante enlace covalente con cuatro átomos de oxígeno cuya valencia es  $-2$ ; y cada átomo de oxígeno se encuentra enlazado con dos átomos de silicio, por lo que, tanto los átomos de silicio como los de oxígeno no tienen electrones ni huecos libres. Al introducir una impureza de germanio, de manera sustitucional; en el  $SiO_2$ , tampoco hay electrones ni huecos, ya que la impureza tiene la misma cantidad de electrones de valencia que el silicio, de esta forma, la presencia del germanio no da lugar a la existencia de niveles de energía discretos y por lo mismo no se “perturba” significativamente la red cristalina del  $SiO_2$ ; además, el radio atómico del silicio ( $118 pm$ ) y del germanio ( $125 pm$ ) también son parecidos, comparados con los radios atómicos de los demás elementos de la tabla periódica (Silberberg, 2007). De esta manera, se puede considerar que la estructura interna del  $SiO_2 : Ge$  comparada con la del  $SiO_2$  es muy parecida, por lo que la descripción de la termoluminiscencia para ambos, debe ser similar.

#### 1.4.4. El $SiO_2$ amorfo con impurezas de germanio ( $a - SiO_2 : Ge$ )

Las impurezas de un sólido cristalino como el  $SiO_2$  constituyen la menor proporción de átomos (del orden de partes por millón) que forman parte de su estructura interna, por esta razón, si al elevar la temperatura del  $SiO_2$  a  $1200^\circ C$  la estructura interna pasa de cristalina a amorfa, entonces la estructura interna del  $SiO_2 : Ge$  también cambiará a estructura amorfa a una temperatura muy cercana, o posiblemente a la misma que la utilizada para el  $SiO_2$ ; al  $SiO_2 : Ge$  con estructura amorfa se denota como:  $a - SiO_2 : Ge$  (Devine, 1988).

En el  $a - SiO_2 : Ge$  se pierde toda la periodicidad que tenía el  $SiO_2 : Ge$  en su estructura interna, los defectos son los mismos que se presentan en el  $a - SiO_2$  y hay que agregar aquellos formados por las impurezas de germanio, los cuales al presentarse como átomos sustitucionales, son semejantes a aquellos defectos en donde participa el silicio; es decir, hay que agregar al conjunto de defectos, aquellos en donde en lugar del silicio aparece el germanio, de esta forma, todos los defectos presentes en el  $a - SiO_2 : Ge$  son:

$\equiv Si$	Ruptura de un enlace $Si - O$ en una molécula de $SiO_4$ quedando el silicio enlazado con tres oxígenos.
-------------	--

$\equiv Si - Si \equiv$	Ruptura de un enlace $Si - O$ en dos moléculas vecinas de $SiO_4$ para enlazarse entre ellas mediante los silicios, donde además, cada silicio queda enlazado con tres oxígenos.
$\equiv Si - O^* (NBOHC)$	Pérdida de un electrón en un enlace $Si - O$ de una molécula de $SiO_4$ .
$O = O (O_2)$	Ruptura de un enlace $Si - O$ en dos moléculas vecinas de $SiO_4$ para enlazarse los oxígenos entre si, pero no con la red.
$\equiv Si - O - O^* (Radical\ peróxido)$	Pérdida de dos enlaces $Si - O$ en una molécula de $SiO_4$ para dar lugar a la formación de un enlace $O - O$ que se enlaza con la red a través del silicio, perdiendo a la vez en el enlace $O - O$ un electrón.
$\equiv Si^* (Centro\ F)$	Ruptura de un enlace $Si - O$ en una molécula de $SiO_4$ quedando el silicio enlazado con tres oxígenos y sobre el silicio un electrón.
$O^* (Oxígeno\ móvil)$	Oxígeno no enlazado a ningún elemento de la estructura.
$O_3^+ (Ozono\ ionizado)$	Pérdida de un electrón en un oxígeno que se enlaza con otros dos oxígenos.
$\equiv Ge$	Ruptura de un enlace $Ge - O$ en una molécula de $GeO_4$ quedando el germanio enlazado con tres oxígenos.
$\equiv Ge - Ge \equiv$	Ruptura de un enlace $Ge - O$ en dos moléculas vecinas de $GeO_4$ para enlazarse entre ellas mediante los germanios, donde además, cada germanio queda enlazado con tres oxígenos.
$\equiv Si - Ge \equiv$	Ruptura de un enlace $Si - O$ y de uno $Ge - O$ en dos moléculas vecinas de $SiO_4$ y $GeO_4$ para enlazarse entre ellas mediante el silicio y el germanio, donde además, el silicio y el germanio quedan enlazados con tres oxígenos.
$\equiv Ge - O^*$	Pérdida de un electrón en un enlace $Ge - O$ de una molécula de $GeO_4$ .
$\equiv Ge - O - O^*$	Pérdida de dos enlaces $Ge - O$ en una molécula de $GeO_4$ para dar lugar a la formación de un enlace $O - O$ que se enlaza con la red a través del germanio, perdiendo a la vez el enlace $O - O$ , un electrón.
$\equiv Ge^*$	Ruptura de un enlace $Ge - O$ en una molécula de $GeO_4$ , quedando el germanio enlazado con tres oxígenos y sobre el silicio un electrón.

De esta manera, la estructura interna del  $a - SiO_2 : Ge$  está formada por los defectos presentes que se enlazan en cadenas de diferentes tamaños, en donde algunas no están enlazadas a la "red" amorfa sino aislados. La Figura 1.13. muestra la forma que puede llegar a tomar la estructura amorfa en alguna de sus partes.

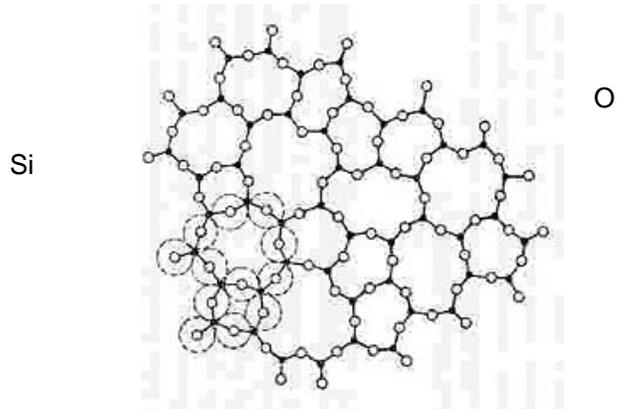


Figura 1.13. Estructura amorfa del  $SiO_2$  (Silberberg, 2007)

## 2. RADIACIÓN IONIZANTE

En este capítulo se explicarán los tipos de radiación ionizante que existen, así como la forma en que interaccionan con la materia.

### 2.1. Radiación

Es la propagación de energía en forma de onda a través del espacio, y puede ser ionizante como los rayos  $UV$  y los rayos  $X$ , y no ionizante como la luz visible y las ondas de radio.

#### 2.1.1. Radiación ionizante

Es aquella que produce ionización en los átomos del material que penetra, es decir, hace que adquiera carga eléctrica, alguna se origina en el núcleo de los átomos y puede ser de dos tipos: radiación electromagnética como los rayos gamma ( $\gamma$ ) y corpuscular como: las partículas alfa ( $\alpha$ ), beta ( $\beta$ ), electrones ( $e$ ), protones ( $p$ ), neutrones ( $n$ ) y otras partículas cargadas pesadas.

Para que se produzca ionización, la energía de la radiación debe ser superior a la energía de ionización de los átomos del material por el que atraviesan. Esta condición siempre se cumple, ya que las energías de ionización de los átomos son del orden de electrón – volts ( $eV$ ), mientras que las energías de las radiaciones nucleares son del orden de kiloelectrón – volts ( $keV$ ) y en algunos casos de megaelectrón – volts ( $MeV$ ) (Tsoulfanidis, 1995). Las partículas ionizantes actúan directamente sobre los átomos que encuentran en su camino, separando completamente a un electrón del resto del átomo. Como los electrones que se encuentran más cerca del núcleo están ligados a él más fuertemente que los que están alejados; los primeros electrones necesitan más energía para ser liberados, mientras que los segundos necesitan menos, por esta razón, en ocasiones la interacción con los primeros sólo produce excitación de átomo.

##### 2.1.1.1. Partículas alfa ( $\alpha$ )

Están formadas por dos protones y dos neutrones y se les identifica con núcleos de Helio ( ${}^4_2He$ ), su poder de penetración en la materia es muy bajo y recorren distancias muy cortas, pudiendo ser detenidas por una hoja de papel o la capa externa de la piel. Al penetrar la materia presentan un alto poder de ionización y pueden ser desviadas por campos magnéticos debido a su carga.

### 2.1.1.2. Partículas beta ( $\beta$ )

Pueden ser partículas beta menos  $\beta^-$  o beta más  $\beta^+$ . Las  $\beta^-$  son electrones que provienen de la transmutación espontánea de un neutrón,  $n$ , en un protón,  $p$ , cuando el número de neutrones es mayor que el número atómico, de acuerdo con la siguiente reacción:  $n \rightarrow p + \bar{\nu} + \beta^-$ , donde  $\bar{\nu}$  es un antineutrino; y las  $\beta^+$  de la transmutación espontánea de un protón en un neutrón de acuerdo con la siguiente reacción  $p \rightarrow n + \nu + \beta^+$ , donde  $\nu$  es un neutrino. Tienen una masa muy pequeña por lo que pueden moverse rápidamente; su poder de penetración es mayor respecto a la radiación  $\alpha$  y la ionización producida es menor; pueden ser desviadas por campos magnéticos debido a su carga y detenidas por una lámina, vidrio o ropa.

### 2.1.1.3. Radiación gamma ( $\gamma$ )

Es energía en forma de radiación electromagnética producida como consecuencia de cambios energéticos en los núcleos; puede viajar grandes distancias, por lo que tiene gran poder de penetración, interaccionando con los electrones o el núcleo de los átomos del material y no puede ser desviada por campos magnéticos ya que no tiene carga.

## 2.2. Interacción de la radiación ionizante con la materia

En la interacción de la radiación con la materia, se producen fundamentalmente, excitación (aumento de energía de un sistema pasando de un estado base a otro con mayor energía), o ionización en los átomos (producción de iones al arrancar un electrón a un átomo), aunque en ocasiones se pueden provocar cambios estructurales.

La radiación ionizante se clasifica en dos grupos de acuerdo a su interacción: 1) La que ioniza de forma directa, que son partículas con carga ( $\alpha, \beta, e, p$ ), tienen suficiente energía para producir excitación e ionización por colisión y se clasifican de acuerdo a su masa, y 2) La que ioniza de manera indirecta, que son partículas sin carga ( $\gamma, n, X$ ) y pueden liberar partículas que ionizan de manera directa.

Debido a que se trabajó con radiación gamma proveniente de una fuente de  $^{60}\text{Co}$  que emite dos rayos gamma de 1.17 y 1.33 MeV, se dará mayor importancia a la interacción de las radiaciones electromagnéticas con la materia.

### 2.2.1. Interacción de partículas cargadas pesadas ( $\alpha$ )

Las partículas cargadas pesadas ionizan de manera directa, ya que tienen carga positiva y masa grande, tienen una alta probabilidad de chocar produciendo excitación e ionización en los átomos con los

que interaccionan. Dado que su masa es mucho mayor que la de los electrones que encuentran a su paso, su trayectoria es esencialmente recta, en pocas ocasiones colisionan con un núcleo produciéndose una desviación. Como son fuertemente ionizantes, pierden su energía cinética muy rápido y su alcance medio es corto, es decir, tienen poca penetración (en aire viajan algunos centímetros).

### **2.2.2. Interacción de partículas cargadas ligeras ( $\beta^-$ )**

Las partículas beta menos ionizan de manera directa ya que tienen carga negativa y su masa es comparable a la de los electrones atómicos que encuentran a su paso por el material, al avanzar van perdiendo energía cinética produciendo excitación e ionización de los átomos del material, sus trayectorias no son rectas debido a las colisiones inelásticas que llevan a cabo con los electrones atómicos, por lo que su alcance no está bien definido y es diferente para cada partícula, llegando incluso a retrodispersarse y salir del material antes de detenerse totalmente. Llevan a cabo un proceso especial llamado radiación *Bremsstrahlung*, el cual sucede cuando un electrón se acerca a un núcleo atómico y desvía bruscamente su trayectoria perdiendo parte de su energía en forma de rayos  $X$ , la desviación es más importante mientras mayor sea el número atómico del material. Cuando una partícula  $\beta^-$  ha perdido toda su energía cinética y se detiene dentro del material, constituye una carga eléctrica negativa extra. Este tipo de radiación puede producir ciertas “reacciones químicas”, lo que se manifiesta como cambios en la estructura interna del material (Uchino et al., 2001).

### **2.2.3. Interacción de la radiación electromagnética ( $\gamma$ )**

La radiación electromagnética ioniza de manera indirecta ya que no tiene masa ni carga, pero sí la energía suficiente para liberar partículas que ionizan directamente; la interacción de los rayos gamma se lleva a cabo principalmente mediante tres mecanismos que son: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares, los que se presentan dependiendo de la energía de la radiación incidente (Knoll, 1979).

#### **2.2.3.1. Efecto Fotoeléctrico**

A finales del siglo XIX una serie de experimentos puso de manifiesto que la superficie de un metal emite electrones, cuando luz de frecuencia elevada incide sobre él. A este fenómeno se le dio el nombre de “Efecto Fotoeléctrico”. El estudio de este efecto desempeñó un papel importante en el desarrollo de la Física moderna. Se había encontrado experimentalmente que la distribución de la energía de los electrones emitidos (fotoelectrones) era independiente de la intensidad de la luz, y este hecho está en oposición completa con la teoría electromagnética.

En 1905, para tratar de explicar el mecanismo 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  $\nu$  de la

luz, tienen la misma energía y que esta energía es directamente proporcional a dicha frecuencia. Matemáticamente se tiene:

$$E = h\nu \quad 2.1$$

$h$  : constante de Planck y tiene un valor de  $6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}$ .

Einstein propuso que la luz además de ser emitida en forma de cuanto, también se propagaba como cuantos individuales y teniendo 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:

$$h\nu = E_a + E_k \quad 2.2$$

$h\nu$  : energía de cada cuanto de energía

$E_k$  : energía cinética máxima del fotoelectrón

$E_a$  : energía mínima para desalojar un electrón de la superficie metálica que recibe la iluminación, se conoce como función de trabajo o energía de amarre.

De lo anterior se puede concluir que debe existir una energía mínima necesaria para que los electrones puedan escapar de la superficie metálica, de otra forma los electrones abandonarían la misma aún en ausencia de luz. Este efecto es importante para fotones de baja energía. En la Figura 2.1. se observa en forma esquemática este proceso.

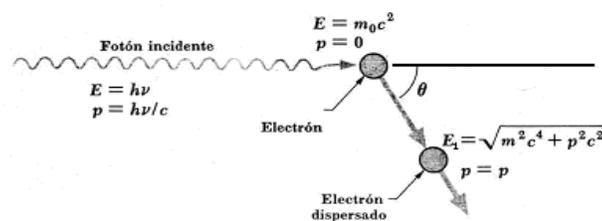


Figura 2.1. Efecto Fotoeléctrico. El fotón incidente interacciona con un electrón atómico cediéndole toda su energía y dispersándolo (Wehr et al, 1977, Knoll, 1979, Tait, 1980).

### 2.2.3.2. Efecto Compton

Este efecto proporciona la evidencia más sólida de la naturaleza corpuscular de la luz y consiste en la colisión de un fotón con energía  $h\nu$ , con un electrón libre o atómico con energía de amarre pequeña.

Debido a que la colisión es elástica, debe haber conservación de la cantidad de movimiento y de energía, por lo que, al colisionar el fotón le cede parte de su energía al electrón, el cual adquiere una velocidad  $\vec{v}$  y se dispersa con un ángulo  $\theta$  respecto a la dirección del fotón incidente y un fotón con energía  $h\nu'$  menor que la incidente es dispersado a un ángulo  $\phi$  respecto a la misma dirección, entonces se tiene:

$$h\nu - h\nu' = E_k \quad 2.3$$

Tomando en cuenta que los fotones no tienen masa, se tiene que la cantidad de movimiento de un fotón está dada por:

$$p = \frac{h\nu}{c} \quad 2.4$$

y debe conservarse 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 2.2 se puede ver que las ecuaciones de conservación de la cantidad de movimiento son:

En la dirección del fotón incidente:

$$\frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c} \cos\phi + p' \cos\theta \quad 2.5$$

En la dirección perpendicular:

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \text{sen}\phi - p' \text{sen}\theta \quad 2.6$$

donde  $p'$  es la cantidad de movimiento del electrón dispersado.

Y la relatividad nos dice que la energía de una partícula está dada por:

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p'^2 c^2} \quad 2.7$$

donde  $m_0$  es la masa del electrón dispersado y  $c$  es la velocidad de la luz

Obteniéndose que:

$$h\nu - h\nu' + m_0 c^2 = \sqrt{m_0^2 c^4 + p'^2 c^2} \quad 2.8$$

De lo anterior, se obtiene que:

$$2m_0 c^2 (h\nu - h\nu') = 2h^2 \nu \nu' (1 - \cos \phi) \quad 2.9$$

y sabiendo que  $\nu/c = 1/\lambda$  y  $\nu'/c = 1/\lambda'$ , la relación entre la longitud de onda de la radiación dispersada  $\lambda'$ , la incidente  $\lambda$  y el ángulo de dispersión  $\phi$  está dada por:

$$\frac{m_0 c}{h} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = \frac{(1 - \cos \phi)}{\lambda \lambda'} \quad 2.10$$

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \phi) = \lambda_0 (1 - \cos \phi) \quad 2.11$$

La ecuación 2.11 fue deducida por Arthur H. Compton a principios de 1920, por lo que el fenómeno que describe se le conoce como efecto Compton. Dicha ecuación proporciona la variación de longitud de onda experimentada por un fotón que es dispersado, por una partícula de masa  $m_0$  en reposo, un ángulo  $\phi$ ; observándose 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.

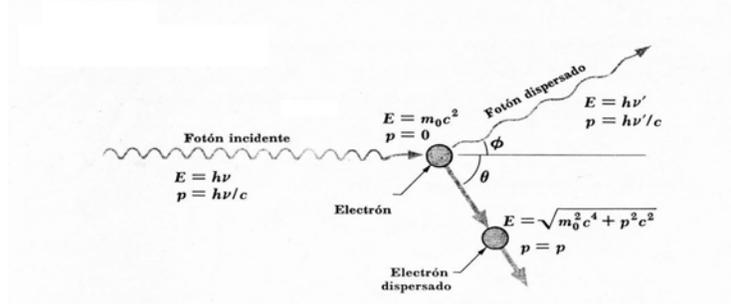


Figura 2.2. Efecto Compton. Se observa el cambio en la frecuencia del fotón incidente después de la interacción con un electrón atómico (Wehr et al., 1977, Knoll, 1979, Tait, 1980).

### 2.2.3.3. Producción de pares

Este fenómeno se lleva a cabo, cuando un fotón que incide en un átomo, pasa cerca del núcleo e interacciona con su campo eléctrico, existiendo la posibilidad de que sea completamente absorbido y en su lugar aparece un par electrón – positrón, cuya energía total es la del fotón incidente. Al igual que en el efecto Compton durante este proceso se conserva la cantidad de movimiento.

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

$$E = h\nu = m_0^- c^2 + m_0^+ c^2 = 2m_0 c^2 = 1.022 \text{ MeV} \quad 2.12$$

donde  $m_0$  es la masa del electrón o del positrón en reposo y su energía equivalente es de  $0.511 \text{ MeV}$ .

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

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0 c^2 \quad 2.13$$

para conservar la energía del sistema, como se observa en la Figura 2.3.. Siendo este efecto el más importante para fotones de alta energía.

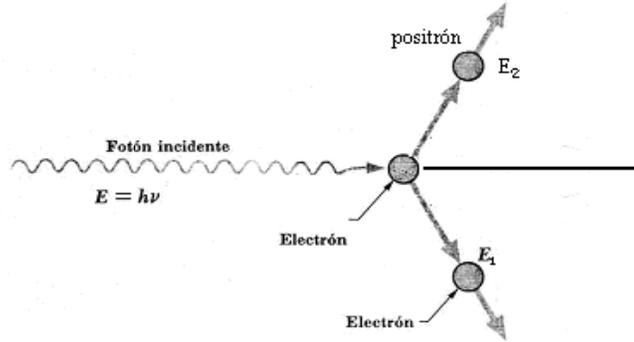
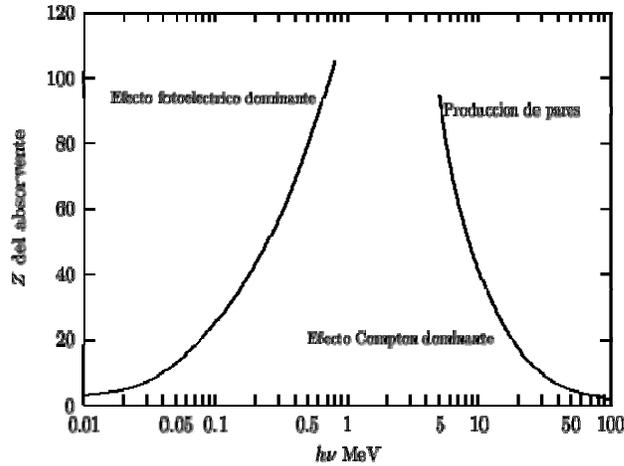


Figura 2.3. Producción de pares. Al incidir un fotón con energía suficiente en las cercanías de un núcleo atómico, se produce un par electrón – positrón (Wehr et al., 1977, Knoll, 1979, Tait, 1980).

La probabilidad de ocurrencia de cualquiera de estos efectos depende de la energía del fotón incidente y del número atómico del material, como se puede observar en la Figura 2.4., con base en la cual, el mecanismo dominante de interacción de la radiación gamma de  $^{60}\text{Co}$  (1.17 y 1.33MeV) es mediante Efecto Compton, ya que el número atómico  $Z$  de la fibra óptica de  $a - \text{SiO}_2$  puro o con impurezas de  $\text{Ge}$ , es aproximadamente 30.



Fuente: (Evans 1958.712)

Figura 2.4. Probabilidad de ocurrencia de los Efectos Fotoeléctrico, Compton y Producción de Pares al interactuar la radiación electromagnética con la materia, en función del número atómico ( $Z$ ) y la energía del fotón incidente.

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

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad 2.14$$

donde  $I$  es la intensidad del haz que atraviesa un espesor  $x$  de material sin interactuar,  $I_0$  es la intensidad inicial, esto es, con espesor cero ( $x = 0$ ) y  $\mu$  es el coeficiente lineal de atenuación total. Este coeficiente representa la probabilidad de interacción de los fotones por unidad de longitud de la trayectoria. Debido a que la atenuación se puede deber a una combinación de los tres efectos, el coeficiente lineal de atenuación representa la suma de los coeficientes lineales correspondientes a cada uno de los efectos, en otras palabras se tiene que:

$$\mu = \tau + \sigma + \pi \quad 2.15$$

donde  $\tau$  : coeficiente lineal de atenuación para el efecto fotoeléctrico

$\sigma$  : coeficiente lineal de atenuación para el efecto Compton

$\pi$  : coeficiente lineal de atenuación para la producción de pares.

La ecuación 2.14 también se puede expresar en función del coeficiente másico de atenuación, el cual representa la probabilidad de interacción de los fotones por unidad de espesor másico:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad 2.16$$

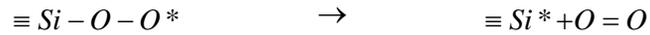
donde  $\rho$  es la densidad del material y  $\mu$  es el coeficiente lineal de atenuación antes mencionado, al igual que éste es la suma de los coeficientes debidos a los 3 efectos de la interacción de la radiación electromagnética con la materia.

#### 2.2.4. Interacción de neutrones ( $n$ )

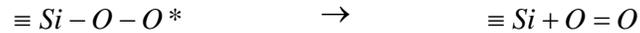
Como los neutrones no tienen carga eléctrica y su masa es casi igual a la del protón, sólo se ven afectados por la fuerza nuclear e ionizan a la materia de forma indirecta. Debido a que el único efecto que pueden producir es chocar directamente con los núcleos, proceso que es poco probable, los neutrones pueden recorrer distancias de algunos centímetros sin sufrir alguna colisión. Cuando llegan a incidir directamente sobre un núcleo, puede suceder cualquiera de dos procesos: 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.

### 2.3. Interacción de la radiación ionizante con el $SiO_2$ y $SiO_2 : Ge$

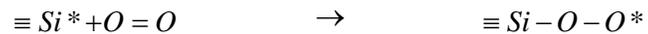
Uchino y colaboradores (Uchino, 2001), encontraron experimentalmente que la radiación ionizante, además de producir iones y cargas atrapadas, produce centros  $F$  y otros defectos en el  $SiO_2$ ; esto ocurre cuando interacciona la radiación gamma con el  $SiO_2$  llevándose a cabo lo siguiente:



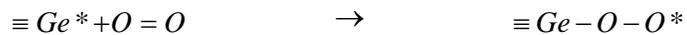
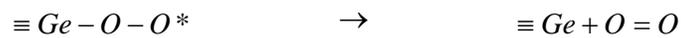
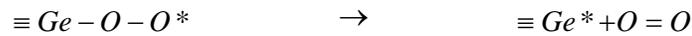
Puede ocurrir una ligera variante en la formación del centro  $F$  y en lugar de presentarse como en la reacción anterior, se presenta sin el electrón enlazado; es decir, con el silicio ionizado de la siguiente manera:



Aunque en menor proporción, también es posible que se lleve a cabo la forma inversa: es decir, que se lleve a cabo de la siguiente manera:



y en el caso del  $SiO_2 : Ge$  se tiene los efectos correspondientes al germanio de la siguiente manera:



Como se vio en el capítulo anterior, el  $SiO_2$  y el  $SiO_2 : Ge$  son muy parecidos, por lo que las reacciones anteriores también deben llevarse a cabo en el  $a - SiO_2$  y en el  $a - SiO_2 : Ge$ .

### 3. INSTRUMENTACIÓN

En este capítulo se describe el funcionamiento básico del equipo utilizado durante el desarrollo experimental, así como las condiciones de operación del mismo.

#### 3.1. Sistema comercial Harshaw® 2000

Para medir la termoluminiscencia de un material, es necesario calentarlo a una velocidad constante y analizar la luz que emite durante el proceso de calentamiento. El sistema básico para la detección de la termoluminiscencia está formado por: el calentador lineal y su plancheta, de donde se obtienen rampas de temperatura de  $0^{\circ}C$  hasta  $600^{\circ}C$ ; acoplamiento óptico y filtros de color; un tubo fotomultiplicador y salida de corriente eléctrica, siendo esto parte integral del equipo comercial de termoluminiscencia Harshaw® 2000, el cual consta de dos módulos *A* y *B*, como se observa en la Figura 3.1..



Figura 3.1. Equipo Harshaw® 2000, módulos *A* y *B*

En el módulo *A*, se lleva a cabo el proceso de calentamiento mediante la resistencia eléctrica de una plancheta metálica, donde se coloca la muestra. El equipo calienta la plancheta de forma lineal, calentando a su vez a la muestra, la cual emite fotones luminosos que se transforman en corriente eléctrica por medio de un tubo fotomultiplicador; dicha corriente se transmite al módulo *B* donde se amplifica e integra con respecto al tiempo, dando origen a la lectura *TL*.

El módulo A tiene una luz de calibración o luz guía, que es producida por una fuente de  $^{14}\text{C}$  acoplada a un centellador de yoduro de sodio ( $\text{NaI}$ ), la interacción de la radiación con el material fluorescente produce la emisión de luz. Para evitar la humedad ambiental y el depósito de óxidos en la muestra, el calentamiento se realiza dentro de una atmósfera de nitrógeno ( $\text{N}_2$ ).

### 3.1.1. Funcionamiento general del equipo

Los métodos de calentamiento más comunes son aquellos que calientan la muestra indirectamente tales como la plancheta de calentamiento, la cual se calienta mediante el paso de una corriente eléctrica alta ( $\approx 200\text{A}$ ) a través de ella.

Al calentarse el material termoluminiscente, los electrones atrapados en los centros de color son liberados al adquirir energía extra (energía térmica), emitiéndose fotones luminosos cuyo espectro de emisión está localizado en la región visible por lo que es necesario colocar un filtro de transmisión óptica para mejorar la señal  $TL$ , evitándose el paso de la radiación infrarroja emitida por la plancheta al ser calentada a altas temperaturas. Después de pasar por el filtro, la luz llega al tubo fotomultiplicador, en donde se transforma en una corriente eléctrica que es enviada a un amplificador, a un picoamperímetro para su medida y a un medidor digital, el cual muestra, en forma numérica, la lectura integrada de la señal  $TL$  en  $n\text{C}$  o  $\mu\text{C}$ .

La sensibilidad y la razón señal – ruido del tubo fotomultiplicador pueden ser afectadas por campos magnéticos generados por la electricidad usada para el calentamiento de la muestra, este efecto puede ser reducido aislándolo magnética y electrostáticamente para prevenir que genere luz o ruido de manera interna; así mismo se mantiene frío con un congelador termoeléctrico que mantiene la señal de ruido bajo y uniforme.

La lectura se puede mandar a un graficador  $X - Y$  (Rickadenki, modelo BW211), con el cual se grafica la curva  $TL$  (curva de luz) del material. En cada curva, el eje de las abscisas representa la temperatura de calentamiento y el de las ordenadas a la Intensidad  $TL$ , cabe hacer la aclaración, de que este graficador sólo proporciona la forma de la curva termoluminiscente (Jacobson, 1983).

Antes de tomar las lecturas se deben definir los siguientes parámetros:

- El intervalo de temperaturas en el que se va a integrar
- El voltaje de operación
- La razón de incremento de la temperatura
- El tiempo de calentamiento
- La escala en la que se van a realizar las lecturas y
- La calibración del equipo.

### 3.1.2. Calibración del equipo

La calibración del sistema Harshaw® 2000 se realizó considerando lo siguiente:

- Analizador termoluminiscente (módulo *B*)
- Voltaje de operación del tubo fotomultiplicador (*T.F.M.*)
- Velocidad de calentamiento
- Calibración respecto a la temperatura a la que deben presentarse los picos termoluminiscentes referidos a *TLD – 100*, en la cual el pico más alto se presenta a  $195^{\circ}C$  para una velocidad de calentamiento de  $10^{\circ}C/s$

#### 3.1.2.1. Calibración del analizador termoluminiscente Harshaw® 2000 – B

Se llevó a cabo de la siguiente manera:

- Se seleccionó un período de integración (tiempo de lectura) de  $10s$ .
- Se seleccionó la opción para que el equipo midiera la corriente que genera el *T.F.M.*
- Se hizo una lectura de la luz guía extrayendo la plancheta para verificar que el *T.F.M.* la reciba.
- Se consideró la lectura integrada durante los  $10s$  de lectura.
- Si el valor obtenido en esta lectura es diferente a  $21nC$ , se debe ajustar el alto voltaje del módulo B hasta que se obtenga este valor (Instruction manual).

#### 3.1.2.2. Determinación del voltaje de operación del *T.F.M.*

Se debe tener en cuenta que el *T.F.M.* convierte la señal luminosa que recibe en una corriente eléctrica, de tal manera que para una cantidad fija de luz, la magnitud de la señal eléctrica emitida depende del voltaje aplicado. Si el *T.F.M.* está conectado, pero no recibe señal luminosa, se produce una corriente de menor intensidad, que es debida al ruido electrónico, la cual también es proporcional al voltaje aplicado.

Si *A* es la señal que produce el *T.F.M.* cuando tiene frente a él la luz guía, y *B* la señal producida por el ruido electrónico, entonces el voltaje de operación es aquel en el que se obtenga una mínima señal *B* y una máxima señal *A*, es decir, aquel en el que la relación

$$\frac{(A - B)^2}{B}$$

sea máxima. Por lo tanto, para obtener el voltaje de operación se realizó lo siguiente:

- Se configuró el equipo para que midiera voltaje
- Se selecciona el voltaje mínimo del aparato.
- Se midió el valor de la señal *A* (con la plancheta totalmente fuera) y el valor de la señal *B* (con la plancheta cerrada), realizando el cálculo correspondiente (Instruction manual)
- Se varió el voltaje en intervalos de  $50V$  y se realizaron los cálculos correspondientes, repitiendo este procedimiento para todos los valores posibles.

De los resultados obtenidos, se elige el voltaje para el cual la relación sea máxima (Jacobson, 1983)

No es necesario calibrar el equipo cada vez que se va a realizar alguna medición, basta con verificar que esté funcionando adecuadamente. Esta verificación se lleva a cabo realizando tres lecturas con la luz de calibración, si estas lecturas proporcionan valores aproximados a los obtenidos la última vez que se utilizó el equipo, no es necesario calibrarlo nuevamente, en caso contrario, se procederá a realizar nuevamente la calibración del equipo.

Así mismo, es recomendable realizar tres lecturas sin la muestra para obtener la radiación de fondo que detecta el equipo y que es producida por la plancheta durante el calentamiento.

### 3.1.2.3. Calibración de la temperatura

Se lleva a cabo por medio del elemento calefactor del detector termoluminiscente, el cual consiste de una plancheta metálica a la que se le puede incrementar la temperatura con diferentes velocidades de calentamiento (entre  $0$  y  $30^{\circ}C/s$ ) manteniendo fijos:

- La temperatura máxima y
- El tiempo de calentamiento

Se puede variar la velocidad de calentamiento de  $0$  a  $10^{\circ}C/s$  para modificar la pendiente de la gráfica Temperatura vs. tiempo, después de haber transcurrido el tiempo de calentamiento de la plancheta, ésta se enfría de manera exponencial.

Con las acciones realizadas anteriormente se obtuvieron las condiciones de operación para el equipo Harshaw® 2000 que se utilizaron para el estudio de la repuesta termoluminiscente de la fibra óptica, presentados en la Tabla 3.1..

CONDICIONES DE OPERACIÓN DEL EQUIPO	
Voltaje	850V
Razón de incremento de la temperatura	$10^{\circ}C/s$
Intervalo de temperatura para la lectura	$0 - 390^{\circ}C$
Tiempo de calentamiento	45s
Intervalo de corriente	$10^{-6} - 10^{-9} A$

Tabla 3.1. Condiciones de operación del equipo Harshaw® 2000

## 4. EXPERIMENTACIÓN Y RESULTADOS

En este capítulo, se describe el proceso llevado a cabo para la caracterización de la Fibra Óptica seleccionada. Los pasos a realizar son los siguientes:

- Selección del material y su preparación
- Pre calentamiento
- Encapsulamiento
- Irradiación
- Lectura
- Tratamiento térmico (horneado)

### 4.1. Selección del material y su preparación

Para llevar a cabo la determinación de las posibilidades de uso de la fibra óptica comercial como material dosimétrico en termoluminiscencia, se seleccionó la fabricada por Nokia Cable<sup>®</sup>, de  $150\mu m$  de diámetro. Para facilitar el manejo de la fibra óptica, se retiró la cubierta plástica y posteriormente se cortó en trozos de aproximadamente  $5mm$  de largo.

### 4.2. Pre calentamiento

Después de las preparaciones mecánicas, uno de los primeros parámetros investigados fue el borrado (horneado) para obtener la mayor sensibilidad  $TL$  y eliminar toda la información acumulada en el material debida a la exposición a radiación ambiental durante el transporte y almacenamiento; por lo que se sometió al material a un tratamiento térmico de pre calentamiento.

Después de varios experimentos a diferentes temperaturas desde  $390^{\circ}C$  hasta  $490^{\circ}C$ , se encontró que el pre calentamiento óptimo para la fibra óptica consiste en mantener el material durante 1 hora a  $440^{\circ}C$  y posteriormente dejarlo enfriar hasta temperatura ambiente dentro del horno durante 24 horas para evitar choques térmicos; el pre calentamiento se llevó a cabo en una mufla de paredes cerámicas y temperatura controlada.

### 4.3. Encapsulamiento

La fibra óptica previamente cortada y pre calentada, se colocó en cápsulas de gelatina, Figura 4.1., las cuales contienen aproximadamente  $40mg$  de material. Este encapsulamiento permite una fácil exposición a la radiación del material, garantizando homogeneidad en la irradiación y simplifica el manejo

de la fibra óptica para la lectura; posteriormente a la lectura de la señal  $TL$  se vuelve a pesar la fibra óptica, con la finalidad de verificar que no haya pérdida de material.



Figura 4.1. Fibra óptica cortada y encapsulada, lista para ser irradiada.

#### 4.4. Irradiación

La fibra óptica encapsulada fue irradiada con una fuente de  $^{60}Co$ , cuya vida media es de  $5.27años$  y emite radiación gamma de  $1.16$  y  $1.33MeV$ , con geometría de irradiación  $2\pi$ . Esta fuente se localiza en el laboratorio de Termoluminiscencia del Instituto de Física de la UNAM y cuya razón de exposición era de  $2.19R/h$  en enero del 2008 bajo condiciones ambientales de presión y temperatura del laboratorio.

Para asegurar la irradiación homogénea de las cápsulas, se utilizó el arreglo que se observa en la Figura 4.2., colocando la fuente de  $^{60}Co$  en el centro y a  $2cm$  de distancia en forma radial se colocaron la cápsulas conteniendo las fibras ópticas. Se trabajó utilizando una plana de lucita de  $6mm$  de espesor para lograr las condiciones de equilibrio electrónico.



Figura 4.2. Configuración para la irradiación de las muestras.

La irradiación se llevó a cabo en el intervalo de 0.3 hasta 150R, variando el tiempo de irradiación desde 5 min hasta 48h para obtener las exposiciones antes mencionadas.

#### 4.5. Lectura

Las mediciones *TL* fueron realizadas con el sistema comercial Harshaw® 2000, módulos *A* y *B* en una atmósfera de nitrógeno ( $N_2^{\uparrow}$ ), con una velocidad de calentamiento de  $10^{\circ}C/s$ . Debido a que cada cápsula irradiada contenía 40mg de fibra óptica y para cada lectura se utilizaron 4mg cada cápsula contenía material para 10 lecturas, normalizándose la información obtenida en cada lectura por la masa del material.

#### 4.6. Tratamiento térmico (horneado)

Para poder utilizar nuevamente la fibra óptica modificando la exposición, se somete al material a un tratamiento térmico similar al del precalentamiento, este templado tiene como finalidad que la fibra no mantenga información de la irradiación previa y se lleva a cabo manteniendo el material a 440°C durante una hora y dejándolo enfriar hasta temperatura ambiente dentro de la mufla.

#### 4.7. Características termoluminiscentes de la fibra óptica

Con el propósito de determinar la posibilidad de que la fibra óptica pueda ser utilizada como material termoluminiscente, es necesario determinar experimentalmente los parámetros que definen estos materiales, los cuales son:

- Respuesta *TL*
- Dependencia con la masa
- Respuesta a la exposición
- Reproducibilidad
- Reutilización
- Desvanecimiento

##### 4.7.1. Respuesta *TL*

Debido a que la graficadora sólo proporciona la forma de la curva, para determinar la temperatura del pico de luz de la fibra óptica, es necesario hacer una comparación entre la respuesta *TL* de la fibra óptica y la del *TLD – 100*, esto se llevó a cabo con las mismas condiciones de irradiación y lectura. La comparación de las curvas de luz de ambos materiales se muestra en la Figura 4.3., donde se observa que la curva de luz del *TLD – 100* muestra los 5 picos característicos a 65, 120, 160, 195

y  $210^{\circ}C$  (Portal, 1981), mientras que la fibra óptica de  $SiO_2$  presenta, principalmente, un sólo pico de luz.

Para poder 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 elegida fue de  $10^{\circ}C/s$
2. El tiempo de calentamiento fue de  $45s$ , por lo que las curvas obtenidas están en el intervalo de  $0$  a  $450^{\circ}C$ .

Como el incremento de la temperatura es lineal, se puede determinar la escala del eje correspondiente a la temperatura de la siguiente manera:

- ✓ Se trazaron líneas rectas paralelas entre si y que pasaran por los cuatro picos más definidos de la curva del  $TLD - 100$  y por el de la fibra óptica.
- ✓ Se midió la distancia entre las líneas  $\overline{AB}$ ,  $\overline{BC}$ ,  $\overline{CD}$  y  $\overline{DE}$ ; para determinar la escala de temperatura, se dividieron los valores obtenidos para cada recta entre la diferencia de los intervalos de temperatura correspondientes, obteniéndose:

$$\frac{\overline{AB}}{120 - 62} = \frac{1.62}{58} \cong 0.03 \text{ cm}/^{\circ}C \qquad \frac{\overline{BC}}{160 - 120} = \frac{1.06}{40} \cong 0.03 \text{ cm}/^{\circ}C$$

$$\frac{\overline{CD}}{210 - 160} = \frac{1.27}{50} \cong 0.03 \text{ cm}/^{\circ}C$$

Lo que indica que cada  $0.03 \text{ cm}$  equivale a  $1^{\circ}C$  y midiendo  $\overline{DE} = 0.6 \text{ cm}$ , se obtiene que equivale a  $\cong 20^{\circ}C$  y extrapolando se encuentra que el pico de la curva  $TL$  de la fibra óptica se encuentra a  $230^{\circ}C$

En la Figura 4.3., se aprecia que la curva  $TL$  de la fibra óptica al llegar a cierta temperatura, mayor que la del pico, la señal aumenta, lo cual puede ser ocasionado por el ruido en la lectura real (diferencia entre la lectura integral y la lectura residual), producido por la incandescencia emitida por la plancheta al ser calentada a altas temperaturas; debido a esto se propuso modificar el intervalo de temperatura de lectura del material.

Antes de hacerlo se verificó la temperatura a la que aumenta el ruido, encontrándose que la distancia  $\overline{EF} = 4.5 \text{ cm}$ , lo que equivale a  $150^{\circ}C$  por arriba del pico máximo de esta curva, y corresponde a  $380^{\circ}C$ , por esta razón se escogió el intervalo de lectura de  $0$  a  $350^{\circ}C$ .

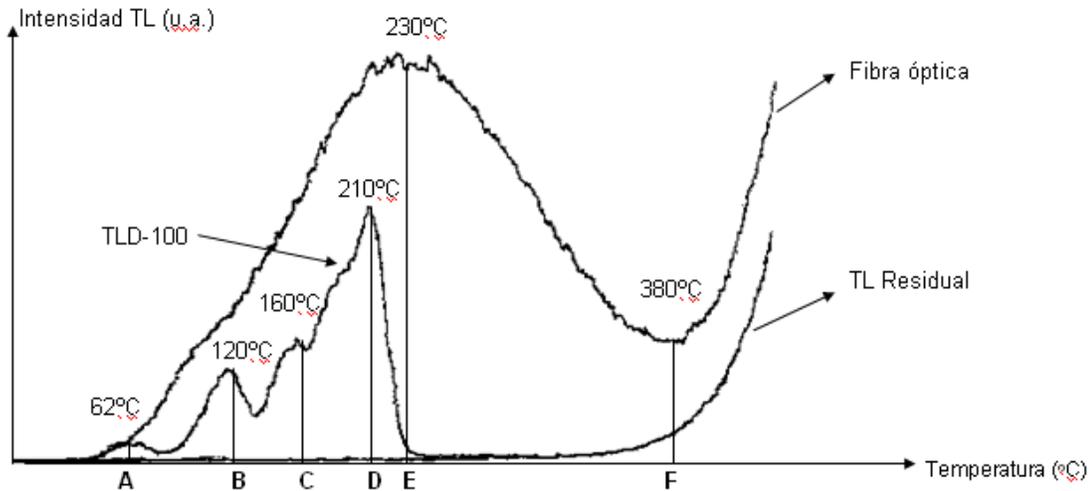


Figura 4.3. Comparación entre los picos de las curvas *TL* del *TLD – 100* y de la fibra óptica de *SiO<sub>2</sub>*.

#### 4.7.2. Dependencia con masa

La respuesta *TL* de la fibra óptica en función de la masa irradiada a una exposición de  $10R$ , presenta una relación lineal entre  $4$  y  $50mg$ , como se observa en la Figura 4.4..

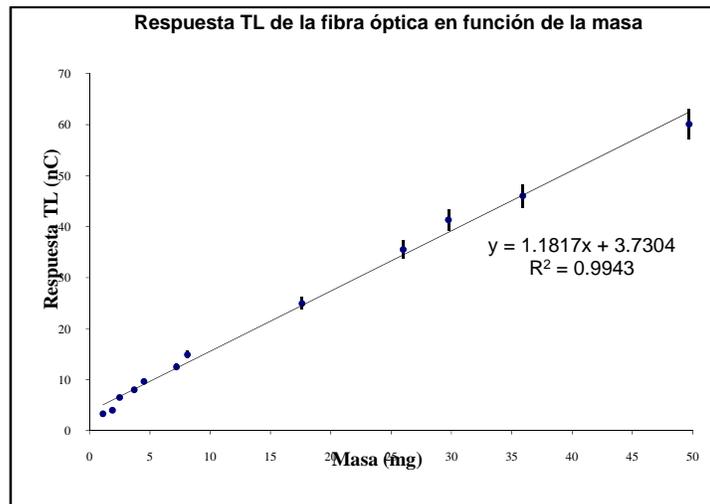


Figura 4.4. Respuesta de la señal *TL* en función de la masa.

#### 4.7.3. Respuesta a la exposición

Es importante conocer la relación que existe entre la respuesta *TL* ( $nC$ ) y la exposición ( $R$ ), lo cual abriría la posibilidad para poder utilizar la fibra óptica en un sinnúmero de aplicaciones (Ong et al., 2009), y de esta manera determinar de manera fácil la exposición a la que fue sometido por medio de su respuesta *TL*. El análisis de la respuesta como función de la exposición, se llevó a cabo en el intervalo

de 0.3 hasta 150R de radiación gamma. En la Figura 4.5., se observan los resultados de las mediciones de la respuesta  $TL$  respecto a la exposición en todo el intervalo.

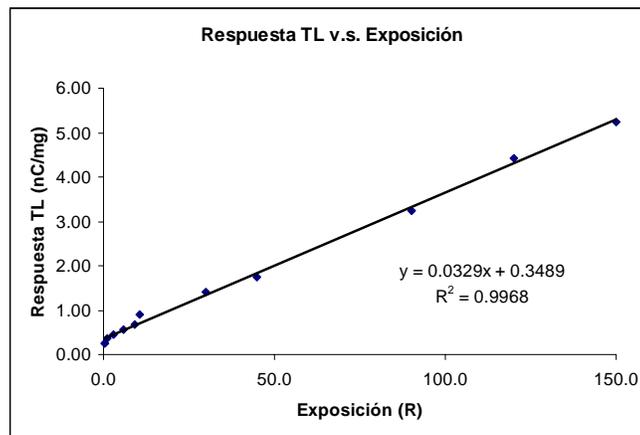


Figura 4.5. Repuesta de la señal  $TL$  por unidad de masa para todo el intervalo de exposición.

#### 4.7.4. Reproducibilidad

La reproducibilidad es una característica muy importante, ya que significa que podemos repetir las mediciones en las mismas condiciones y los resultados deben ser equivalentes. Para verificar esta característica, se irradiaron 10 cápsulas con la misma cantidad de material ( $\approx 40mg$ ) y la misma exposición ( $10R$ ) de radiación gamma, para posteriormente medir la respuesta  $TL$  de las fibras ópticas. Se calculó la media aritmética y la desviación estándar de las 100 medidas, obteniéndose  $(5.706 \pm 0.015) nC/mg$ . En la Figura 4.6 se observa la reproducibilidad de la respuesta  $TL$ .

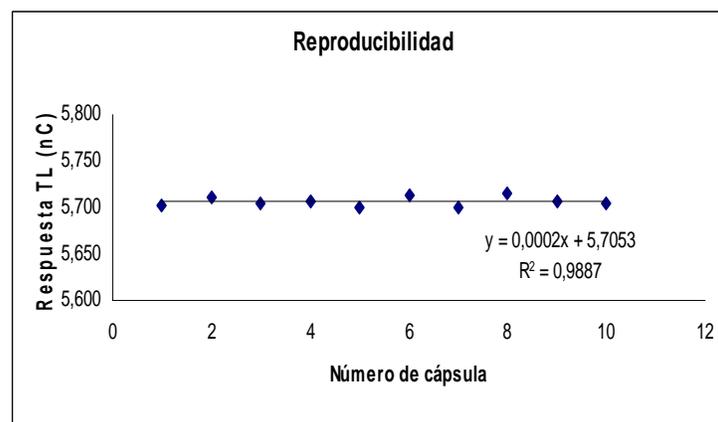


Figura 4.6. Reproducibilidad de la respuesta  $TL$  de la fibra óptica de  $SiO_2$ .

#### 4.7.5. Tratamiento térmico y reutilización

Otra característica importante es que el material pueda ser reutilizado después de ser expuesto a un tratamiento térmico; un buen material  $TL$  debe tener la posibilidad de utilizarse varias veces sin disminuir de manera significativa su respuesta  $TL$ , sin embargo para poder reutilizar el material, es necesario someterlo a un proceso de precalentamiento. Este procedimiento se llevó a cabo de la siguiente manera:  $1h$  a  $440^{\circ}C$  seguido de un enfriamiento, dentro de la mufla, durante  $24h$ . Para saber que tanto disminuye la respuesta  $TL$  con el uso del material, se prepararon nuevas muestras de fibra óptica, las cuales fueron sometidas a un tratamiento térmico de borrado y expuestas a la misma exposición, midiendo la respuesta  $TL$ , repitiendo este proceso  $10$  veces. Se calculó la media aritmética y la desviación estándar de las  $10$  medidas, obteniéndose  $(5.529 \pm 0.037) nC/mg$ . En la Figura 4.7. se observa el comportamiento de la respuesta  $TL$ , respecto a la reutilización.

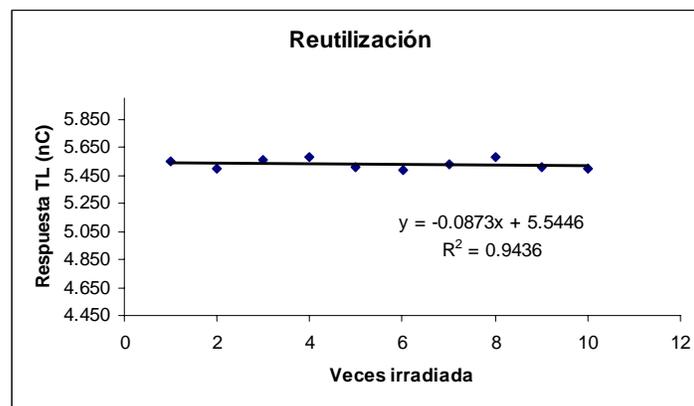


Figura 4.7. Comportamiento de la respuesta  $TL$  con respecto a la reutilización.

#### 4.7.6. Desvanecimiento (Fading)

El desvanecimiento o fading nos indica qué tanto disminuye la respuesta  $TL$  con el tiempo entre irradiación y lectura, es decir, proporciona información respecto al tiempo que el material puede guardar la información, para esto, se irradiaron  $15$  cápsulas con fibra óptica a la misma exposición ( $10R$ ), analizándose el material de dos de ellas cada mes, observándose que no hay pérdida significativa de la respuesta  $TL$ . Para determinar el porcentaje de desvanecimiento o pérdida de la respuesta  $TL$ , se compararon los resultados obtenidos durante este período de tiempo, ya que después de  $15$  meses no se observó un desvanecimiento significativo en la respuesta  $TL$  obtenida ( $\approx 5\%$ ) integrando entre  $100$  y  $350^{\circ}C$  (el desvanecimiento obtenido a bajas temperaturas fue ignorado).

#### 4.7.7. Respuesta de la fibra óptica de $SiO_2$ respecto al TLD-100 comercial

Se irradiaron las cápsulas con fibra óptica de  $SiO_2$  (29.8mg) y el TLD-100<sup>®</sup> LiF (23.7mg) a la misma exposición de radiación gamma (10R) y se leyeron ambos materiales, usando las mismas condiciones de operación del equipo, observándose que la fibra óptica presenta 1.2 veces más respuesta TL por unidad de masa que el LiF, como puede verse en la Tabla 4.1.

	<b>Respuesta TL(nC)</b>	<b>Masa (mg)</b>	<b>Respuesta TL/masa (nC/mg)</b>	<b>Sensibilidad</b>
<i>Fibra Óptica</i>	41.368	29.8	1.39	1.19
<i>TDL-100</i>	27.7	23.7	1.17	1.00

Tabla 4.1. Comparación entre la sensibilidad de la fibra óptica de  $SiO_2$  y el TLD-100.

## 5. MODELO MATEMÁTICO DE LA $TL$ PARA LA FIBRA ÓPTICA $a - SiO_2 : Ge$

En este capítulo se presenta un posible modelo matemático para explicar la  $TL$  de la fibra óptica de  $SiO_2$ , basándose en la teoría de Randall – Wilkins (1945), la cual considera el modelo de una trampa y un centro de recombinación, y sin re – atrapamiento de electrones, el cual es el modelo más sencillo para explicar la evolución de la intensidad  $TL$  de algunos sólidos aislantes y semiconductores que tienen estructura cristalina e impurezas (u otros defectos con la capacidad de dar lugar a una trampa y un centro de recombinación), por lo que es necesario investigar si es posible hacer uso de este modelo para explicar por qué se lleva a cabo la  $TL$  en la fibra óptica de  $a - SiO_2 : Ge$ .

Para ello, hay que averiguar si se pueden asociar al  $a - SiO_2 : Ge$ , las bandas y niveles de energía discretos que se asocian a los sólidos que tienen estructura cristalina (con impurezas u otros defectos), y determinar si un nivel discreto puede realizar la función de trampa y otro la de centro de recombinación, de tal forma que se presente la liberación de electrones bajo la estimulación térmica y la emisión de luz (del  $a - SiO_2 : Ge$ ).

### 5.1. Bandas de energía en el $a - SiO_2 : Ge$

Devine (1988) reporta que se ha encontrado de manera teórica, que es posible asociarle bandas de energía a un sólido amorfo como el  $a - SiO_2 : Ge$ , así como los niveles de energía discretos localizados dentro de la banda prohibida que se asocian a los sólidos que tienen estructura cristalina. Cada nivel de energía discreto asociado al  $a - SiO_2 : Ge$ , representa a cada defecto que forma la estructura interna del sólido, por lo que los defectos equivalentes; es decir, en donde el germanio sustituye al silicio, tienen asociada la misma profundidad dentro de la banda prohibida.

Debido a que la exposición a la radiación ionizante constituye la primera etapa para la obtención de la  $TL$ , entonces se establece la relación entre la energía depositada por la radiación ionizante y la intensidad de la luz  $TL$ . Esta relación puede ser lineal o no lineal y deja en claro, que en cualquier caso a mayor cantidad de exposición a la radiación ionizante, mayor es el número de electrones en las trampas que participan después en la recombinación electrón – hueco. La expresión matemática que describe la evolución de la intensidad de la luz en la  $TL$  se obtiene a partir de la liberación de los electrones atrapados.

## 5.2. Modelo de la TL de una trampa y un centro de recombinación

El modelo de la TL de una trampa y un centro de recombinación sin reatrapamiento de electrones (Randall y Wilkins, 1945) sirve para explicar, de manera simple, por qué se lleva a cabo este fenómeno en un sólido particular (aislante o semiconductor), que tiene estructura interna cristalina e impurezas u otros defectos puntuales, capaces de dar lugar a una trampa y un centro de recombinación. Pero una trampa y un centro de recombinación no representan la cantidad de trampas y centros de recombinación asociados al sólido, sino a todas las trampas y centros de recombinación que están a una misma profundidad.

Este modelo, hace uso de las transiciones que se pueden llevar a cabo en un sólido con estructura interna cristalina. En la Figura 5.1. se muestran las dos etapas que se involucran en la TL: la exposición a la radiación ionizante y la estimulación térmica. Debido a que existe la posibilidad de que algunos de los electrones liberados sean reatrapados, este modelo se presenta en dos variantes: con y sin reatrapamiento de electrones.

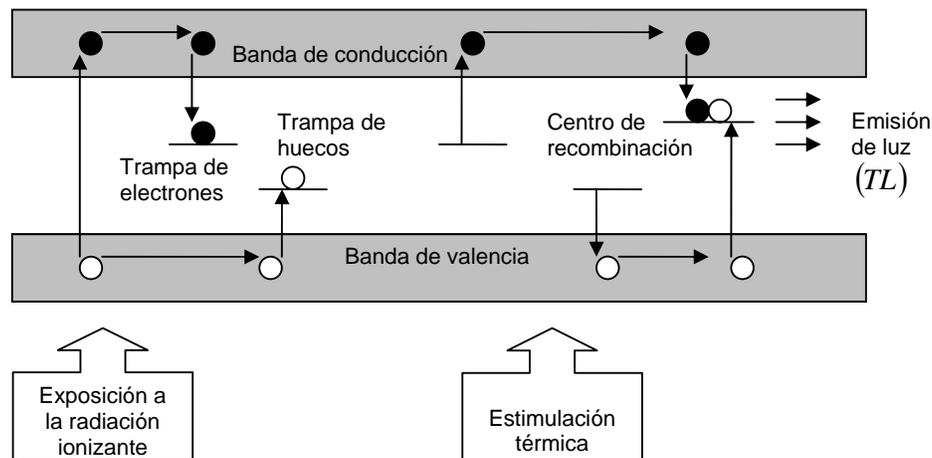


Figura 5.1. Formación de las trampas y centros de recombinación (centros  $F$  y  $H$ ) durante la irradiación del material y obtención de la TL.

El planteamiento matemático que describe la evolución de la intensidad TL como función del tiempo, se hace en la etapa correspondiente a la estimulación térmica, ya que es ahí donde se lleva a cabo la recombinación electrón – hueco, la cual es la responsable de la emisión de luz del sólido.

Con base en la Figura 5.1., se supondrá que la trampa (exceso de carga positiva) atrapa electrones y los Centros de recombinación (exceso de carga negativa) atrapan agujeros, los cuales al recombinarse, emiten un fotón luminoso, los electrones atrapados permanecerán en las trampas hasta que adquieran energía suficiente para escapar.

Debido a que la transición directa de un estado metaestable al estado base no se da, los electrones tienen que adquirir energía para desplazarse al estado excitado y de éste regresar a su

estado base. A la diferencia de energía entre el estado excitado y el estado metaestable se le conoce como profundidad de la trampa y la probabilidad de escape de un electrón en una trampa al estado excitado está determinada por dos factores principales: la profundidad de la trampa y la temperatura del material, a través de la ecuación de Boltzman:

$$p = se^{-E/kT} \quad 5.1.$$

donde:

$p$  : Probabilidad de escape por unidad de tiempo ( $s^{-1}$ )

$s$  : Constante conocida como factor de frecuencia ( $s^{-1}$ )

$E$  : Energía de la profundidad de la trampa ( $eV$ )

$k$  : Constante de Boltzman ( $k = 1.381 \times 10^{-23} J/K = 8.62 \times 10^{-5} eV/K$ ) y

$T$  : Temperatura ( $K$ )

Al incrementar la temperatura del material, la probabilidad de escape de un electrón aumenta adquiriendo energía suficiente para escapar y recombinarse con un agujero, vaciando progresivamente de las trampas menos profundas a las más profundas y el liberando una parte del exceso de energía en forma de fotones luminosos.

Como ya se mencionó, la cantidad de luminiscencia obtenida es proporcional a la cantidad de ionizaciones producidas en el material y depende de la cantidad de radiación a la que fue expuesto; a partir de la ecuación 5.1., se puede obtener la tasa de liberación de  $n$  electrones atrapados en una trampa de profundidad  $E$  conforme se calienta el material, como:

$$-\frac{dn}{dt} = np = nse^{-E/kT} \quad 5.2.$$

suponiendo que los electrones liberados no son reatrapados y que todos realizan transiciones a centros luminiscentes, la intensidad luminiscente  $I(TL)$  dependerá de la tasa de emisión de fotones y por consecuencia de la tasa de liberación de electrones, obteniéndose:

$$I(TL) = -C \frac{dn}{dt} = C n s e^{-E/kT} \quad 5.3.$$

donde  $C$  es una constante relacionada con la eficiencia luminiscente. Si el material se calienta con una rapidez constante  $\beta$ , y  $T = T_0 + \beta t$  entonces:

$$\frac{dT}{dt} = \beta \quad 5.4.$$

entonces:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn}{dT} \frac{dT}{dt} = \beta \frac{dn}{dT} \quad 5.5.$$

Sustituyendo en 5.2. se obtiene:

$$\frac{dn}{dT} = -\frac{n}{\beta} s e^{-E/kT} \Rightarrow \frac{dn}{n} = -\frac{1}{\beta} s e^{-E/kT} dT \quad 5.6.$$

Integrando y despejando  $n$  se obtiene:

$$n = n_0 \exp \left\{ - \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT \right\} \quad 5.7.$$

donde

$n_0$  : Número de inicial de electrones presentes en las trampas al tiempo  $t_0$  y a temperatura  $T_0$ .

Sustituyendo en 5.3., se obtiene:

$$I(TL) = n_0 C s \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT + \frac{E}{kT} \right] \right\} \quad 5.8.$$

La expresión 5.8. indica la intensidad de brillo conforme se calienta el material, para una sola profundidad de trampa  $E$  y con ella se puede obtener la temperatura a la cual la intensidad de brillo es máxima. De esta ecuación y suponiendo un sólo nivel de energía para la trampa de electrones, se puede

esperar que conforme se incrementa la temperatura del material, la intensidad  $I(TL)$  aumente exponencialmente hasta alcanzar un máximo a una temperatura  $T_m$  y luego disminuye hasta cero conforme las trampas se vacían.

La intensidad máxima a una temperatura  $T_m$  se da cuando:

$$\frac{dI(TL)}{dT} = 0 \Rightarrow n_0 Cs \frac{d}{dT} \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT + \frac{E}{kT} \right] \right\} = 0 \quad 5.9.$$

entonces:

$$\begin{aligned} & n_0 Cs \frac{d}{dT} \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT + \frac{E}{kT} \right] \right\} = \\ & = n_0 Cs \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT + \frac{E}{kT} \right] \right\} \frac{d}{dT} \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT + \frac{E}{kT} \right] \\ & = n_0 Cs \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT + \frac{E}{kT} \right] \right\} \left( \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} - \frac{E}{kT^2} \right) \\ & = n_0 Cs \left( \frac{s}{\beta} \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT + \frac{2E}{kT} \right] \right\} - \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT + \frac{E}{kT} \right] \right\} \frac{E}{kT^2} \right) \end{aligned}$$

y por la condición 5.9. y sustituyendo  $T_m$ , queda:

$$\begin{aligned} & \frac{s}{\beta} \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT_m} dT + \frac{2E}{kT_m} \right] \right\} - \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT_m} dT + \frac{E}{kT_m} \right] \right\} \frac{E}{kT_m^2} = 0 \\ & \frac{skT_m^2}{\beta E} = \exp \left\{ - \left[ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT_m} dT + \frac{E}{kT_m} \right] \right\} \exp \left\{ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT_m} dT + \frac{2E}{kT_m} \right\} \\ & \frac{skT_m^2}{\beta E} = \exp \left\{ \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT_m} dT + \frac{2E}{kT_m} - \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT_m} dT - \frac{E}{kT_m} \right\} \\ & \frac{sT_m^2}{E} = \frac{\beta}{s} \exp \left\{ \frac{E}{kT_m} \right\} \Rightarrow \frac{E}{kT_m^2} = \frac{s}{\beta} e^{-E/kT_m} \quad 5.10. \end{aligned}$$

Notándose que la temperatura del pico máximo ( $T_m$ ) está relacionada con la tasa de calentamiento ( $\beta, K/s$ ) y que la presencia de más de una trampa dará lugar a varios picos en la curva de brillo. A mayor profundidad de la trampa ( $E$ ) y menor valor de  $s$ , mayor será la temperatura a la cual la curva de brillo tenga un máximo.

El área y la altura de cada pico en la curva de brillo depende, de las ionizaciones generadas dentro del cristal, y de la cantidad y tipo de impurezas presentes, las cuales a su vez dependen del tipo y la cantidad de átomos que las forman; de la historia térmica y tratamiento del material.

### 5.3. Modelo propuesto de la TL de la fibra óptica de $a - SiO_2 : Ge$

Para describir la TL de la fibra óptica de  $a - SiO_2 : Ge$ , con base en el modelo teórico de la TL de una trampa y un centro de recombinación (Randall – Wilkins, 1945) utilizado en algunos sólidos con estructura interna cristalina, se toma en cuenta que la formación de los niveles de energía discretos localizados dentro de la banda prohibida asociada al  $a - SiO_2 : Ge$ , es debida a los elementos dopantes que forman ciertos enlaces, por lo se propone que:

- Cada enlace  $\equiv Si - Si \equiv, \equiv Ge - Ge \equiv$  y  $\equiv Si - Ge \equiv$  actúa como trampa de electrones y
- Cada enlace  $O_3^+$  actúa como centro de recombinación.

ya que al romperse los enlaces  $Si - O$  y/o  $Ge - O$  en dos moléculas vecinas de  $SiO_4$  y/o  $GeO_4$  para enlazarse entre ellas, así como con la ionización del ozono  $O_3^+$ , se crean zonas con exceso de carga positiva y/o negativa, necesarias para poder emplear el modelo teórico propuesto por Randall y Wilkins.

De esta manera, es posible describir la interacción de la radiación ionizante y la emisión de la TL en la fibra óptica de  $a - SiO_2 : Ge$ , mediante las transiciones de los electrones en las bandas y niveles de energía discretos que requiere el modelo de una trampa y un centro de recombinación, como se muestra en la Figura 5.2..

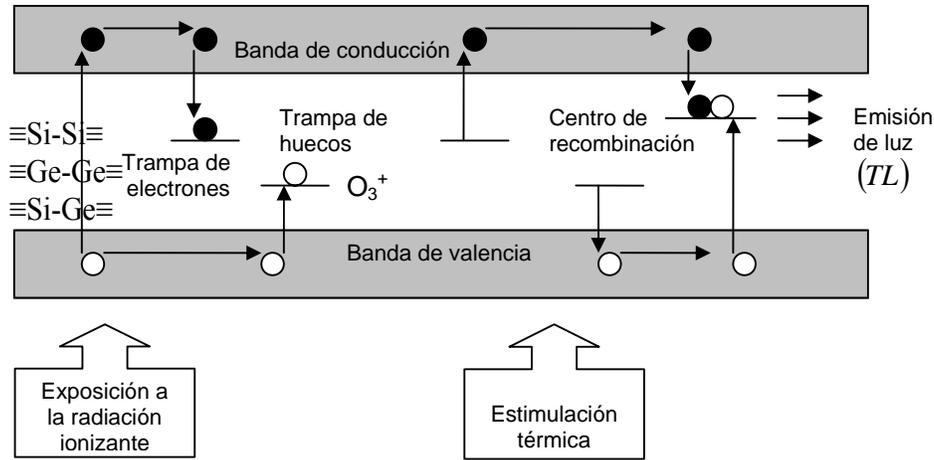


Figura 5.2. Modelo propuesto de la  $TL$  de la fibra óptica de  $a-SiO_2:Ge$  de una trampa y un centro de recombinación (centros  $F$  y  $H$ ) sin reatrapamiento de electrones.

De esta forma, es posible utilizar el modelo de una trampa y un centro de recombinación, sin reatrapamiento de electrones (Randall – Wilkins, 1945) para explicar el mecanismo involucrado en la fibra óptica de óxido de silicio de  $a-SiO_2:Ge$ , por medio de la expresión:

$$I(TL) = -\frac{dn}{dt} = np = pe^{-pt}$$

que tiene la misma forma que la ecuación 5.3., lo cual nos indica que al llevarse a cabo la recombinación de electrones y huecos, la concentración de éstos en los centros de recombinación va disminuyendo, al igual que lo hace la intensidad  $TL$ .

Al analizar el procedimiento empleado para obtener la expresión que describe el comportamiento de los datos de la respuesta  $TL$  de la fibra óptica de  $a-SiO_2:Ge$ , se observa que no hay diferencia en la manera en que se llevan a cabo las transiciones de los electrones, por lo que el comportamiento de la respuesta  $TL$  también tiene que ser exponencial, esto implica que también en los sólidos que tienen estructura interna amorfa, la concentración de electrones en las trampas ( $n$ ) tiene que estar dada por la ecuación 5.7.

Finalmente, se puede concluir que es posible describir la respuesta  $TL$  de la fibra óptica de  $a-SiO_2:Ge$ , con base en el modelo teórico de una trampa y un centro de recombinación utilizado en algunos sólidos con estructura interna cristalina, propuesto por Randall y Wilkins, debido a que el  $SiO_2:Ge$  tiene estructura tetragonal, en donde los átomos de germanio ( $Ge$ ), sustituyen algunos

átomos de silicio ( $Si$ ), pero sin modificar la forma de la estructura, por lo que cada uno de los tetraedros mantiene su forma y la condición de material amorfo se da debido a la no secuenciación ordenada de estas estructuras tetraédricas, la cual se obtiene al calentar el material a una temperatura superior a los  $1200^{\circ}C$  (Devine, 1988).

## CONCLUSIONES

De los resultados experimentales se obtiene que la fibra óptica de óxido de silicio amorfo con impurezas de Germanio ( $a - SiO_2 : Ge$ ) presenta:

- ✓ Curva de brillo con un sólo pico a  $230^\circ C$ .
- ✓ Respuesta reproducible.
- ✓ Respuesta lineal con respecto a la masa entre 4 y 50mg .
- ✓ Respuesta lineal con respecto a la exposición en el intervalo de 0.3 a 150R de radiación gamma de  $^{60}Co$ .
- ✓ Respuesta equivalente en la reproducibilidad utilizando la misma cantidad de material ( $\approx 10mg$ ) y la misma exposición (10R).
- ✓ Posibilidad de reutilización del material obteniéndose respuestas similares ( $\approx 5\%$ ) después de repetir el proceso 10 veces.
- ✓ Bajo desvanecimiento de la respuesta  $TL$ , ya que después de 15meses no se observó una pérdida significativa en la respuesta obtenida ( $\approx 5\%$ ), integrando entre  $100$  y  $350^\circ C$  (el desvanecimiento obtenido a bajas temperaturas fue ignorado).
- ✓ La señal  $TL$  de la fibra óptica de óxido de silicio  $a - SiO_2 : Ge$  presenta una respuesta 1.2veces mayor que la del  $LiF$  ( $TLD - 100$ ) al ser irradiada a la misma exposición de radiación gamma de  $^{60}Co$ .

Además, su tamaño y flexibilidad le da la ventaja de poderla colocar en lugares donde sería difícil ubicar otro tipo de detector. Otras ventajas son su bajo costo, facilidad de obtención y homogeneidad en su producción. Por lo que puede ser utilizado como dosímetro en aplicaciones como: medicina, protección radiológica, producción de energía e industria.

Sin embargo, su tamaño podría ser una desventaja ya que se debe tener mucho cuidado para no perder material al momento de manipularla durante el encapsulamiento y colocación en la plancheta; una posible solución sería compactar la fibra óptica en una tableta para la fabricación de un dosímetro.

La radiación ionizante es la responsable de que se lleven a cabo ciertas reacciones químicas dentro de la fibra óptica de  $a - SiO_2 : Ge$ , que dan lugar a la formación de enlaces

en la estructura del material (centros  $E$  y moléculas de  $O = O$ ) a partir de otros enlaces ( $\equiv Si - O - O^*$ ); sin embargo, la presencia de estos defectos no afecta al mecanismo que se lleva a cabo para la obtención de la respuesta  $TL$ , debido a que los niveles de energía que se forman (por los enlaces) dentro de la banda prohibida, están a una profundidad mayor que la de la energía necesaria para liberar a los electrones. En otras palabras, la reacción química que tiene lugar en el  $a - SiO_2 : Ge$  debido a la exposición a la radiación ionizante, no causa daños en el defecto que se sugiere actúa como trampa, ni tampoco en el que se sugiere actúa como centro de recombinación, por lo que esta podría ser la razón por la cual esta fibra óptica puede utilizarse varias veces para obtener la  $TL$ .

Debido a que la fibra de óxido de silicio amorfo con impurezas de germanio ( $a - SiO_2 : Ge$ ) se comporta como un cristal, se propone que un posible modelo matemático para explicar la  $TL$  es el propuesto por Randall y Wilkins en 1945, el cual considera el modelo de una trampa y un centro de recombinación y sin reatrapamiento de electrones.

Este modelo se pudo aplicar, debido a que las impurezas que se encuentran en el material, al ser irradiado, reaccionan produciéndose estados metaestables con exceso de carga positiva que atrapan electrones, y con exceso de carga negativa que atrapan huecos, los cuales al recombinarse después del proceso de calentamiento liberan energía en forma de fotones luminosos, lo cual explica la existencia del fenómeno  $TL$  en la fibra óptica de  $a - SiO_2 : Ge$ , el cual se utiliza principalmente para explicar por qué se lleva a cabo la  $TL$  en algunos materiales sólidos aislantes y semiconductores que tienen estructura interna cristalina e impurezas.

En el caso del  $SiO_2 : Ge$ , se tiene una estructura tetragonal, en donde los átomos de Germanio ( $Ge$ ), sustituyen a algunos átomos de Silicio ( $Si$ ), pero sin modificar la forma de la celda unitaria, por lo que cada uno de los tetraedros, mantiene su forma y la condición de material amorfo se da debido a la no secuenciación ordenada de estas estructuras tetraédricas.

## ANEXO I. MAGNITUDES USADAS EN FÍSICA DE RADIACIONES

Para establecer un sólo sistema de medidas, en 1875 se formó en Francia, el primer comité para la “Convención de Medidas”. Años después ya se había introducido un Sistema Internacional de Unidades (*SI*), el cual estaba basado en el principio de que debería existir sólo una unidad para medir cada magnitud física. Con este criterio se estableció la “Oficina Internacional de Pesas y Medidas” (BIPM) y el “Comité Internacional de Pesas y Medidas” (CIPM).

Este sistema pretendía ser coherente, ya que no se requería de factores de conversión para obtener las unidades derivadas a partir de la combinación de siete unidades fundamentales. Sin embargo se tuvo la necesidad de mantener algunas unidades que no son del *SI*, tales como: la hora, el día, el año, el mes y el electrón – volt (*eV*) entre otras, así como las unidades específicas de la Física de las Radiaciones.

Dadas las características en la medida de las radiaciones se formaron, en 1928 la “Comisión Internacional de Unidades de Radiación” (ICRU por sus siglas en Inglés) y la “Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP por sus siglas en Inglés) (Sowby, 1982, Caswell, 1982), presentándose por primera vez las definiciones y unidades específicas de: actividad, exposición y dosis, así como de dosis equivalente. En 1974, estas comisiones recomendaron la adopción del *SI* para las unidades de radiación, dándoles nombres específicos para facilitar su uso; estas unidades y sus equivalencias se presentan en la Tabla A.I.1..

### A.I. Definiciones

Para conocer los efectos de la interacción de la radiación con la materia, se han definido las magnitudes de: exposición, dosis absorbida y actividad.

#### A.I.1. Exposición (*X*)

Es la relación entre el valor absoluto del total de cargas  $dQ$  de los iones de un signo, producidos en aire cuando todos los electrones liberados por radiación  $X$  o  $\gamma$  son detenidos completamente por una masa de aire  $dm$ , en condiciones *PTE* ( $1atm, 273K$ ). La unidad era el *Roentgen* y equivale a que se produzcan  $1.61 \times 10^{15} \text{ iones/kg}$ . Actualmente, la unidad es:

$C/kg$  y su equivalencia es:  $1 C/kg = 3876 R$  (ICRU, 1980).

### A.I.2. Dosis absorbida ( $D$ )

Es la cantidad de energía depositada por unidad de masa sin importar el tipo de material en el que sea depositada. La unidad era el *rad* y equivale a  $100 \frac{\text{erg}}{\text{g}}$ . En la actualidad, la unidad es el *Gray* y su equivalencia es:  $1\text{Gy} = 100\text{rad} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$  (ICRU, 1980).

### A.I.3. Actividad ( $A$ )

Es el número de desintegraciones nucleares que ocurren en una determinada cantidad de materia por unidad de tiempo. La unidad era el *Curie*( $Ci$ ) y correspondía a  $3.7 \times 10^{10} \frac{\text{des}}{\text{s}}$ . Actualmente, la unidad es el *Becquerel*( $Bq$ ) y su equivalencia es:  $1\text{Bq} = 2.703 \times 10^{-11} Ci$  (ICRU, 1980).

Unidades Radiológicas del Sistema Internacional ( $SI$ )				
Magnitud	Unidad	Unidades del SI	Unidad anterior	Equivalencia
Exposición ( $X$ )	$C/kg$	$C/kg$	<i>Roentgen</i> ( $R$ )	$1C/s = 3876R$
Dosis absorbida ( $D$ )	<i>Gray</i> ( $Gy$ )	$J/kg$	<i>rad</i>	$1Gy = 100rad$
Actividad ( $A$ )	<i>Becquerel</i> ( $Bq$ )	$1/s$	<i>Curie</i> ( $Ci$ )	$1Bq = 2.703 \times 10^{-11} Ci$

Tabla A.I.1. Unidades radiológicas, unidades y equivalencias

## ANEXO II. MODELOS TERMOLUMINISCENTES

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 presenta el modelo, que se consideró más cercano al proceso real, el cual hace referencia a la emisión termoluminiscente, se basa en el modelo cinético de Schön y en algunas consideraciones sobre las características de los centros de color, con este método se llega a relaciones matemáticas que describen la curva termoluminiscente.

### A.II.1. 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 (Schulman, 1965, Cameron et al., 1975).

#### A.II.1.1. Modelo Cinético de Schön

Este modelo (Schulman, 1965, Cameron et al., 1975) considera la existencia de un sólo tipo de centros de recombinación y trampas con sus correspondientes niveles discretos de energía.

Los parámetros que se utilizan en este modelo son:

$t$  : tiempo ( $s$ )

$\alpha$  : probabilidad de excitación térmica de los electrones de conducción ( $s^{-1}$ )

$\beta$  : coeficiente de captura en la trampa para los electrones de conducción ( $s^{-1}$ )

$H$  : concentración de trampas ( $cm^{-3}$ )

$\gamma$  : coeficiente de captura para los electrones de conducción en los niveles de los activadores ( $s^{-1}$ )

$\delta$  : probabilidad de excitación térmica de los huecos en los activadores hacia la banda de valencia ( $s^{-1}$ )

$\beta^*$ : coeficiente de captura para los huecos de la banda de valencia en las trampas ( $s^{-1}$ )

$A$ : concentración de los centros de recombinación (activadores) ( $cm^{-3}$ )

$\gamma^*$ : coeficiente de captura para los huecos de la banda de valencia en las trampas ( $s^{-1}$ )

$p$ : concentración de huecos en la banda de valencia ( $cm^{-3}$ )

$n$ : concentración de electrones de conducción ( $cm^{-3}$ )

$h$ : concentración de electrones atrapados ( $cm^{-3}$ )

$\theta$ : concentración de activadores vacíos ( $cm^{-3}$ ).

Las ecuaciones de balance están dadas por:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \beta n(H - h) - \gamma \theta \quad \text{A.II.1.}$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \theta - \beta^* p(A - \theta) - \gamma^* p h \quad \text{A.II.2.}$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n(H - h) - \gamma^* p h \quad \text{A.II.3.}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\delta \theta + \beta^* p(A - \theta) - \gamma \theta \quad \text{A.II.4.}$$

En la Figura A.II.1. se muestran los niveles de energía que se rigen con las ecuaciones anteriores.

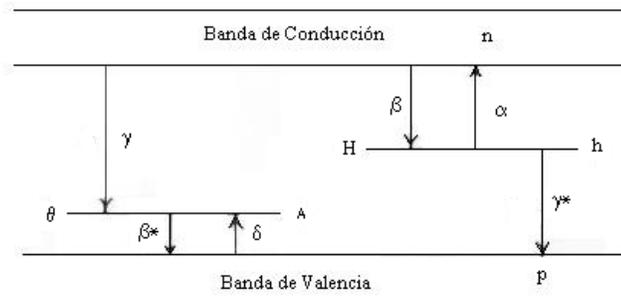


Figura A.II.1. Esquema de los niveles de energía que intervienen en el fenómeno termoluminiscente (Cameron et al, 1975).

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

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

$\alpha$  y  $\delta$  dependen exponencialmente de la temperatura:

$$\alpha = \alpha_0 e^{-E/kT} \quad \alpha_0 = \left[ \frac{m^* kT}{2\pi} \right]^{3/2} \frac{1}{\hbar^3} \beta \quad \text{A.II.5.}$$

$$\delta = \delta_0 e^{-E_a/kT} \quad \delta_0 = \left[ \frac{m^{**} kT}{2\pi} \right]^{3/2} \frac{1}{\hbar^3} \beta^* \quad \text{A.II.6.}$$

Donde:

$\alpha_0$ : factor de frecuencia para la excitación térmica de los electrones atrapados hacia la banda de conducción ( $s^{-1}$ )

$E$ : diferencia de energía entre el nivel más baja de la banda de conducción y el nivel base de las trampas ( $eV$ )

$k$ : constante de Boltzman ( $\frac{R}{Na}$ ) =  $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K} = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$

$T$ : temperatura ( $K$ )

$m^*$ : masa efectiva de los electrones de conducción ( $kg$ )

$m^{**}$ : masa efectiva de los agujeros en la banda de valencia ( $kg$ )

$\hbar$ : constante de Planck ( $\frac{h}{2\pi} = 1.06 \times 10^{-34} \text{ Js}$ )

$\delta_0$ : factor de frecuencia para la excitación térmica de los agujeros de los activadores hacia la banda de valencia ( $s^{-1}$ )

$E_a$ : diferencia de energía entre el nivel del activador y el nivel superior de la banda de valencia ( $eV$ ).

Debido a que para el sistema de ecuaciones formado por A.II.1. – A.II.4. 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:

$$\frac{E_t - F_g}{kT} \gg 1 \quad \text{A.II.7.}$$

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

$$n_g = N_c \exp\left[\frac{F_g - E_c}{kT}\right] \quad \text{A.II.8.}$$

$$\frac{h_g}{H} = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E_t - F_g}{kT}\right]} \quad \text{A.II.9.}$$

Donde:

$n_g$ : concentración de electrones de conducción en equilibrio térmico ( $cm^{-3}$ )

$N_c$ : densidad de estados en la banda de conducción ( $s^{-1}$ )

$E_c$ : nivel de energía menor en la banda de conducción ( $eV$ )

$h_g$ : concentración de electrones atrapados en equilibrio térmico ( $cm^{-3}$ ).

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

$$\frac{n_g}{h_g} = \frac{N_c}{H} \left[ \exp\left(\frac{F_g - E_t}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{E_t - F_g}{kT}\right) \right] \quad \text{A.II.10.}$$

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

$$\frac{n_g}{h_g} = \frac{N_c}{H} \left[ \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \right] \quad \text{A.II.11.}$$

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 sí:

$$\frac{F_g - E_p}{kT} \gg 1 \quad \text{A.II.12.}$$

entonces, se tiene que:

$$\frac{p_g}{\theta_g} = \frac{N_v}{A} \left[ \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \right] \quad \text{A.II.13.}$$

Donde:

$E_p$  : energía de los centros de recombinación (eV)

$p_g$  : concentración de agujeros en la banda de valencia en equilibrio térmico ( $cm^{-3}$ )

$\theta_g$  : concentración de activadores vacíos en equilibrio térmico ( $cm^{-3}$ )

$N_v$  : densidad de estados en la banda de valencia ( $s^{-1}$ ).

de A.II.13. 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  $\theta$  son mayores que las concentraciones en equilibrio  $n_g$ ,  $h_g$ ,  $p_g$  y  $\theta_g$ . Sin embargo existe el equilibrio térmico aparente de  $n$  y  $h$  o de  $p$  y  $\theta$  en relación con  $n_g$ ,  $h_g$ ,  $p_g$  y  $\theta_g$ . 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.II.8. y A.II.9.). 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.II.11. o A.II.13. son válidas para equilibrio térmico aparente, entonces

$$\frac{E}{kT} \gg 1 \quad \text{y} \quad \frac{E_a}{kT} \gg 1$$

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

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

**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 es grande.

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

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

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

### **A.II.1.2. 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 radiativas por unidad de tiempo y del 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 radiativas, sin embargo existen razones para no excluir una transición radiativa 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.

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

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.

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

### A.II.1.2.1. 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.

**Caso 1.**  $R = \frac{\beta}{\gamma} \approx 0$  y  $R^* = \frac{\beta^*}{\gamma^*} \approx 0$ . Para este caso se supone que las secciones transversales de captura de electrones o de agujeros en las transiciones de recombinación ( $\gamma$  y  $\gamma^*$ ) son mucho mayores que las transiciones en las trampas para electrones o agujeros ( $\beta$  y  $\beta^*$ ), ver Figura A.II.1 . Bajo esta suposición y tomando en cuenta que:

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

A.II.14.a,b

las ecuaciones de Schön se reducen a:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - m\theta \quad \text{A.II.15.}$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta\theta - \gamma^* ph \quad \text{A.II.16.}$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h - \gamma^* ph \quad \text{A.II.17.}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\delta\theta - m\theta \quad \text{A.II.18.}$$

La ecuación A.II.14.a. 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.

En una primera aproximación, se tiene:

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

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

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

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

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

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:

$$h(T) = h(T_0) \exp \left[ \frac{1}{q} \int_{T_0}^T (\alpha_0 e^{-E/kT} + \delta_0 e^{-E_v/kT}) dT \right] \quad \text{A.II.19.}$$

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:

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

$$I(T) = h(T_0) \left( \alpha_0 e^{-E/kT} + \delta_0 e^{-E_0/kT} \right) \exp \left[ -\frac{1}{q} \int_{T_0}^T \left( \alpha_0 e^{-E/kT} + \delta_0 e^{-E_0/kT} \right) dT \right] \quad \text{A.III. 20.}$$

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  $\theta$  debido a que las transiciones de recombinación se desprecian en comparación con las transiciones de las trampas, es decir:

$$\beta \gg \gamma \quad \text{y} \quad \beta^* \gg \gamma^* \quad \text{A.II.21.a,b}$$

y se tiene la siguiente relación:

$$n = \frac{hN_c e^{-E/kT}}{H} = \frac{\alpha h}{\beta H} \quad \text{A.II.22.}$$

Las ecuaciones de balance serán:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \beta n(H - h) \quad \text{A.II.23.}$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \theta - \beta^* p(A - \theta) \quad \text{A.II.24.}$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n(h - h) - \gamma^* ph \quad \text{A.II.25.}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\delta \theta + \beta^* p(A - \theta) - \gamma \theta \quad \text{A.II.26.}$$

tomando en cuenta que:

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

y que  $dn = 0$  y  $dp = 0$ , entonces,  $dn \ll dh$  y  $dp \ll d\theta$ , y se tiene que  $d\theta = dh$ .

Sustituyendo en la ecuación de la condición de neutralidad se llega a:

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

La solución a la ecuación anterior es:

$$h(T) = \left\{ \frac{1}{h_0} + \frac{1}{q} \int_{T_0}^T \left( \gamma^* \frac{\delta_0}{\beta^* A} e^{-E/kT} + \gamma \frac{\alpha_0}{\beta h} e^{-E/kT} \right) dT \right\}^{-1} \quad \text{A.II.27.}$$

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

$$I(T) = \frac{\gamma \frac{\alpha_0}{\beta h} e^{-E/kT} + \gamma^* \frac{\delta_0}{\beta^* A} e^{-E/kT}}{\frac{1}{h_0} + \frac{1}{q} \int_{T_0}^T \left( \gamma^* \frac{\delta_0}{\beta^* A} e^{-E/kT} + \gamma \frac{\alpha_0}{\beta h} e^{-E/kT} \right) dT} \quad \text{A.II.28.}$$

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

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

$$\frac{dn}{dt} = ch - \gamma \theta \quad \text{A.II.29.}$$

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

$$\frac{dh}{dt} = -ch + \beta n(H - h) - \gamma^* ph \quad \text{A.II.31.}$$

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

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

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

se obtiene:

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

Por lo tanto la intensidad es:

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

$$I(T) = -\alpha_0 \delta_0 e^{-E/kT} \exp \left[ \frac{1}{\gamma} \int_{T_0}^T \alpha_0 e^{-E/kT} dT \right] + \frac{\gamma * \theta_0^2 \delta_0}{\beta * A} e^{-E_0/kT} \left( \exp \left[ -\frac{2}{\gamma} \int_{T_0}^T \alpha_0 e^{-E/kT} dT \right] \right) \quad \text{A.II.33.}$$

La ecuación anterior es del tipo Garlick – Gibson. Al igual de los casos anteriores si  $\delta_0 = 0$ , es decir tomando como radiativas 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  $R^* \approx 0$ . Este es un caso inverso 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:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha h - \beta n(H - h) \quad \text{A.II.34.}$$

$$\frac{dp}{dt} = \delta \theta - \gamma^* p h \quad \text{A.II.35.}$$

$$\frac{dh}{dt} = -\alpha h + \beta n(H - h) - \gamma^* p h \quad \text{A.II.36.}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\delta \theta + \beta^* p(A - \theta) - \gamma \theta \quad \text{A.II.37.}$$

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:

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

y la intensidad será:

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

$$I(T) = \frac{\gamma h_0^2}{\beta H} \alpha_0 e^{-E/kT} \left( \exp \left[ -\frac{2}{q} \int_{T_0}^T \delta_0 e^{-E/kT} dT \right] \right) + h_0 \delta_0 e^{-E/kT} \exp \left[ -\frac{1}{q} \int_{T_0}^T \delta_0 e^{-E/kT} dT \right] \quad \text{A.II.38.}$$

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

En todo lo anterior se consideró que sólo 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.

$\theta_j$  : representa 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  $R \cong 0$ ,  $R^* \cong 0$  y  $R \cong 0$ ,  $R^* \gg 1$  obteniéndose:

$$I(T) \approx h_0 \alpha_0 e^{-E/kT} \exp \left[ \frac{1}{q} \int_{T_0}^T \left( e^{-E/kT} \right) dT \right] \quad \text{A.II.39.}$$

la cual 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, de 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

$$E = T_m / 500, \text{ en donde } T_m \text{ es la temperatura de máxima emisión (en Kelvin } K \text{).}$$

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 para calcular la energía de activación, basado en la pendiente de la gráfica de  $\ln(I)$  vs  $\left(\frac{1}{T}\right)$  (Chen, 1984).

Para aplicar estos modelos se requiere que la curva luminiscente tenga un sólo pico, cuando esto no ocurre se aísla el pico a estudiar de sus vecinos antes de comenzar el análisis del mismo (Schulman, 1965).

## **A.II.2. Determinación de los Parámetros Termoluminiscentes**

Durante el fenómeno  $TL$ , parte de la energía absorbida por el material es emitida durante el calentamiento como luz en la forma de una “curva de luz”, la cual presenta varios picos. La posición, forma e intensidad de los “picos de luz” están relacionados con varios parámetros de los estados de atrapamiento responsables de la  $TL$ .

Los parámetros más importantes a determinar son: el orden de la cinética ( $b$ ), la profundidad de la trampa ( $E$ ) y el factor de frecuencia ( $s$ ). Hay varios métodos experimentales que se utilizan para determinar estos parámetros y se basan en las medidas de la  $TL$  y el análisis de la “curva de luz”

### **A.II.2.1. Cinética del fenómeno termoluminiscente**

El estudio de la cinética del proceso  $TL$  implica la investigación de las transiciones electrón – agujero entre estados de energía relacionadas con las diferentes imperfecciones (impurezas y defectos), tanto durante la irradiación de la muestra como durante el proceso de lectura (calentamiento).

La descripción de estos procesos se lleva a cabo mediante parámetros relacionados con las imperfecciones, tales como la energía de activación o profundidad de la trampa ( $E$ ), la probabilidad de recombinación ( $p$ ) y el factor de frecuencia ( $s$ ). Dichos parámetros determinan el tipo de cinética que se puede esperar (Azorín, 1990).

Debe hacerse notar que los niveles de energía implicados son metaestables y por lo general de vida media muy larga. De hecho, la diferencia entre trampas y centros de recombinación radica en que la vida media de los centros de recombinación o agujeros en la banda de valencia, se mantiene larga aún cuando la muestra se caliente; mientras que en las trampas, los portadores de carga (electrones) son liberados térmicamente con relativa facilidad hacia la banda de conducción, teniéndose en cuenta que existe la misma probabilidad de que ocurra el proceso simétrico, lo que implicaría que los agujeros sean liberados de sus trampas y se recombinen con los electrones en centros de recombinación (Horowitz, 1984).

Considerando trampas para los electrones y centros de recombinación para los agujeros, y suponiendo que a una temperatura constante ( $T$ ) se tienen  $n$  electrones excitados, existen dos mecanismos de transición radiativa posibles:

#### A.II.2.1.1. Cinética de primer orden

El proceso dominante en este tipo de transición es la recombinación, por lo que el número de electrones excitados tiene una probabilidad constante de disminuir:

$$np = -\frac{dn}{dt} \Rightarrow \frac{dn}{n} = -pdt \quad \text{A.II.40.}$$

entonces,  $n$  decae de manera exponencial como:

$$n = n_0 e^{-pt} \quad \text{A.II.41.}$$

La intensidad de la  $TL$  está relacionada con la razón de cambio de la concentración de electrones en sus estados excitados, porque es la recombinación de los electrones la que provoca la emisión de luz. Además. La eficiencia en la emisión de luz, es menor que la unidad, entonces:

$$I = -c \frac{dn}{dt} \quad \text{donde} \quad c < 1 \quad \text{A.II.42.}$$

Entonces,  $I$  también decae en forma exponencial; por lo que si se toma  $c = 1$ , se tiene:

$$I = n_0 p e^{-pt} \quad \text{A.II.43.}$$

Las condiciones iniciales  $I = I_0$  para  $t = 0$ , implican que  $I_0 = n_0 p$ , entonces para la cinética de primer orden:

$$I = I_0 e^{-pt} \quad \text{A.II.44.}$$

### A.II.3.1.2. Cinética de segundo orden

En este caso, la probabilidad de recombinación es proporcional al número de centros disponibles y se supone que existe un fuerte reatrapamiento.

$$n^2 p = -\frac{dn}{dt} \Rightarrow \frac{dn}{n^2} = -p dt \quad \text{A.II.45.}$$

en este caso,  $n$  decae en forma hiperbólica como:

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 p t} \quad \text{A.II.46.}$$

y la ecuación de decaimiento de la luminiscencia está dada por:

$$I = -c \frac{dn}{dt} = c p n^2 \quad \text{A.II.47.}$$

Tomando las condiciones iniciales  $I = I_0$  para  $n = n_0$  y  $c = 1$ , se obtiene:

$$I = \frac{I_0}{(1 + a t)^2} \quad \text{donde} \quad a = \sqrt{I_0 p} \quad \text{A.II.48.}$$

El método experimental que permite saber si el orden de la cinética es uno, dos o intermedio, se basa en las propiedades de simetría de la curva  $TL$  expresadas por una combinación de la temperatura del pico  $T_m$ , y dos temperaturas  $T_1$  y  $T_2$ , a cada lado de  $T_m$  correspondientes a la mitad de la intensidad del pico. La simetría se puede medir por medio del llamado factor de simetría  $\mu_g$  (Halperin et al., 1960), definido como  $\mu_g = \delta/\omega$ , donde  $\delta = T_2 - T_m$  y  $\omega = T_2 - T_1$ , como se observa en la Figura A.II.2. Chen propuso caracterizar un pico de primer orden por un valor de  $\mu_g \approx 0.42$  y de segundo orden por  $\mu_g \approx 0.52$  (Chen, 1969). Balarin sugirió un tratamiento ligeramente diferente, definiendo el factor de simetría como  $\mu_g' = \delta/\tau$  donde  $\tau = T_m - T_1$ , el cual debería tener un valor de  $\mu_g' = 0.7$  para primer orden y  $\mu_g' = 0.8$  para segundo orden.

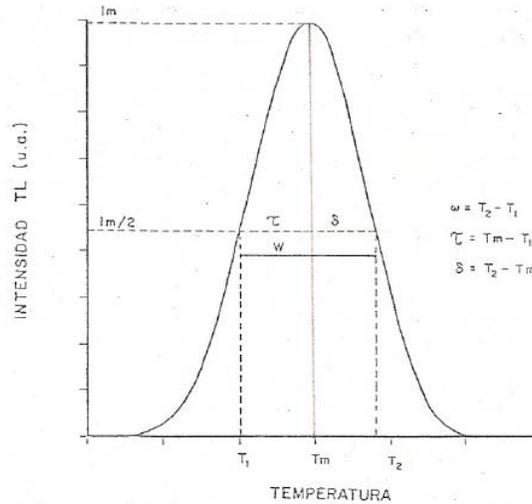


Figura A.II.2. Parámetros de la forma de la curva (Azorín, 1990)

### A.II.3. Teoría de la Curva Termoluminiscente

Como ya se mencionó, si se traza la curva que representa la emisión luminosa en función de la temperatura, la cual es característica de cada material  $TL$ , se obtiene la llamada curva de luz o curva  $TL$ .

Si se considera una cinética de primer orden, el modelo cinético permite determinar los diferentes parámetros de las trampas (Randall and Wilkins, 1945), se basa en las hipótesis simplificadoras siguientes:

- Los portadores de carga son los electrones
- Existe un sólo nivel de trampas
- No existe recombinación directa entre las trampas y los centros luminiscentes
- La duración de la vida de los portadores de carga en la banda de conducción es finita
- No existe extinción térmica (la probabilidad  $p_{nr}$  de recombinación no radiativa no cambia con la temperatura); es decir:

$$n = \frac{p_r}{p_r + p_{nr}} \quad \text{A.II.49.}$$

- La probabilidad de que un electrón vuelva a ser capturado por una trampa es nula.

Puesto que la energía térmica de los electrones atrapados se reparte en una distribución de Maxwell, la probabilidad ( $p$ ) de que un portador de carga escape de la trampa está dada por:

$$p = se^{-E/kT} \quad \text{A.II.50.}$$

donde:

$s$  : factor de frecuencia ( $s^{-1}$ )

$E$  : energía de activación o profundidad de la trampa ( $eV$ )

$T$  : temperatura ( $K$ )

$k$  constante de Boltzman ( $R/N_a$ ) =  $1.38 \times 10^{-23} J/K = 8.617 \times 10^{-5} eV/K$

La rapidez con que se liberan los electrones es:

$$\frac{dn}{dt} = -np \quad \text{es decir} \quad \frac{dn}{dt} = -nse^{-E/kT} \quad \text{A.II.51.}$$

donde:

$n$  : concentración de portadores de carga en las trampas ( $cm^{-3}$ )

La intensidad de la luz emitida,  $I$ , es proporcional a la rapidez de recombinación radiativa; es decir, teniendo en cuenta las hipótesis simplificadoras mencionadas anteriormente, a la rapidez de liberación de los electrones.

$$I = -c \frac{dn}{dt} = csne^{-E/kT} \quad \text{A.II.52.}$$

De la ecuación A.II.51., se tiene:

$$\frac{dn}{n} = -se^{-E/kT} dt \quad \text{A.II.53.}$$

Si se eleva la temperatura del material  $TL$  a una velocidad lineal, se tiene:

$$T = T_0 + \beta t \quad \text{o} \quad \beta = \frac{dT}{dt} \quad \text{A.II.54.}$$

Sustituyendo  $dt = \frac{dT}{\beta}$  en la ecuación A.II.53. e integrando, se tiene:

$$\ln \frac{n}{n_0} = \int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT \quad \text{A.II.55.}$$

$$n = n_0 \exp\left[-\int_{T_0}^T \frac{s}{\beta} e^{-E/kT} dT\right] \quad \text{A.II.56.}$$

Esta expresión representa la variación de la densidad de portadores de carga atrapados en función de la temperatura.

Si se sustituye en la ecuación A.II.52, se obtiene una representación de la curva  $TL$  para un nivel único de atrapamiento (un pico en la curva  $TL$ ).

$$I = cn_0 s e^{-E/kT} \left[ \exp\left(-\frac{s}{\beta} \int_{T_0}^T e^{-E/kT} dT\right) \right] \quad \text{A.II.57.}$$

La primera exponencial es responsable del crecimiento inicial de la señal y representa la aceleración en la rapidez de liberación de portadores de carga a medida que aumenta la temperatura; la segunda se origina del decrecimiento de la señal a consecuencia de la disminución en la densidad de portadores de carga en las trampas.

Por lo general, una curva  $TL$  está constituida por varios picos  $TL$  correspondientes cada uno de ellos a un tipo diferente de trampa, donde las trampas más profundas son excitadas a temperaturas más elevadas.

## ANEXO III. GLOSARIO

**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.

**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.

**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.

**Dosimetría.-** Proceso mediante el cual se determina, a través de medidas o cálculos, la dosis absorbida, la exposición o cualquier otra magnitud radiológica.

**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 las medidas de 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 termoluminiscentes), sustancias químicas que se transforman en presencia de la radiación (dosímetros químicos, dosímetros Fricke), un condensador eléctrico (dosímetro tipo condensador), etc. También se pueden catalogar de acuerdo al modo de utilización: dosímetro de bolsillo, de solapa, de mano, tipo pluma etc.

**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 ión positivo, mientras que el átomo del halógeno pasa a ser un ión negativo. Los dos iones se mantienen fuertemente unidos por atracción electrostática.

**Excitación.-** Proceso mediante el cual, una partícula pasa de su estado base a un estado de mayor energía.

**Fisión nuclear.-** División de un núcleo atómico en dos fragmentos de tamaño similar.

**Halogenuro.-** Mineral formado por la combinación de metales con halógenos.

**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.

**Ionización.-** Formación de moléculas o átomos con carga eléctrica. 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.

**Isotrópico.-** Propiedad física de los materiales no dependiente de la dirección de observación.

**Número atómico.-** Número entero positivo que equivale al número total de partículas cargadas (protones o electrones) existentes en el átomo neutro. Es característico de cada elemento químico y representa una propiedad fundamental del átomo, se representa por la letra  $Z$ .

**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 ionizar a los átomos sobre los que incide se denomina radiación ionizante. La radiación de partículas también puede ser ionizante si tiene suficiente energía. Algunos ejemplos de radiación de partículas son los rayos cósmicos, los rayos alfa o los rayos beta. Los rayos cósmicos son chorros de partículas subatómicas que provienen del espacio exterior, principalmente núcleos de hidrógeno (protones) y partículas alfa de alta energía. Los rayos cósmicos incluyen tanto partículas cargadas (electrones, piones y muones) como radiación gamma. Los rayos alfa son chorros de núcleos de helio positivamente cargados, procedentes de materiales radiactivos. Los rayos beta son electrones, también procedentes de fuentes radiactivas.

**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 puede ordenar 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  $0.5nm$ . Los rayos  $X$  blandos se traslapan con la radiación ultravioleta en longitudes de onda próximas a los  $50nm$ . La región ultravioleta, a su vez, da paso a la luz visible, que va aproximadamente desde  $400$  hasta  $800nm$ . Los rayos infrarrojos o 'radiación de calor', se traslapan con las frecuencias de radio de microondas, entre los  $100000$  y  $400000nm$ . Desde esta longitud de onda hasta unos  $15000m$ , 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.

**Rayos  $X$** .- Radiación electromagnética penetrante, con una longitud de onda menor que la luz visible, producida bombardeando 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.

**Termoluminiscencia**.- Es la emisión de fotones luminosos por ciertos materiales al ser calentados, habiendo sido expuestos previamente a radiación ionizante (Daniels, 1975).

## REFERENCIAS

- Attix, F.H., Roesch, W.C. (1968). "Radiation Dosimetry". Academic Press.
- Ávalos, M., Gradilla, I. (2006). "Comunicación Interna". Centro de Ciencias de la Materia Condensada (CCMC), actualmente: Centro de Nanociencias y Nanotecnología (CNyN), UNAM.
- Aznar, M., Polf, J., Akselrod, M., Andersen, C., Back, S., Boetter – Jensen, L., Mattsson, S., McKeever, S. Medin, J. (2002). "Real – time optical fiber dosimetry in radiotherapy". <http://www.aapm.org/meetings/02AM/pdf/7626-20413.pdf>
- Azorín, J. (1990). "Luminescence Dosimetry. Theory and Applications". Ed. Técnico – Científicas. México.
- Becker, K. (1977). "Solid State Dosimetry". CRC Press. Cleveland, Ohio.
- Beiser, A. (1978). "Conceptos de Física Moderna". Mc Graw – Hill Co. México.
- Bräunlich, P., Schäfer, D., Scharmann, A. (1975) "A simple model for thermoluminescence and thermally stimulated conductivity of inorganic photoconducting phosphors and experiments pertaining to infrared – stimulated luminescence". USAEC
- Brichard, B., Borgermans, P., Fernández, A., Lammens, K., Decreton, M. (2000). "Radiation effects in silica optical fiber exposed to intense mixed neutron – gamma radiation field". [http://www.sckcen.be/sckcen\\_en/people/affernandez/pdf/BB\\_TNS01.pdf](http://www.sckcen.be/sckcen_en/people/affernandez/pdf/BB_TNS01.pdf)
- Cameron, J.R., Suntharalingam, N., Kenney, G.N. (1968). "Thermoluminescent dosimetry (TLD)". The University of Wisconsin Press.
- Cameron, J.R., Zimmerman, D.W., Bland, R. (1975). "TL vs Roentgen in LiF: A proposed mathematical model". U.S. Atomic Energy Commission (USAEC).
- Caswell, R.S. (1982). "Radiation Protection and the International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU)". Nuclear Technology Publishing.
- Chen, R. (1969). "On the Calculation of Activation Energies and Frequency Factors from Glow Curves". J. Appl. Phys., 40, No. 2, 570 – 585.
- Chen, R. (1984). "Kinetics of Thermoluminescence glow peaks in thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry" (Ed. Y.S. Horowitz) Chap. 3. 49 – 88. CRC Press. Boca Raton.
- Christy, R.W., Johnson, N.M., Wilbarg, R.R., (1967). "Thermoluminescence and Color Centers in *LiF*". J. Appl. Phys. 38, No. 5, 2099 – 2106.
- Crittenden, G.C., Townsend, P.D., Gilkes, J., Wintershill, M.C. (1974). J. Phys. D Appl. Phys. 7, 2421 – 2415.
- Curie, D. (1963). "Luminescence in crystals". J. Wiley & Sons, Inc.
- Daniels, F. (1975). "Thermoluminescence final report". EEUU: U.S. Atomic Energy Commission (USAEC).

- Devine, R. (Editor), (1988). "The physics and technology of amorphous  $SiO_2$ ". Ed. Plenum Press.
- Dryden, J.S., Shuter, B. (1973). J. Phys. D. Appl. Phys. 6, 123 – 129.
- Espinosa, G., Golzarri, J.I., Vázquez, C., Fragoso, R. (2003). "Measurement of nano – size etched pits in  $SiO_2$  optical fiber conduit using AFM". Radiat Meas. 36, 175 – 178.
- Espinosa, G., Golzarri, J.I., Bogard, J., García – Macedo, J. (2006). "Comercial optical fiber as TLD material". Radiat. Prot. Dosim. 119, 197 – 200.
- Halperin, A., Braner, A.A., Ben – Sui, A. Y Kristianpoller, N. (1960). "Thermal activation energies in NaCl and KCl crystals". Phys. Rev. 117, 416 – 126.
- Hecht, J. (1999). "Understanding Fiber Optics". Third Edition. Prentice Hall.
- Hirata, J., Harvo, S., Crawford, J.R. Jr. (1977). J. Appl. Phys. 38, 2433 – 2434.
- Hornycak, W.F., Chen, R., Franklin, A. (1992). "Thermoluminescence characteristics of the 375°C electron trap in quartz". Phys. Rev. B. 6, Num. 13, 8036 – 8049.
- Horowitz, Y.S. (1984). "Thermoluminescence and thermoluminescent Dosimetry". CRC Press, Inc., Boca Ratón, Florida. USA.
- <http://proton.ucting.udg.mx/~omarcas/fibra.htm>
- <http://www.incs.com.mx/content.asp?60>
- [http://www.radioptica.com/Fibra/tipos\\_fibra\\_optica.asp](http://www.radioptica.com/Fibra/tipos_fibra_optica.asp)
- <http://platea.pntic.mec.es/~jdelucas/quimicadelestadosolido.htm>,
- <http://www.cec.uchile.cl/~geologia/cursos/GL45B/tecto/silice/tecto-silice.html>
- Huston, A.L., Justus, B.L., Falkenstein, P.L., Miller, R.W., Ning, H., Altemus, R. (2001). "Remote optical fiber dosimetry". Nucl. Instr. & Methods in Phys. Rev. B. 184, 55 – 67.
- Huston, A.L., Justus, B.L., Falkenstein, P.L., Miller, R.W., Ning, H., Altemus, R. (2002). "Optically stimulated luminescent glass optical fiber dosimeter". Radiat. Prot. Dosim. 101, 23 – 26.
- ICRU 1980. Rep. 33, "Radiation Quantities and Units. Washington, D.C.: ICRU Publications
- Instruction manual model 2000 thermoluminescence analyzer. The Harshaw Chemical Co.
- Jacobson, O.I. (1983). "Análisis comparativo de diferentes instrumentaciones para dosimetría Termoluminiscente (TLD)". Tesis profesional (Física). UNAM. 1983.
- Jain, S.C., Mehendru, P.C. (1979). Phys. Stat. Sol. 54, 957 – 958.
- Johns, H.E., Cunningham, J.R. (1969) "The physics of radiology" Springfield ch. C. Thomas.

Justus, B.L., Rychnovsky, S., Houston, A.L., Merritt, C.D. Pawlovich, K.J. (1997). "Optically Stimulated Luminescence Radiation Dosimetry using doped silica glass". Radiat. Prot. Dosim. 74, 151 – 154.

Justus, B.L., Merritt, C.D., Pawlovich, K.J., Houston, A.L. Rychnovsky, S. (1999a). "Optically stimulated luminescence dosimetry using doped fused quartz". Radiat. Prot. Dosim. 84, 189 – 192.

Justus, B.L., Pawlovich, K.J., Merritt, C.D., Houston, A.L. (1999b). "Optically and thermally stimulated luminescence characteristics of Cu – doped fused quartz". Radiat. Prot. Dosim. 81, 5 – 10.

Kittel, C. (1979). "Introduction to Solid State Physics". J. Wiley & sons, Inc.

Klick, C.C., Claffy, E.W., Gorbics, G., Attix, F.H., Schulman, J.H., Allard, J.G., (1977). "Thermoluminescence and Color Centers in  $LiF : Mg$ ". J. Appl. Phys. 38, No. 10, 3867 – 3874.

Knoll, G.F. (1979). "Radiation detection and measurement". J. Wiley & sons, Inc. USA.

Leverenz, H.W. (1950). "An Introduction to Luminescence of Solids". J.Wiley & Sons Inc.

Mayhugh, M.R., Christy, R.W., Johnson, N.M., (1970a). "Thermoluminescence and Color Center Correlations in Dosimetry  $LiF$ ". J. Appl. Phys. 41, No. 7, 2968 – 2976.

Mayhugh, M.R. (1970b). "Color Centers and the Thermoluminescence Mechanism in  $LiF$ ". J. Appl. Phys. 41, No. 12, 4776 – 4782.

Mc. Kinlay, A.F. (1981). "Thermoluminescence Dosimetry". Adam Hilger. USA

McKeever, S.W.S. (1988). "Thermoluminescence of solids". Cambridge: Cambridge University. ISBN 0–521–36811–1.

Miller, L.D., Bube, R.H. (1970). "Luminescence, Trapping, and  $F$  Centers in Lithium Fluoride Crystals". J. Appl. Phys. 41, No. 9, 3687 – 3697.

Nambi, K.S.V. (1975). "Discovery of TL". Health Physics 28, 482 – 485.

Nérou, J.P. (1991). "Introducción a las telecomunicaciones por fibras ópticas". Ed. Trillas.

Ong, C.L., Kandaiya, S., Kho, H.T., Chong, M.T. (2009). "Segments of a comercial  $Ge$  – doped optical fiber as a thermoluminescent dosimeter in radiotherapy". Radiation Measurements. 44, 158 – 162.

Pavlov, P.V., Jojlov, A.F. (1987). "Física del estado sólido". Ed. Mir Moscú.

Portal, G. (1981). "Preparation and properties of principal  $TL$  products". In: Applied Thermoluminescence Dosimetry. Ed. By M. Oberhoffer and A Schermann. Adam Hilger Ltd. Bristol. 97 – 122, ISBN 0–85274–544–3.

Randall, I.T. y Wilkins, M.E.F. (1945). "Phosphorescence and electron traps". proc. R. Soc. A. 18, 366.

Rossiter, M.J., Rees – Evans, D.B., Ellis, S.C. Griffiths, J.M. (1971). J. Appl. Phys. 4, 1245 – 1248.

- Rubio, B. Introducción a la ingeniería de la fibra óptica. Addison – Wesley Iberoamericana. México.
- Scharmman, A. (1950). “Applied thermoluminescence of solids”. J. Wiley & Sons, Inc.
- Scharmman, A. (1981). “History”. Applied Thermoluminescence Dosimetry. Eds M Oberhofer and A Scharmman. ECSC, EEC, EAEC, Brussels and Luxembourg.
- Schulman, J.H. (1965). “The survey of luminescence dosimetry”. U.S. Atomic Energy Commission (USAEC).
- Schulman, J.H. (1975). “Principles of solid state luminescence dosimetry”. U.S. Atomic Energy Commission (USAEC).
- Silberberg, M. (2007). “Chemistry, The Molecular Nature of Matter and Change”. McGraw – Hill.
- Sowby, F.D. (1982). “Radiation Protection and the International Commission on Radiological Protection (ICRP)”. Radiation Protection Dosimetry, Vol 1, 4. Nuclear Technology Publishing
- Tait, W.H. (1980). “Radiation detection”. Butterworths Publishers, Inc.
- Tsoufanidis, N. (1995). “Measurement and detection of radiation”. Ed. Taylor and Francis. 2<sup>nd</sup>. Edition.
- Uchino, T., Takahashi, Y.T. (2001). “Structure and generation mechanism of the peroxy – radical in amorphous silica”. Phys. Rev. Let. Volume 86. Pp. 4560.
- Urbach, E. (1930). “Luminescence of Alkali Halides”. Sber. Akad. Wiss. Wien. Abt. IIa. Vol. 139, 363 – 370.
- Wehr, M.R., Richards, J.A., Adair, T.W. (1977). “Physics of the atom”. Addison Wesley.
- Wolf, H.F. (1979). “Handbook of fiber optics: Theory and Applications”. Granada.