



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

**PRODUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN
OPTOELÉCTRICA DE PELICULAS DELGADAS
DE ZnSe PREPARADAS POR EVAPORACIÓN EN
ALTO VACÍO**

Yesid Vargas Díaz

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de ciencias exactas, Departamento de física
Bogotá, Colombia
2017

PRODUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN OPTOELÉCTRICA DE PELICULAS DELGADAS DE ZnSe PREPARADAS POR EVAPORACIÓN EN ALTO VACÍO

Yesid Vargas Díaz

Trabajo final de grado como requisito parcial para optar al título de:
Magister en Física

Director:

Ph. D., Doctor Néstor Jaime Torres Salcedo

Línea de Investigación:

Materiales optoelectrónicos

Grupo de Investigación:

Grupo de Materiales con Aplicaciones Tecnológicas (GMAT)

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias Exactas, Departamento de Física
Bogotá, Colombia
2017

Agradecimientos

Deseo expresar mi profunda gratitud a:

A mi director de tesis Prof. Dr. Néstor Jaime Torres por su saber, sus sabias orientaciones, su organización en el trabajo, su persistencia, su paciencia y motivación.

Al profesor Mauricio Martínez y a mi compañera de grupo Ángela Pardo ya que siempre estuvieron dispuestos a ofrecer su ayuda y guiarme gracias a su amplia experiencia y sabios consejos.

A mis compañeros y amigos Jorge Rodríguez y Camilo Velasquez, con quien compartimos conocimientos y nos colaboramos mutuamente.

A mi esposa Jennifer que estuvo apoyándome durante la realización de este trabajo y cuyo apoyo me sirvió para persistir en la culminación del mismo.

Finalmente quiero agradecer a mis padres ya que gracias a ellos he llegado hasta aquí.

Resumen

En este trabajo se depositaron muestras de Seleniuro de Zinc (ZnSe) sobre vidrio, utilizando la técnica de evaporación en alto vacío. Las muestras fueron caracterizadas optoelectrónicamente con medidas de transmitancia y fotoconductividad. Los espectros de transmitancia se simularon teóricamente y de la simulación se determinó el índice de refracción, el coeficiente de absorción y el gap óptico del material (alrededor de 2.66 eV). En las medidas de fotoconductividad se encontró una respuesta espectral amplia del material principalmente en el rango visible del espectro electromagnético (300-800 nm). Finalmente, se propone un modelo teórico para la fotoconductividad con el fin de analizar cómo afectan los distintos parámetros involucrados en este fenómeno al ser modificados. Para la aplicación del modelo se utilizaron los coeficientes de absorción calculados a partir de las medidas de transmitancia y se variaron otros parámetros como la longitud de difusión, la velocidad de recombinación, la movilidad o el tiempo de vida.

Palabras clave: Semiconductores, ZnSe, fotoconductividad, caracterización optoelectrónica, respuesta espectral.

Abstract

In this work samples of Zinc Selenide (ZnSe) were deposited on glass, using the technique of high vacuum evaporation. The samples were characterized optoelectrically by means of measurements of transmittance and photoconductivity. The transmittance spectra was theoretically simulated and, from the simulation, the refractive index, the absorption coefficient and the optical gap of the material (about 2.66 eV) were determined. In the photoconductivity measurements, a wide spectral response of the material was found mainly in the visible range of the electromagnetic spectrum (300-800 nm). Finally, a theoretical model for photoconductivity is proposed in order to analyze how they affect the different parameters involved in this phenomenon when they are modified. For the application of the model, the absorption coefficients calculated from the transmittance measurements were used and other parameters were varied such as diffusion length, recombination speed, mobility or life time.

Keywords: Semiconductors, ZnSe, photoconductivity, optoelectric characterization, spectral response

Contenido

Agradecimientos	v
Resumen	vii
1 Marco Teórico	4
1.1 Absorción	4
1.1.1 Absorción Fundamental	5
1.1.2 Absorción por impurezas	9
1.2 Relación entre constantes ópticas	10
1.2.1 Coeficiente de absorción	10
1.2.2 Índice de Refracción	11
1.2.3 Relaciones de Kramers-Kroning	13
1.2.4 Dispersión	14
1.2.5 Coeficiente de reflexión	17
1.2.6 Transmisión	18
1.3 Propiedades de transporte en semiconductores	20
1.3.1 Conducción por arrastre	20
1.3.2 Conducción por difusión	22
1.3.3 Fotoconductividad	24
1.3.4 Estructura de Bandas en semiconductores II-VI	26
1.3.5 1.3.5. Determinación de las constantes ópticas en películas delgadas de ZnSe	27
2 Detalles experimentales	32
2.1 Depósito del material en forma de películas delgadas	32
2.2 Limpieza de sustratos	33
2.3 Caracterización de las películas	34
2.3.1 Medidas de transmitancia	34
2.3.2 Fotoconductividad	34
3 Resultados y análisis	36
3.1 Transmitancia	36
3.2 Fotoconductividad	39

3.3	Cálculo teórico de la respuesta espectral	39
3.3.1	Efecto de parámetros sobre la forma e intensidad de la señal fotocon- ductora.	44
3.3.2	Pruebas del modelo teórico con ZnTe	49
4	Conclusiones y recomendaciones	51
4.1	Conclusiones	51
4.2	Recomendaciones	52
	Bibliografía	53

Lista de Figuras

1-1.	Coefficiente de Absorción como una función de la energía del fotón que ocurre en un semiconductor típico en la que se ilustra varios procesos de absorción [4]	5
1-2.	(a) Diagrama de bandas de un semiconductor ilustrando un caso de transición directa entre la banda de valencia (BV) y a banda de conducción (BC). (b) Variación de $\alpha^2(h\nu)$ en función de la energía del fotón para una transición directa permitida en el semiconductor GaAs tipo p. [24]	6
1-3.	(a) Diagrama de bandas de un semiconductor ilustrando un caso de transición indirecta. En él, se representan los procesos de absorción de luz con emisión de fonón (línea punteada) y absorción de luz con la absorción de fonón (línea continua). (b) Variación de $\alpha^{1/2}$ en función de la energía del fotón para una transición con emisión y absorción de un fonón [24].	8
1-4.	Diagrama de bandas de energía indicando las posibles transiciones que se presentan cuando la luz es absorbida en impurezas aceptoras y donoras.	9
1-5.	Cantidad de flujo de energía en un sistema el cual permite múltiples reflexiones internas.	19
1-6.	Arrastre de portadores de carga al aplicar un campo eléctrico a un semiconductor [33].	20
1-7.	(a) Contenedor dividido por una membrada en un plano. (b) Concentración de electrones $n(x)$ en función de la distancia x .	23
1-8.	Bandas de conducción y de valencia características de semiconductores tipo zinc blenda y wurzita de gap directo alrededor del centro (Γ) de la zona de Brillouin [4].	27
1-9.	Comparación entre el espectro de transmitancia experimental y teórico obtenido sobre una muestra de ZnSe.	29
2-1.	Sistema de evaporación utilizado para la preparación de las muestras.	32
2-2.	Rampa de temperatura de evaporación en función del tiempo.	33
2-3.	Espectrofotómetro utilizado en la caracterización óptica de películas delgadas a través de medidas de transmitancia.	34
2-4.	Vista Transversal y superior de las muestras fotoconductoras fabricadas. Electrodo de Cu fueron depositados por evaporación de alto vacío. La distancia paralela entre líneas de Cu es de 1 mm.	35
2-5.	Diseño experimental para las medidas de fotoconductividad.	35

3-1. Espectros de transmitancia de películas delgadas de ZnSe depositadas sobre vidrio (tiempo de depósito de 5 minutos) en función de la temperatura de sustrato.	36
3-2. Variación del coeficiente de absorción con respecto a la longitud de onda para las muestras preparadas.	37
3-3. Espectros de absorción obtenidos en las muestras preparadas.	38
3-4. Determinación del gap óptico de las muestras preparadas (a) 100°C, (b) 250°C.	38
3-5. Curvas de respuesta espectral para la fotoconductividad de las películas de ZnSe depositadas sobre sustratos de vidrio	39
3-6. Diagrama esquemático de una película semiconductor de espesor W , iluminado sobre una cara con una intensidad de luz Φ_0	40
3-7. Comparación entre las curvas de respuesta espectral experimentales y modeladas a) 100°C b) 200°C c) 250°C	43
3-8. a) Curvas de respuesta espectral del ZnSe con b) variaciones del coeficiente de absorción	44
3-9. Respuesta fotoconductor para una variación constante de α a partir de una longitud de onda de 550nm.	45
3-10. Respuesta espectral para coeficientes de absorción con forma exponencial.	46
3-11. Respuesta espectral para distintos valores de movilidad.	47
3-12. Respuesta espectral para distintos valores de τ	48
3-13. a) Variación de la respuesta espectral al cambiar las velocidades de recombinación en las superficies S_1 (aire/muestra) y b) S_2 (Muestra/aire).	49
3-14. Comparación entre la respuesta espectral obtenida teórica y experimentalmente para el ZnTe	50

Lista de Tablas

3-1. Parámetros utilizados para modelar teóricamente la respuesta espectral. . . .	43
--	----

Introducción

El seleniuro de zinc (ZnSe) es un material muy utilizado en celdas solares, construcción de láseres, diodos emisores de luz y fotodetectores entre muchas otras aplicaciones [1, 7, 16, 19, 23, 35, 40]. Es un semiconductor con una brecha de energía de 2.7 eV lo que lo hace muy interesante en aplicaciones de optoelectrónica. En las celdas solares basadas en CIGSS (Cobre Indio Galio Selenio Azufre) se utiliza como capa activa una película delgada de CdS. Debido a la alta toxicidad del CdS se hace necesario reemplazarlo. El ZnSe se presenta como un buen candidato ya que presenta una buena respuesta espectral y una intensa señal de fotoconductividad en la región espectral del visible y el ultravioleta. Las celdas solares hechas con ZnSe han alcanzado eficiencias del 9.6 % [30]. Otras celdas solares, como las basadas en CZTSe (Cobre Zinc Estaño Selenio) han optimizado su eficiencia de conversión de energía en hasta un 9.1 % sustituyendo un porcentaje la capa absorbente por Germanio y ZnSe [31]. Otros estudios que involucran ZnSe han mostrado que nanosensores basados en compuestos semiconductores dopados con Cu han mostrado una fuerte dependencia de su eficiencia cuántica y la cinética del decaimiento de la señal fotoluminiscente con el estado de la superficie de los nanocristales en estos compuestos [13].

Nuevos dispositivos optoelectrónicos como los diodos láser de emisión coherente que son activos en 490 nm de longitud de onda se han fabricado a partir del crecimiento epitaxial de pozos cuánticos de capas nanométricas de CdSe insertadas dentro de películas delgadas de ZnSe [9, 28]. También, a partir del crecimiento de películas delgadas de ZnSe sobre sustratos de silicio se ha logrado fabricar foto-diodos Schottky con una fuerte respuesta fotoconductora en la región visible del espectro electromagnético [39].

La fabricación de películas delgadas de ZnSe se ha hecho con varias técnicas, entre las cuales se puede destacar: crecimiento epitaxial por haces moleculares (Molecular Beam Epitaxy, MBE) que es una técnica bastante utilizada debido a la forma en que ordena los átomos al hacer la película delgada [12]; depósito por baño químico [18]; spray pirolisis [15]; evaporación asistida por láser pulsado [42] y pulverización catódica [29], entre otros métodos. Para el estudio de los semiconductores, se hace una caracterización del material ya sea óptica, eléctrica, morfológica, etc. Una de las técnicas más importantes para la caracterización del material es la fotoconductividad, la cual indica cómo cambia la conductividad de una muestra al ser expuesta a radiación electromagnética en un espectro determinado como se verá en el desarrollo del trabajo. Hay diversos factores que son importantes para que se dé

el fenómeno de la fotoconductividad tales como el tiempo de vida media de los portadores de carga del material, la longitud de difusión, la velocidad de recombinación y coeficiente de absorción entre otros que se mencionarán más adelante. Por esta razón se considera relevante entender cómo la variación de estos parámetros afecta el fenómeno de la fotoconductividad con el fin de, para futuros trabajos, poder variar estos parámetros experimentalmente.

Debido a la importancia de lo anteriormente mencionado, En este trabajo se prepararon películas delgadas de ZnSe por evaporación en alto vacío para diferentes temperaturas de sustrato. Las películas se caracterizaron con medidas transmitancia y fotoconductividad espectral en la región del espectro visible. La respuesta espectral se simula con un modelo teórico que permite determinar la influencia de diferentes parámetros en la fotoconductividad de la muestral dispositivo.

1 Marco Teórico

En este capítulo se dan a conocer los principales elementos teóricos necesarios para la comprensión de los fenómenos físicos involucrados en las medidas experimentales realizadas. Por lo cual se hace hincapié en los principios físicos básicos que rigen el comportamiento de los semiconductores tales como: transiciones entre bandas, niveles de energía, fenómenos de generación y recombinación de portadores, etc. También se hace un especial énfasis en conceptos como la absorción de luz y fotoconductividad.

1.1. Absorción

Dentro de los mecanismos de interacción de la radiación con la materia se encuentran la transmisión, la reflexión y la absorción. El mecanismo de absorción de luz es muy importante porque se utiliza tecnológicamente para el desarrollo de los diversos dispositivos optoelectrónicos. Al interactuar la luz con un sólido, la absorción de fotones se presenta con la aparición de diferentes procesos de excitación óptica, tal como se muestra en la figura 1.1. En la imagen se presentan los siguientes tipos de absorción óptica: (a) Reststrahlen o absorción de la red en la cual la radiación es absorbida por vibraciones del material, (b) absorción por portadores libres debido a la presencia de electrones libres y huecos, un efecto que disminuye cuando la energía del fotón aumenta, (c) absorción por impurezas (banda usualmente angosta debido a los materiales dopantes), (d) absorción por excitones que son usualmente observados a bajas temperaturas y son cercanos al borde de absorción fundamental, y (e) absorción fundamental o debida a transiciones banda – banda en la cual se excita un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción. La absorción tipo (e) tiene un coeficiente de absorción grande y ocurre cuando la energía del fotón llega a ser igual a la brecha de energía prohibida E_g del material.

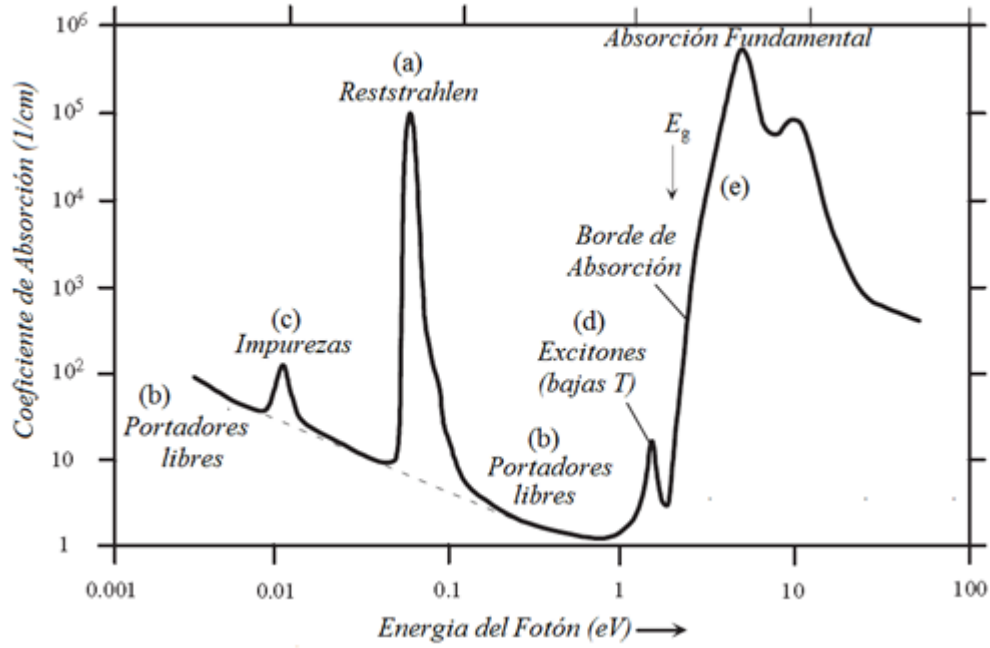


Figura 1-1: Coeficiente de Absorción como una función de la energía del fotón que ocurre en un semiconductor típico en la que se ilustra varios procesos de absorción [4]

La absorción de la luz por un medio óptico es cuantificada en términos del coeficiente de absorción $\alpha(h\nu)$ definido como la tasa relativa de decrecimiento en la intensidad de la luz es $I(h\nu)$ a lo largo de su camino de propagación al interior del sólido [10, 24]:

$$\alpha(h\nu) = \frac{1}{I(h\nu)} \frac{d[I(h\nu)]}{dz} \quad (1-1)$$

A continuación, se describirán algunas de las características básicas de los procesos de absorción óptica más importantes.

1.1.1. Absorción Fundamental

La absorción banda – banda o absorción fundamental (tipo (e) en la figura 1-1) ocurre debido a la foto-excitación de un electrón de la banda de valencia (BV) a la banda de conducción (BC). Así, la absorción de un fotón crea un electrón en la banda de conducción y un hueco en la banda de valencia. En la transición se debe conservar el momento y la energía del electrón, el hueco y el fotón. En un sólido cristalino con brecha de energía prohibida E_g , el coeficiente de absorción $\alpha(h\nu)$ se expresa como [24]:

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{if} n_i n_f \quad (1-2)$$

■ Transiciones Directas: Permitidas

Una transición directa es un proceso de foto-excitación de un electrón en el cual los fonones (partículas asociadas a las vibraciones de los átomos del material) no están involucrados. Como el momento del fotón, h/λ , es muy pequeño comparado con el momento del electrón, la transición se da desde la BV a la BC sin involucrar un fonón, en este caso el vector de onda k no cambia y la probabilidad de transición P_{if} es independiente de la energía del fotón.

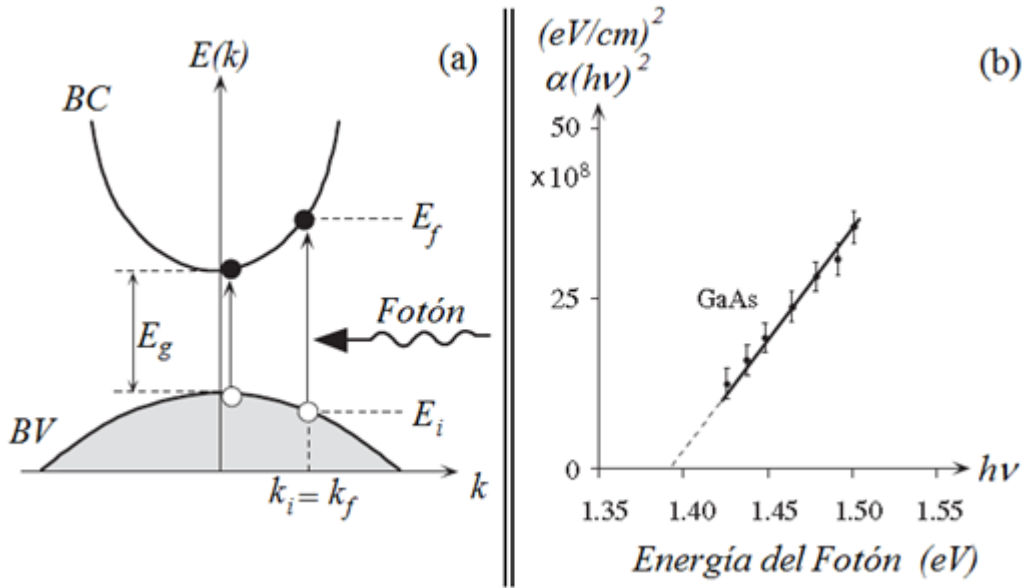


Figura 1-2: (a) Diagrama de bandas de un semiconductor ilustrando un caso de transición directa entre la banda de valencia (BV) y a banda de conducción (BC). (b) Variación de $\alpha^2(h\nu)$ en función de la energía del fotón para una transición directa permitida en el semiconductor GaAs tipo p. [24]

Así, una transición directa sobre un diagrama de bandas de energía de un semiconductor (Fig. 1-2 (a)) es una transición vertical de una energía inicial E_i y vector de onda k_i en la BV a una energía final E_f y vector de onda k_f en la BC de manera que:

$$E_f = h\nu - |E_i|$$

$$k_i = k_f \tag{1-3}$$

Y el coeficiente de absorción $\alpha(h\nu)$ está dado por

$$\alpha(h\nu) = A(h\nu - E_g)^{1/2} \tag{1-4}$$

Tal que:

$$A \approx \frac{q^2 \left(2 \frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*}\right)^{1/2}}{nch^2 m_e^*} \quad (1-5)$$

Donde E_g , es la brecha de energía prohibida, m_h^* y m_e^* son las masas efectivas del hueco y del electrón respectivamente, n es el índice de refracción, q la carga del electrón y c la constante de velocidad de la luz. De la ecuación 1-4, se observa que extrapolando la tangente de la gráfica $\lambda^2(h\nu)$ vs $h\nu$ en la región de alta absorción, se puede determinar el “gap” del material del valor de $h\nu$ en el intercepto de la tangente con el eje $h\nu$, como se observa en la Figura 1-2 (b).

■ Transiciones Directas: Prohibidas

En algunos materiales las reglas de selección prohíben las transiciones directas en $k = 0$ pero son permitidas en $k \neq 0$, la probabilidad de transición se incrementa con k_2 . La dependencia espectral del coeficiente de absorción está dada por:

$$\alpha(h\nu) = A'(h\nu - E_g)^{3/2} \quad (1-6)$$

Tal que:

$$A \approx \frac{4}{3} \frac{q^2 \left(2 \frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*}\right)^{5/2}}{nch^2 m_h^* m_e^* h\nu} \quad (1-7)$$

■ Transiciones Indirectas

En una transición indirecta desde la banda de valencia a la banda de conducción, se involucra un fonón además del fotón y el electrón, el fonón puede ser absorbido o emitido durante el proceso. La figura 1-3 ilustra el proceso de absorción de fotones a través de transiciones indirectas en donde E_p es la energía del fonón. Aunque existe un gran espectro de fonones sólo participan aquellos cuyo momento satisface la regla de selección. El proceso de emisión y absorción de fonón sólo se puede dar simultáneamente cuando la energía del fotón $h\nu > E_g + E_p$, entonces el coeficiente de absorción viene dado por

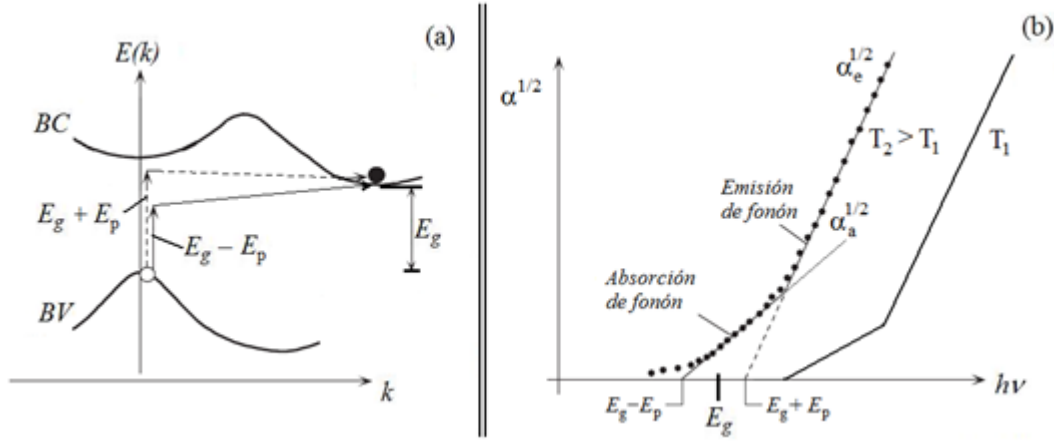


Figura 1-3: (a) Diagrama de bandas de un semiconductor ilustrando un caso de transición indirecta. En él, se representan los procesos de absorción de luz con emisión de fonón (línea punteada) y absorción de luz con la absorción de fonón (línea continua). (b) Variación de $\alpha^{1/2}$ en función de la energía del fotón para una transición con emisión y absorción de un fonón [24].

$$\alpha(h\nu) = \alpha_a(h\nu) + \alpha_e(h\nu) \quad (1-8)$$

Donde

$$\alpha_a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_p)^2}{\exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right) - 1} \quad \text{Absorción de fonón} \quad (1-9)$$

y

$$\alpha_e(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^2}{1 - \exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right)} \quad \text{Emisión de fonón} \quad (1-10)$$

Los cuales corresponden a los coeficientes de absorción por absorción y emisión de fonón, respectivamente. Para que el proceso de absorción de fonón ocurra, la energía del fotón $h\nu > E_g - E_p$, y para que se dé la emisión de fonón ésta debe ser $h\nu > E_g + E_p$. La influencia de la temperatura sobre α se muestra en la figura 1-3 (b), en donde se gráfica $\alpha^{1/2}$ vs $h\nu$. Extrapolando la curva en la zona de alta absorción hacia el eje $h\nu$ se obtienen los valores $E_g - E_p$ y $E_g + E_p$ (valores a partir de los cuales se obtiene la brecha prohibida del material y la energía del fonón). El desplazamiento de las curvas correspondientes a T_1 y T_2 , refleja el efecto de la temperatura sobre las bandas de energía.

1.1.2. Absorción por impurezas

La luz puede ser absorbida por átomos de impurezas (donoras o aceptoras) presentes en el material, proceso en el que posiblemente se originen uno o más de las siguientes transiciones de electrones:

- Entre niveles asociados a impurezas donoras neutras y niveles de la banda de conducción \rightarrow Transición (a), en la Figura 1-4
- Entre niveles de la banda de valencia y los niveles aceptores \rightarrow Transición (b)
- Entre niveles de la banda de valencia y los niveles donores \rightarrow Transición (c)
- Entre niveles aceptores y niveles de la banda de conducción \rightarrow Transición (d)

El coeficiente de absorción correspondiente a la absorción vía impurezas es mucho menor que el asociado a transiciones directa entre bandas porque la densidad de estados asociada a impurezas es mucho menor que la densidad de estados en las bandas. En transiciones entre niveles de impurezas cercanos a las bandas y las bandas: casos (a) y (b), los electrones conservan su momento, mientras que en las transiciones entre bandas y niveles profundos de impurezas: casos (c) y (d) la conservación del momento se da mediante la absorción o emisión de un fonón [3].

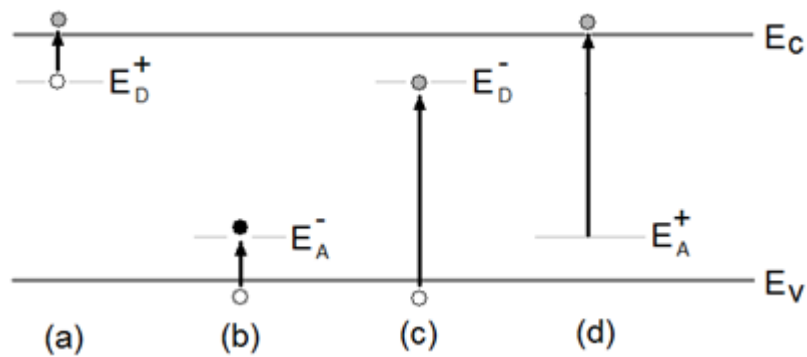


Figura 1-4: Diagrama de bandas de energía indicando las posibles transiciones que se presentan cuando la luz es absorbida en impurezas aceptoras y donoras.

En materiales semiconductores compensados que contienen tanto impurezas donoras como aceptoras, se puede presentar absorción de la luz involucrando transiciones entre niveles aceptores y niveles donores, ya que en los estados donores pueden estar parcialmente vacíos y los aceptores parcialmente ocupados. Debido a que la interacción electrostática entre impurezas donoras y aceptoras ionizadas depende de la separación, es posible tener una amplia gama de transiciones para las cuales debe ocurrir

$$h\nu = E_g - E_D - E_A + \frac{q^2}{\varepsilon r} \quad (1-11)$$

Donde E_D y E_A son las energías de ionización de las impurezas donoras y aceptoras, r la separación entre donador y aceptor y ε la constante dieléctrica del material.

1.2. Relación entre constantes ópticas

1.2.1. Coeficiente de absorción

Una onda plana monocromática de frecuencia ω propagándose en la dirección $\vec{z} = z\hat{k}$ un medio cuyo índice de refracción n^* es de la forma $n - ik$, se escribe como

$$E(\vec{z}, t) = E_0 \exp[-i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)] \quad (1-12)$$

Donde E_0 es la amplitud de la onda y \vec{k} es el número de onda en el medio el cual viene dado por

$$\vec{k} = \omega\sqrt{\varepsilon_r}\hat{k} = \frac{\omega}{c}n^*\hat{k} = \frac{2\pi}{\lambda}n^*\hat{k} \quad (1-13)$$

siendo λ la longitud de onda del campo eléctrico en el espacio libre. Por tanto,

$$\vec{k} \cdot \vec{z} = \frac{2\pi}{\lambda}(n - ik)z \quad (1-14)$$

Sustituyendo 1-14 en 1-12 se tiene que

$$E(\vec{z}, t) = E_0 \exp[-i(\frac{2\pi}{\lambda}(n - ik)z - \omega t)]$$

$$E(\vec{z}, t) = E_0 \exp[-i(\frac{2\pi n}{\lambda}z - \omega t)] \cdot \exp[-\frac{2\pi k}{\lambda}z] \quad (1-15)$$

Entonces, en la ecuación 1-15 se observa que la parte imaginaria del índice de refracción produce como efecto una atenuación en la amplitud de la onda plana a lo largo de la dirección de propagación. En consecuencia, la absorción de la luz por un medio óptico es cuantificada por su coeficiente de absorción $\alpha(h\nu)$. Éste es definido como la fracción de la intensidad absorbida en una unidad de longitud en el medio. Como la onda se propaga en dirección z y la intensidad de ésta en la posición z es $I(z)$ entonces la variación en una disminución en la intensidad con una pequeña variación dz es dada por [5, 36, 37]:

$$\alpha(h\nu) = \frac{1}{I(z)} \frac{d[I(z)]}{dz} \quad (1-16)$$

Siendo

$$I(z) = I_0 \exp[-\alpha(h\nu)z] \quad (1-17)$$

Donde I_0 es la intensidad de la onda en $z = 0$. La ecuación de arriba predice que la intensidad de la onda electromagnética en el interior del material decrece exponencialmente, entonces teniendo en cuenta que la intensidad óptica se define como el cuadrado del campo eléctrico, se tiene que:

$$I(z) = E(\vec{z}, t) \cdot E^*(\vec{z}, t) = E_0^2 \exp\left[-\frac{4\pi k}{\lambda} z\right] \quad (1-18)$$

Por tanto, al comparar 1-17 y 1-18 se tiene que:

$$\lambda(h\nu) = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (1-19)$$

La relación de arriba, muestra que el coeficiente de absorción $\alpha(h\nu)$ depende de la parte imaginaria del índice de refracción es decir, del coeficiente de extinción k .

1.2.2. Índice de Refracción

Una de las constantes ópticas más importantes de un material es su índice de refracción, el cual en general, depende de la longitud de onda de la onda electromagnética, a través de la relación llamada dispersión. En particular, el índice de refracción n de un medio óptico o dieléctrico, es el cociente de la velocidad de la luz c en el vacío y su velocidad v en el medio

$$n = \frac{c}{v} \quad (1-20)$$

Y éstas se definen como

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \times 10^8 \frac{m}{s} \quad (1-21)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (1-22)$$

Donde ε_0 y ε son las permitividades eléctricas y μ_0 y μ son las permeabilidades magnéticas en el vacío y el medio, respectivamente. Sustituyendo 1-21 y 1-22 en 1-20 se obtiene que

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (1-23)$$

Donde $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$ es la constante dieléctrica estática o permitividad relativa y $\mu_r = \mu/\mu_0$ es permeabilidad relativa. En medios no magnéticos se tiene que $\mu_r = 1$, por tanto el índice de refracción de la ecuación 1-23 es igual a $n = \sqrt{\varepsilon_r}$, el cual es muy útil en relacionar las propiedades dieléctricas a las propiedades ópticas del material para alguna frecuencia de interés particular. Como ε_r depende de la longitud de onda de la luz, el índice de refracción n también depende de ésta, por lo que esta dependencia es llamada dispersión. En éstos materiales, el índice de refracción viene dado por una función compleja de la frecuencia de la onda de luz. El índice de refracción complejo, denotado usualmente por n^* , con n como su parte real y k su parte imaginaria llamada coeficiente de extinción es relacionada a la permitividad relativa compleja $\varepsilon_r = \varepsilon'_r - i\varepsilon''_r$ por

$$n^* = n - ik = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{\varepsilon'_r - i\varepsilon''_r} \quad (1-24)$$

Tal que,

$$\varepsilon'_r = n^2 - k^2 \quad y \quad \varepsilon''_r = 2nk \quad (1-25)$$

De esta manera es posible obtener la parte real (n) e imaginaria (k) del índice de refracción de la siguiente manera:

$$n^2 - k^2 = (n + k)(n - k)$$

$$\varepsilon_r'^2 = (n^2 - k^2 + 2nk)(n^2 + k^2 - 2nk)$$

$$\varepsilon_r''^2 = (n^2 - k^2)^2 - (2nk)^2 = (n^2 + k^2)^2 - \varepsilon_r''^2$$

$$n^2 + k^2 = \sqrt{(\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2)^2} \quad (1-26)$$

Y al combinar 1-25 y 1-26 se tiene

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2)} + \varepsilon_r'} \quad (1-27)$$

$$k = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2)} - \varepsilon_r'} \quad (1-28)$$

1.2.3. Relaciones de Kramers-Kroning

Definimos como constante dieléctrica compleja o permitividad relativa compleja a $\varepsilon_r = (n^*)^2 = \varepsilon_r' - i\varepsilon_r''$, la cual depende de la frecuencia ν de la onda electromagnética. La parte real ε_r' e imaginaria ε_r'' , respectivamente, son interdependientes de acuerdo a las relaciones de Kramers-Kroning:

$$\varepsilon_r'(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\omega' \varepsilon_r''(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (1-29)$$

$$\varepsilon_r''(\omega) = -\frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\varepsilon_r'(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (1-30)$$

Donde ω' es la variable de integración y P es el valor principal de la integral de Cauchy definida por:

$$P \int_0^\infty \equiv \lim_{a \rightarrow 0} \left(\int_0^{\omega-a} + \int_{\omega+a}^\infty \right) \quad (1-31)$$

Del mismo modo, se pueden encontrar las expresión de la parte real $n(\omega)$, e imaginaria, $k(\omega)$, del índice complejo de refracción, sustituyendo 1-29 y 1-30 en las definiciones 1-27 y 1-28, tal que se obtiene [31]:

$$n(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{k(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad y \quad k(\omega) = \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{n(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (1-32)$$

1.2.4. Dispersión

Se define dispersión como la variación de las propiedades ópticas de un material con una función de la frecuencia ω de la onda electromagnética que interacciona sobre éste. Cuando un material dieléctrico se somete a un campo eléctrico E , la distribución de la carga en sus átomos se ve afectada y se polariza. El momento dipolar resultante por unidad de volumen está dado por:

$$P = (\varepsilon - \varepsilon_0)E \quad (1-33)$$

La polarización del material puede tener lugar mediante dos mecanismos:

- En moléculas que tienen enlaces polares, la distribución de carga de enlace no es uniforme, así en presencia de un campo eléctrico E los dipolos se orientan sobre sí mismos y se produce una polarización, cuya orientación va en dirección del enlace.
- En átomos y moléculas no polares, así en presencia de un campo eléctrico E se produce una polarización condicionada por la dirección de E , pero sin coincidir necesariamente con ella.

La polarización afecta a: los electrones de los átomos y/o moléculas o a los enlaces entre moléculas y/o átomos (grupos iónicos). Por lo general, las moléculas y grupos iónicos sólo pueden polarizarse si la frecuencia del campo eléctrico es muy pequeña (longitudes de onda largas), debido a su elevada inercia. Mientras que, para frecuencias altas sólo los electrones pueden seguir las oscilaciones del campo eléctrico, de manera que éstos contribuyen en el valor de la constante dieléctrica. Así, los electrones en cada orbital de un átomo se pueden considerar como una nube electrónica en equilibrio alrededor del núcleo. Al desplazar la nube electrónica de su posición de equilibrio y suponiendo que el desplazamiento ocurre a lo largo del eje x , entonces una fuerza restauradora $F = -kx$ devolverá al sistema a su posición de equilibrio. Además, sin la presencia de un campo eléctrico externo la nube electrónica oscilará alrededor de la posición de equilibrio con una frecuencia natural (o resonante) ω_0 definida como

$$\omega_0 = \left(\frac{k}{m_e}\right)^{1/2} \quad (1-34)$$

Donde m_e es la masa del electrón. Entonces, un material se puede considerar como un conjunto de átomos polarizables de tamaño pequeño en relación con la longitud de onda de la radiación incidente. Al incidir la luz sobre este medio, cada átomo se comporta como un oscilador controlado directamente por el campo eléctrico, el cual es función del tiempo $E(t)$. La fuerza que ejerce este campo sobre un electrón de carga q_e es

$$F_e = q_e E_0 \cos \omega t \quad (1-35)$$

Por tanto, a partir de la segunda ley de Newton se deduce la ecuación de movimiento que gobierna el desplazamiento x del electrón siendo igual a

$$q_e E_0 \cos \omega t - m_e \omega_0^2 x = m_e \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (1-36)$$

Al oscilar el electrón con la misma frecuencia que $E(t)$, se puede proponer la siguiente expresión de su oscilación: $x(t) = x_0 \cos \omega t$ donde x_0 es la amplitud de oscilación. De manera que, al sustituir en 1-36, se deduce que:

$$x(t) = \frac{q_e E_0 \cos \omega t}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)} = \frac{q_e}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)} E(t) \quad (1-37)$$

Que representa el desplazamiento relativo entre la nube electrónica y el núcleo positivo. Por tanto, de esta expresión se concluye que:

- En ausencia de un campo eléctrico externo dependiente del tiempo, es decir, para $\omega = 0$, el oscilador vibra a su frecuencia de resonancia ω_0 .
- Si la frecuencia ω de la onda incidente es: $\omega < \omega_0$ significa que el oscilador sigue la frecuencia del campo aplicado y por tanto $E(t)$ y $x(t)$ están en fase.
- Si la frecuencia ω de la onda incidente es: $\omega > \omega_0$ significa que el desplazamiento $x(t)$ del oscilador se hace en dirección opuesta a la fuerza aplicada $F_e = q_e E(t)$ y por tanto $E(t)$ y $x(t)$ no están en fase.

El momento de dipolo en el material es la carga q_e por su desplazamiento, y si dentro de él hay N electrones por unidad de volumen, la polarización (es decir, la densidad de momentos de dipolo) es igual a:

$$P = q_e N x \quad (1-38)$$

Y a partir de 1-37, la polarización es igual a

$$P(t) = \frac{q_e^2 N}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)} E(t) \quad (1-39)$$

Expresión que sustituida en 1-33, da

$$(\varepsilon - \varepsilon_0) = \frac{q_e^2 N}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{q_e^2 N}{\varepsilon_0 m_e(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (1-40)$$

Se tiene que el índice de refracción complejo n^* dado por 1-24 depende de ε_r , de manera que la ecuación que describe la dispersión de n^* en función de la frecuencia ω es

$$n^{*2}(\omega) = 1 + \frac{q_e^2 N}{\varepsilon_0 m_e (\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (1-41)$$

Por tanto, según esta expresión se tiene que:

- Para frecuencias mayores a la de resonancia, $\omega_0^2 - \omega^2 < 0$ el segundo término de la expresión de la dispersión es negativo y por tanto el índice de refracción $n^*(\omega) < 1$. Así, el oscilador oscila en oposición de fase con la fuerza que lo produce.
- Para frecuencias menores a la de resonancia, $\omega_0^2 - \omega^2 > 0$ el segundo término de la expresión de la dispersión es positivo y por tanto el índice de refracción $n^*(\omega) > 1$. Así, la polarización eléctrica está en fase con la fuerza que lo produce.

De hecho, un medio óptico en la realidad tiene varias frecuencias resonantes. Esto se debe porque en el material no todos los electrones ligados al átomo son idénticos y no todos oscilan a la misma frecuencia. Por esta razón, la relación de dispersión 1-41 puede ser modificada al considerar a f_j como la fracción de átomos cuyas frecuencias características son ω_{0j} en las que se puede absorber o emitir radiación donde $j = 1, 2, 3, 4, \dots$, la cual está dada por la siguiente expresión:

$$n^{*2}(\omega) = 1 + \frac{q_e^2 N}{\varepsilon_0 m_e} \sum_j \left(\frac{f_j}{(\omega_{0j}^2 - \omega^2)} \right) \quad (1-42)$$

En donde el término f_j satisface $\sum_j f_j = 1$ y por tanto son factores de proporcionalidad. En consecuencia, cuando $\omega = \omega_{0j}$, $n^*(\omega)$ es discontinuo, es decir, se produce un término con un cero en el denominador y para valores muy cercanos a ω_{0j} , $n^*(\omega)$ toma un valor casi infinito. Este hecho es contradictorio a los datos experimentales para los que $n^*(\omega)$ aumenta para frecuencias $\omega = \omega_{0j}$, en donde $n^*(\omega)$ no es ni infinito ni discontinuo. Esto se debe a que no se ha considerado el efecto de la amortiguación del oscilador debido a la proximidad de otros átomos, cuya presencia implica cierta fricción que trae como consecuencia que parte de la energía se convierta en calor. La fuerza de amortiguamiento, la cual es igual a

$$F_a = m_e \gamma \frac{dx}{dt} \quad (1-43)$$

Siendo γ el factor de amortiguamiento, m_e la masa del electrón y $\frac{dx}{dt}$ la velocidad de la oscilación. Por tanto, 1-42 queda expresada como

$$n^{*2}(\omega) = 1 + \frac{q_e^2 N}{\varepsilon_0 m_e} \sum_j \left(\frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 + i\gamma_j \omega} \right) \quad (1-44)$$

Expresión en la cual el denominador no llega a ser nunca cero, aunque $\omega = \omega_{0j}$. En consecuencia:

- Para la región cercana a $\omega = \omega_{0j}$ y ω crecientes, mientras se acerca a ω_{0j} , el término $\omega^2 - \omega_0^2$ decrece y por tanto $n^*(\omega)$ crece gradualmente de forma continua con la frecuencia y es lo que se denomina dispersión normal.
- Cuando ω se acerca a la frecuencia de resonancia ω_{0j} , los osciladores entran en resonancia, sus amplitudes crecen significativamente y esto se traduce en una radiación incidente amortiguada cuya absorción es fuerte. Para $\omega = \omega_{0j}$, el factor de amortiguamiento es dominante y por esto estas regiones del espectro se les llama bandas de absorción tal que la dispersión es llamada dispersión anómala.

1.2.5. Coeficiente de reflexión

Por lo general, la reflexión de la luz ocurre en la interfaz entre dos materiales ópticos con diferentes índices de refracción. Cuando una onda electromagnética incide normalmente en un medio dieléctrico, el coeficiente de reflexión r viene dado por [34]

$$r = \frac{1 - n^*}{1 + n^*} = \frac{1 - n + ik}{1 + n - ik} \quad (1-45)$$

La reflectancia R , es definida como el cociente entre I_0 y I_r los cuales corresponden la irradiancia o densidad de flujo radiante incidente y reflejada de la onda de luz, respectivamente. Por tanto, R se define a partir del coeficiente de reflexión como

$$R = \frac{I_r}{I_0} = \left| \frac{1 - n + ik}{1 + n - ik} \right|^2 = \frac{(1 - n)^2 + k^2}{(1 + n)^2 - k^2} \quad (1-46)$$

Cuando $k = 0$, es decir, en el rango transparente, entonces

$$R = \frac{(1 - n)^2}{(1 + n)^2} \quad (1-47)$$

Si $n = 0$, $R = 1$ entonces el material no es más que un semiconductor en el que la luz es totalmente reflejada. En ambos casos, cuando n o k son nulos, se requiere que $\varepsilon_r'' = 0$, es decir, que el medio no tenga pérdidas. Si ε_r'' no es cero, el material o es perfectamente transparente o perfectamente reflectivo y la radiación experimenta pérdidas. Estas pérdidas se manifiestan a través del coeficiente de absorción $\alpha(h\nu)$ como se vio en 1-19. Cuando ε_r'' toma un valor grande, las ecuaciones 1-27 y 1-28 muestran que n y k pueden ambos ser grandes y cercanamente iguales. En este caso, la reflectancia R se aproxima a la unidad [22].

1.2.6. Transmisión

Al considerar dos interfaces, la transmisión de la luz a través de éstas se define a partir del coeficiente de transmisión el cual se define como

$$T = \frac{I_t}{I_0} \quad (1-48)$$

Donde I_0 y I_t son respectivamente, la irradiancia o densidad de flujo radiante incidente y transmitida de la onda de luz. En general, para un medio isotrópico se define a la irradiancia como

$$I\left[\frac{W}{m^2}\right] = \frac{c\varepsilon_0}{2} |\vec{E}|^2 = \frac{c\varepsilon_0}{2} E_0^2 \quad (1-49)$$

Si entre las dos interfaces se encuentra un medio absorbente el cual tiene un espesor x , coeficiente de absorción α y una reflectancia R entonces la irradiancia que atraviesa la primera interface es

$$T_1 = \frac{I_1}{I_0} = (1 - R)I_0 \quad (1-50)$$

La irradiancia que llega a la segunda interface es

$$T_1 = \frac{I_2}{I_0} = (1 - R)I_0 \exp(-\alpha x) \quad (1-51)$$

Y tan sólo una fracción $(1 - R)(1 - R)I_0 \exp(-\alpha x)$ emerge [31]. La porción internamente reflejada sale eventualmente, pero considerablemente atenuada. Estas múltiples reflexiones se observan en la Figura **1-5**.

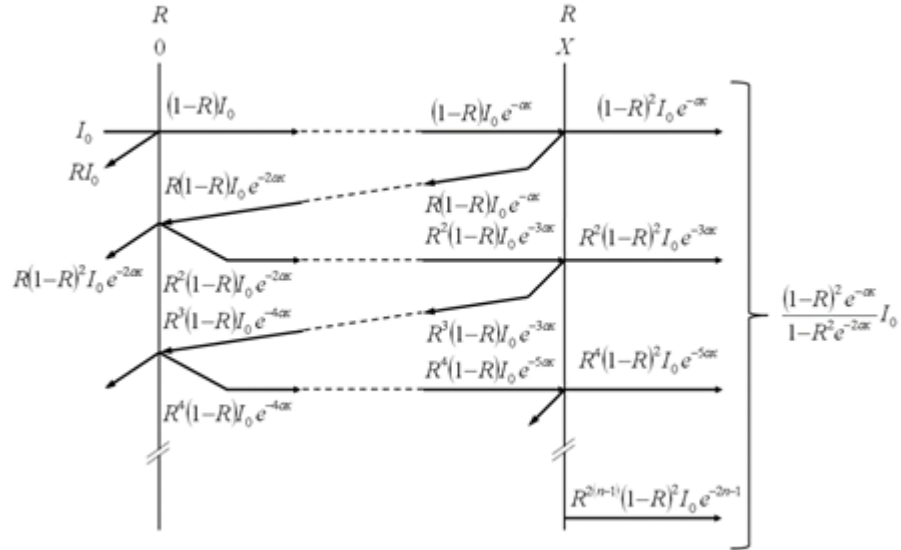


Figura 1-5: Cantidad de flujo de energía en un sistema el cual permite múltiples reflexiones internas.

El resultado final es que transmisión total está dada por

$$T_1 = \frac{I_t}{I_0} = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha x)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha x)} \quad (1-52)$$

Cuando el producto de αx es grande, se puede despreciar el segundo término en el denominador y se tiene que

$$T = (1 - R)^2 \exp(-\alpha x) \quad (1-53)$$

Si R y x son conocidos, 1-52 puede ser solucionada para α . Si R y x no son conocidos, uno puede medir la Transmitancia de dos muestras teniendo diferentes espesores x_1 y x_2 . Entonces α es obtenido de

$$\frac{T_1}{T_2} = \exp[\alpha(x_2 - x_1)] \quad (1-54)$$

Nótese que de 1-50 y 1-51 no es necesario conocer I_0 para usar 1-54, en donde se puede reemplazar $\frac{T_1}{T_2}$ por $\frac{I_1}{I_2}$.

1.3. Propiedades de transporte en semiconductores

El transporte de carga en materiales semiconductores está regido por los fenómenos de arrastre y difusión. En ambos fenómenos el estudio de transporte eléctrico se hace a través de la densidad de corriente J .

1.3.1. Conducción por arrastre

El movimiento de partículas cargadas por efecto de un campo eléctrico se denomina arrastre y da lugar a una corriente eléctrica. La fuerza que experimentan los portadores de carga por acción del campo eléctrico \vec{E} , se define como

$$\vec{F} = m^* \vec{a} = q \vec{E} \quad (1-55)$$

Donde m^* es la masa efectiva de los portadores de carga. La fuerza actuando sobre los portadores de carga tiende a acelerar a los huecos, con carga $+q$ en la dirección del campo eléctrico y a los electrones, con carga $-q$ en la dirección contraria (Figura 1-6).

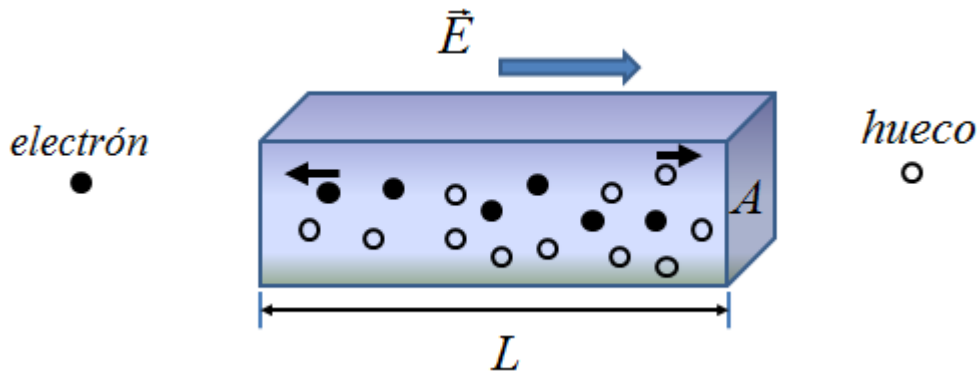


Figura 1-6: Arrastre de portadores de carga al aplicar un campo eléctrico a un semiconductor [33].

La aceleración es frecuentemente interrumpida por efectos de dispersión, colisiones entre portadores y átomos de la red. El resultado es un movimiento neto a lo largo de la dirección del campo, pero de manera no-continua, involucrando períodos frecuentes de aceleración y la subsecuente desaceleración por la colisión.

En promedio, el movimiento de todos los portadores puede describirse por medio de una velocidad de arrastre \vec{v} . La velocidad de arrastre para los electrones (n) y huecos (p) en un semiconductor debido al campo eléctrico, se define respectivamente como

$$\vec{v}^n = \frac{-e \vec{E}}{m_n^*} \tau_n = -\mu_n \vec{E} \quad (1-56)$$

$$\vec{v}^p = \frac{-e\vec{E}}{m_p^*} \tau_n = +\mu_p \vec{E} \quad (1-57)$$

Donde e es la carga del electrón, m_n^* y m_p^* son las masas efectivas, τ_n y τ_p son los tiempos entre colisión y colisión y μ_n y μ_p son las movilidades de electrones y huecos respectivamente. La movilidad de los portadores de carga define lo bien que éstos se mueven en un semiconductor, como resultado de la fuerza de un campo eléctrico.

El movimiento de arrastre de los portadores como respuesta a un campo eléctrico aplicado es realmente superpuesta sobre el movimiento térmico de los portadores, el cual es completamente aleatorio, sin embargo, el movimiento térmico en promedio no da lugar a un transporte neto de carga y puede ser despreciado.

La densidad de corriente de arrastre (\vec{J}_a), originada por el movimiento de los portadores de carga es igual a:

$$\vec{J}_a = \frac{\vec{I}_a}{A} = qN\vec{v} \quad (1-58)$$

Donde e es la carga del electrón, m_n^* y m_p^* son las masas efectivas, τ_n y τ_p son los tiempos entre colisión y colisión y μ_n y μ_p son las movilidades de electrones y huecos respectivamente. La movilidad de los portadores de carga define lo bien que éstos se mueven en un semiconductor, como resultado de la fuerza de un campo eléctrico.

El movimiento de arrastre de los portadores como respuesta a un campo eléctrico aplicado es realmente superpuesta sobre el movimiento térmico de los portadores, el cual es completamente aleatorio, sin embargo, el movimiento térmico en promedio no da lugar a un transporte neto de carga y puede ser despreciado.

$$\vec{J}_a = \vec{J}_a^n + \vec{J}_a^p$$

$$\vec{J}_a = (-en)(-\mu_n \vec{E}) + (+ep)(+\mu_p \vec{E})$$

$$\vec{J}_a = (en\mu_n + ep\mu_p)\vec{E}$$

$$\vec{J}_a = (\sigma_n + \sigma_p)\vec{E} = \sigma_T \vec{E} \quad (1-59)$$

Donde σ_T es la conductividad total en el semiconductor. Al sustituir 1-59 en 1-58 se tiene

$$\vec{J}_a = \frac{\vec{I}_a}{A} = \sigma_T \vec{E} \quad (1-60)$$

Donde

$$\vec{I}_a = A\sigma_T\vec{E} \quad (1-61)$$

De acuerdo a la ley de Ohm, la resistencia R es la razón entre el voltaje aplicado y la corriente de arrastre producida en el semiconductor. Por otro lado, el voltaje es igual al producto entre el campo eléctrico y la longitud del semiconductor, donde matemáticamente se expresa como:

$$R = \frac{\vec{V}}{\vec{I}_a} = \frac{\vec{E}L}{\vec{I}_a} \quad (1-62)$$

Sustituyendo 1-61 EM 1-62 se tiene que:

$$R = \frac{\vec{E}L}{A\sigma_T\vec{E}} = \frac{1}{\sigma_T} \frac{L}{A} = \rho \frac{L}{A} \quad (1-63)$$

Entonces, la resistencia R en el semiconductor depende del área transversal A , la longitud L de este y ρ la resistividad del material

1.3.2. Conducción por difusión

El segundo mecanismo que afecta el transporte eléctrico en un semiconductor es el debido a la difusión de portadores. Este fenómeno se debe a que en el material se origina una variación espacial de la concentración de los portadores de carga.

Se puede considerar un ejemplo de la física clásica en la que se divide un contenedor en dos partes por una membrana, como se muestra en la figura **1-7a**. El lado izquierdo contiene moléculas de gas a una temperatura particular y el lado derecho está vacío inicialmente. Las moléculas de gas están en continuo movimiento térmico aleatorio de modo que, cuando la membrana se rompe y las moléculas de gas fluyen al lado derecho del contenedor. La difusión es el proceso por el cual las partículas fluyen desde una región de alta concentración hacia una región de baja concentración. Si las moléculas de gas están cargadas eléctricamente, el flujo neto de carga f resultaría en una densidad de corriente de difusión J_d , es decir: $J_d = qf$.

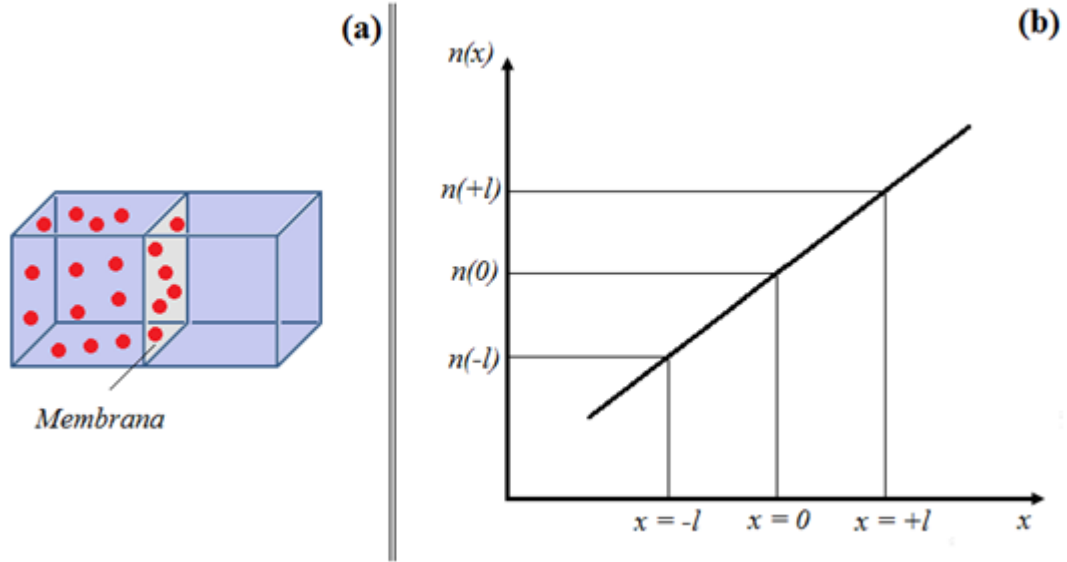


Figura 1-7: (a) Contenedor dividido por una membrana en un plano. (b) Concentración de electrones $n(x)$ en función de la distancia x .

Para comenzar a entender el proceso de difusión en un semiconductor, se considera el siguiente análisis simplificado. Si se supone que una concentración de electrones $n(x)$ varía en una dimensión como se muestra en la Figura 1-7b y la temperatura se asume uniforme de modo tal que, la velocidad térmica media v_{th} de los electrones es independiente de x , se podrá determinar la densidad de corriente J y para esto primero se determinará el flujo neto de electrones f_n por unidad de tiempo y por unidad de área a través del plano en $x = 0$. Si la distancia l mostrada en la figura 1-7b es el camino libre medio de un electro, que es la distancia promedio que viaja un electrón entre colisiones ($l = v_{th}\tau_c$). La probabilidad de que un electrón se mueva hacia la izquierda en $x = -l$ es la misma que lo haga hacia la derecha. De la misma manera, en un tiempo la mitad de ellos habrá atravesado el plano $x = 0$. Así, el flujo promedio de electrones que atraviesen el plano $x = 0$ desde la izquierda será,

$$f_{i \rightarrow d} = \frac{1}{2} \frac{n(-l)l}{\tau_c} = \frac{1}{2} n(-l)v_{th} \quad (1-64)$$

Análogamente, los que lo hacen desde la derecha

$$f_{d \rightarrow i} = \frac{1}{2} n(l)v_{th} \quad (1-65)$$

Y el flujo neto queda,

$$f_n = f_{i \rightarrow d} - f_{d \rightarrow i} = \frac{1}{2} v_{th}(n(-l) - n(l)) \quad (1-66)$$

Si la concentración de electrones se expande una serie de Taylor en $x = 0$, manteniendo solo los dos primeros términos de la serie, la ecuación 1-66 puede escribirse como

$$f_n = \frac{1}{2}v_{th}\left\{\left(n(0) - l\frac{dn}{dx}\right) - \left(n(0) + l\frac{dn}{dx}\right)\right\}$$

$$f_n = v_{th}l\frac{dn}{dx} \quad (1-67)$$

Entonces, la densidad de corriente para los electrones en una dirección es igual a

$$\vec{J}_d^n = -ef_n = -e(-v_{th}l\frac{dn}{dx})$$

$$\vec{J}_d^n = e(v_{th}l\frac{dn}{dx})$$

$$\vec{J}_d^n = eD_n\frac{dn}{dx} \quad (1-68)$$

Análogamente, para los huecos la densidad de corriente en una dirección es

$$\vec{J}_d^p = +ef_p = +e(-v_{th}l\frac{dp}{dx})$$

$$\vec{J}_d^p = -e(v_{th}l\frac{dp}{dx})$$

$$\vec{J}_d^p = -eD_p\frac{dp}{dx} \quad (1-69)$$

Entonces, se tienen cuatro posibles mecanismos que contribuyen a la densidad de corriente en un semiconductor. La componen el arrastre y la difusión de electrones y el arrastre y la difusión huecos, por tanto la densidad de corriente total es la suma de los cuatro componentes, y para el caso unidimensional

$$J = en\mu_n E_x + ep\mu_p E_x + eD_n\frac{dn}{dx} - eD_p\frac{dp}{dx} \quad (1-70)$$

Que puede ser generalizada a tres dimensiones como

$$J = en\mu_n E_x + ep\mu_p E_x + eD_n\vec{\nabla}_n - eD_p\vec{\nabla}_p \quad (1-71)$$

1.3.3. Fotoconductividad

El principio básico implicado en la fotoconductividad ocurre cuando un fotón de luz incide sobre un semiconductor de manera tal que se crean electrones y huecos libres en el material

siempre y cuando la energía de éste sea mayor a la brecha o energía gap del semiconductor. Como resultado se produce una mejora en la conductividad eléctrica en el material. Este fenómeno se conoce como fotoconductividad intrínseca. También, es posible observar la fotoconductividad cuando la energía del fotón coincide con la energía de ionización de las impurezas y por tanto estas son ionizadas creando portadores adicionales y por tanto observando un aumento en la conductividad. Este fenómeno se llama fotoconductividad extrínseca [38].

En un material homogéneo, la conductividad es expresada como:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (1-72)$$

Donde e es la carga del electrón, n y p son las densidades de electrones y huecos libres y μ_n y μ_p son sus movilidades, respectivamente. Bajo condiciones de equilibrio n y p son uniformes en todo el material.

La fotoconductividad $\Delta\sigma$ se define [17] como el incremento de la conductividad que ocurre en un semiconductor bajo una excitación óptica. Cuando la energía de la luz alcanza un valor cercano a la energía gap del semiconductor, la conductividad aumenta una cantidad $\Delta\sigma$, esto debido a la densidad de portadores libres Δn y Δp donde

$$\sigma = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) \quad (1-73)$$

En un tratamiento básico de la fotoconductividad en un semiconductor unipolar, generalmente es considerado el transporte de los portadores mayoritarios, así que para el caso de un semiconductor tipo n son los electrones los que se mueven y para un semiconductor tipo p lo hacen los huecos. Por otro lado, se supone la neutralidad de carga que se consigue durante el proceso de iluminación, es decir $\Delta n = \Delta p$. El exceso de portadores fotogenerados en un semiconductor es típicamente un orden de magnitud más bajo que sus densidades en oscuro es decir, $\Delta p \ll p$ y $\Delta n \ll n$. Para el caso contrario ocurre en un semiaislante en el que la cantidad de portadores de exceso es mucho más grande que la densidad en oscuro. La densidad de fotoportadores depende de los tiempos de vida τ_n y τ_p de acuerdo a la siguiente relación

$$\Delta n = G\tau_n, \quad \Delta p = G\tau_p \quad (1-74)$$

Donde G es el número de pares electrón-hueco generador por la luz por unidad de volumen y de tiempo. El parámetro G está relacionado con la intensidad de la luz $\Phi(\lambda)$ con que se excita el material de excitación y el coeficiente de absorción $\alpha(\lambda)$. La respuesta espectral es

por lo tanto función de λ , sensiblemente grande cuando la energía de la luz se acerca al gap y decrece para longitudes de onda largas. Teniendo en cuenta la ecuación 1-74, G puede ser expresado como

$$G = \alpha\beta\Phi \quad (1-75)$$

Donde β corresponde al par de portadores generados por cada fotón (típicamente $\beta < 1$). La variación de la fotoconductividad puede ser finalmente expresada por la relación

$$\Delta\sigma = e\beta\alpha\Phi(1 - R)(1 - e^{-\alpha x})(\mu_n\tau_m + \mu_p\tau_p) \quad (1-76)$$

Donde R es la reflectancia y x es la longitud de penetración. Por lo tanto existe una estricta correlación entre $\alpha(h\nu)$ y $\Delta\sigma(h\nu)$.

Para una energía del fotón $h\nu > E_g$, existe una región de alta absorción, donde la luz es principalmente absorbida sobre la superficie, por lo tanto la fotoconductividad $\Delta\sigma$ es controlada por el tiempo de vida de los portadores de la superficie. En la región intermedia donde $h\nu \approx E_g$ existe todavía una fuerte absorción, y la fotoconductividad es controlada por el tiempo de vida del portador en el bloque del semiconductor. En esta región la fotoconductividad adquiere una intensidad máxima cuando $\alpha \approx \frac{1}{d}$, donde d es el espesor de la muestra. Para $h\nu < E_g$, la luz atraviesa el material.

Por debajo de la energía gap se puede excitar transiciones extrínsecas, donde el coeficiente de absorción extrínseca es proporcional a la densidad de centros de absorción N_t

$$\alpha = \alpha^{OPT} N_t \quad (1-77)$$

Donde α^{OPT} es la sección transversal de captura óptica de los centros. Los espectros de fotoconductividad pueden exhibir picos cuyas alturas pueden estar correlacionadas con la densidad de defectos relativos a los niveles profundos en el semiconductor, los cuales corresponden a las transiciones intrínsecas y extrínsecas dependiendo de la energía de excitación del fotón.

1.3.4. Estructura de Bandas en semiconductores II-VI

La estructura de bandas de un material semiconductor depende directamente de su estructura cristalina y además se conoce que la estructura de bandas determina las propiedades ópticas del compuesto semiconductor. Como se mencionó en la introducción, los compuestos II-VI presentan dos tipos de estructuras cristalinas que son la zinc-blenda o cúbica y la wurzita o hexagonal. La Figura 1-8 muestra las típicas bandas de energía para semiconductores con estructura zinc blenda y wurzita en el centro de la zona de Brillouin.

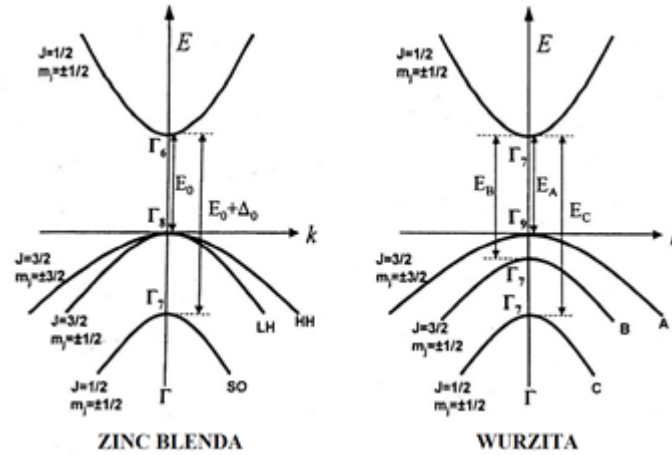


Figura 1-8: Bandas de conducción y de valencia características de semiconductores tipo zinc blenda y wurzita de gap directo alrededor del centro (Γ) de la zona de Brillouin [4].

En el caso de un semiconductor zinc blenda, los estados electrónicos son arreglados en los orbitales enlazados (valencia) y orbitales anti-enlazados (conducción) de las bandas electrónicas p y s , respectivamente.

De la Figura 1-8 se observa que la banda de conducción es única (tipo s) y que la banda de valencia está formada por tres sub-bandas (tipo p). Las dos superiores son degeneradas y se conocen como bandas de huecos pesados (HH) y bandas de huecos livianos (HL), la tercera se separa a una energía más baja por la interacción espín-órbita y se conoce como banda de huecos “Split-off” (SO). La diferencia de energía entre el máximo de la banda de valencia y el mínimo de la banda de conducción es el ancho de energía prohibida $E_g = E_0$, es decir entre Γ_8^V y Γ_6^C , mientras la separación entre Γ_8^V y Γ_7^C (SO) es debida a la interacción espín órbita y es usualmente representado por el símbolo Δ_0 . Por otro lado, la separación entre Γ_7^V y Γ_6^C se denomina como la transición “Split-off” a la banda de conducción y es denotada como: $E_0 + \Delta_0 = E_g + \Delta_{SO}$ siendo esta última las más intensa. La absorción de luz con la longitud de onda apropiada causa las transiciones electrónicas entre bandas. Los tres estados en la banda de valencia tienen un carácter atómico tipo p y la banda de conducción tipo s , así que es posible tener transiciones dipolares eléctricas de cada una de las bandas de valencia a la banda de conducción.

1.3.5. 1.3.5. Determinación de las constantes ópticas en películas delgadas de ZnSe

Para la correcta aplicación de modelo teórico es necesario conocer el valor de ciertas propiedades ópticas del material, principalmente el coeficiente de absorción. Esto se logra haciendo una simulación teórica a partir de los espectros de transmitancia experimentales.

Con base en la simulación teórica del espectro de transmitancia se evaluó la variación espectral de las constantes ópticas. La transmitancia se calcula usando el sistema óptico de una película delgada depositada sobre un sustrato de espesor semi-infinito [27]. La expresión para la transmitancia depende de la longitud de onda λ , el índice de refracción:

$$T = \frac{n_2}{n_1} \frac{[(1 + g_1)^2 + h_1^2][(1 + g_2)^2 + h_2^2]}{e^{2\alpha_1} + (g_1^2 + h_1^2)(g_2^2 + h_2^2)e^{-2\alpha_1} + C \cos 2\gamma_1 + D \sin 2\gamma_1} \quad (1-78)$$

Donde

$$g_1 = \frac{n_0^2 - n_1^2 - k_1^2}{(n_0 + n_1)^2 + k_1^2} \quad (1-79)$$

$$h_1 = \frac{2n_0k_1}{(n_0 + n_1)^2 + k_1^2} \quad (1-80)$$

$$g_2 = \frac{n_1^2 - n_2^2 + k_1^2 - k_2^2}{(n_1 + n_2)^2 + (k_1 + k_2)^2} \quad (1-81)$$

$$h_2 = \frac{2(n_1k_2 - n_2k_1)}{(n_1 + n_2)^2 + (k_1 + k_2)^2} \quad (1-82)$$

$$\alpha_1 = \frac{2\pi k_1 d_1}{\lambda} \quad (1-83)$$

$$\gamma_1 = \frac{2\pi n_1 d_1}{\lambda} \quad (1-84)$$

$$A = 2(g_1g_2 + h_1h_2) \quad (1-85)$$

$$B = 2(g_1h_2 - g_2h_1) \quad (1-86)$$

$$C = 2(g_1g_2 - h_1h_2) \quad (1-87)$$

$$D = 2(g_1 h_2 + g_2 h_1) \quad (1-88)$$

Donde $n_0 = 1$ es el coeficiente de refracción del aire, n_1 y k_1 son respectivamente el índice de refracción y el coeficiente de extinción de la película delgada semiconductor y d_1 el espesor de ésta. Para el vidrio se utiliza $n_2 = 1,52$ y $k_2 = 0$ en la región del espectro analizado.

En el problema n_1 y k_1 depende de la longitud de onda y son desconocidos, el espesor de la muestra también es desconocido. Éstas constantes se obtienen a través de la simulación teórica del espectro de transmitancia experimental.

La figura 1-9 muestra un espectro de transmitancia característico para una película delgada de ZnSe. El espectro presenta una zona de alta absorción para longitudes de onda menores a 510 nm, y una zona semitransparente entre 510 y 2500 nm.

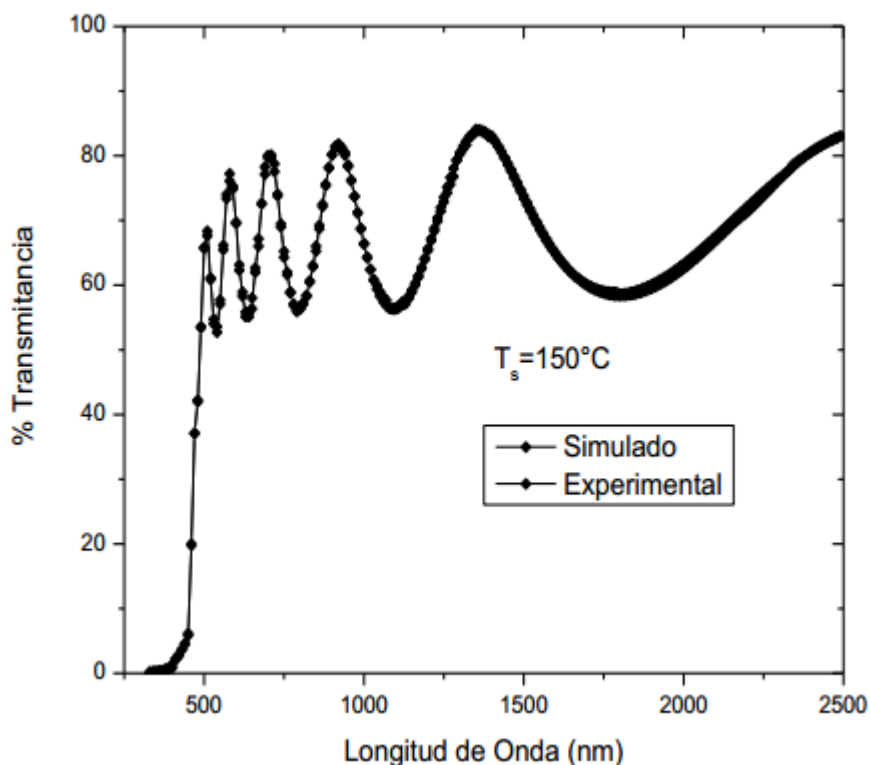


Figura 1-9: Comparación entre el espectro de transmitancia experimental y teórico obtenido sobre una muestra de ZnSe.

La zona semitransparente presenta máximos y mínimo de interferencias, este hecho permite, a partir de sus posiciones espectrales, calcular los valores iniciales para el índice de refracción

y el espesor de la muestra [6]. k_1 se supone inicialmente cero en la región semitransparente, en este caso las posiciones espectrales de los máximos y mínimos están dados por:

$$\frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda_m} = m\pi \quad (1-89)$$

Donde m es la longitud de onda asociada a máximos y mínimos, $1, 2, 3, \dots$ es el orden de interferencia. Los valores máximos y mínimos del espectro de transmitancia están dados por:

$$\frac{2n_0 n_2}{n_0^2 + n_2^2} \quad (1-90)$$

$$\frac{4n_0 n_1^2 n_2}{(n_0^2 + n_1^2)(n_1^2 + n_2^2)} \quad (1-91)$$

De la ecuación 1-91 vemos que T_{par} es igual a la transmitancia del sustrato cuando no tiene depositada la película. En nuestro sistema ZnSe/vidrio, $n_1 > n_2$ así que $T_{impar} < T_{par}$ entonces el sistema óptico de la curva de transmitancia se localiza por debajo de la curva de transmitancia del sustrato para todas las longitudes de ondas.

La relación 1-92 es usada para determinar el orden de interferencia teniendo en cuenta que, en la región semitransparente, la relación de dispersión del índice de refracción es baja, entonces para tres valores extremos consecutivos del espectro de transmitancia la siguiente relación es válida:

$$(m-1)\lambda_{m-1} \cong m\lambda_m \cong (m+1)\lambda_{m+1} \quad (1-92)$$

Las siguientes ecuaciones son deducidas a partir de 1-92

$$(m-1) \cong \frac{\lambda_{m-1}}{\lambda_{m-1} - \lambda_m} \quad (1-93)$$

Ó

$$(m-1) \cong \frac{\lambda_{m-1}}{\lambda_m - \lambda_{m+1}} \quad (1-94)$$

Estas ecuaciones permiten calcular el orden de interferencia para valores máximos y mínimos, entonces, los índices de refracción para valores mínimos son calculados con la ecuación 1-93

un valor promedio del espesor puede ser encontrado usando la ec. 1-91 con valores de m y n_1 calculados para un mínimo. Valores de k_1 para un mínimo pueden calcularse usando la ecuación 1-81, valores mínimos de n_1 y el espesor, cumpliendo siempre la relación

$$|T_{Teo} - T_{exp}| < 0,001 \quad (1-95)$$

Donde T_{Teo} es el valor de transmitancia teórico obtenido de la ecuación 1-81 y T_{exp} el valor experimental. Los máximos en los valores de k_2 se obtienen con la interpolación de los valores mínimos del coeficiente de extinción. El valor de n_1 para los máximos se calcula usando la ecuación 1-81 para valores máximos de k_1 y el espesor. El índice de refracción se ajusta mediante el modelo de oscilador simple propuesto por Wemple Didomenico (W-D) [41].

$$n_1^2 - 1 = \frac{E_d E_0}{E_0^2 - (h\nu)^2} \quad (1-96)$$

Donde $h\nu$ es la energía del fotón, E_0 la energía del oscilador y E_d la energía de dispersión. Estos valores son obtenidos haciendo la simulación teórica del espectro experimental, comparando para cada uno de los valores de longitud de onda utilizada, el cual corresponde respectivamente a

$$|T(n_1, k_1, d_1, \lambda) - T_{exp}| < 0,001 \quad (1-97)$$

Cuando la diferencia entre las curvas es menor que el 1% respecto a la curva simulada es posible obtener los valores de las constantes ópticas de la película delgada semiconductor en este caso el índice de refracción n_1 , el coeficiente de absorción α y la brecha de energía E_g .

2 Detalles experimentales

Para este trabajo se fabricaron películas delgadas de ZnSe utilizando la técnica de evaporación en alto vacío. Las muestras se depositaron sobre sustratos de vidrio común y utilizando como material precursor ZnSe en polvo con una pureza del 99,9% marca CERAC. La presión base fue de $2 \times 10^{-5} \text{ mbar}$ y las muestras se prepararon a temperaturas de sustrato de 100, 150 y 250°C . Luego se caracterizaron las películas con medidas de transmitancia y fotoconductividad. A continuación, se detallan los aspectos experimentales que se siguieron para la fabricación y caracterización de las películas.

2.1. Depósito del material en forma de películas delgadas

El sistema de depósito de las películas delgadas de ZnSe está formado por una cámara de vacío, un sistema de evaporación y un porta sustratos. El sistema de evaporación está formado por un horno coaxial de grafito en cuyo interior se coloca el evaporador con el material a depositar. En la parte inferior del evaporador se coloca una termocupla que permite controlar la temperatura de depósito. El evaporador está construido también en grafito.

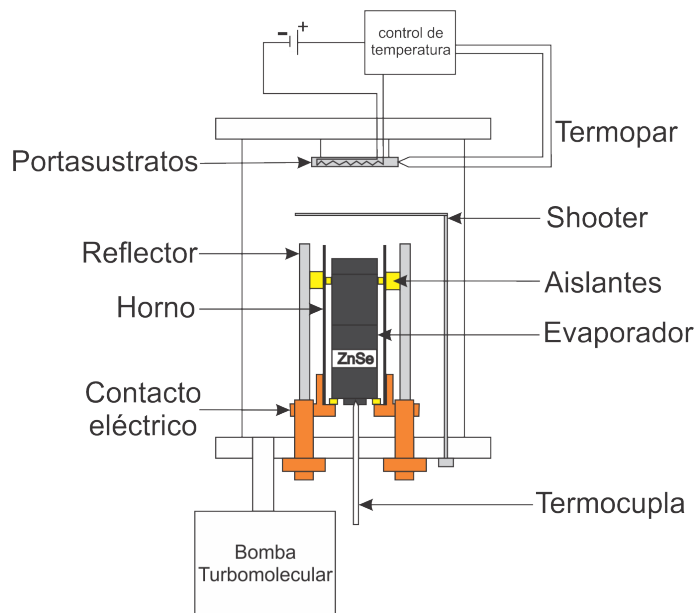


Figura 2-1: Sistema de evaporación utilizado para la preparación de las muestras.

Durante el proceso de depósito, la cámara se lleva a una presión del orden de $10^{-5}mbar$. $80mg$ de ZnSe han sido colocados anteriormente en el evaporador. Cuando se llega a la presión necesaria, se sube la temperatura del sistema hasta $750^{\circ}C$, temperatura a la cual se evapora el material. En esta temperatura se abre el obturador para permitir la llegada de material a los sustratos donde se forman las películas. En la figura 2-1 se muestra la variación de la temperatura del horno en función del tiempo. Al final del depósito se cierra el obturador y se apaga el evaporador y el calentador de sustratos.

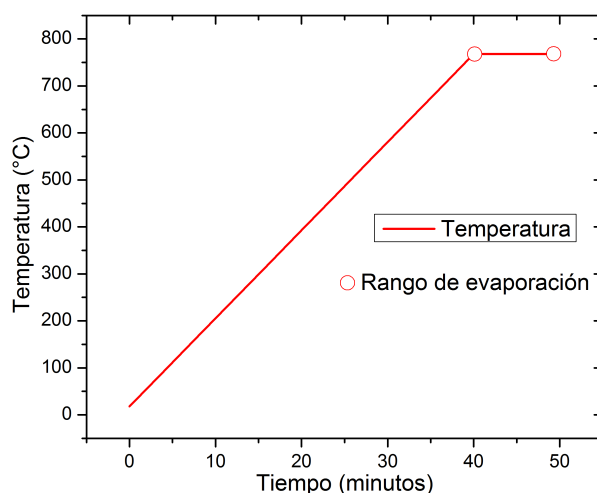


Figura 2-2: Rampa de temperatura de evaporación en función del tiempo.

2.2. Limpieza de sustratos

Para que los sustratos sean aptos para el depósito de las películas, es necesario realizar un minucioso proceso de limpieza para el cual se siguieron los siguientes pasos:

1. Lavado con detergente y posteriormente enjuagar mínimo tres veces con bastante agua común.
2. Luego los sustratos se dejan, aproximadamente 24 horas, sumergidos en una solución sulfocrómica.
3. Posteriormente, se retiran los sustratos de la solución y se enjuagan con agua desionizada y desmineralizada aplicando ultrasonido. Este proceso se debe realizar mínimo tres veces durante dos minutos cada vez.

4. Finalmente se enjuagan con alcohol isopropílico y se secan los sustratos con aire caliente.

Una vez se tengan los sustratos limpios, se procede al depósito de las películas.

2.3. Caracterización de las películas

2.3.1. Medidas de transmitancia

Las medidas de transmitancia se hicieron utilizando el espectrofotómetro UV-VIS Oriel. La Figura 2-3 muestra los componentes del espectrofotómetro en el cual se hicieron mediciones para el rango entre los 250 y 2500 nm.

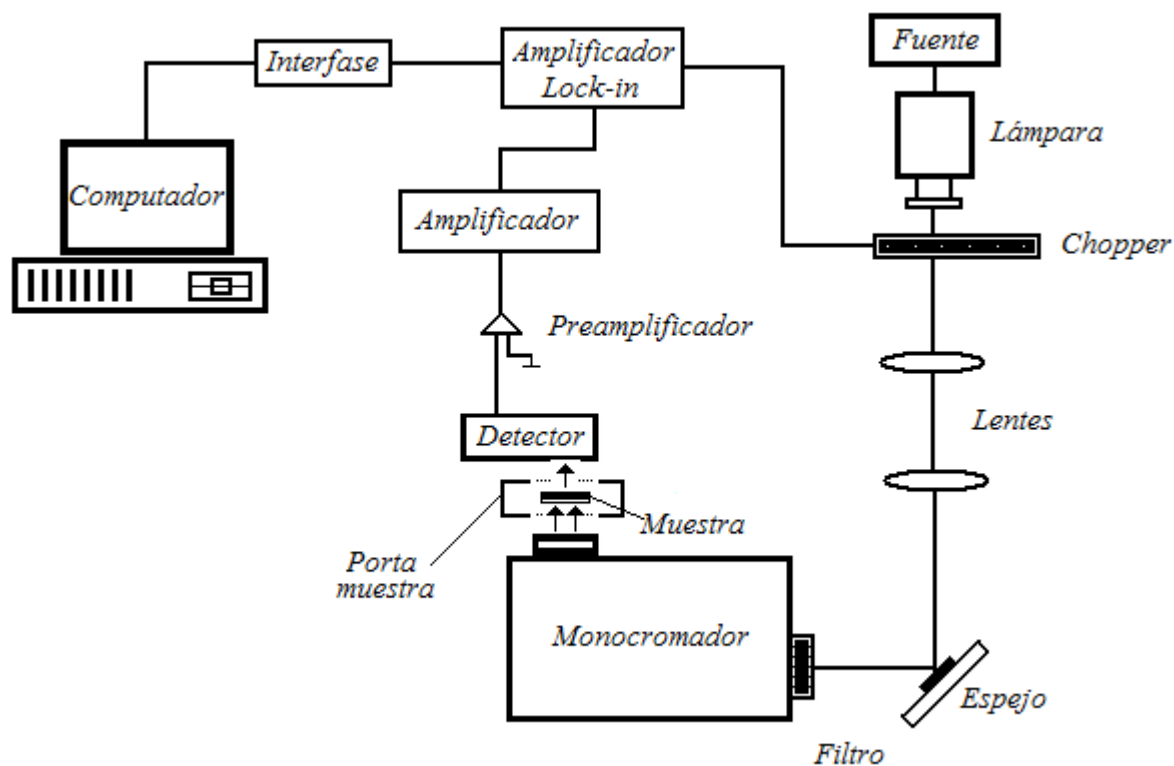


Figura 2-3: Espectrofotómetro utilizado en la caracterización óptica de películas delgadas a través de medidas de transmitancia.

2.3.2. Fotoconductividad

Para realizar las medidas de fotoconductividad en función de la longitud de onda o respuesta espectral se depositaron contactos de cobre (debido a su buena conductividad) por evapo-

ración en alto vacío ($p \approx 10 \times 10^{-5}$) sobre la superficie de las muestras. Los contactos tienen forma de peinilla para disminuir la distancia entre electrodos y permitir el paso de la luz hacia el material (Figura 2-4).

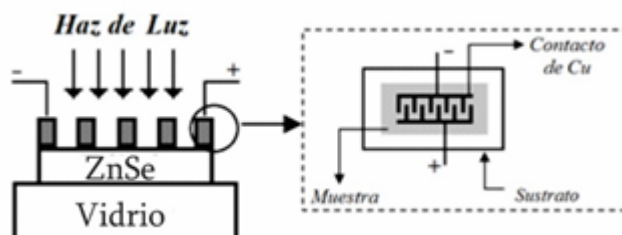


Figura 2-4: Vista Transversal y superior de las muestras fotoconductoras fabricadas. Electrodos de Cu fueron depositados por evaporación de alto vacío. La distancia paralela entre líneas de Cu es de 1 mm.

La caracterización con medidas de fotoconductividad se llevó a cabo a temperatura ambiente usando el montaje experimental de la Figura 2-5

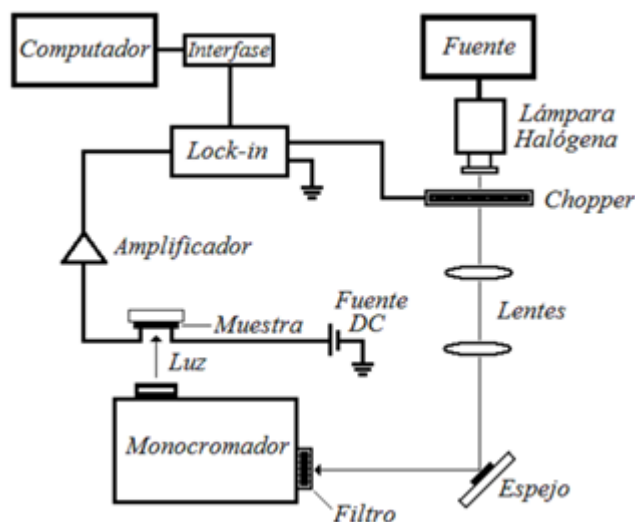


Figura 2-5: Diseño experimental para las medidas de fotoconductividad.

El haz de luz proveniente de una lámpara halógena se hace pasar por un colimador y se enfoca en el monocromador. En el monocromador la luz es descompuesta en sus longitudes de onda individuales las cuales se van haciendo incidir sobre la muestra. La fotocorriente generada por la radiación incidente es amplificada y llevada a un amplificador lock-in. La respuesta espectral del equipo fue eliminada de la respuesta de la muestra para minimizar la influencia de ésta en los resultados mostrados.

3 Resultados y análisis

3.1. Transmitancia

Se realizaron medidas de transmitancia entre 250 y 2500 nm para las muestras de ZnSe preparadas. Utilizando los espectros de transmitancia, se determinaron las propiedades ópticas de las películas utilizando un modelo teórico y el programa de cómputo MathLab [14]. Las constantes calculadas fueron la variación espectral del índice de refracción y el coeficiente de absorción.

La figura 3-1 muestra los espectros de transmitancia del ZnSe depositado sobre sustrato de vidrio para tiempos de depósito de 10 minutos.

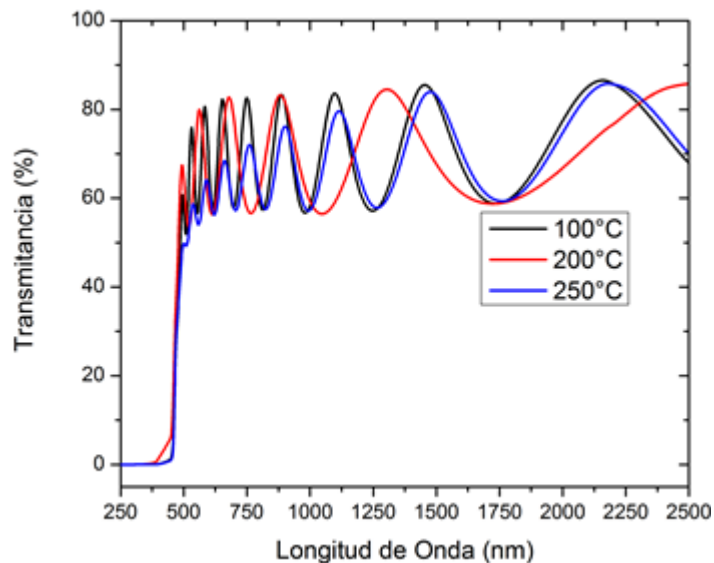


Figura 3-1: Espectros de transmitancia de películas delgadas de ZnSe depositadas sobre vidrio (tiempo de depósito de 5 minutos) en función de la temperatura de sustrato.

Como se puede observar en la figura, para longitudes de onda largas (2500nm - 2000nm) el material es transparente, es decir, se puede decir que prácticamente no hay absorción en esta región. Entre los 2000nm y 500nm se empieza a evidenciar absorción y se puede decir que el material pasa a ser semitransparente. Para longitudes de onda cortas (< 500nm), la

transmitancia cae a cero lo que muestra que en esta región la radiación electromagnética está siendo altamente absorbida y el material pasa a ser opaco. Alrededor de $500nm$ todos los espectros exhiben un comportamiento lineal, el cual indica cualitativamente que se trata de un semiconductor de gap de directo. Los máximos y mínimos que se ven en la figura **3-1** son producidos por interferencia constructiva y destructiva de haces reflejados en las interfaces aire/ZnSe y ZnSe/vidrio.

Simulando los espectros de transmitancia de acuerdo al procedimiento descrito en la sección 1.3.5, se obtuvo la variación espectral de la parte real del índice de refracción y la variación espectral del coeficiente de absorción. La figura **3-2** muestra la variación espectral del índice de refracción de las películas crecidas a diferentes temperaturas de sustrato.

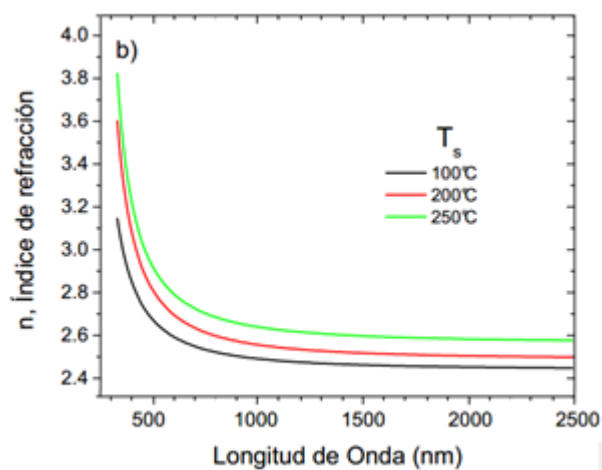


Figura 3-2: Variación del coeficiente de absorción con respecto a la longitud de onda para las muestras preparadas.

En la figura **3-2** se observa un aumento en el índice de refracción conforme se aumenta la temperatura del sustrato. Los valores del índice de refracción en $\lambda = 480 nm$ obtenido para las muestras preparadas a temperaturas de sustratos de 100, 200 y $250^{\circ}C$ fueron 2.7, 2.8 y 3.0 respectivamente, estos valores son comparables a los reportados por otro autor [39]. La figura **3-2** también indica una disminución del índice de refracción hacia mayores valores de longitud de onda mostrando una dispersión normal. De igual manera se observa que los valores del índice de refracción son aproximadamente constantes en la región del infrarrojo cercano (alrededor de $780nm$).

La variación espectral del coeficiente de absorción obtenido en las muestras preparadas a diferentes temperaturas de sustrato se muestra en la Figura **3-3**.

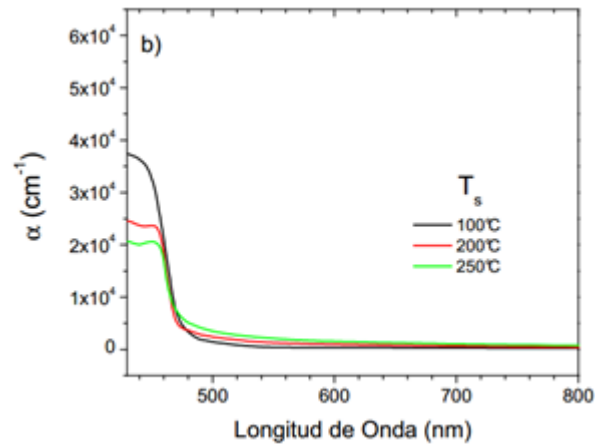


Figura 3-3: Espectros de absorción obtenidos en las muestras preparadas.

Las curvas del coeficiente de absorción confirman lo que ya se había visto en los espectros de transmitancia, ya que muestra una baja absorción en las longitudes de onda largas y para longitudes menores a 500nm hay un gran aumento del valor del coeficiente de absorción (del orden de 10^4cm^{-1}). Utilizando los valores del coeficiente de absorción se determinó la brecha de energía prohibida del material usando la relación:

$$(\alpha h\nu)^2 = A(h\nu - E_g) \quad (3-1)$$

Donde h es la constante de Planck, ν es la frecuencia del fotón, A es una constante que surge al usar la regla de oro de Fermi para transiciones electrónicas banda-banda. E_g es la brecha de energía prohibida o gap óptico del material. En la figura 3-4, se muestra la curva $(\alpha h\nu)^2$ en función de $h\nu$ para las muestras preparadas, el gap óptico es determinado extrapolando la parte lineal de la curva con el eje de energías.

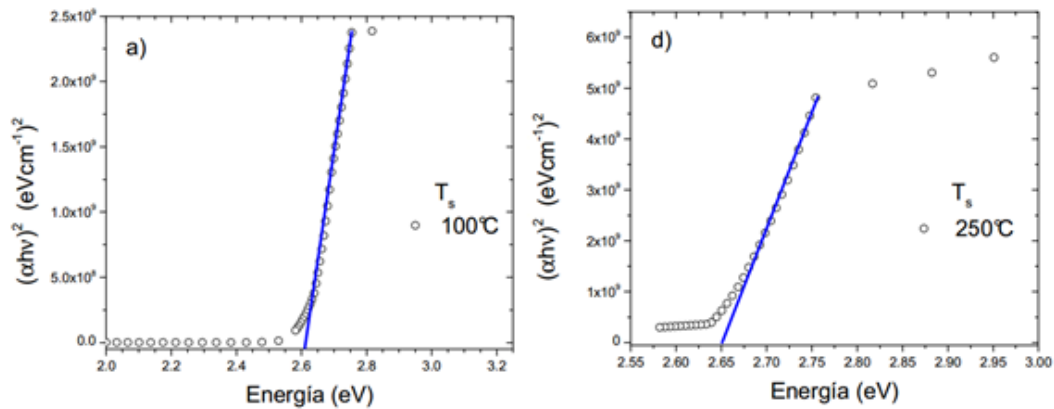


Figura 3-4: Determinación del gap óptico de las muestras preparadas (a) 100°C , (b) 250°C .

3.2. Fotoconductividad

Las curvas obtenidas de la respuesta espectral (RS) de fotoconductividad son mostradas en la figura 3-5. Se observa un espectro ancho entre 300 y 500nm aproximadamente. En los espectros se observa un hombro alrededor de 450nm y un pico máximo en 350nm. La presencia de un hombro alrededor de los 450nm y un pico en 360nm indica que la RS de la muestra está compuesta por dos componentes de corriente.

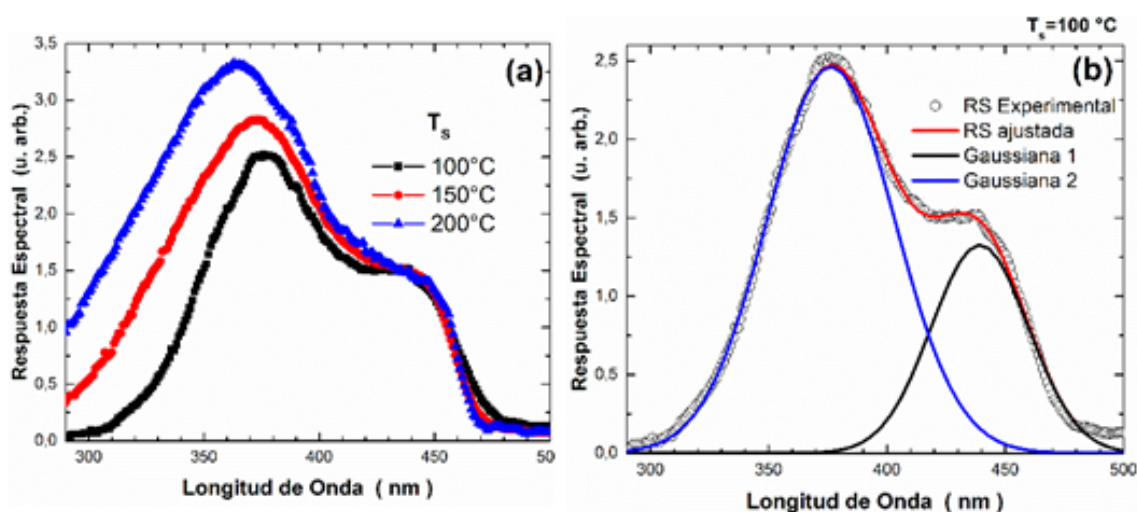


Figura 3-5: Curvas de respuesta espectral para la fotoconductividad de las películas de ZnSe depositadas sobre sustratos de vidrio

Un proceso de deconvolución de las curvas mostro la existencia de transiciones electrónicas conocidas como $\Gamma_8^V - \Gamma_6^C$ y $\Gamma_7^V - \Gamma_6^C$ entre bandas en el semiconductor [25].

3.3. Cálculo teórico de la respuesta espectral

Para determinar la fotoconductividad de una película delgada, el modelo supone que la película está hecha de un material homogéneo de espesor W y coeficiente de absorción α . También se supone que la película tiene, en las interfaces aire/muestra y muestra/aire, una reflectancia R y una transmitancia T , figura 3-6. Se analiza la generación de carga por la luz en el interior de un elemento material con un espesor dx y ubicado a la distancia x de la interface aire/muestra [14].

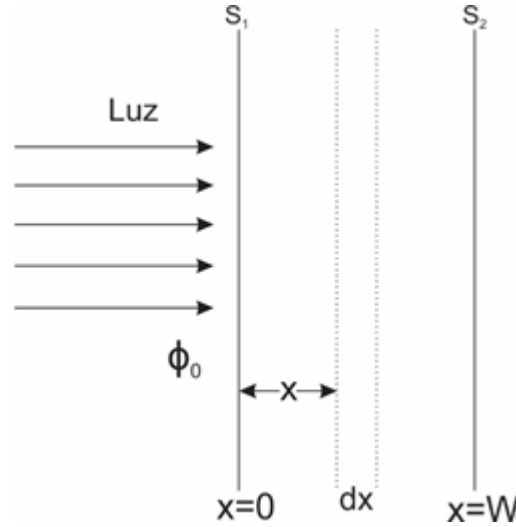


Figura 3-6: Diagrama esquemático de una película semiconductor de espesor W , iluminado sobre una cara con una intensidad de luz Φ_0

El flujo de luz que llega al plano en x es $\Phi(x) = \Phi_0(1 - R)e^{-\alpha x}$, suponiendo que la tasa de generación de portadores minoritarios es igual a la tasa en que los fotones absorbidos, se tiene que la generación de portadores (G) en el elemento dx es:

$$G(x)dx = \Phi(x) - \Phi(x - dx)$$

$$= \frac{d\Phi(x)}{dx} dx$$

$$= \Phi_0(1 - R)\alpha e^{-\alpha x} dx \quad (3-2)$$

Esta generación de portadores se puede incluir en la ecuación de continuidad. En este caso se supone una ecuación de continuidad en una dimensión

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = G - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \quad (3-3)$$

Donde Δn representa un exceso de portadores de carga (en este caso electrones), τ_n el tiempo de vida de los portadores, μ_n es la movilidad de los portadores, E un campo eléctrico externo y D_n es la constante de difusión. Si en sistema se considera una generación constante de portadores y solo mecanismos de difusión de carga se puede asumir que $E = 0$ y Δn no cambia en el tiempo, reemplazando 3-2 en 3-3, se tiene

$$D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \Phi_0(1 - R)\alpha e^{-\alpha x} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = 0 \quad (3-4)$$

La solución general de la ecuación 3-4 es

$$n(x) = Ae^{-\frac{x}{L_n}} + Be^{-\frac{x}{L_n}} + Ce^{-\alpha x} \quad (3-5)$$

Donde $L_n = (\tau_n D_n)^2$. Sustituyendo 3-4 en 3-5, se puede hallar el valor de la constante C , el cual es

$$C = \frac{\Phi_0(1 - R)}{\quad} \quad (3-6)$$

Para determinar el valor de las constantes A y B , se deben aplicar las siguientes condiciones de frontera

$$D_n \left[\frac{d\Delta n}{dx} \right]_0 = s_1 \Delta n(0) \quad (3-7)$$

$$D_n \left[\frac{d\Delta n}{dx} \right]_W = s_2 \Delta n(W) \quad (3-8)$$

Donde s_1 y s_2 son las velocidades de recombinación para las dos superficies del semiconductor. Sustituyendo estas dos ecuaciones en 3-5 se obtienen A y B

$$A = C \left\{ \frac{(S_2 - \alpha L_n)(1 - S_1)e^{-\alpha W} + (S_1 + \alpha L_n)(1 + S_2)e^{\frac{W}{L_n}}}{(1 - S_1)(1 - S_2)e^{-\frac{W}{L_n}} - (1 + S_1)(1 + S_2)e^{\frac{W}{L_n}}} \right\} \quad (3-9)$$

$$B = C \left\{ \frac{(S_2 - \alpha L_n)(1 + S_1)e^{-\alpha W} + (S_1 + \alpha L_n)(1 - S_2)e^{\frac{W}{L_n}}}{(1 - S_1)(1 - S_2)e^{-\frac{W}{L_n}} - (1 + S_1)(1 + S_2)e^{\frac{W}{L_n}}} \right\} \quad (3-10)$$

Donde S_1 y S_2 son velocidades de recombinación normalizadas, $S = \frac{sL}{D}$.

Dadas estas expresiones para A , B y C se puede calcular la fotoconductividad de la muestra en una dirección normal al plano de la figura . Además, si se considera igual la concentración de electrones y huecos, $\Delta n = \Delta p$, la conductividad se puede escribir como

$$\sigma_{av} = \frac{1}{W} \int_0^W \sigma(x) dx$$

Con $\sigma(x) = e(\mu_n + \mu_p)\Delta n(x)$

$$= \frac{e(\mu_n + \mu_p)}{W} \int_0^W \Delta n(x) dx$$

Resolviendo la integral

$$= \frac{e(\mu_n + \mu_p)}{W} \{AL_n(1 - e^{-\frac{W}{L_n}}) + BL_n(e^{-\frac{W}{L_n}} - 1) + C\alpha^{-1}(1 - e^{-\alpha W})\}$$

Aplicando álgebra

$$= \frac{\Phi_0(1 - R)e\mu\tau_n}{W(1 - \alpha^2 L_n^2)} \left\{ 1 - e^{-\alpha W} + \alpha L_n \left[\frac{A}{C} (1 - e^{-\frac{W}{L_n}}) + \frac{B}{C} (e^{-\frac{W}{L_n}} - 1) \right] \right\} \quad (3-11)$$

Donde se ha usado $\mu = \mu_n + \mu_p$. Ahora reemplazando el valor de A , B y C y simplificando

$$= - \left[\frac{(1 + S_1 \tanh \frac{W}{2L_n})(S_2 - \alpha L_n)e^{-\alpha W} + (1 + S_2 \tanh \frac{W}{2L_n})(S_1 + \alpha L_n)}{(1 + S_1 S_2)^{\frac{1}{2}}(S_1 + S_2)(\tanh \frac{W}{2L_n} + \coth \frac{W}{2L_n})} \right] \quad (3-12)$$

En la mayoría de los experimentos prácticos la parte superior y la parte inferior de la película son preparadas de forma idéntica ($S_1 = S_2 = S$), por lo cual, se puede simplificar 3-12

$$\sigma_{av} = \frac{\Phi_0(1 - R)e\mu\tau_n}{W(1 - \alpha^2 L_n^2)} \left\{ (1 - e^{-\alpha W}) - \frac{\alpha L_n S (1 + e^{-\alpha W}) + \alpha^2 + L_n^2 (1 - e^{-\alpha W})}{1 + S \coth \frac{W}{2L_n}} \right\} \quad (3-13)$$

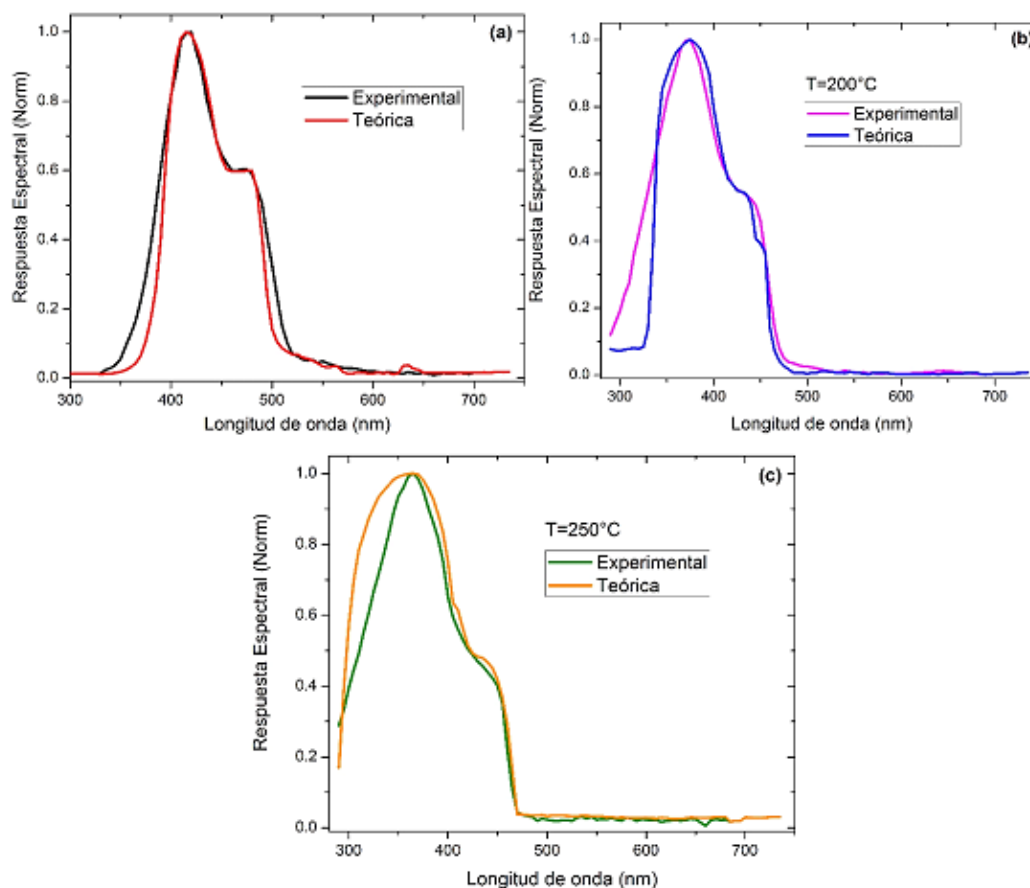
La expresión 3-13 es la que nos indica el cambio en la conductividad de un material cuando incide sobre él radiación electromagnética.

Utilizando el software Matlab se desarrolló un programa de cálculo que permite, utilizando la ecuación 3-13, obtener la respuesta espectral de los materiales. Para verificar el modelo se trata de simular teóricamente los espectros experimentales obtenidos en los materiales preparados. La dificultad se presenta con algunas de las constantes que aparecen en la ecuación 3-13 como la movilidad o la longitud de difusión, ya que no se han podido medir en el laboratorio. Las constantes utilizadas en el modelo se han obtenido de la literatura [8, 20, 21, 26]. El coeficiente de absorción calculado en las muestras y el espesor de las mismas se incluyen en el modelo para generar la respuesta espectral de las muestras. En la tabla **3-1** se describen los parámetros utilizados en el cálculo

Tabla 3-1: Parámetros utilizados para modelar teóricamente la respuesta espectral.

Parámetro	Valor (100°C)	Valor (200°C)	Valor (250°C)
$\Phi_0(\frac{W}{cm^2})$	$2,85 \times 10^{23}$	$2,85 \times 10^{23}$	$2,85 \times 10^{23}$
R	0.2	0.2	0.2
$\mu(\frac{cm^2}{Vs})$	1×10^3	1×10^3	1×10^3
$\tau_n(s)$	5×10^{-6}	1×10^{-6}	1×10^{-6}
$W(cm)$	938×10^{-7}	555×10^{-7}	275×10^{-7}
$L_n(\mu m)$	35.4	35.4	35.4
$S(\frac{cm}{s})$	$2,85 \times 10^4$	$2,85 \times 10^4$	$2,85 \times 10^4$

En la figura 3-7 (a), (b) y (c) se presentan los espectros experimentales junto con los teóricos obtenidos para cada muestra. Como se observa de las figuras la diferencia máxima es del orden del 10 %.

**Figura 3-7:** Comparación entre las curvas de respuesta espectral experimentales y modeladas a) 100°C b) 200°C c) 250°C

Como se puede ver en la figura 3-7, a medida que se va aumentando la temperatura del

sustrato al momento de depositar la muestra, las respuestas teórica y experimental difieren cada vez más principalmente en la región entre 250nm y 350nm. Esto se puede deber al cambio en la composición (principalmente impurezas en la preparación) de las muestras con el aumento de la temperatura, ya que a mayor temperatura las películas se hacen más delgadas [25], y esto puede traer como consecuencia resultados menos precisos.

3.3.1. Efecto de parámetros sobre la forma e intensidad de la señal fotoconductorora.

En lo que sigue se varían algunos parámetros que pueden influenciar drásticamente la respuesta fotoconductorora del material. Se presentan los efectos de cambios en el coeficiente de absorción, la movilidad, el tiempo de vida media del portador y las velocidades de recombinación en las superficies. En todos los casos los otros parámetros se mantienen constantes.

Variación del coeficiente de absorción.

Uno de los parámetros más importantes involucrados en la fotoconductividad de un material semiconductor es el coeficiente de absorción: Por esta razón, con el fin de observar cómo este parámetro afecta la respuesta espectral del material, se han variado los valores del coeficiente de absorción, como se muestra en la figura 3-8

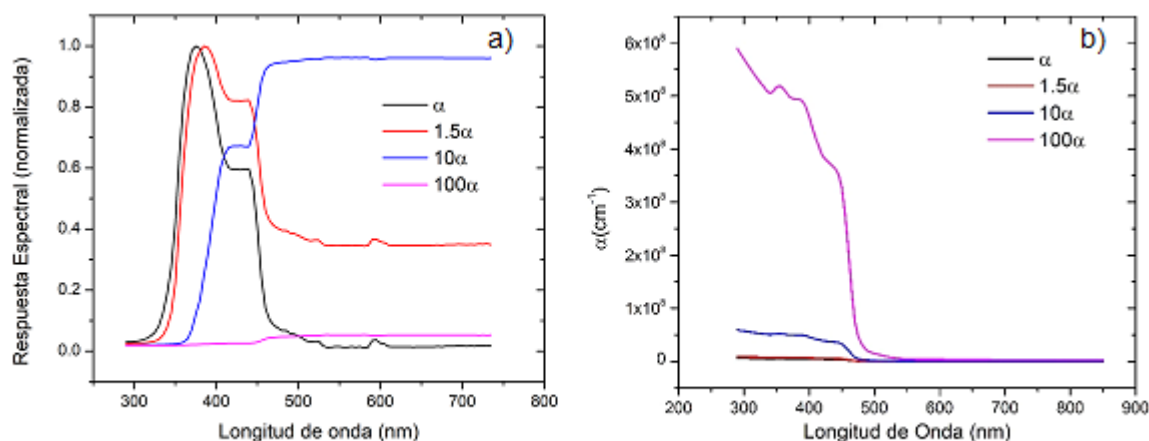


Figura 3-8: a) Curvas de respuesta espectral del ZnSe con b) variaciones del coeficiente de absorción

En la figura 3.10a se muestra el comportamiento de la respuesta espectral al variar el coeficiente de absorción. Las variaciones del coeficiente de absorción se hicieron multiplicando el coeficiente base por 1.5, 10 y 100 (Figura 3-8). Cuando se varía el coeficiente de absorción en un factor de 1.5, se observa un comportamiento similar a lo que se tenía anteriormente, salvo que en 500 nm la respuesta espectral no cae si no que se mantiene en un valor casi

constante para longitudes de onda más largas. Esto se debe a que, al aumentar el coeficiente de absorción, el material puede atrapar fotones menos energéticos y generar portadores de carga para estas bajas energías. Esta misma explicación aplica para el coeficiente multiplicado por 10. Finalmente, cuando se aumenta bastante el coeficiente de absorción se observa que se genera una baja respuesta espectral de fotoconductividad. La explicación de esto se da porque con dichos valores de coeficiente de absorción, los portadores son generados en la superficie del material, región donde existe una tasa de recombinación muy alta y la mayoría de los portadores fotogenerados desaparecen y no llegan a los electrodos.

En las figuras **3-9a** y **3-9b** se muestra el efecto del cambio en la forma del coeficiente de absorción, en este caso se utilizaron líneas rectas con diferentes pendientes figura **3-9b**

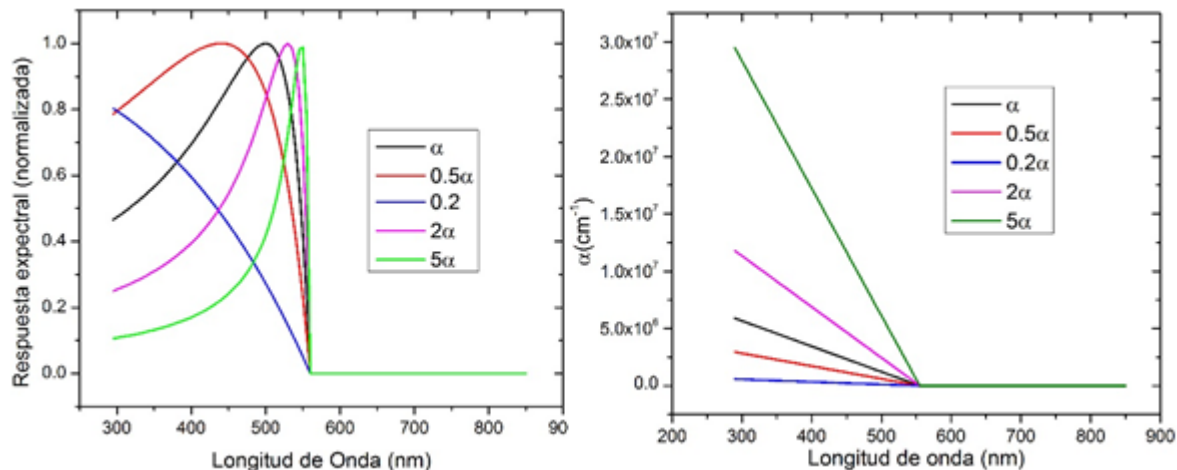


Figura 3-9: Respuesta fotoconductor para una variación constante de α a partir de una longitud de onda de 550nm.

En la figura **3-9a** se observa que cuando el coeficiente de absorción es cero no hay respuesta fotoconductor. Por debajo de 550 nm el coeficiente de absorción se hizo crecer linealmente hasta 300 nm. Se utilizan diferentes pendientes en cada uno de los coeficientes. De las curvas de respuesta espectral se observa que el cambio de la pendiente en el coeficiente de absorción afecta significativamente la respuesta espectral entre 300 y 550 nm. A medida que la pendiente del coeficiente de absorción disminuye, la respuesta espectral es mayor en esta región. Este comportamiento puede ser explicado con el valor del coeficiente de absorción. Cuando este es muy grande los portadores de carga se generan en la superficie donde existe una amplia recombinación de carga.

Para finalizar las variaciones del coeficiente absorción, se plantea un coeficiente de absorción que tiene una forma aproximadamente exponencial para el cual se varía la inclinación de la misma (figura 3.12b). Los resultados de la respuesta espectral para estos coeficientes planteados son similares a los mostrados en la figura 3.11. Cuando la inclinación de la curva

es baja, la respuesta espectral no cae en longitudes de onda cortas, mientras que cuando se tienen coeficientes de absorción con una inclinación mayor la respuesta espectral cae por lo que ya se había explicado anteriormente. También hay que subrayar que los picos máximos se corren hacia longitudes de onda largas cuando la inclinación del coeficiente de absorción aumenta, debido a que hacemos crecer dicho coeficiente más rápido y esto trae como consecuencia que los fotones menos energéticos sean absorbidos por el material, lo que conlleva a que observemos un crecimiento en la respuesta espectral en longitudes de onda largas.

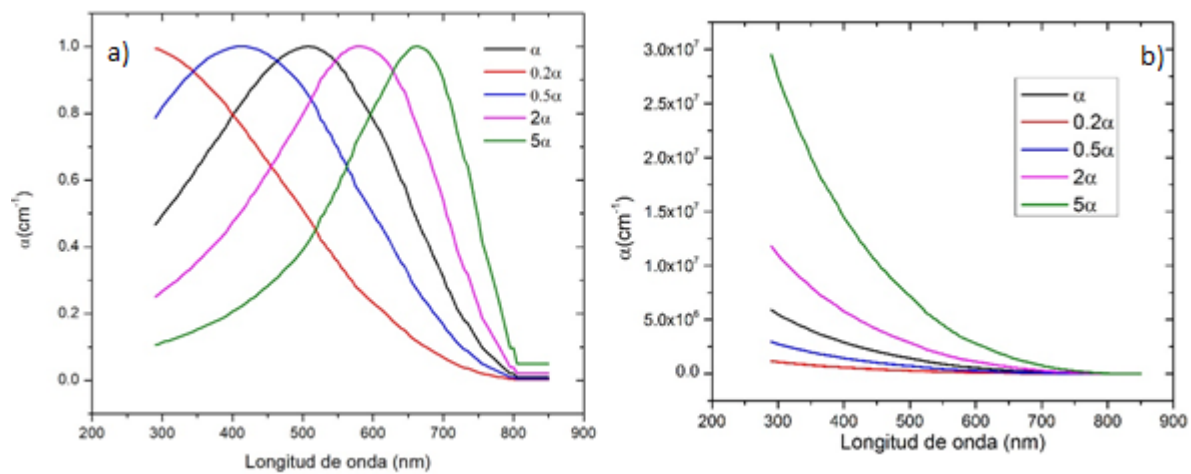


Figura 3-10: Respuesta espectral para coeficientes de absorción con forma exponencial.

Variación de la movilidad (μ)

La movilidad es una propiedad de un semiconductor que describe qué tan bien se moverá una partícula a través de este debido a la acción de un campo eléctrico externo. En la figura 3-11 se muestra la variación de la respuesta espectral para diferentes valores de movilidad

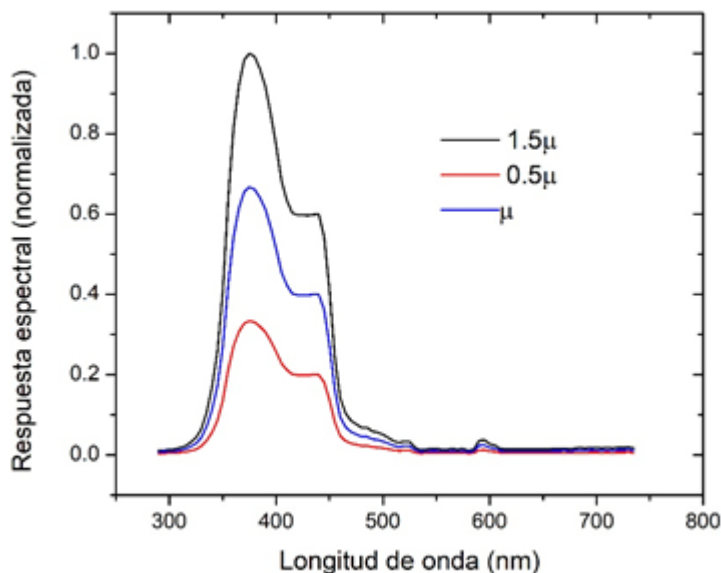


Figura 3-11: Respuesta espectral para distintos valores de movilidad.

Como se ve en la figura 3.13, este parámetro de movilidad modifica el valor de respuesta espectral aumentándolo si μ es alto, o disminuyéndolo si este es bajo. Este es un resultado esperado, ya que una alta movilidad permite que los portadores de carga generados en el proceso se muevan fácilmente a través del semiconductor para ser recolectados por los electrodos. También es importante resaltar que la movilidad no afecta la forma de la curva de respuesta espectral, ya que este parámetro no depende de la longitud de onda de la radiación incidente.

Variación del tiempo de vida media (τ)

El tiempo de vida media para un portador de carga, se define como el tiempo que pasa desde su generación hasta su recombinación. Teniendo esto en cuenta, es de esperar que, si el tiempo de vida media de los portadores de carga disminuye, se presente una caída en la respuesta espectral del material ya que el portador de carga se recombinará muy rápido, y por lo tanto, será más improbable que este portador llegue a los electrodos. En la figura 3-12 se presenta la respuesta espectral del modelo que se ha trabajado variando τ .

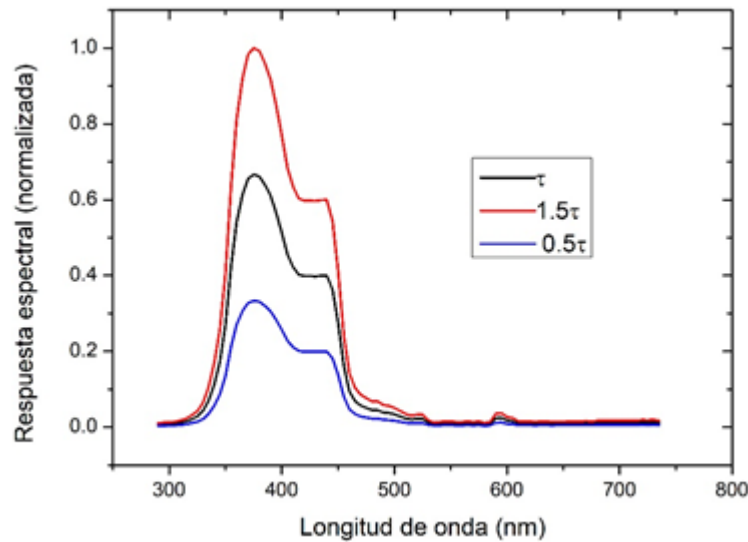


Figura 3-12: Respuesta espectral para distintos valores de τ

La figura 3.14 corresponde a lo que se tenía previsto al realizar variaciones de τ . También se puede observar que τ no afecta la región de longitudes de onda a la cual el material empieza a emitir una señal de respuesta espectral, simplemente varía la intensidad de la señal.

Variación de las velocidades de recombinación superficiales (S_1 y S_2)

Las velocidades de recombinación en las dos superficies del material son un factor muy importante a la hora de querer interpretar la señal de fotoconductividad. Una velocidad de recombinación alta en las superficies traerá como consecuencia que el tiempo de vida media de los portadores en las dos superficies disminuya. Esto implica ratas de recombinación o atrapamiento de carga alta en las superficies lo que incide en la intensidad y forma de la respuesta espectral del material. En la figura **3-13** se muestra la variación de la respuesta espectral, variando la velocidad de recombinación de las superficies mostradas en la figura **3-6**.

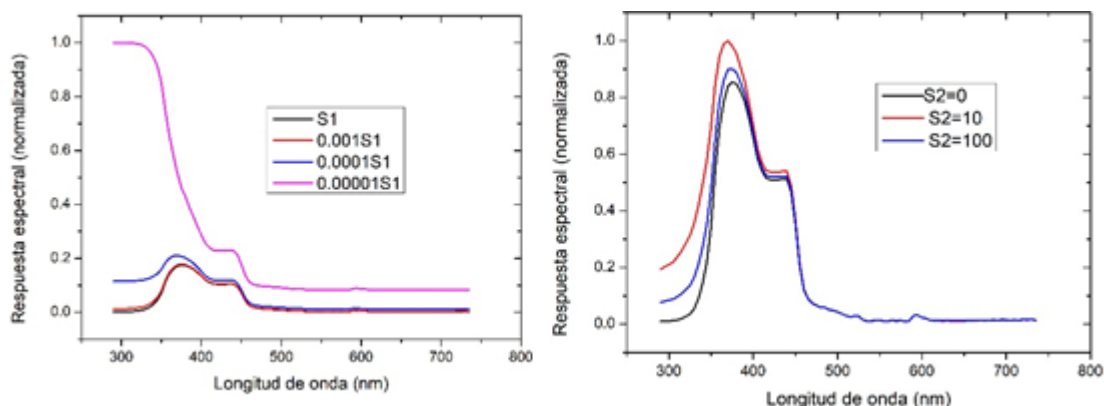


Figura 3-13: a) Variación de la respuesta espectral al cambiar las velocidades de recombinación en las superficies S_1 (aire/muestra) y b) S_2 (Muestra/aire).

La figura 3-13a muestra que, al cambiar la velocidad de recombinación en la superficie S_1 , se presenta una gran variación en la respuesta espectral del material en la parte de altas energías. En esta región los coeficientes de absorción son altos lo que implica que la radiación incidente sea absorbida en la superficie del material. El incremento de la velocidad de recombinación en esta superficie implica un incremento en los centros de recombinación de carga en esta región. Estos centros de recombinación de carga dependen exclusivamente de los estados de la superficie.

El cambio de velocidad en la S_2 muestra que a medida que la velocidad de recombinación en la superficie disminuye, la intensidad de la señal de fotocorriente aumenta.

3.3.2. Pruebas del modelo teórico con ZnTe

Como complemento a lo realizado, se utilizó el modelo para simular la respuesta espectral de películas delgadas de ZnTe fabricadas en el grupo de investigación. En la figura se muestra el espectro experimental, junto con el obtenido teóricamente. En este caso se incluyó en el modelo el espectro de absorción para esta muestra obtenidos a partir del espectro de transmitancia de la misma. También se incluye el espesor medido con el Dtack. Los otros parámetros se variaron tratando de ajustar racionalmente las dos curvas. Los parámetros de partida se obtuvieron de la literatura para este material [2, 11, 32]. Como se observa de la figura, existen dificultades para ajustar las dos curvas, sobre todo en la zona de baja absorción donde existe una diferencia grande entre las dos curvas. En esta región es muy probable que existan en el material estados electrónicos al interior del gap del semiconductor, fenómeno que no se ha incluido en el modelo.

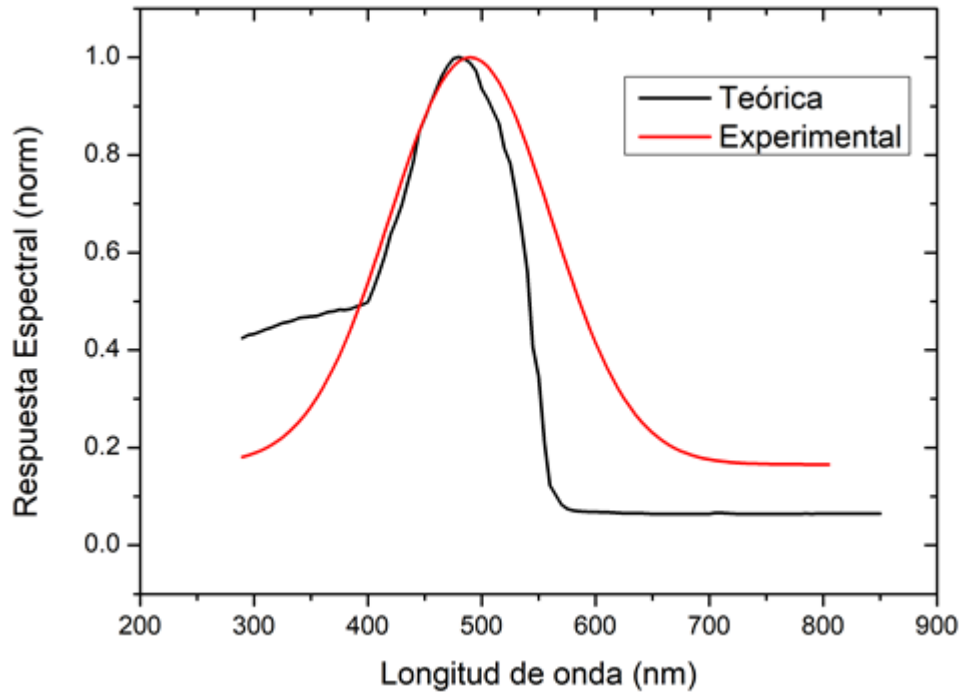


Figura 3-14: Comparación entre la respuesta espectral obtenida teórica y experimentalmente para el ZnTe

4 Conclusiones y recomendaciones

4.1. Conclusiones

Se fabricaron películas delgadas de ZnSe utilizando la técnica de evaporación en alto vacío. Luego de esto, se realizó la caracterización opto-eléctrica del material con medidas de transmitancia y fotoconductividad para, finalmente, realizar un modelo teórico para la fotoconductividad y observar cómo varía la respuesta espectral al cambiar los diferentes parámetros involucrados en esta.

El modelo se aplicó en muestras cuyas temperaturas de depósito fueron 100°, 200° y 250°C. Se encontró que el modelo se ajusta mejor para las muestras preparadas a bajas temperaturas de sustrato.

El modelo es muy interesante porque permite discernir el efecto de cada parámetro en la respuesta espectral del material y esto se muestra gráficamente al hacer la comparación con los datos originales. Además, se puede predecir el comportamiento de una muestra al intentar variar estos parámetros experimentalmente.

Se determinó que la temperatura del sustrato al momento de hacer el depósito, afecta las propiedades ópticas y optoelectricas del material.

Las propiedades ópticas del material fueron estudiadas realizando una simulación teórica a partir de las medidas de transmitancia, en el cual se obtuvo un valor de GAP óptico para el ZnSe entre 2.65 y 2.67 eV. De los espectros de absorción se determinaron transiciones banda a banda $E_g(\Gamma_8^V - \Gamma_6^C)$ y $E(\Gamma_7^V - \Gamma_6^C)$.

Las medidas de fotoconductividad arrojaron una amplia señal en el espectro UV-vis y, como se mencionó, depende de la temperatura del sustrato.

El modelo propuesto concuerda con los datos experimentales, sobre todo a bajas temperaturas de sustrato.

Se mostró la variación de la respuesta espectral al cambiar diferentes parámetros como el coeficiente de absorción, el tiempo de vida media, las velocidades de recombinación super-

ficial y la movilidad se modifican las curvas de respuesta espectral de las formas mostradas en el análisis de resultados.

Se realizaron pruebas del modelo para películas de ZnTe y las gráficas muestran que los ajustes experimental y teórico están bastante alejados uno de otro, lo que no hace confiable el modelo para este material.

4.2. Recomendaciones

Producir películas de otros materiales ya sean binarios o ternarios, hacer medias de fotoconductividad y transmitancia e implementar el modelo para ver la eficacia de este para distintos tipos de materiales semiconductores.

Variar las condiciones en las que se fabrican las películas de ZnSe para cambiar parámetros como la longitud de difusión o el tiempo de vida media de los portadores de carga, medir dichos parámetros y mirar si se ajusta al modelo propuesto.

Tratar de mejorar el modelo para muestras que se depositan a altas temperaturas de sustrato.

Bibliografía

- [1] AHAMED, V. S. Nagarethinam and M. G. Syed B.: Structural, optical and electrical properties of ZnTe_{1-x}Se_x thin films. En: *J Mater Sci: Mater Electron* (2011), Nr. 22, p. 607–613
- [2] AKKAD, F. E. ; ALSHARANY, A.: *Electron Difussion Length in ZnTe*, Universidad de Kuwait, Tesis de Grado, 1990
- [3] BISI, O.: Porous silicon: a quantum sponge structure for silicon based optoelectronics. En: *Surf. Sci. Rep* 38 (2000), Nr. 1-3, p. 1–126
- [4] CALDERON, Isaac H.: Optical Properties and Electronic Structure of Wide Band Gap II-VI Semiconductors en II-VI Semiconductor Materials and their Applications. En: *New York: Taylor-Francis* 12 (2007), p. 355
- [5] CANHAM, L. T.: Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers. En: *Appl. Phys. Lett* 51 (1990), Nr. 10, p. 1046–1048
- [6] CHANG, S. J.: Growth and Photoelectric Properties of Twinned ZnSe_{1-x}Te_x Nanotips. En: *IEEE Trans. Nanotechnol* 10 (2011), Nr. 3, p. 379–384
- [7] CHIA, Chin-Hau ; WEN-CHUNGFAN ; YEN-CHENLIN ; WU-CHINGCHOU: Radiative recombination of indirect exciton in type-II ZnSeTe/ZnSe multiple quantum wells. En: *Journal of Luminescence* (2011), Nr. 131, p. 956–959
- [8] DEVORE, H. B.: Spectral distribution of photoconductivity. En: *Physical review* 102 (1956), Nr. 1
- [9] FITZMORRIS, Bob C.: Synthesis and Structural, Optical, and Dynamic Properties of Core/Shell/Shell CdSe/ZnSe/ZnS Quantum Dots. En: *J. Phys. Chem* 116 (2012), Nr. 47, p. 25065–25073
- [10] FOX, M. ; K-T DRA (Ed.): *Optical Properties of Solids*. Oxford University Press, 2001
- [11] GAURY ; HANEY, Paul M.: Probing surface recombination velocities in semiconductors using two-photon microscopy. En: *J Appl Phys* 12 (2016), Nr. 119, p. 105–125
- [12] GAVRUSHCHUK, E. M.: Polycrystalline Zinc Selenide for IR Optical Applications. En: *Inorganic Materials* 39 (2003), Nr. 9, p. 883–889

-
- [13] GK, Grandhi: Study of Surface and Bulk Electronic Structure of II–VI Semiconductor Nanocrystals Using Cu as a Nanosensor». En: *ACS Nano* 6 (2012), Nr. 11, p. 9751–9763
- [14] HEAVENS, O.S.: *Optical Properties of Thin Solid Films*. Dover, 1991
- [15] HOSSAIN, M. S. ; ISLAM, R. ; SHAHJAHAN, M. ; KHAN, K. A.: Studies on the thermoelectric effect in semiconducting ZnTe thin films. En: *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* 19 (2008), Nr. 11, p. 1114–1121
- [16] KISHINO, Masaki ; TANAKA, Shigeyuki ; SENDA, Kazuhiko ; YAMADA, Yoichi ; TAGUCHI, Tsunemasa: Photoluminescence characterization of MBE-grown ZnTexSe1-x epitaxial layers with high Te concentrations. En: *Journal of Crystal Growth* (2000), Nr. 214-215, p. 220–224
- [17] LAMBERTI, Carlo: *Characterization of Semiconductor Heterostructures and Nanostructures*. 2. Elsevier Science, 2013
- [18] LOKHANDE, C.D.: ZnSe thin films by chemical bath deposition method. En: *Solar energy materials and solar cells* 55 (1998), Nr. 4, p. 379–393
- [19] M, NCardona ; P.Y, Yu: Comprehensive Semiconductor Science and Tecnology. En: *Journal of Crystal Growth* (2011), Nr. 2, p. 125–195
- [20] MILWARD, J. R.: Photogenerated carrier recombination time in bulk ZnSe. En: *Journal of Applied Physics* 69 (1991), Nr. 4
- [21] MIYAJIMA, T. ; OZAWA, M. ; ASATSUMA, T.: GaN and related materials. En: *Journal of Crystal Growth* 189-190 (1998), Nr. 15, p. 768–772
- [22] MOSS, T. S.: *Optical Properties of Condensed Matter and Applications*. En: *John Wiley and Sons Ltd* 3 (2006), Nr. 25, p. 123–128
- [23] OHTANI, Noboru ; NAKAMURA, Takao ; SUMIYA, Hitoshi ; HASEGAWA, Fumio ; SARA-YAMA, Seiji: Crystal Growth - Wide Bandgap Semiconductors. En: *JSCIENCE CHINA Technological Sciences* (2007), p. 329–445
- [24] PANKOVE, Jacques I. ; K-T DRA (Ed.): *Optical Processes in Semiconductors*. Dover Publications, 1971
- [25] PARDO, A.: *Propiedades optoeléctricas de películas delgadas de compuestos ii-vi producidas por evaporación coaxial en alto vacío*, Universidad Nacional de Colombia, Tesis de Grado, 2016
- [26] PARDO, A. ; TORRES, J ; CASTRO, H. ; MARTINEZ, H.: Wide Spectral Response of ZnSe Thin Films Deposited on Si Substrates. En: *Universidad Nacional de Colombia* (2014)

- [27] PETER, YU: *Fundamentals of Semiconductors Physics and Materials Properties*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010
- [28] REYES, Juan Carlos S.: Pozos cuánticos ultra-delgados de $Zn_xCd_{1-x}Se$ para aplicaciones en opto-electrónica. En: *ACS Nano* (2012)
- [29] RIZZO, A. ; TAGLIENTE, M. A. ; CANEVE, L. ; SCAGLIONE, S.: The influence of the momentum transfer on the structural and optical properties of ZnSe thin films prepared by r.f. magnetron sputtering. En: *Thin Solid Films* 368 (2000), Nr. 1, p. 8–14
- [30] RUDOLPH, P. ; SCHAFER, N. ; FUKUDA, T.: Crystal growth of ZnSe from the melt. En: *Mater. Sci. Eng. R* (2011), Nr. 15, p. 85–133
- [31] RUMBERG, A.: ZnSe thin films grown by chemical vapour deposition for application as buffer layer in CIGSS solar cells. En: *Thin Solid Films* 361-362 (2000), p. 172–176
- [32] SHINDE, Ugalal P.: Hall coefficient, mobility and carrier concentration as a function of composition and thickness of Zn-Te thin films. En: *Advances in Applied Science Research* 4 (2015), Nr. 6, p. 215–220
- [33] SIMON, Sze: *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley-Interscience, 1981
- [34] SINGH, J.: Optical Properties of Solids. En: *Butterworth* (1959)
- [35] SUTHAGAR, J. ; KISSINGER, N. J. S. ; BALASUBRAMANIAM, M. ; PERUMAL, K.: Photoluminescence properties of $ZnSe_{1-x}Te_x$ thin films on *GaAs/ITO* substrates by electron beam evaporation technique. En: *JSCIENCE CHINA Technological Sciences* (2011), Nr. 54, p. 52–57
- [36] TORRES, J.: Photoluminescence and infrared characterization of porous silicon prepared by electrochemical etching. En: *Rev. Colomb. Fis.* 33 (2001), Nr. 2, p. 351–354
- [37] TORRES, J.: Optoelectronic study in porous silicon thin films. En: *Microelectron. J.* 39 (2008), Nr. 3-4, p. 482–484
- [38] VAVILOV, Viktor S.: *Effects of Radiation on Semiconductors*. Springer US, 1965
- [39] VENKATACHALAM, S.: Optoelectronic properties of ZnSe thin films, Mater. Sci. Semicond. Process. En: *J. Phys. Chem* 10 (2007), Nr. 2-3, p. 128–132
- [40] VIJAYAKUMAR, K. ; VIDHYA, V. S. ; MURALI, K. R. ; AMALRAJ, L. ; JAYACHANDRAN, M.: Photoluminescence studies on $ZnSe_{1-x}Tex$ films. En: *J Mater Sci: Mater Electron* (1998), Nr. 83, p. 2255
- [41] WEMPLE, S. H. ; DIDOMENICO, M.: Behavior of the Electronic Dielectric Constant in Covalent and Ionic Materials. En: *Phys. Rev. B* 3 (1971), p. 1338–1350

- [42] YIM, J. ; CHEN, D. ; BROWN, G. ; WU, J.: Synthesis and Ex situ doping of ZnTe and ZnSe nanostructures with extreme aspect ratios. En: *Nano Research* 2 (2009), Nr. 12, p. 931–937