

# Medición simultánea del cambio de índice de refracción y de absorción en pozos cuánticos

R. Chiu-Zarate\*, R. Ramos-Garcia\*\*  
*Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica*  
*Apartado Postal 51 y 216 Puebla, Pue. México 72000*  
*Tel +52 (222) 2 66 31 00, Fax +52 (222) 2472940*

En este trabajo presentamos la medición simultánea de los cambios en el coeficiente de absorción y el índice de refracción en pozos cuánticos fotorrefractivos. Generalmente el cambio en  $\Delta\alpha$  (electroabsorción) se evalúa de los cambios en la transmisión diferencial de un haz como resultado del voltaje aplicado a la muestra. El índice de refracción asociado a la electrorrefracción, generalmente es calculado de las mediciones de electroabsorción utilizando las relaciones de Kramers-Kronig. Con una modulación periódica de fase en la técnica de mezcla de dos ondas es posible medir simultáneamente las contribuciones a la eficiencia de difracción de las rejillas de índice de refracción y de absorción. Esta técnica nos permitió medir los cambios en las amplitudes y las fases del índice de refracción y absorción con alta sensibilidad.

In this work we show the simultaneous measurement of absorption and phase gratings. Usually we evaluate the change in the absorption coefficient from the change in the differential transmission of beam as a function of the applied voltage in the sample, the associated refraction index change are usually calculated from Kramers-Kronig relation. With a periodically phase modulated Two-Wave-Mixing technique is possible to measure simultaneously the absorption and refractive index contributions to the diffraction efficiency. This technique allows to measure the amplitude and phase of absorption and refractive index with high sensitivity.

*Keywords:* Semiconductor photorefractive material; Excitonic absorption; Multiple quantum wells; Phase shift

## 1. Introducción

Para pozos cuánticos fotorrefractivos [1] operando en configuración transversal, las mediciones de la transmisión diferencial de un haz homogéneo como función del voltaje aplicado son usadas típicamente para evaluar los cambios en el coeficiente de absorción (electroabsorción) asociados con el tiempo de vida del ensanchamiento de las transiciones de los excitones [2]. Los cambios asociados con el índice de refracción (electrorrefracción), son calculados a partir de las mediciones de la electroabsorción por medio de las relaciones de Kramer-Kronig [3]. Otra técnica para medir la electroabsorción y la electrorrefracción es el uso de la medición de la transferencia de energía en la mezcla de dos ondas (TWM por sus siglas en inglés). Con el uso de la técnica de TWM es posible por medio de un cambio de signo en el campo eléctrico aplicado medir por separado las contribuciones de la electroabsorción y la electrorrefracción [4]. En este trabajo utilizamos TWM con modulación periódica de fase, esto nos permitió medir simultáneamente las contribuciones a la eficiencia de difracción debido a las rejillas de índice de refracción y de absorción. Las rejillas de difracción son variaciones espaciales en el índice de refracción y coeficiente de absorción ocasionadas por la luz. En la técnica que proponemos no es necesario un cambio de polaridad en el voltaje aplicado a la muestra para separar las contribuciones del índice de refracción del coeficiente de absorción, esta técnica generalmente es conocida como holografía modulada en fase [5].

## 2. Pozos cuánticos fotorrefractivos

Una estructura típica de pozos cuánticos fotorrefractivos es mostrada en la figura 1. La capa electro-óptica es una estructura de pozos cuánticos múltiples, compuesta de 100 periodos de pozos de 70 Å de GaAs y barreras de 60 Å de  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . La capa de pozos cuánticos se encuentra entre dos capas protectoras de  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ . El sustrato de GaAs y la serie de capas de GaAs,  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  y AlAs son removidas usando técnicas de litografía epitaxial, mas información detallada puede encontrarse en la Ref [1]. Los pozos cuánticos fueron fabricados por el Dr. Melloch del departamento de ingeniería eléctrica de la Universidad de Purdue en Indiana

Electrodos de oro son depositados sobre la capa de 50 Å de GaAs, con una separación de 1 mm. (ver figura 2) En la geometría transversal, los electrodos se encuentran localizados sobre una misma cara.

## 3. Teoría básica

Si dos haces coherentes provenientes de la misma fuente son recombinados en un pozo cuántico fotorrefractivo que es resonante a la longitud de onda del láser, la interferencia de los haces escribe una rejilla senoidal en la muestra (ver figura 2), es decir el índice de refracción  $n$  y el coeficiente de absorción  $\alpha$  de la muestra son modulados espacialmente de la forma [5]

$$\mathbf{a}(x) = \mathbf{a}_0 + \Delta\mathbf{a} \cos(2\pi x / \Lambda) \quad (1)$$

\*chiu@inaoep.mx, \*\*rgacia@inaoep.mx

GaAs	50Å
Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As	2000Å
100 periodos 70Å GaAs/60Å Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As	1.3 μm
Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As	2500Å
GaAs	100Å
AlAs	100Å
Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As	5000Å
GaAs	5000Å
SI GaAs Substrato	

Figura 1. Estructura típica de un pozo cuántico fotorrefractivo en configuración transversal.

$$n(x) = n_0 + \Delta n \cos(2\pi x / \Lambda) \tag{2}$$

donde  $\alpha_0$  y  $n_0$  denotan los promedios del coeficiente de absorción y del índice de refracción lineales,  $\Delta\alpha$  y  $\Delta n$  son las amplitudes de las rejillas de absorción y de índice de refracción respectivamente y

$$\Lambda = \lambda / (2 \sin q) \tag{3}$$

$\Lambda$  es el período de la rejilla,  $\lambda$  la longitud de onda del láser y  $\theta$  es el semi-ángulo entre los dos haces que escriben la rejilla.

En la figura 3 se muestra el arreglo experimental utilizado en la medición simultánea del índice de refracción y el coeficiente de absorción. Dos haces linealmente polarizados de amplitud  $E_r$  y  $E_m$  se hacen interferir en la muestra. La dirección de polarización de los haces es paralela a la dirección del campo eléctrico aplicado a la muestra. El haz  $E_m$  es modulado periódicamente en fase por el modulador electro-óptico (EOM) a una frecuencia  $\omega_m$ . La diferencia de fase periódica entre  $E_r$  y  $E_m$  debido a la modulación produce un desplazamiento senoidal en el tiempo de las franjas de interferencia. Debido a que ambos haces ( $E_r$  y  $E_m$ ) tienen la misma frecuencia, el haz difractado  $E_d$  se propaga en la misma dirección que el haz de referencia transmitido  $E_r$ . La amplitud de  $E_d$  puede escribirse como

$$E_d = H E_m \tag{4}$$

donde  $H$  es la amplitud de difracción holográfica compleja y puede escribirse como

$$H = D \left( \frac{\Delta a l}{4 \cos q} + i \frac{p \Delta n l}{l \cos q} \right) \tag{5}$$

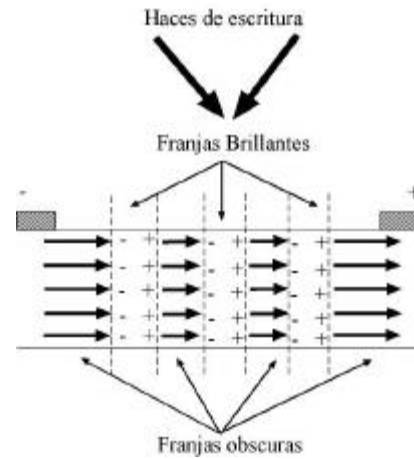


Figura 2. Geometría de campo transversal.

donde  $D = e^{-\alpha_0 l / \cos q}$  es la atenuación que  $E_m$  y  $E_d$  experimentan debido a la absorción  $\alpha$  del medio de grosor  $l$ , y  $\lambda$  la longitud de onda del haz.

Cabe mencionar que la dependencia espectral de  $\Delta n$  y  $\Delta\alpha$  es bastante compleja por lo que una expresión analítica no es fácil de encontrar.  $\Delta n$  y  $\Delta\alpha$  también dependen del campo eléctrico aplicado  $E_0$ . Para  $E_0$  relativamente débiles (<5 kV/cm) la dependencia de  $\Delta\alpha$  con el campo y energía se expresa como [6]

$$a(h\nu, E_0) \approx a_0(h\nu) + \frac{1}{2} r(h\nu) E_0^2 \tag{6}$$

donde  $\alpha_0$  es la absorción a campo cero,  $\rho$  es un coeficiente que depende del material,  $E_0$  es el campo eléctrico aplicado, y  $h\nu$  es la energía del fotón. El espectro diferencial de electroabsorción  $\Delta\alpha(h\nu, E_0)$  de un semiconductor, esta dado por el cambio en la absorción en respuesta a un campo eléctrico estático  $E_0$

$$\Delta\alpha(h\nu, E_0) = \alpha(h\nu, E_0) - \alpha(h\nu, 0) = \frac{1}{2} \rho(h\nu) E_0^2 \tag{7}$$

Los cambios en la absorción van acompañados de cambios en el índice de refracción  $\Delta n$  en el material a través de las relaciones de Kramers-Kronig

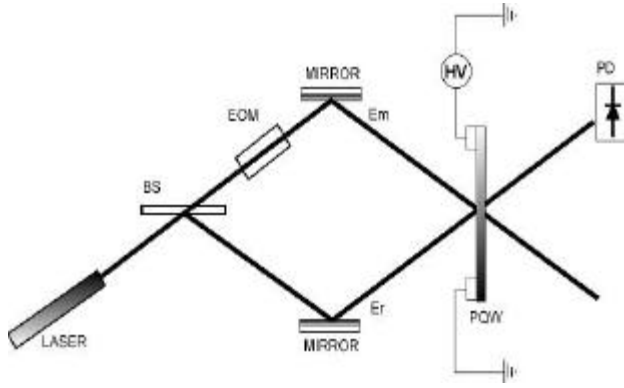
$$\Delta n(l) = -\frac{l^2}{2\pi^2} P \int_0^\infty \frac{\Delta a(l')}{l'^2 - l^2} dl' \tag{8}$$

donde  $P$  es el valor principal de la integral.

La dependencia del campo de  $\Delta n$  es similar a la de  $\Delta\alpha$ , es decir se escala cuadráticamente con el campo.

### 3.1. Detección homodina

La superposición de los haces de referencia transmitido  $E_r$  y el difractado  $E_d$  generan una señal oscilante, la cual es detectada por el detector conectado a un amplificador lock-in. El amplificador lock-in detecta dos señales, una que



**Figura 3.** Arreglo óptico utilizado en la medición simultánea del índice de refracción y de absorción. BS divisor de haz,  $E_r$  haz de referencia,  $E_m$  haz modulado, EOM modulador electro-óptico, PD fotodetector, HV alto voltaje, PQW pozo cuántico foto-refractivo.

oscila a la frecuencia de modulación ( $\omega$ ) y otra que oscila al doble de la frecuencia de modulación ( $2\omega$ ). La señal que oscila a la frecuencia de modulación  $\omega$  es proporcional a la rejilla de índice de refracción, la señal que oscila al doble de la frecuencia de modulación  $2\omega$  es proporcional a la rejilla de absorción [5] es decir,

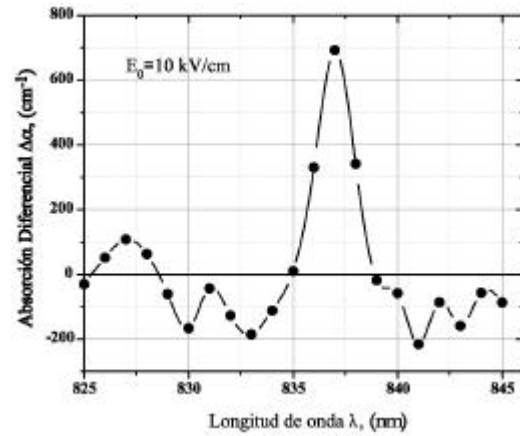
$$s(\omega) = -2\Delta D^2 E_m E_r \left( \frac{p\Delta n l}{I \cos q} \right) \sin \omega t \quad (9)$$

$$s(2\omega) = -\frac{1}{2} \Delta^2 D^2 E_m E_r \left( \frac{\Delta a}{4 \cos q} \right) \cos 2\omega t \quad (10)$$

donde  $\Delta$  es la amplitud de modulación. Una ventaja importante de esta técnica es que podemos medir directamente  $\Delta\alpha$  y  $\Delta n$  sin la necesidad de los cálculos de Kramers-Kronig o el cambio de signo en el voltaje de polarización cuando se usa TWM.

#### 4. Arreglo experimental

En la figura 3 se muestra el arreglo experimental. Un láser semiconductor sintonizable modelo 2010A (Marca Newport) fue utilizado, el láser puede sintonizarse en rango que va de 790nm a 850nm. Un divisor de haz 50/50 provee los dos haces que serán recombinados en la muestra. El ángulo entre los haces es de 0.5 rad dando un período espacial de la rejilla de  $\Lambda=37\mu\text{m}$ . Un modulador electro-óptico, modula en fase el haz  $E_m$ , con una frecuencia  $\omega$  y una amplitud  $\Delta$ . El haz de referencia y el haz modulado escriben en la muestra las rejillas de absorción y de índice de refracción. Como se mencionó anteriormente, debido a que los haces que interfieren son de la misma longitud de onda, el haz difractado  $E_d$  viaja superpuesto al haz de referencia transmitido  $E'_r$ , un fotodetector es fijado en la trayectoria de  $E_r$ , y permite medir la difracción de  $E_m$ .



**Figura 4.** El máximo cambio en la absorción es de  $700\text{cm}^{-1}$  y ocurre a 837 nm para un campo externo de 10kV/cm.

La sensibilidad del fotodetector es 0.5 W/A @ 830nm, una resistencia de carga  $R_L$  de 10k $\Omega$  fue utilizada para medir la corriente debido a la caída de voltaje en  $R_L$ .

#### 5. Resultados

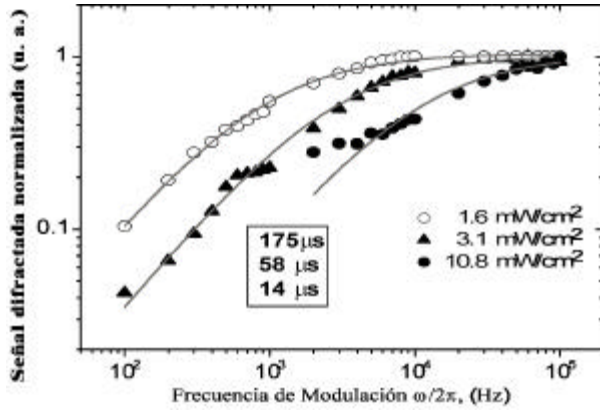
Para encontrar la posición del pico excitónico con respecto a la longitud de onda y la magnitud del cambio del coeficiente de absorción, la transmisión diferencial en la muestra fue medida con un campo aplicado de 10 kV/cm. Experimentalmente  $\Delta\alpha$  se obtiene utilizando la relación

$$\Delta\alpha(h\nu, E_0) = -\frac{1}{L} \ln \left( 1 + \frac{T(h\nu, E_0) - T(h\nu, 0)}{T(h\nu, 0)} \right) \quad (11)$$

donde  $L$  es el grosor de la muestra,  $T(h\nu, 0)$  es la transmisión cuando no se aplica un campo y  $T(h\nu, E_0)$  es la transmisión cuando un campo eléctrico  $E_0$  es aplicado.

Se observaron cambios en  $\Delta\alpha$  de  $700\text{cm}^{-1}$  a  $\lambda = 837\text{nm}$ . En la figura 4 se muestra el espectro de absorción obtenido, el cual no cambió su magnitud al revertir la polaridad del voltaje lo que demuestra una buena calidad de los electrodos de la muestra. Electrodos de una calidad deficiente inducirían cambios en  $\Delta\alpha$  asimétricos. En la configuración transversal, el cambio en el coeficiente de absorción resulta del ensanchamiento de la línea de los huecos pesados ( $\lambda=837\text{nm}$ ) y huecos ligeros ( $\lambda=841\text{nm}$ , por cierto no muy claro en la figura 4) al aplicársele un campo eléctrico [2]. En otras palabras, esto significa que los excitones son disociados por el campo eléctrico, por lo que los picos en el espectro del coeficiente de absorción no aparecen o disminuyen cuando se aplica un campo [2]. En la configuración longitudinal (los electrodos se depositan en caras opuestas) también se producen cambios en  $n$  y  $\alpha$ , pero su origen se debe al efecto de Stark cuántico [7].

Para obtener una máxima señal se usó una frecuencia de modulación mayor al inverso del tiempo de relajación dieléctrica ( $\tau$ ) del pozo cuántico ( $\omega \gg 1/\tau$ ), para la intensidad óptica usada en nuestros experimentos ( $\omega/2\pi=30\text{kHz}$ ).

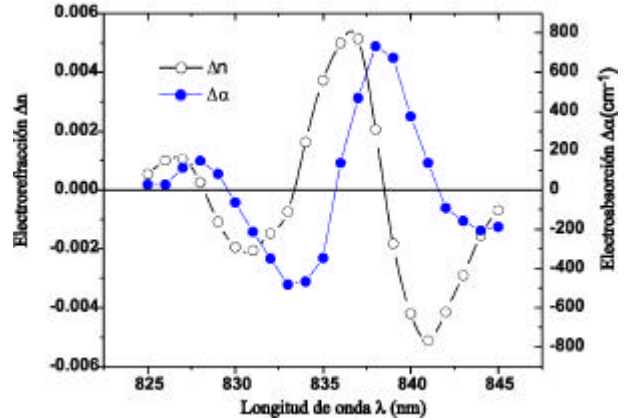


**Figura 5.** Tiempo de respuesta de los pozos cuánticos de GaAs, campo aplicado 8 kV/cm y  $\lambda=837$  nm.

El tiempo de formación de las rejillas puede medirse haciendo un barrido en frecuencia de la señal medida por el detector. La figura 5 muestra tal dependencia a  $\lambda=837$  nm, es decir, la señal del primer armónico es máxima y la del segundo armónico despreciable. Haciendo un ajuste a una función del tipo  $\omega\tau/(1+\omega\tau)$ , donde  $\tau$  es el tiempo de respuesta del material, permite calcular  $\tau$ . El tiempo  $\tau$  se escala inversamente proporcional a la intensidad de iluminación. En la Figura. 5 puede verse que conforme la potencia de iluminación aumenta,  $\tau$  disminuye y por lo tanto la frecuencia de corte se corre a frecuencias más altas. A una intensidad de  $10.8 \text{ mW/cm}^2$  un tiempo de respuesta de  $14 \mu\text{s}$  puede obtenerse, lo cual demuestra que los pozos cuánticos de GaAs son uno de los materiales fotorrefractivos más rápidos, ideales para aplicaciones de holografía en tiempo real. Si el barrido en frecuencias se hiciera a otra longitud de onda, se obtendría la misma dependencia, excepto que la magnitud sería diferente.

El espectro del cambio del coeficiente de absorción y de índice de refracción calculados usando las ecuaciones 9 y 10, se muestran en la figura 6. Se puede ver una excelente coincidencia al menos en amplitud entre las mediciones de la transmisión diferencial (figura 4) y las mediciones de la holografía modulada en fase (figura 6). Debido a que la holografía dinámica mide la raíz cuadrada de la señal y no la señal difractada en sí, la sensibilidad de la técnica es mayor que la de la simple mezcla de ondas. Por tal razón el espectro de  $\Delta\alpha$  es mejor resuelto con esta técnica. La máxima eficiencia de difracción medida fue de  $\sim 4 \times 10^{-3}$  y  $2 \times 10^{-3}$  para la rejilla de índice y de absorción respectivamente.

Note que debido a la alta sensibilidad de la técnica, las características de  $\Delta\alpha$  (y por lo tanto de  $\Delta n$ ) son mejor resueltas comparadas con los cambios observados en la transmisión diferencial.



**Figura 6.** Electrorefracción y electroabsorción en un pozo cuántico de GaAs para  $E_0=10 \text{ kV/cm}$  obtenidas con la técnica de holografía modulada en fase.  $\Lambda=37 \mu\text{m}$ ,  $\Delta=0.5 \text{ rad}$ ,  $\omega/2\pi=30 \text{ kHz}$ ,  $I_{\text{total}}=6.1 \text{ mW/cm}^2$ .

## 6. Conclusiones

Se demostró que la holografía modulada en fase es una técnica eficiente y altamente sensible que puede ser usada para medir la electroabsorción y la electrorefracción con sus respectivas fases de manera simultánea. Tiempos de respuesta de  $14 \mu\text{s}$  pueden obtenerse a potencias tan bajas como  $190 \mu\text{W}$  ( $10.8 \text{ mW/cm}^2$ ), lo cual hace de los pozos cuánticos de GaAs como un material ideal para holografía en tiempo real y detección de ondas ultrasónicas inducidas por láser.

## Referencias

- [1] D. D. Nolte. Semi-insulating semiconductor heterostructures: optoelectronic properties and applications. *App Phys Rev*, **85**:6259 (1999).
- [2] D. A .B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damem, A. C. Grossard, W. Weigmann, T. H. Wood and A. D. Burrus. Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-wells structures. *Phys Rev B* **32**, 1043 (1985).
- [3] Jacques I. Pankoves. *Optical processes in semiconductors*. Drover, Ney York (1971).
- [4] Q. N. Wang, D. D. Nolte and M. R. Melloch. Two-wave mixing in photorefractive AlGaAs-GaAs quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 256 (1991).
- [5] M. Gehrtz, J. Pinsl and C. Brauchle. Sensitive detection of phase and absorption gratings: phase-modulated, homodyne detected holography. *Appl. Phys. B*, **43**, 61 (1987).
- [6] D. D. Nolte, T. Cubel, L. J. Pyrak-Nolte and M. R. Melloch, Adaptive beam combining and interferometry with photorefractive quantum wells, *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**, 195 (2001).
- [7] D. A. B. Miller, D. S. Chemla and S. Schmitt-Rink, Relation between electroabsorption in bulk semiconductors and in quantum wells: The quantum-confined Franz-Keldysh effect, *Phys. Rev. B* **33**, 6976 (1986).