

# ESTUDIO DE LA TRANSICION ENTRE PARES DONADOR-ACEPTOR BAJO CAPTURA RESONANTE DE ELECTRONES ALTAMENTE EXCITADOS

A. Juárez, A. Zehe y H. Navarro

Instituto de Ciencias, Universidad Autónoma de Puebla  
Apartado Postal J-48.72570 - Puebla, Pue. México

(recibido mayo 12, 1981; aceptado enero 26, 1982)

## RESUMEN

En el presente trabajo se hace un estudio teórico sobre la influencia que electrones altamente excitados, presentes en la banda de conducción de un semiconductor, tienen en la transición radiativa entre Pares Donador Aceptor (PDA). Proponemos un modelo que en primera aproximación describe un proceso de captura resonante de electrones altamente excitados por los niveles donadores con la emisión simultánea de fonones longitudinal ópticos (LO). Este mecanismo se ha encontrado importante para materiales polares como GaAs.

Exploramos las consecuencias que dicho proceso tiene, y encontramos que el modelo predice un incremento de la emisión total y un corrimiento hacia energías mayores del espectro en la posición del pico de emisión, en la condición de captura resonante.

## ABSTRACT

In the present work we have made a theoretical study about the influence that highly excited electrons, in the conduction band of a semiconductor, have in radiative transitions of Donor Acceptor Pairs. We propose a model that in a first approximation describes a process of resonant capture of highly excited electrons by the donor levels, with the simultaneous emission of longitudinal-optical phonons. This mechanism has been found to be important for polar materials as Gallium Arsenide (GaAs).

We explore the consequences of this process, and we find that this model predicts an enhancement of the total emission and a shift towards high energies of the position of the emission peak in the resonant capture condition.

## I. INTRODUCCION

El estudio espectroscópico de la transición entre Pares Donador-Aceptor (PDA) es una buena fuente de información física acerca de importantes parámetros que caracterizan un material semiconductor<sup>(1)</sup>. En especial, la captura de electrones altamente excitados por niveles donadores y la influencia de dichos electrones en la transición radiativa entre PDA han sido tratadas por Ulbrich<sup>(2)</sup> y Hansel *et al.*<sup>(3)</sup> Ulbrich, basándose en el análisis de la competición de dos transiciones radiativas, encontró que la captura electrónica mediante la emisión de fonones LO por niveles donadores, ocurre en forma preferencial cuando los electrones excitados poseen un exceso de energía con respecto a los niveles donadores igual a un múltiplo de la energía del fonón LO.

Un amplio estudio experimental sobre la captura de electrones por los PDA ha sido hecho midiendo la fotoconductividad de materiales semiconductores por varios autores en años anteriores<sup>(4,5)</sup>.

En las transiciones entre PDA, la sección eficaz de captura de los donadores ( $\sigma$ ), es un parámetro importante que hay que analizar. Esto es debido a que la intensidad de la radiación emitida depende en forma directa del número de electrones presentes (capturados) en los niveles donadores de los PDA<sup>(1)</sup>.

La dependencia de la sección eficaz de captura electrónica por un PDA con la separación entre los iones de la pareja, ha sido estudiada en detalle por Thomas *et al.*<sup>(6)</sup> Sin embargo, la captura resonante observada por Ulbrich no está contemplada en dicho estudio.

En este trabajo proponemos una expresión analítica que incorpore dicho proceso de captura resonante en la sección eficaz correspondiente y estudiamos las consecuencias que esta captura tiene en la luminiscencia producida por transiciones entre los PDA.

Sin restricción a la generalidad, consideramos al arsenuro de galio (GaAs) como el material de estudio, y en consecuencia serán sus parámetros característicos los que se utilizarán en este trabajo.

En la sección II se hace un resumen de los principales comportamientos que, bajo diferentes condiciones experimentales, presenta la transición radiativa entre PDA en la aproximación de cuasi-equilibrio térmico

entre el sistema electrónico excitado y la red.

En la sección III se menciona brevemente el proceso de formación del sistema electrónico fuera de equilibrio y los diferentes mecanismos de termalización de dichos electrones.

El estudio de la sección eficaz de captura de los PDA bajo la condición de captura resonante de electrones en no-equilibrio, es objeto de estudio en la sección IV. Hacemos el tratamiento teórico correspondiente del comportamiento de la forma de línea en la sección V. Finalmente, se presentan los resultados y la discusión del efecto estudiado en la sección VI.

## II. ESQUEMA DE CUASI-EQUILIBRIO ENTRE EL SISTEMA ELECTRONICO Y LA RED PARA TRANSICIONES ENTRE PDA

Si la energía de excitación que se aplica al semiconductor es apenas mayor o igual que la anchura de la banda prohibida, se genera en la banda de conducción una distribución electrónica en cuasi-equilibrio térmico con la red. En la Fig. 1 se esquematiza dicho proceso.

Los electrones fotoexcitados, después de un cierto tiempo típico  $\tau$  menor que un picosegundo para GaAs, forman una distribución térmica debido a la interacción electrón-electrón  $e-e$ <sup>(7)</sup>; subsecuentemente decaen recombinándose con un hueco en la banda de valencia.

Un canal importante para esta recombinación es el provisto por una distribución de impurezas donadoras y aceptoras inmersas en el seno del semiconductor.

Este canal da origen a la transición radiativa entre Pares Donador-Aceptor (PDA), entre otras.

El fotón emitido durante la recombinación de los PDA tiene una energía  $h\nu$  igual a<sup>(1)</sup>

$$h\nu = E_g - (E_D + E_A) + \frac{e^2}{\epsilon R} \quad , \quad (1)$$

donde  $E_g$  es la energía del ancho de banda prohibida,  $E_D$  y  $E_A$  son las energías de ionización de las impurezas donadoras y aceptoras respectivamente,  $e$  la carga fundamental,  $\epsilon$  la constante dieléctrica de baja frecuencia y  $R$  es la distancia de separación entre la impureza donadora y aceptora que

forman el par.

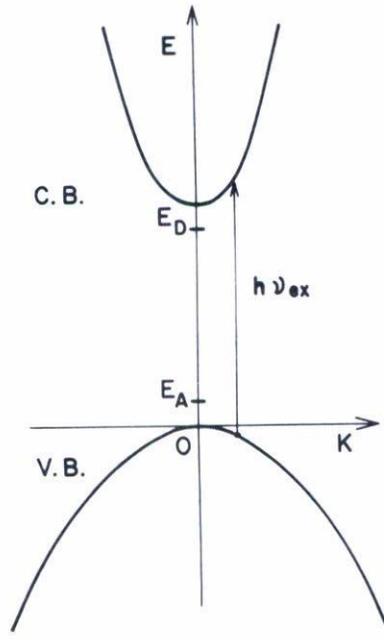


Fig. 1 Estructura de banda directa de un semiconductor. C.B. y V.B. denotan las bandas de conducción y de valencia respectivamente,  $h\nu_{ex}$  es la energía del fotón que excita,  $E_D$  y  $E_A$  son las energías de ionización de impurezas donadoras y aceptoras respectivamente.

Bajo la suposición de baja compensación de los átomos aceptoras, i.e.,  $N_a \gg N_d$ , para tenerse la posibilidad de definir pares individuales, así como una concentración  $N_a < 10^{17} \text{ cm}^3$  y para evitar efectos por la deformación de colas de bandas, la intensidad de radiación emitida en función de  $R$  está dada por

$$I(R) \sim R^2 \cdot G(R) \cdot F(R) \cdot P(R) \quad . \quad (2)$$

En esta expresión  $G(R)$  es la función de distribución de los pares,  $F(R)$  da la probabilidad de que el par que se encuentra separado una distancia  $R$  esté ocupado por un electrón y  $P(R)$  es la probabilidad de recombinación

del electrón como función de la distancia de separación de los iones. Matemáticamente  $P(R)$  tiene la forma<sup>(8)</sup>

$$P(R) = P_0 \exp(-2R/a) \quad , \quad (3)$$

siendo  $a$  el radio de Bohr de la impureza donadora.

Según Williams<sup>(9)</sup>  $G(R) = 4\pi R^2 N \exp(-\frac{4}{3}\pi NR^3)$ , siendo  $N$  la concentración de impurezas mayoritarias. Si  $N \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , entonces  $\exp(-\frac{4}{3}\pi NR^3) \approx 1$ , por lo que

$$G(R) = 4\pi R^2 N \quad . \quad (4)$$

Finalmente<sup>(10)</sup>,

$$F(R) = \left| 1 + \frac{P(R)}{gv\sigma(R)} \right|^{-1} \quad , \quad (5)$$

donde  $g$  es una medida de la densidad de portadores en la banda de conducción, los cuales se recombinan radiativamente,  $v$  es la velocidad térmica de los portadores y  $\sigma(R)$  es la sección eficaz de captura del par. Para  $g$  suficientemente grande  $F(R)$  se puede expresar como

$$F(R) = 1 - \frac{P(R)}{gv\sigma(R)} \quad . \quad (6)$$

Un parámetro importante a considerar es la sección eficaz de captura del par. Dicho parámetro, según Thomas et al.<sup>(6)</sup>, presenta la forma

$$\sigma(R) = C R^2, \quad C = \text{constante} \quad . \quad (7)$$

Las Ecs. (3) y (7) determinan el comportamiento de las transiciones entre PDA.

Entre los efectos resultantes más sobresalientes, citamos los siguientes: i) Los pares que poseen impurezas aceptoras donadoras alejadas, se ocupan con mayor probabilidad que los que poseen  $R$  menores de acuerdo a la Ec. (7), ii) según la Ec. (3), una vez ocupados los pares con  $R$  menores se recombinan con mayor rapidez que aquellos que poseen una

R mayor.

Experimentalmente ha sido observado un comportamiento que concuerda efectivamente con los efectos citados anteriormente. Dichos comportamientos son los siguientes<sup>(11,12)</sup>:

- i) Con densidad de excitación creciente, el pico de emisión principal del espectro se traslada hacia energías mayores.
- ii) Al estudiar la transición entre PDA, mediante la técnica de espectroscopía con resolución en el tiempo, el pico de emisión principal se corre hacia menores energías.
- iii) Existen efectos de saturación para altas densidades de excitación.

Adicionalmente, una característica de las transiciones entre PDA es que dejan de manifestarse a temperaturas de algunas decenas de °K, debido fundamentalmente al proceso de ionización de las impurezas.

### III. LOS ELECTRONES ALTAMENTE EXCITADOS EN LA TRANSICION RADIATIVA

En los experimentos de fotoluminiscencia, generalmente ocurre que los electrones son excitados con energías que superan en decenas de meV al mínimo de la banda de conducción. El efecto común encontrado en la transición radiativa debida a dichos electrones, es la formación, en el espectro de emisión del PDA, de una cola en la región de altas energías.

En los semiconductores polares como el GaAs, ya formada una distribución térmica de los electrones (que es posible debido a la rapidez de la interacción electrón-electrón), éstos se termalizan con la red emitiendo en dicho proceso fonones longitudinales-ópticos (LO) con tanta probabilidad como fonones acústicos<sup>(2)</sup>. Dichos electrones, hasta antes de la termalización con la red, reciben el nombre de electrones calientes, debido fundamentalmente a que el exceso de energía se traduce en un calentamiento del sistema electrónico que puede superar hasta en centenas de °K la temperatura de la red<sup>(13)</sup>.

Para un semiconductor en general, una de las interrogantes que se presentan para la determinación de la función de distribución electrónica, es la referente a cuáles son los mecanismos dominantes para la termalización y, además, qué eficiencia presentan dichos mecanismos. En el

GaAs éste es un problema ya bastante discutido<sup>(2)</sup>.

En la Fig. 2 resumimos los mecanismos de termalización con la red de electrones altamente excitados que forman una distribución térmica.

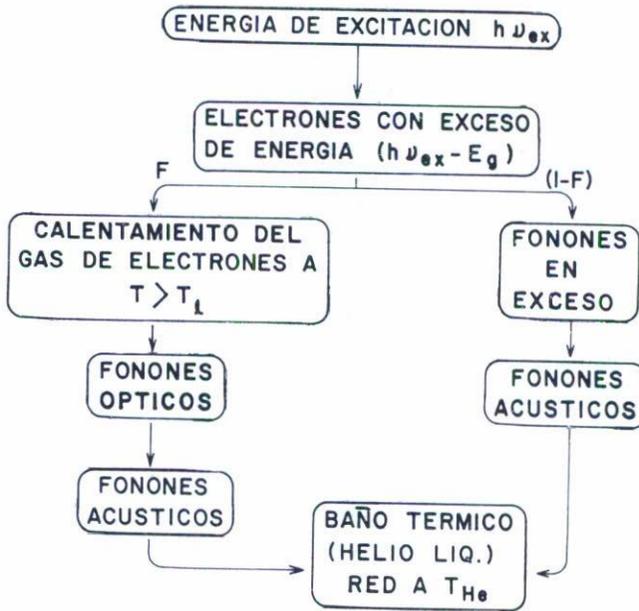


Fig. 2 Mecanismos de pérdida de energía para electrones altamente excitados.  $T_l$  denota la temperatura de la red.

#### IV. LA SECCION EFICAZ DE CAPTURA DE LA IMPUREZA DONADORA EN PRESENCIA DE CAPTURA RESONANTE DE ELECTRONES ALTAMENTE EXCITADOS

La sección eficaz de captura correspondiente a un PDA, en la aproximación de cuasi-equilibrio térmico, está dada por la Ec. (7). Al generar una distribución de electrones altamente excitados en la banda de conducción de un material polar, la termalización mediante la emisión de fonones LO puede ocurrir con alta probabilidad<sup>(2,3)</sup>. Dicho proceso de termalización, bajo ciertas condiciones, da origen a un proceso de captura resonante de los electrones altamente excitados por los niveles donadores.

La captura resonante ocurre cuando el electrón, mediante la emi-

sión de uno o más fonones LO, cae en el nivel donador. La condición energética para que ocurra la captura resonante es que los electrones adquieran la energía

$$h\nu_{\text{ex}} = E_g - E_D + n\hbar\omega_{\text{op}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

donde  $\hbar\omega_{\text{op}}$  es la energía correspondiente al fonón LO.

Puesto que el proceso de captura resonante es independiente del proceso mediante el cual llegan al nivel donador los electrones ya termalizados, es razonable pensar que la capacidad de captación electrónica de dicho nivel aumenta.

Lo anterior nos lleva directamente a la necesidad de una modificación en la sección eficaz de captura del par, con el fin de poder estudiar adecuadamente en forma teórica la contribución que en la transición radiativa tiene la captura resonante de electrones altamente excitados.

La modificación de la sección eficaz de captura es la siguiente: Además de tomar en cuenta la dependencia en R de dicha sección eficaz según la Ec. (7), tomamos en cuenta la energía en exceso que poseen los electrones fotoexcitados con respecto al fondo de la banda de conducción, es decir, ahora

$$\sigma = \sigma(E, R) \quad (9)$$

Hansel et al. <sup>(3)</sup> propusieron para  $\sigma(E, R)$  en primera aproximación la siguiente expresión:

$$\sigma(E, R) = CR^2 + H(E) \quad (10)$$

En el segundo término del segundo miembro de la igualdad anterior se toma en cuenta la dependencia en la energía. Llamaremos a  $H(E)$  la sección eficaz de captura dependiente de la energía.

De la Ec. (10) podemos determinar la importancia que tiene el proceso de captura resonante. Si  $H(E)$  numéricamente es mucho menor que  $CR^2$ , la captura por resonancia es despreciable. Si  $H(E)$  es del orden o mayor que  $CR^2$ , la captura resonante adquiere importancia.

Esencialmente, para efectuar el estudio del proceso de captura resonante se trabaja con dos condiciones: i) La excitación que se aplica

al semiconductor es monoenergética, ii) la densidad de excitación aplicada es baja, de tal forma que genere una densidad de portadores recombinables  $g$  en la banda de conducción menor que  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Con el objeto de dar una forma adecuada a  $H(E)$ , consideramos que cuando el semiconductor sea excitado con energía que varía en forma escalonada desde un valor de unos pocos meV por arriba de la banda prohibida hasta cuatro veces el valor de la energía de los fonones LO, los electrones fotoexcitados en principio satisfarán la Ec. (8), y se esperan los siguientes comportamientos para la luminiscencia producida por los PDA: i) Puesto que la intensidad de excitación aplicada al semiconductor permanece constante, mientras no se cumpla la condición dada por la Ec. (8), la posición del pico de emisión principal en la transición entre PDA no cambia. Sin embargo, cuando la condición de resonancia se satisface, los pares cercanos se ocupan con la misma probabilidad que los lejanos y se obtendrá un corrimiento del pico de emisión hacia energías mayores, ii) debido a la participación de un mayor número de electrones en la recombinación, cuando la condición (8) se cumple se espera una intensidad de emisión mayor; esto se traduce en un ensanchamiento de la forma de línea en la región de altas energías.

Además, puesto que el proceso de emisión de  $n$  fonones es más improbable que la emisión de  $n-1$  debido a los diferentes mecanismos de dispersión presentes en el semiconductor, la captura de los electrones excitados al nivel  $n$  será más improbable que la captura de los electrones excitados al nivel  $n-1$ .

Debido a las consideraciones anteriores proponemos para la sección eficaz de captura dependiente de la energía la siguiente expresión:

$$H_n(E) = H_0 \frac{(\delta E)^2}{(E - E_n)^2 + (\delta E)^2} \gamma^{n-1}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (11)$$

donde  $E_n = E_q - E_D + n\hbar\omega_{\text{opt}}$ ,  $H_0$  es un valor para la sección eficaz de captura dependiente de la energía escogido de tal forma que la captura resonante tenga importancia,  $\delta E$  es la anchura de la resonancia generada por la dispersión energética tanto de los niveles electrónicos como de los donadores el cual suponemos de 1 meV,  $\gamma$  es un factor de decaimiento menor que la unidad que da la razón de probabilidad de emitir  $n$  fonones a emitir

$n - 1$ . Para  $\gamma$  escogimos el valor  $0.452^{(18)}$ . Una idea que justifica el uso de este valor, se puede obtener de las consideraciones siguientes: El proceso de decaimiento con emisión de fonones LO, compite en eficiencia con el decaimiento por emisión de fonones acústicos<sup>(2)</sup>. Este último proceso contribuye a sacar el electrón de la condición de captura resonante. De esta forma, a medida que el electrón necesite emitir más fonones LO para ser capturado por el donador, será más improbable su captura por dicho nivel; el término  $\gamma^{n-1}$  contempla tal posibilidad. Un valor más adecuado para este parámetro sólo podrá ser obtenido comparando este decaimiento con los resultados experimentales, o bien, mediante un cálculo numérico en un modelo teórico más detallado.

Obsérvese que la Ec. (11) es esencialmente la expresión de Breit-Wigner<sup>(14)</sup>, excepto por el factor  $\delta E$  introducido en el numerador con el objeto de volver adimensional el término entre paréntesis cuadrados. La gráfica de tal función aparece en la Fig. 3.

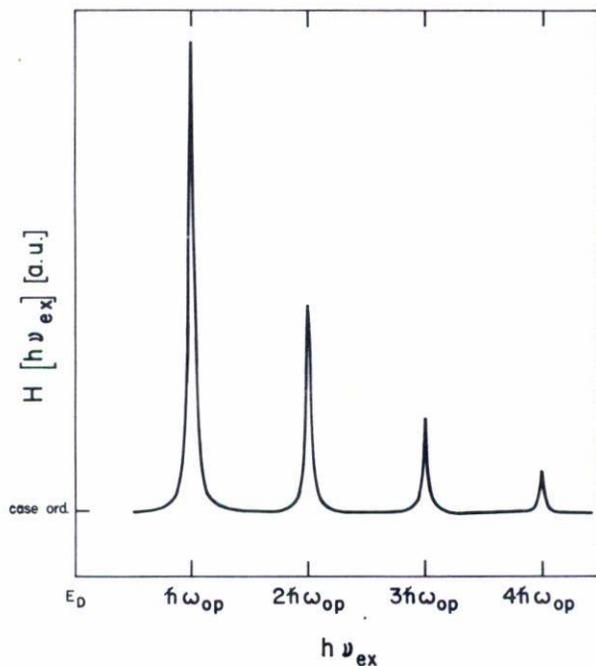


Fig. 3 Gráfica de la sección eficaz de captura  $H(E)$ , como función de la energía en exceso de los electrones excitados.

El primer pico corresponde a la sección eficaz de captura dependiente de la energía para aquellos electrones que emitieron un fonón LO y fueron capturados; el segundo pico corresponde a la sección eficaz de captura de electrones a los que les fue necesario emitir dos fonones LO en el salto de resonancia y así sucesivamente.

Los valores que se utilizaron para los diferentes parámetros se dan a continuación:  $T = 10^\circ\text{K}$ ,  $E_g = 1.521 \text{ eV}^{(15)}$ ,  $E_D = 0.003 \text{ eV}^{(16)}$ ,  $\hbar\omega_{op} = 0.0368 \text{ eV}^{(17)}$ ,  $\delta E = 0.001 \text{ eV}$ .

#### V. ESTUDIO TEORICO DE LA INFLUENCIA EN LA FORMA DE LINEA DE LA SECCION EFICAZ DE CAPTURA MODIFICADA

Sustituyendo las Ecs. (4), (3) y (6) en la Ec. (2) se obtiene para  $I(R)$  la siguiente expresión:

$$I(R) \sim R^4 \exp(-2R/a) |1 - P_0 \exp(-2R/a) gv\sigma| \quad , \quad (12)$$

donde  $R$  y  $\hbar\nu$  están relacionados directamente por la Ec. (1).

La posición del máximo del pico de emisión principal se encuentra efectuando la siguiente operación:

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dR} = 0 \quad . \quad (13)$$

De la expresión para  $I$  dada en (12) encontramos por sustitución directa en (13):

$$\left\langle \left| \frac{4}{a} + \frac{1}{\sigma(R)} \frac{d\sigma(R)}{dR} \right| \frac{2P(R)a}{4gv\sigma(R)} - 1 \right\rangle R - \frac{2P(R)}{gv\sigma(R)} + 2a = 0 \quad . \quad (14)$$

Para tomar en cuenta el proceso de captura resonante, sustituimos en la Ec. (14), en lugar de  $\sigma(R)$ , la expresión  $\sigma(E,R) = CR^2 + H(E)$  obteniendo

$$R^3 - \left| \frac{ap(R)}{gv(H + CR^2)} + 2a \right| R^2 + \left| \frac{gvH - 2P(R)}{gvC} \right| R - 2a \left| \frac{gvH - P(R)}{gvC} \right| = 0 \quad (15)$$

El valor  $R_{\max}$  para el que la ecuación anterior se satisface, da la posición del máximo de la banda de emisión.

Una consecuencia inmediata, al introducir el término  $H(E)$  en la Ec. (14), es su influencia en la posición del máximo de la banda para ciertos valores. En especial, se espera que cuando ocurra la captura por resonancia pura bajo la participación de fonones longitudinales ópticos, el término  $H(E)$  domine sobre el término en  $R$  en la sección eficaz de captura mixta.

El material cuyos parámetros son utilizados es el arsenuro de galio (GaAs) teniendo como impureza donadora Te, cuya profundidad es 3 meV, y como impureza aceptora Mg con profundidad de 13 meV. La temperatura se considera constante del orden de  $10^{\circ}\text{K}$ . Los otros parámetros utilizados en este cálculo son  $P_0 = 10^6 \text{ s}^{-1(6)}$ ,  $v = 10^7 \text{ cm/s}$ ,  $a = 25 \times 10^{-8} \text{ cm}$ . Se utilizaron dos valores para  $C^{(3)}$ :  $C = 10^{-4}$  y  $C = 5 \times 10^{-6}$ . El valor de  $g$  varió en el rango de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  a  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

## VI. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

De acuerdo al punto anterior, la sección eficaz de captura modificada que usaremos es

$$\sigma(E,R) = CR^2 + \Pi_0 \frac{(\delta E)^2}{(E - E_n)^2 + (\delta E)^2} \gamma^{n-1}, \quad n = 1,2,3,4. \quad (16)$$

Con el objeto de estudiar los efectos de la captura resonante de los electrones altamente excitados, en la forma de línea, introducimos la Ec. (16) en la Ec. (15).

Un primer efecto que calculamos es el aumento del flujo fotónico.

Puesto que el área bajo la curva da la variación de la intensidad de emisión en función de  $R$ , una medida del flujo fotónico se obtiene integrando la Ec. (12).

Llamemos  $I_0$  al flujo fotónico ordinario cuando la condición de captura resonante no se cumple; también llamemos  $I_i$  ( $i = 1,2,3,\dots$ ) a los flujos fotónicos cuando dicha condición es cumplida. En la discusión que sigue normalizaremos el flujo fotónico mediante

$$I = \frac{I_i}{I_0} , \quad i = 1, 2, 3. \quad (17)$$

La Fig. 4 muestra  $I(R)$  en función de  $R$  para diferentes valores de  $H(E)$ .

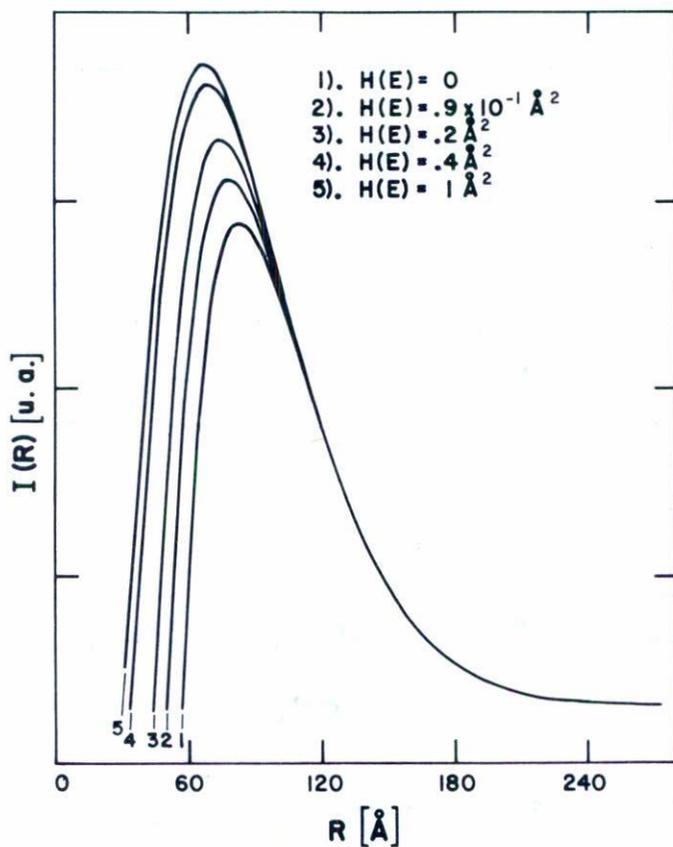


Fig. 4 Variación en la intensidad de emisión respecto a  $R$ , de la transición entre PDA. Se obtiene un aumento en el flujo fotónico, así como un corrimiento del pico de emisión hacia energías mayores, con  $H(E)$  crecientes.

Podemos apreciar inmediatamente un aumento en el área bajo la curva a medida que  $H(E)$  aumenta y como consecuencia inmediata deducimos un aumento correspondiente en el flujo fotónico.

El flujo normalizado al flujo ordinario es mostrado en la Fig. 5. Se utilizó para  $H_0$  un valor de  $1 \text{ \AA}^2$ . En esta gráfica apreciamos el hecho de que a medida que los electrones tienen que emitir más de un fonón LO para llegar al nivel donador, es más improbable su captura por dicho nivel y, en consecuencia, el flujo fotónico se reduce para dichos saltos.

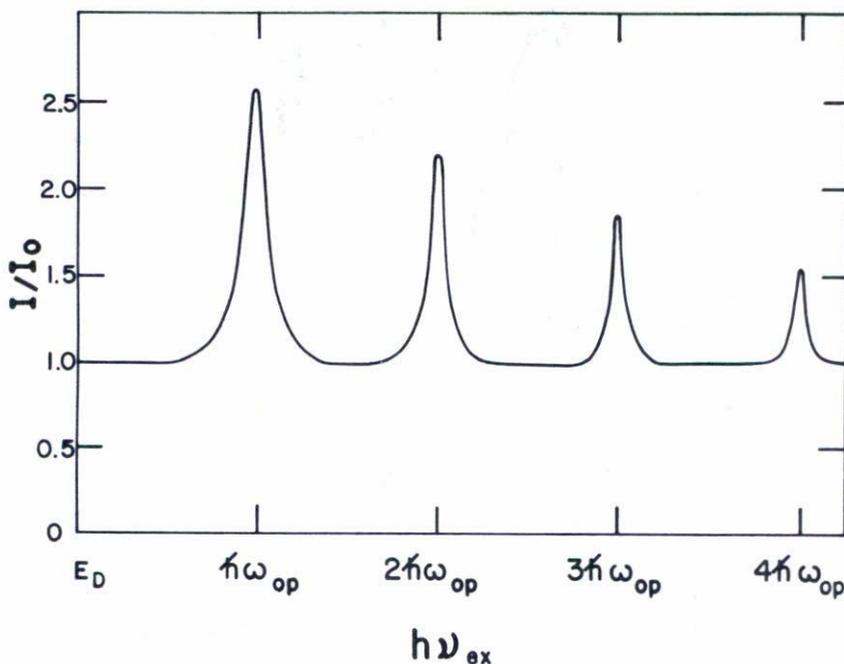


Fig. 5 Incremento en el flujo fotónico relativo, calculado de la Ec. (16). En el eje horizontal se grafica la energía de excitación medida a partir de  $E_D$ . Si la energía en exceso de los electrones es igual o múltiplo entero de  $\hbar\omega_{LO}$ , la captura resonante se hace apreciable.

La posición del pico principal del espectro en función de  $R$ , para el caso ordinario ( $H(E) = 0$ ), está dada por la Ec. (14). El corrimiento ( $\Delta h\nu$ ) del pico principal debido al proceso de captura resonante lo calculamos a partir de la siguiente expresión:

$$\Delta(h\nu) = \frac{e^2}{\epsilon} \left( \frac{1}{R_{\max}} - \frac{1}{R_{\max,0}} \right) , \quad (18)$$

donde  $R_{\max,0}$  es el valor de la distancia de separación entre pares, para el cual ocurre al máximo del pico cuando no hay captura resonante, y  $R_{\max}$  es la posición del pico si el proceso de captura resonante es efectivo. En la Fig. 6 se muestran los corrimientos del pico para un valor típico  $H_0$  de  $1 \text{ \AA}^2$ ; nuevamente, se muestra un comportamiento similar al del flujo fotónico en cuanto a la disminución en el corrimiento del pico debido a que los electrones fotoexcitados emitieron un mayor número de fonones LO.

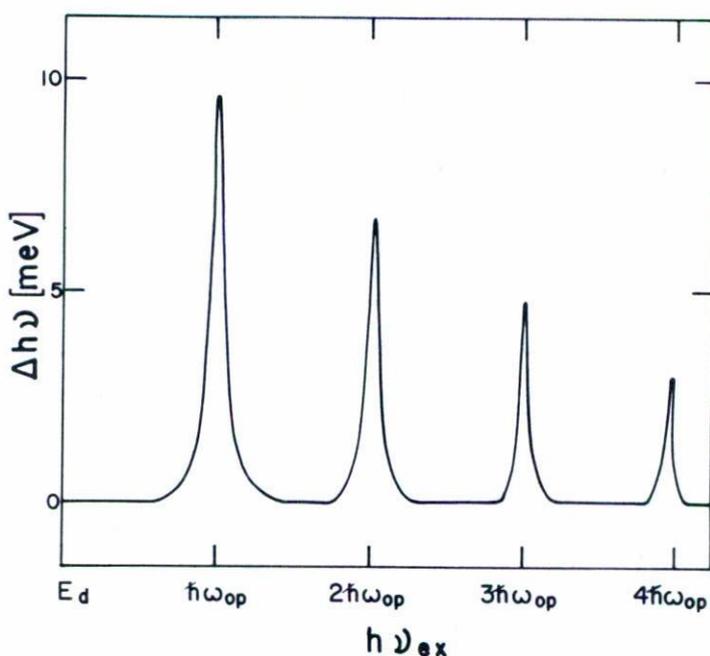


Fig. 6 Corrimiento relativo en el pico de emisión principal de la transición entre PDA, en la condición de resonancia. Para los parámetros usados, dichos corrimientos serán apreciables en el experimento.

En conclusión, los efectos encontrados al introducir el proceso físico de captura resonante de electrones altamente excitados en la transición radiativa entre PDA en la resonancia son los siguientes: i) Aumento en la intensidad de emisión, ii) corrimiento del pico de emisión principal hacia energías mayores que pueden alcanzar valores de hasta decenas de meV. El experimento llevado a cabo con éxito abre la posibilidad, se-

gún el modelo que planteamos, de medir energías fonónicas involucradas en el proceso de captura resonante en diversos materiales y en especial en el GaAs.

La utilización de una fuente de excitación que genera una distribución de electrones casi-monoenergéticos en la banda de conducción del material, es una condición importante que debemos cumplir, así como el control de la densidad de electrones en la banda de conducción.

Posteriores aproximaciones al modelo aquí establecido serán objeto de discusión y estudio en trabajos subsecuentes.

#### REFERENCIAS

1. E.W. Williams y H. Barry Bebb, Semiconductors and Semimetals, Vol. 8, Academic Press, New York (1972) p. 325.
2. R. Ulbrich, Phys. Rev. Lett., 27 (1971) 1512.
3. T. Hansel, A. Zehe y R. Schwabe, Kristall and Tech., 14 (1976) 6.
4. R.E. Nahory, Phys. Rev., 178 (1969) 1293.
5. H.J. Stocker, C.R. Stannard Jr., H. Kaplan y H. Levinstein, Phys. Rev. Lett. 12, 7 (1964) 163.
6. D.G. Thomas, J.J. Hopfield y W.M. Augustyniak, Phys. Rev., 140, 1A (1965) A 202.
7. R.F. Leheny, J. Shah, R.D. Fork, C.V. Shank y A. Migus, Solid State Communications, 31 (1979) 809.
8. A.E. Yunovich, Fortschritte der Physik, 23 (1975) 317.
9. F. Williams, Phys. Stat. Sol., 25 (1968) 493.
10. W.E. Hagston, J. Luminescence, 3 (1971) 253.
11. R. Bindemann y K. Unger, Phys. Stat. Sol. b, 66 (1974) 133.
12. J.J. Hopfield, II-VI Semiconducting Compounds, D.G. Thomas Benjamin (1967) 796.
13. E.M. Conwell, Solid State Physics, Supplement 9 (1967).
14. E. Merzbacher, Quantum Mechanics, Wiley International Edition (1970) 496.
15. P. Byszewski, J. Kalinska y J. Kolodziejczak, Phys. Stat. Sol., 23 (1967) K53.
16. S.M. Sze, Phys. of Semiconductor Devices, Wiley International (1969) 30.
17. A. Moradian y G.B. Wright, Solid State Commun., 4 (1966) 431.
18. Este valor para  $\gamma$  lo calculamos de  $(1-e^{0.6})$ , donde 0.6 representa el cociente entre el tiempo de interacción del tiempo medio de emisión de un fonón LO al tiempo medio de colisión con un fonón acústico, valor que se consideró razonable debido al trabajo de R. Ulbrich, Phys. Rev., B 8 (1973) 5719.