

Internet Electronic Journal*

Nanociencia et Moletrónica

Diciembre 2006, Vol. 4, N°3, pp. 775-784

Localización de excitaciones colectivas en las aleaciones $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

V.E. Carrasco^a, G. Zanelatto^a, Yu. A. Pusep^b, J. C. Galzerani^a

^aLab. de Semiconductores, Departamento de Física, Universidad Federal de São Carlos
São Carlos, CP 676, 13565-905, Brasil,

^bLab. de MBE, Instituto de Física, Universidad de São Paulo
São Carlos, 13560-970, Brasil

recibido: 13 Septiembre 2006

revisado: 04 Octubre 2006

publicado: 15 de Noviembre 2006

Citation of the article:

V.E. Carrasco, G. Zanelatto, Yu. A. Pusep, J. C. Galzerani, Localización de excitaciones colectivas en las aleaciones $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, Internet Electrón. J. Nanocs. Moletrón. 2006, Vol. 4, N° 3., pp. 775-784

copyright © BUAP 2006

<http://www.revista-nanociencia.ece.buap.mx>

Localización de excitaciones colectivas en las aleaciones $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

V.E. Carrasco^a, G. Zanelatto^a, Yu. A. Pusep^b, J. C. Galzerani^a

^aLab. de Semiconductores, Departamento de Física, Universidad Federal de São Carlos
São Carlos, CP 676, 13565-905, Brasil,

^bLab. de MBE, Instituto de Física, Universidad de São Paulo
São Carlos, 13560-970, Brasil

recibido: 13 Septiembre 2006

revisado: 04 Octubre 2006

publicado: 15 de Noviembre 2006

Internet Electron. J. Nanoc. Moletrón. 2006, Vol. 4, No.3, pags. 775-784

I Resumen

Las extensiones espaciales de las funciones de onda de las excitaciones colectivas fonón LO-plasmón fueron estudiadas como una función de la concentración de dopaje en las aleaciones $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Un incremento abrupto de la longitud de localización fue encontrado con el aumento de dopaje. Este comportamiento está asociado con una transición Metal-Aislante (MIT) lo que fue confirmado por medidas de Resistividad versus Temperatura. A altas concentraciones de dopaje, la extensión de localización disminuye debido al esparcimiento por impurezas ionizadas.

Palabras Claves: aleaciones AlGaAs, Plasmones, Localización.

1 Introducción

El problema de interacción de portadores con imperfecciones cristalinas tales como centros de impurezas, defectos, y fonones es de gran importancia en la física del estado sólido. En el caso de interacción débil, este problema es generalmente tratado en una aproximación semiclásica, donde un electrón puede ser representado como una partícula puntual en un estado de Bloch $\psi(q)$ bien definido. La aproximación de Born es entonces usada para determinar la tasa de esparcimiento $W(q, q')$ que define la probabilidad de un electrón en un estado q ser esparcido en el estado q' [1]. Esta aproximación es básicamente válida cuando la energía potencial de interacción con los dispersores es pequeña comparada con la energía cinética de la partícula. En este caso se supone que lejos del centro de dispersión la función de onda puede ser representada como la superposición de una onda plana (antes del esparcimiento) y una esférica (después del esparcimiento). Una consecuencia adicional del proceso de esparcimiento es el decaimiento de la función de onda de la partícula esparcida. Este decaimiento es despreciable cuando la interacción es débil, sin embargo, para una interacción fuerte la incertidumbre en la indeterminación del número de onda de la partícula δq asociado con la localización espacial de la partícula L_c ($\delta q \sim L_c^{-1}$) puede ser grande comparado con el tamaño de la zona de Brillouin. En este caso la aproximación de Born falla y debe tomarse en cuenta el cambio de la función de onda. Una interacción extremadamente fuerte presenta el límite opuesto, esto es, la partícula llega a ser localizada. El proceso de transformación de estados extendidos a estados localizados es conocido como el problema de transición Metal-Aislante (MIT).

Uno de los problemas no resuelto completamente referente a la física del MIT es el comportamiento de las funciones de onda del electrón para energías cercanas a la energía de frontera E_c separando los estados localizados y delocalizados. Se sabe de los principios generales de la mecánica cuántica que cuando ocurre el MIT la función de onda debe cambiar en una forma gradual. En particular, la longitud de localización, que refleja la modificación de la función de onda en el espacio, debe cambiar gradualmente cuando la energía pasa a través del valor E_c .

En recientes artículos, se ha mostrado que en los sólidos desordenados, donde las reglas de selección Raman son relajadas, la espectroscopia Raman sirve como una herramienta para estudiar la extensión espacial de las excitaciones colectivas, tales como fonones, plasmones y modos acoplados fonón-plasmón [2,3]. En muchos aspectos, las propiedades dinámicas de las excitaciones de una partícula y de las excitaciones colectivas son similares. En particular, así como los electrones individuales, los plasmones revelan localización cuando experimentan un potencial aleatorio. De allí, la investigación de la extensión espacial de los plasmones localizados puede dar alguna luz del comportamiento de la función de onda de los electrones localizados.

En este trabajo, presentamos un estudio sistemático de la influencia de las imperfecciones de la propagación y localización de excitaciones colectivas tipo plasmón en las aleaciones AlGaAs. Mostramos que a un moderado nivel de dopaje las impurezas fuertemente modifican las funciones de onda de los plasmones, dando lugar a localización. Estos resultados fueron confirmados midiendo la resistividad con la temperatura en dos muestras.

2 Teoría

En las aleaciones $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopadas con Si existen dos tipos de fonón LO: los que son debidos a las capas del GaAs (tipo GaAs) y los que son debidos a las capas del AlAs (tipo AlAs). Estos fonones se acoplan con los electrones libres produciendo dos modos ópticos acoplados w_1^+ y w_2^+ , el primero de ellos es debido al acoplamiento de los fonones LO del GaAs mientras que el segundo se origina de los fonones LO del AlAs.

Los mecanismos responsables para el esparcimiento Raman por los modos acoplados son el Potencial de Deformación y la Interacción de Frohlich. La relajación de la conservación del momento del cristal causada por desorden puede ser tomada en cuenta a través de la función de correlación espacial gaussiana $\exp(-4R^2/L^2)$. Así la intensidad de la línea Raman puede ser escrita de la forma [3]

$$I(w) = \int \exp\left(-\frac{q^2 L_c^2}{4}\right) \frac{dq}{[w - w(q)]^2 + (\Gamma/2)^2}$$

donde $w(q)$ es la dispersión de las excitaciones (fonones o plasmones) que contribuyen al esparcimiento Raman, L_c y Γ son la longitud de localización y la constante de amortiguamiento respectivamente.

En este caso, se usaron las relaciones de dispersión de los fonones [4]

$$w(\vec{q}) = w_{LO}(1 - Aq^2)$$

donde w_{LO} es la frecuencia de los fonones ópticos longitudinales. Esta ecuación constituye una buena aproximación a los datos experimentales con $A(\text{GaAs}) = 0.18(a/2\pi)^2$ y $A(\text{AlAs}) = 0.05(a/2\pi)^2$ siendo "a" la constante de red.

La dispersión de los plasmones fue obtenida de la aproximación de Fase Aleatoria (R.P.A.) y es dada por [5]

$$w(q) = w_p \left[1 + \frac{3}{10} \left(\frac{qv_F}{w_p} \right)^2 \right]$$

w_p es la frecuencia de plasma en el límite $q \rightarrow 0$. Para q mayor que el vector de onda de blindaje $q_s (= \sqrt{3}w_F/v_F)$ los plasmones se superponen al espectro de excitación de una partícula y las oscilaciones electrónicas decaen en excitaciones de una partícula (régimen de amortiguamiento de Landau) [6].

3 Experimento, Resultados y Discusiones

Aleaciones $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ dopadas con Si fueron crecidos por Epitaxia de Haces Moleculares sobre substratos de GaAs orientados en (001). Las concentraciones electrónicas fueron obtenidas por medidas Hall y Capacitancia. El desorden fue obtenido por las fluctuaciones en el potencial. Los espectros Raman en la configuración de retroesparcimiento no polarizados fueron realizados a la temperatura de 10 K con un monocromador triple "Instruments S.A. T64000". La lectura de la intensidad de luz fue realizada con un sistema CCD enfriado por nitrógeno. La fuente de luz utilizada fue dada por un láser de ión de Argón operando en la línea de 5145 Å.

Algunos espectros Raman de la aleación $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ son mostrados en la Figura 1. Las líneas debido a los fonones ópticos tipo GaAs (TO_1 y LO_1) y tipo AlAs (TO_2) junto con los modos colectivos acoplados fonón LO-plasmón tipo GaAs (w_1^+), tipo AlAs (w_2^+) fueron claramente observadas. Como se ha mostrado en [3,7], la dispersión $w(k)$ de las excitaciones colectivas determina la forma de las líneas Raman. Las diferentes características de los modos acoplados, tipo fonón o tipo plasmón, son responsables por las diferentes asimetrías. Se observa que los modos acoplados tipo AlAs tienen un carácter esencialmente plasmón a bajas concentraciones, de allí son estos modos lo que van a ser analizados.

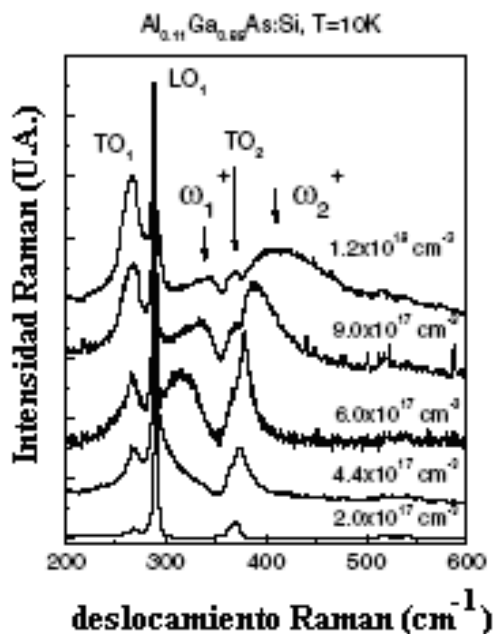


Figura 1: Espectros Raman de las aleaciones $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ con diferentes concentraciones electrónicas medidas a la temperatura de 10 K. Las intensidades fueron normalizadas con respecto a la intensidad del fonón del GaAs.

Las posiciones y los anchos de línea de los picos Raman son determinados por las frecuencias características y por el proceso de disipación de energía (constantes de amortiguamiento) de las excitaciones colectivas, mientras las intensidades de la asimetría de la línea son gobernadas por la localización espacial de las excitaciones relevantes [2].

Los parámetros de las excitaciones colectivas medidas para dos aleaciones con diferentes concentraciones electrónicas son mostrados en la Figura 2. Se observa que el comportamiento de la línea del modo acoplado w_2^+ en cuanto a su forma es alterado a medida que la concentración aumenta. Cuando la longitud de localización es muy pequeña gran parte de las excitaciones colectivas participan del esparcimiento. Los resultados mostrados en la Figura 2a muestran que casi todos los estados de fonones de la zona de Brillouin participan del esparcimiento Raman en la aleación $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ con $N = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pues el ancho de media altura de la línea asimétrica del fonón LO ($\approx 13 \text{ cm}^{-1}$) es casi igual a la dispersión de los fonones LO pertenecientes a la capa del AIs ($\approx 17 \text{ cm}^{-1}$). En el caso de la aleación con mayor concentración (Figura 2b) la dispersión es casi completamente determinada por los plasmones que es mas fuerte que la de los fonones LO a dicha concentración [8].

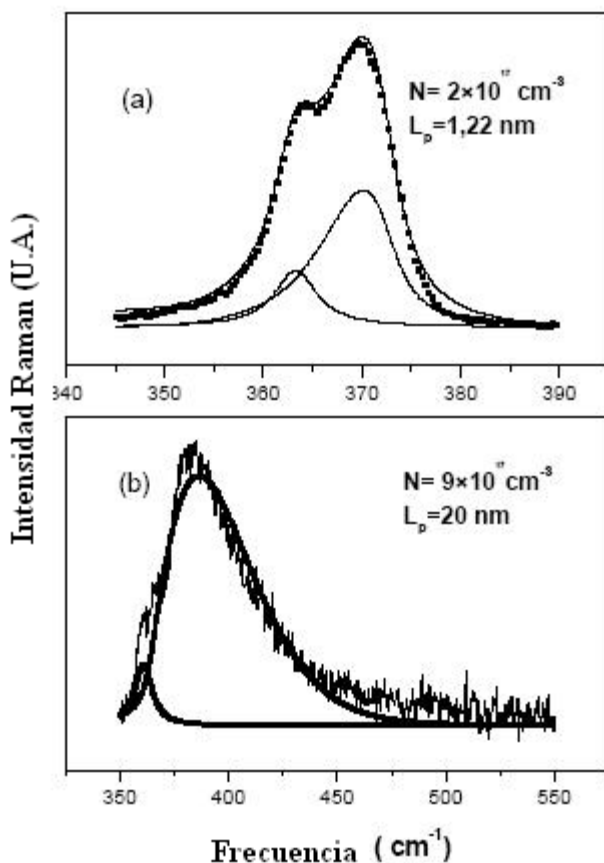


Figura 2: Espectro Raman de la aleación $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$: Si dopada a la temperatura de 10 K en el intervalo espectral del AIs. a) $N = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ y b) $N = 4.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Del conjunto de aleaciones medidos por espectroscopia Raman fueron utilizadas dos muestras $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ con concentraciones $9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ y $4.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La influencia del desorden sobre las propiedades electrónicas dinámicas depende de la relación entre la

energía de desorden (Δ) e la energía de Fermi (E_F). La concentración de Al determina la energía de desorden (potencial de la aleación) que en nuestro caso es igual a $\Delta_{\text{aleación}} = 0.2$ eV [1]. Así, los dos regímenes, metal y aislante pueden ser obtenidos en una misma aleación con concentración de Al fija, variando la concentración de dopaje. La aleación con concentración $N = 9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ presenta régimen metálico $\Delta \approx E_F$ mientras que en la misma aleación con concentración $4.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ presenta régimen aislante $E_F < \Delta$.

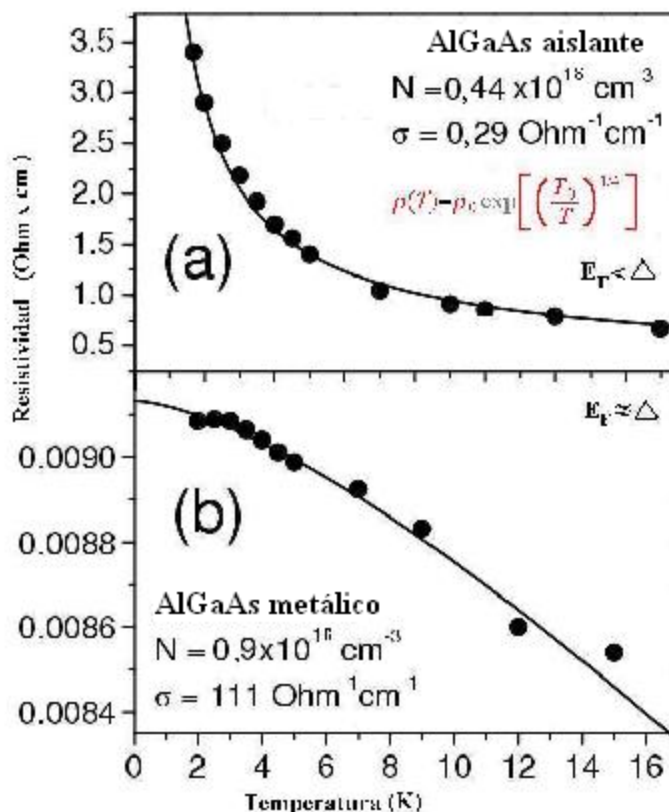


Figura 3: Dependencia de la temperatura de las resistividades del campo cero medidas en el estado a) aislante y b) metálico en las aleaciones $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}:\text{Si}$. Las líneas llenas representan en a) la resistividad calculada por "hopping" y en b) la resistividad debido a la interferencia cuántica

En la Figura 3 se observa la dependencia de la temperatura con la resistividad para las dos aleaciones. La variación de la resistividad con la temperatura obtenida para la aleación con baja concentración de dopaje es bien explicada por el mecanismo de salto ("hopping"):

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right]$$

El mejor ajuste obtenido de la resistividad calculado por los datos experimentales fue obtenido a la temperatura $T = 341 \text{ K}$ y corresponde a una energía de desorden $\Delta = 0.29 \text{ eV}$ que concuerda razonablemente bien con el potencial de la aleación $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$. La débil variación de la resistividad observada en la aleación $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ metálica (Figura 3b) es causada por la destrucción de la interferencia cuántica con el aumento de temperatura. De esto se puede concluir que las medidas de resistividad versus temperatura muestran una transición Metal-Aislante.

La transición MIT también se manifiesta en las medidas Raman. La Figura 4 representa las longitudes de localización de las excitaciones colectivas obtenidas por esparcimiento Raman en las aleaciones $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ en función de la concentración de dopaje. A bajas concentraciones los electrones son localizados por un potencial aleatorio. En este caso la línea Raman es debida al esparcimiento inelástico por fonones LO y consecuentemente la longitud de localización obtenida corresponde a la localización espacial de las vibraciones de la red óptica. Con el aumento de la concentración, la energía de Fermi crece y los electrones llegan a ser delocalizados resultando en excitaciones colectivas tipo plasmón. Se nota un incremento abrupto de la longitud de localización asociado a una transición Aislante (I) – Metal (M) cuando la concentración electrónica excede $0.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (línea vertical). Para concentraciones de dopaje más altas ($N > 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) la longitud de localización disminuye debido al esparcimiento por impurezas ionizadas [9].

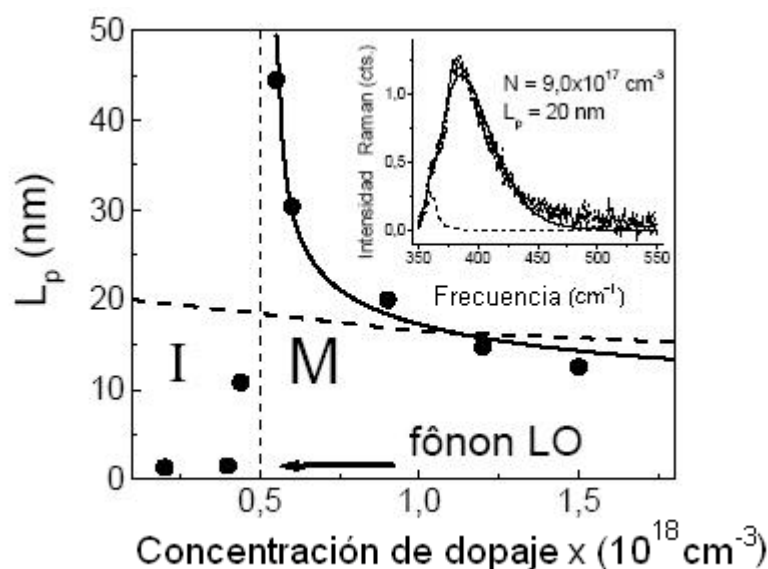


Figura 4: Longitudes de localización de las excitaciones colectivas fonón-plasmón en el intervalo espectral del AIAs medida en la aleación $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ a la temperatura 10 K para diferentes concentraciones de dopaje. I se refiere al estado aislante y M al estado metálico. La línea vertical muestra el límite entre los estados I e M. La línea llena exhibe el decrecimiento de la longitud de localización del plasmón causado por esparcimiento de impurezas

La intensidad Raman para las excitaciones colectivas de la aleación $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ altamente dopada con Si ($9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) obtenida por el ajuste es presentada por la Figura 5a. En la Figura 5b son representadas las dispersiones de los plasmones no acoplados y acoplados a los fonones del AIAs con líneas punteadas y líneas llenas respectivamente. La línea con trazos representa el espectro de energía de las excitaciones de una partícula (SPE). La línea vertical muestra el número de onda de excitación de la luz. La región mostrada en el círculo muestra la superposición de las dispersiones de las excitaciones colectivas y de una partícula; a partir de este punto la localización de las excitaciones colectivas tipo plasmón es dominada por el amortiguamiento de Landau. Nuestro resultado ($L_p \approx 20 \text{ nm}$) obtenido para este espectro muestra que los efectos de localización ($2\pi/L_p$) son determinados por el

amortiguamiento de Landau y no por el desorden como en el caso de la localización de electrones.

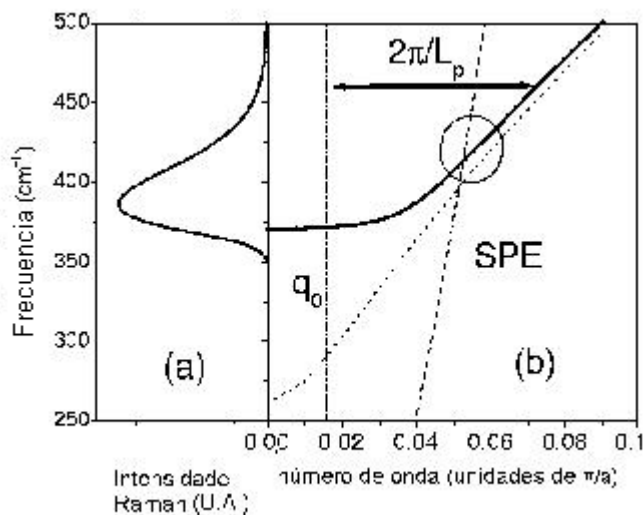


Figura 5: En a) se muestra la intensidad Raman de la aleación $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ ($N \approx 9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) obtenida por el ajuste del espectro. Las líneas punteadas y llenas en b) representan las dispersiones de los plasmones no acoplados y acoplados a los fonones del AIA's respectivamente. La línea con trazos representa el espectro de energía de las excitaciones de una partícula (SPE). La línea vertical muestra el número de onda de excitación de la luz.

Conclusiones

La coherencia y localización de las excitaciones de una partícula y de las excitaciones colectivas tipo plasmón fueron estudiadas en las aleaciones $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ dopadas con Si por esparcimiento Raman y Resistividad versus Temperatura. En las aleaciones el desorden fue producido por las fluctuaciones del potencial. Se ha mostrado que el número de onda de las excitaciones colectivas es limitado por el amortiguamiento de Landau. El límite del número de onda calculado en las excitaciones colectivas está en concordancia con la longitud de localización obtenido en los experimentos Raman. También se ha mostrado que existe una transición Metal-Aislante que ocurre cuando la concentración electrónica excede $0.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La región entre $N > 0.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ y $N < 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ los efectos de localización son debido al desorden mientras que para concentraciones mas grandes ($N > 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) la longitud de localización es debido al esparcimiento por impurezas ionizadas.

Bibliografía

- [1] Singh, J. Physics of Semiconductors and their Heterostructures, McGraw-Hill Inc., New York (1993).
- [2] Yu. A Pusep, et.al., Phys. Rev. B 58 (1998) 10683.
- [3] Yu. A Pusep, et.al., Phys. Rev. B 61 (2000) 4441.

- [4] Jusserand, Cardona, B. and M., Light Scattering in Solids V, Topics in Applied Physics, ed. By M. Cardona and G. Guntherodt, Springer-Verlag (1989).
- [5] Pines, D. , Elementary Excitations in Solids, ed. By W.A. Benjamin, Inc., New York, (1964).
- [6] Prevot, B. and Wagner, J., Prog. Crystal and Charact, vol 22 (1998).
- [7] Yu. A Pusep, J. Phys. Condens. Matter 12 (2000) L 353.
- [8] da Silva, S.W.: Estudos de Interfaces de Poços Quânticos e de Superredes do tipo GaAs/AlAs, crescidas em diferentes direções cristalográficas, por Espectroscopia Raman, Tese de Doutorado, Departamento de Física, Universidade Federal de São Carlos-SP, 1995.
- [9] Pusep, Yu. A Sokolov, S.S. Fortunato, W. Galzerani, J.C. and Leite, J.R. J. Phys. Condens. Matter 13 (2001) 1-10.