

Num. Reg. FMT 4653
Catalogador Lety Cortés
Fecha 3/10/2007.



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ
FACULTAD DE INGENIERÍA

CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y ESTUDIOS DE POSGRADO

**“MEDICIONES DE REFLECTANCIA EN EL LEJANO
INFRARROJO DE MUESTRAS DE GaSb CRECIDAS MEDIANTE
LPE PARA CONOCER LA CONCENTRACIÓN DE
PORTADORES Y SU MOVILIDAD ”**

TESIS PROFESIONAL
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

MAESTRO EN INGENIERÍA ELÉCTRICA
OPCIÓN
MATERIALES Y DISPOSITIVOS OPTOELECTRONICOS

PRESENTA:

JOSÉ LUIS SOTO PIÑA

JURADO:

DR. HUGO NAVARRO CONTRERAS (ASESOR)
DR. FRANCISCO DE ANDA SALAZAR (ASESOR)
DR. MIGUEL ÁNGEL VIDAL BORBOLLA
DR. VIATCHESLAV A. MISHURNYI (SUPLENTE)

SAN LUIS POTOSÍ, S.L.P.

ABRIL DE 1997





UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ
FACULTAD DE INGENIERÍA
 Dr. Manuel Navarro No. 8 Zona Universitaria
 Teléfonos: 13-11 86, 13-52-38, 13 63-35 y 13 82-22
 Fax: (48) 13-09-24
 78290, San Luis Potosí, S. L. P., México

MARZO 20, 1997.

Al Fis. José Luis Soto Piña
 Presente.-

En atención a su solicitud de autorización de Temario, presentada por el Dr. Hugo Navarro Contreras, Asesor del Trabajo de Investigación que deberá desarrollar en su Examen de Grado en la Maestría en Ingeniería Eléctrica. Me es grato comunicarle que en la Sesión de Consejo Técnico Consultivo celebrada el día 20 de Marzo del presente año, fué aprobado el Temario propuesto:

"MEDICIONES DE REFLECTANCIA EN EL LEJANO INFRARROJO DE MUESTRAS DE GaSb CRECIDAS MEDIANTE L.P.E. PARA CONOCER LA CONCENTRACION DE PORTADORES Y SU MOVILIDAD"

TEMARIO:

- I.- INTRODUCCION
- II.- TEORIA
- III.- PARTE EXPERIMENTAL
- IV.- RESULTADOS
- V.- CONCLUSIONES
- BIBLIOGRAFIA

" MODOS ET CUNCTARUM RERUM MENSURAS AUDEBO "

A T E N T A M E N T E



ING. JOSE ARNOLDO GONZALEZ ORTIZ
 DIRECTOR DE LA FACULTAD

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA
 DE SAN LUIS POTOSÍ
 FACULTAD DE INGENIERÍA
 DIRECCION

'real.

AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi agradecimiento de una manera sincera a los doctores Hugo Navarro Contreras y Francisco de Anda Salazar por la dirección de esta tesis. Por su inapreciable y valiosa ayuda, apoyo y sobre todo paciencia en la asistencia de este trabajo. De igual manera le agradezco a Javier Olvera su ayuda inestimable tanto en la parte experimental como en la parte relativa a el ajuste de datos experimentales. Deseo agradecer a Javier Olvera y al Dr. Francisco de Anda Salazar el haber proporcionado las muestras de GaSb crecidas por ellos en el I.I.C.O. para su medición.

De manera particular le doy las gracias al Dr. Alfonso Lastras Martínez por el apoyo recibido durante mi estancia en la maestría y por hacer uso de los laboratorios del Instituto de Investigación en Comunicación óptica (IICO).

Quiero extender mi agradecimiento al Dr. Miguel Ángel Vidal Borbolla por el apoyo desinteresado mostrado desde el principio de mi estancia en el IICO, por las correcciones y sugerencias en la revisión de esta tesis y en general por su predisposición de ayuda a quien lo necesita.

De manera especial agradezco al Dr. Hugo Navarro Contreras por su apoyo en la parte académica y administrativa a todos los estudiantes y en particular por haber dispuesto equipo de computo para este trabajo que fue de ayuda inapreciable y por lo cual le doy las gracias.

Deseo agradecer a los profesores que me impartieron los cursos de Maestría los Dres: Hugo Navarro Contreras, Francisco de Anda Salazar, Miguel Ángel Vidal Borbolla, Alfonso Lastras Martínez, Viatcheslav Andreevich Mishurnyi, Igor Ericovich Berichev y Adrián García García, a todos los estudiantes de mi generación en particular a Martín Hernández Sustaita así como a toda la planta de investigadores del Instituto de Investigación en Comunicación Óptica de la UASLP y personas que ahí laboran.

Quiero agradecer al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca que me otorgó durante mis estudios de Maestría y por el financiamiento del equipo y costo parcial de los costos de operación a través de los proyectos CONACYT F364-E9303 y 0690PE. Agradezco al FAI por financiar parcialmente los costos de operación así como también agradezco la ayuda económica de parte de la facultad de ingeniería de la UASLP y del Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO).

Índice

Capítulo 1

Introducción.....	1
-------------------	---

Capítulo 2

Teoría

2.1	Características principales del semiconductor GaSb utilizadas en el modelo teórico de la reflectividad.....	4
2.2	La función dieléctrica.....	7
2.2.1	Contribución de la red a la función dieléctrica o parte fonónica.....	7
2.2.2	Contribución de los portadores libres a la función dieléctrica.....	13
2.2.3	El modelo de dos osciladores.....	14
2.3	Reflectividad.....	15
2.4	Trabajos de A. Mezerreg y C. Pickering.....	18
2.5	La ecuación cúbica.....	24
2.6	Comportamiento teórico de la concentración de portadores y de la frecuencia de plasma con el nivel de Fermi en los valles Γ y L de acuerdo al modelo empleado.....	25

Capítulo 3

Parte experimental

3.1	Consideraciones experimentales en espectroscopia infrarroja.....	28
3.2	Preparación de muestras.....	31

Capítulo 4

Resultados

4.1	Ejemplos de ajustes y resultados.....	34
-----	---------------------------------------	----

Capítulo 5

	Conclusiones	43
--	---------------------------	----

	Apéndice	45
--	-----------------------	----

	Referencias	47
--	--------------------------	----

Introducción

Las mediciones de reflectividad en el lejano infrarrojo han demostrado [2 a 7] ser una técnica útil para la caracterización de una gran variedad de propiedades físicas de semiconductores; compuestos binarios, ternarios etc. tanto de bulto como capas epitaxiales y aún en estructuras multicapas [26]. Dado que la técnica de reflectividad infrarroja no requiere del uso de contactos o forma especial en la muestra es una técnica no-destructiva, por lo que tiene la ventaja de que las propiedades de la capa no se ven modificadas por el proceso de medición. Muchos dispositivos que consisten de capas delgadas epitaxiales crecidas sobre sustratos conductivos o semiaislantes se pueden beneficiar de esta técnica en los casos de que su caracterización por medio de métodos eléctricos no sea accesible.

El objetivo de esta tesis es el de desarrollar el método para obtener desde mediciones de reflectividad infrarroja la concentración de portadores y la movilidad a 300K de muestras de GaSb: sustratos y capas epitaxiales crecidas [1] sobre sustratos de GaSb mediante L.P.E. (Epitaxia en Fase Líquida) en los laboratorios del Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (I.I.C.O.) de la U.A.S.L.P.

La naturaleza conductiva del GaSb permite la caracterización de capas epitaxiales por mediciones Hall y no es posible conseguir comercialmente sustratos de GaSb semiaislante. Cualquier corriente aplicada a la muestra tenderá a fluir preferencialmente a través del sustrato, lo cuál trae como consecuencia que las propiedades físicas que afectan

el flujo de la corriente sean enmascaradas por las del sustrato dado que volumétricamente este es mucho mayor que las películas epitaxiales.

El GaSb ha diferencia de otros semiconductores tipo zincblenda presenta una particularidad en su estructura de bandas por la cuál ha recibido atención por parte de los investigadores; en el GaSb los electrones de la banda de conducción están distribuidos entre dos mínimos, el $(000)\Gamma$ y el $(111)L$ separados por un pequeño gap de energía ($< 80meV$ a $300^{\circ}K$) lo que obstaculiza la interpretación en las mediciones de concentración de portadores dado que aún a bajas temperaturas ambos mínimos pueden estar ocupados. Es por esto que el material tipo n es especialmente tratado.

Los trabajos de C. Pickering [2] y A. Mezerreg [3] han servido de base principal para nuestros propósitos. El trabajo de A. Mezerreg [3] considera únicamente mediciones en sustratos de GaSb y se basa en el trabajo de C. Pickering en el que se efectuaron mediciones de capa y sustrato en material de GaSb. Aunque Mezerreg contribuyó con un cálculo mas elaborado para determinar el nivel de Fermi adecuado para la frecuencia de plasma ajustada del material tipo n. El principal obstáculo analítico es dar una solución a una ecuación cúbica cuyos coeficientes él encontró que dependen de las frecuencias de plasma de los valles arriba mencionados. En el presente trabajo se llegó un poco más lejos, demostrando que la cúbica tiene en realidad solución analítica con dos raíces fijas y una tercera que depende de las frecuencias de plasma de los valles Γ y L.

Esencialmente, el método consiste en ajustar un modelo teórico de la reflectividad del material a los datos experimentales obtenidos (reflectividad experimental) que inicialmente son transferidos de un espectrómetro a una computadora. Un ajuste óptimo nos proporciona una buena estimación de la frecuencia de plasma y del tiempo de dispersión de los portadores, para posteriormente convertirse en la concentración de portadores y su movilidad respectivamente. Para el ajuste de curvas se empleó el programa simplex en pascal regularmente usado en el I.I.C.O. con resultados satisfactorios.

En el capítulo 2 se presenta la teoría involucrada en la caracterización por reflectividad infrarroja. Se describen brevemente las características del semiconductor GaSb así como su diagrama de bandas. Se presta especial atención a la función dieléctrica formada por la contribución de la red o parte fonónica y la contribución de los portadores libres mediante el modelo de dos osciladores, por ser esta parte fundamental de la reflectividad del material. También se describen las expresiones de la reflectividad en el caso de sustrato y en el caso de película. Se exponen los trabajos de Pickering y Mezerreg por ser unos de los más recientes en la investigación de la caracterización del GaSb por método de reflectividad infrarroja y base de este trabajo.

La parte experimental se expone en el capítulo 3. En el capítulo 4 se presentan los espectros de reflectividad teóricos (ajustes) y experimentales así como los resultados de algunas de las muestras que se caracterizaron mediante esta técnica. En el capítulo 5 se plantean las conclusiones de este trabajo.

Teoría

2.1 CARACTERÍSTICAS PRINCIPALES DEL SEMICONDUCTOR GaSb UTILIZADAS EN EL MODELO TEÓRICO DE LA REFLECTIVIDAD

Muchos de los semiconductores de interés cristalizan en cualquiera de dos estructuras, zincblenda o diamante. Ambas estructuras tienen una red espacial fcc con dos átomos en la base. La diferencia entre estas dos estructuras consiste en que la base de átomos en el diamante se forma de átomos idénticos mientras que en la zincblenda la base tiene átomos diferentes. La estructura zincblenda puede verse como dos estructuras fcc desplazadas una de otra por un cuarto de la diagonal principal. Cada una de estas redes contiene un átomo en su base de diferente especie. Las coordenadas para una especie de átomos son 000 ; $0\frac{1}{2}\frac{1}{2}$; $\frac{1}{2}0\frac{1}{2}$; $\frac{1}{2}\frac{1}{2}0$, y para la otra $\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4}$; $\frac{3}{4}\frac{3}{4}\frac{3}{4}$; $\frac{3}{4}\frac{1}{4}\frac{3}{4}$; $\frac{1}{4}\frac{3}{4}\frac{3}{4}$. En cada celda convencional hay cuatro moléculas del semiconductor compuesto en cuestión, cada una con dos átomos, por lo que cada átomo tiene cuatro vecinos más cercanos localizados en los vértices de un tetraedro regular con el átomo de referencia en el centro del tetraedro. es por esto que se les llama compuestos de coordenadas *tetraédricas*.

El material semiconductor GaSb cristaliza en la estructura zincblenda. La figura 1 muestra el arreglo de átomos en una estructura cristalina tipo zincblenda con las dos especies de átomos en diferente color.

En los semiconductores con estructura zincblenda cada átomo tiene un promedio de cuatro electrones de valencia, lo que significa que hay un movimiento de electrones desde el átomo con mas electrones hasta el átomo con menos electrones para completar un total de ocho electrones por cada par de átomos. Es por esto que este tipo de materiales son de enlace predominantemente covalente. En el caso del GaSb el Ga pertenece al grupo III y el Sb al grupo V, por lo que hay un movimiento de electrones del Sb al Ga. Esto se traduce en una pequeña cantidad de enlace iónico que se tiene en cuenta como una corrección en la función dieléctrica del material.

La figura 2 muestra el diagrama de bandas del semiconductor GaSb. En el GaSb, los electrones de la banda de conducción están distribuidos entre los minimos central $\Gamma(000)$ y $L(111)$ separado del anterior por un pequeño gap de energía ($0.075eV$ a $300^\circ K$) en la frontera de la zona de brillouin y un último minimo local mas alto en los puntos X. Este último no se toma en cuenta en el presente trabajo, ya que solo contribuye a las propiedades de transporte arriba de los $450^\circ K$. Debido a la pequeña separación entre los minimos Γ y L , ambos pueden estar ocupados aún a bajas temperaturas dificultando las mediciones de concentración de portadores (como se vera más adelante) en el semiconductor GaSb tipo n. Esta es la principal diferencia entre el GaSb y otros semiconductores zincblenda.

La banda de valencia del GaSb tiene la estructura de todo semiconductor zincblenda. Consta de dos bandas, la banda de huecos ligeros y la banda de huecos pesados. Ambas se juntan en $k=0$, es por esto que la banda de valencia es doblemente degenerada en ese punto.

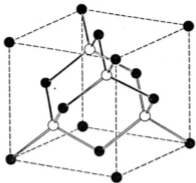


Fig. 1.1 Estructura cristalina zincblenda. Ga •, Sb ○.

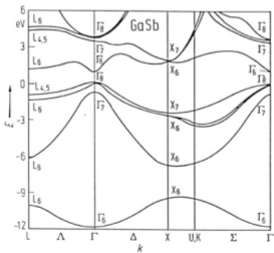


Fig. 1.2 Diagrama de Bandas del GaSb.

2.2 LA FUNCIÓN DIELECTRICA

La función dieléctrica describe cómo se mueven las diferentes especies de cargas en un semiconductor, en respuesta a potenciales externos o internos y provee un apantallamiento a esos potenciales. En semiconductores compuestos como el GaSb, estas especies cargadas son los electrones y los huecos y los átomos mismos, ya que hay una contribución iónica al enlace de estos átomos, y por lo tanto a la polarización total y propiedades dieléctricas. La función dieléctrica es una propiedad característica de cada material que en general depende de la frecuencia y del vector de onda del campo aplicado. Así la función dieléctrica puede ser escrita de una manera general como :

$$\epsilon(\mathbf{k}, \omega) = \epsilon_0 + \delta\epsilon_L + \delta\epsilon_e ,$$

donde el segundo término es debido a la contribución de la red y el último término es la contribución electrónica a la función dieléctrica.

Si queremos conocer las propiedades ópticas de un cristal, en particular de un semiconductor, debemos determinar en primer lugar la función dieléctrica $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$.

Los modelos más conocidos para este propósito son los modelos clásicos debidos a Lorentz y Drude. Para materiales compuestos cuya red cristalina tiene dos átomos en la base se usa el modelo de la cadena diatómica lineal, que es el caso de las estructuras zincblenda al que corresponde el GaSb.

2.2.1 Contribución de la red a la función dieléctrica o parte fonónica

Una de las razones para estudiar el movimiento de los átomos, y las ondas que pueden propagarse através de un sólido, es encontrar, principalmente, como responde el sólido a fuerzas aplicadas, tales como la presión. Otro tipo de información deseada es acerca del movimiento libre de los átomos y cómo este movimiento conduce a la dispersión de electrones. Para entender mejor esto, se desarrollo la idea de las ondas existentes en una una

cadena unidimensional de átomos. Este concepto, así como su extensión a una red con una base de átomos llevaron a las ideas de zona de Brillouin en el espacio recíproco y modos normales.

El movimiento de átomos en un sólido cristalino tiene la restricción de que éstos son forzados en su movimiento promedio a mantener la estructura de la red. La red es, por supuesto, un sistema tridimensional, sin embargo, cuando la onda es a lo largo de uno de los ejes principales de la red, de manera que se pueda colocar una cadena de átomos en movimiento a lo largo de la dirección de propagación de la onda, la aproximación de una cadena dimensional de átomos resulta apropiada. Aunque este modelo es muy simple, su aplicabilidad puede ser extendido a cristales reales si cada átomo representa el movimiento típico de un plano atómico entero perpendicular al movimiento de la onda.

Para estudiar tales cadenas, se asume que el n -ésimo átomo, que representa el n -ésimo plano atómico, es desplazado una distancia u_n a lo largo de la cadena. Las fuerzas interatómicas trabajan para restablecer cada átomo a su posición de equilibrio como si hubiera una serie de resortes entre átomos, considerando significantes solo las fuerzas entre átomos vecinos. Un modelo de este tipo para los materiales con estructura zincblenda, que es el caso del GaSb, se representa por medio de una cadena diatómica, en la que las dos especies de átomos están dispuestas en forma alternada, separados por espacios grandes y pequeños como resultado de la naturaleza tridimensional del enlace.

Para materiales con dos átomos en la base, la relación de dispersión del fonón vs k desarrolla dos ramas, la rama acústica y la rama óptica separadas por una brecha de frecuencias prohibidas. La rama acústica corresponde a bajas frecuencias mientras que la rama óptica corresponde a muy altas frecuencias que yacen en la región infrarroja del espectro. Por esta razón entre otras es llamada la rama óptica. De esta manera, las ecuaciones de movimiento de los dos tipos de átomos son :

$$M_1 \frac{d^2 u_n}{dt^2} = C(w_{n+1} + w_{n-1} - 2u_n), \quad (2-1)$$

$$M_2 \frac{d^2 w_{s-1}}{dt^2} = C(u_s + u_{s-2} - 2w_{s-1}), \quad (2-2)$$

donde M_1 , M_2 son las masas de las dos especies de átomos y u , w son los desplazamientos correspondientes a cada tipo de átomos en las posiciones $\dots s-1$, s , $s+1, \dots$, etc. y C es la constante de resorte de la ley de Hook.

Suponiendo soluciones de la forma u , $w \sim e^{i(\omega t - kx)}$ las ecuaciones 1 y 2 se convierten en

$$-\omega^2 M_1 u_s = C(1 + e^{iqa})w_{s-1} - 2Cu_s \quad (2-3)$$

$$-\omega^2 M_2 w_{s-1} = C(1 + e^{-iqa})u_s - 2Cw_{s-1} \quad (2-4)$$

El tratamiento se lleva a cabo en el modo de longitud de onda larga, es decir, cuando $k \approx 0$ ya que la longitud de onda de la radiación es mucho mas larga que aquella correspondiente a las vibraciones de la red y los fotones pueden acoplarse solamente cerca de $k=0$ por lo que las ecuaciones 3 y 4 toman la forma

$$-\omega^2 M_1 u_s = 2C(w_{s-1} - u_s) \quad (2-5)$$

$$-\omega^2 M_2 w_{s-1} = 2C(u_s - w_{s-1}). \quad (2-6)$$

Antes de seguir adelante, conviene hablar un poco acerca de la excitación óptica de vibraciones reticulares en cristales iónicos, debido a que, aunque en los cristales tipo zincblenda el enlace es de naturaleza covalente, existe una pequeña cantidad de enlace iónico, resultando en una carga efectiva que conduce a un campo dipolar entre los dos átomos de la base y esto a su vez contribuye a la función dieléctrica. En un cristal iónico con dos átomos en la base, éstos tienen carga opuesta, digamos e y $-e$. En estos cristales el campo eléctrico de una onda luminosa, puede excitar vibraciones de modo óptico ya que el campo eléctrico ejerce una fuerza sobre las cargas positivas y negativas en direcciones opuestas. Si suponemos que todos los átomos de la cadena están sometidos al mismo campo

eléctrico, sobre los iones adyacentes positivos y negativos se ejercen fuerzas iguales pero opuestas. El efecto que produce un campo de excitación de esta naturaleza consistirá en establecer vibraciones longitudinales forzadas en la red cristalina, a la frecuencia de la onda incidente. Puesto que habíamos supuesto un campo eléctrico uniforme, el tipo de vibración que se excitará será una vibración óptica de longitud de onda muy larga en la que $\mathbf{k} = 0$. En presencia de este tipo de campos, la fuerza ejercida sobre un ion positivo es eE y en el ion negativo $-eE$ donde E es el campo eléctrico de la onda incidente. En el cristal con estructura zincblenda, la carga eléctrica efectiva denotada por e^* es una fracción de la carga eléctrica debido a la naturaleza covalente del cristal. De acuerdo con esto, se deben agregar términos correctivos a las ecs. 5 y 6 de la cadena diatómica que conducen a :

$$-\omega^2 M_1 u_x = 2C(w_{x-1} - u_x) + e^* E \quad (2-7)$$

$$-\omega^2 M_2 w_{x-1} = 2C(u_x - w_{x-1}) - e^* E \quad (2-8)$$

Donde el campo tiene efecto opuesto sobre los átomos. Las soluciones de estas ecuaciones son :

$$u_x = \frac{(e^* / M_1) E}{\omega_{T0}^2 - \omega^2}, \quad w_{x-1} = -\frac{(e^* / M_2) E}{\omega_{T0}^2 - \omega^2}, \quad (2-9)$$

en donde

$$\omega_{T0} = \left(2C \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^{1/2} \quad (2-9a)$$

es el modo óptico obtenido al resolver las ecuaciones (2.5) y (2.6).

En estas ecuaciones, hay una resonancia en $\omega = \omega_{T0}$ la cual conduce a una absorción de la onda electromagnética. Esta resonancia esta relacionada al efecto restrahlen y participa en la resonancia del movimiento atómico de la onda. De hecho, esta absorción infrarroja, es un método común para medir las frecuencias de los modos LO y TO.

La polarización total debida al desplazamiento de los dos tipos de átomos esta dada por

$$P = \frac{Ne^*}{2} (u_s - w_{s-1})$$

ó en forma vectorial

$$\mathbf{P} = \frac{Ne^{*2}}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right) \mathbf{E} \quad (2-10)$$

N es el número total de átomos en el sólido. Usando la ecuación para el desplazamiento eléctrico $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E} = \mathbf{P} + \epsilon_\infty\mathbf{E}$, donde ϵ_∞ es la función dieléctrica a altas frecuencias, la función dieléctrica es

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{S}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} \right) \quad (2-11)$$

donde

$$S = \frac{Ne^{*2}}{2\epsilon_\infty} \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right) \quad (2-12)$$

es la constante de polarización.

Las frecuencias para las cuales $\epsilon(\omega) < 0$, en las que no hay propagación de ondas están en el intervalo

$$\omega_{TO}^2 < \omega^2 < \omega_{TO}^2 + S = \omega_{LO}^2 \quad (2-13)$$

En esta expresión se ha definido la frecuencia del modo longitudinal óptico LO en términos del modo transversal óptico y la constante de polarización S . De manera que se pueden separar los dos modos TO y LO como una consecuencia directa de la polarización y de la carga efectiva. Por otro lado, sabemos que el índice de refracción esta dado como la raíz cuadrada de la función dieléctrica, el cual es imaginario en el intervalo dado arriba y no existe propagación de ondas es decir, hay una banda de frecuencias prohibidas para la

transmisión de la luz en el sólido que no tiene nada que ver con la periodicidad de la red pero es una respuesta de la red a las ondas incidentes. Esta banda de frecuencias prohibidas está relacionada con la fuerza del enlace y la pequeña cantidad de enlace iónico en la red. Haciendo $\omega = 0$ se encuentra la llamada relación Lyddane-Sachs-Teller

$$\frac{\epsilon(0)}{\epsilon_\infty} = 1 + \frac{S}{\omega_{TO}^2} = \frac{\omega_{LO}^2}{\omega_{TO}^2} \quad (2-14)$$

Una cantidad muy importante que nos dice directamente como la separación de los modos ópticos se expresa como una diferencia de constantes dieléctricas en alta y baja frecuencia;

$$\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2 = S = \frac{Ne^2}{\epsilon_\infty} \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right) \quad (2-15)$$

la cual es una medida de la carga efectiva.

En semiconductores en donde el enlace es completamente covalente, como el Si o el Ge, la carga efectiva es cero y no hay separación en los modos ópticos. Sin embargo en los semiconductores compuestos, la separación de modos ópticos, proviene de la ionicidad del enlace.

Incorporando esta nueva relación en la ec. 2.11, obtenemos la función dieléctrica para el semiconductor como

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} \right) \quad (2-16)$$

Que cumple con las condiciones de frontera, en la frecuencia, a través de la relación L-S-T. Esto es en lo que respecta a la contribución de la red a la función dieléctrica o parte fonónica.

2.2.2 Contribución de los portadores libres a la función dieléctrica.

Es conocido que el transporte de portadores es afectado significativamente por la interacción entre electrones y plasmones, los cuales son oscilaciones coherentes de un gas de electrones o huecos. Las oscilaciones de plasma son modos longitudinales de oscilación, lo que significa que hay una vibración longitudinal de carga a lo largo de la dirección de propagación, parecidos a los modos longitudinales de los fonones ópticos. Como una consecuencia, estos dos tipos de oscilaciones longitudinales pueden acoplarse dando lugar a modos híbridos, los cuales son oscilaciones combinadas de la red y de los electrones con características de cada una. La función dieléctrica debe incluir ambas contribuciones.

Podemos usar el modelo del oscilador de Drude para conocer la contribución de los plasmones a la función dieléctrica. Este modelo trata a los electrones como un gas de partículas libres que se mueven al azar. Al aplicarles un campo eléctrico, los electrones sienten una fuerza $-eE$ que resulta en una pequeña velocidad extra v_d , llamada velocidad de arrastre. Sin embargo los electrones tienen un tiempo de dispersión τ , el cual causa que la velocidad de arrastre sea cero al quitar el campo eléctrico. El cristal no toma parte en este modelo, sin embargo es necesario asignarle una masa efectiva m^* al electrón lo cual da lugar a un mecanismo de dispersión. bajo estas condiciones, la ecuación de movimiento de los electrones viene dada por

$$m^* \frac{dv_d}{dt} + m^* \frac{v_d}{\tau} = -eE . \quad (2-17)$$

Ya que $v_d = dr_d / dt$ donde r_d es el desplazamiento del electrón que resulta al aplicar el campo eléctrico, la ecuación anterior toma la forma

$$m^* \frac{d^2 r_d}{dt^2} + \frac{m^*}{\tau} \frac{dr_d}{dt} = -eE . \quad (2-18)$$

Esta ecuación tiene la forma que la del oscilador armónico amortiguado de Lorentz donde la frecuencia de resonancia del sistema es cero y la constante de amortiguamiento es $\gamma = \tau^{-1}$. Las soluciones son ya conocidas y los resultados para la función dieléctrica son

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{Ne^2 / m^* \epsilon_0}{\omega^2 + i\omega / \tau} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega / \tau} \quad (2-19)$$

Donde N es la concentración de electrones y ω_p es la frecuencia de plasma. Esta es la contribución de los portadores libres a la función dieléctrica.

2.2.3 El modelo de dos osciladores.

Un cálculo más elaborado [4,5] muestra que, incluyendo los términos debidos al amortiguamiento en las ecuaciones de movimiento de los átomos de la red y tomando en cuenta la función dieléctrica a altas frecuencias de las corazas iónicas positivas en el modelo de Drude, la forma de la función dieléctrica, tomando en cuenta la parte fonónica y la parte debida a los portadores libres es :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) - \epsilon_\infty \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)} \quad (2-20)$$

Que es el modelo de dos osciladores. Donde para el GaSb [6], $\epsilon_\infty = 14.45$, $\omega_{TO} = 225.5 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_{LO} = 236.2 \text{ cm}^{-1}$.

2.3 REFLECTIVIDAD

La función dieléctrica introducida previamente, describe la respuesta de un cristal a un campo electromagnético y es esencial si queremos conocer las propiedades ópticas del cristal. No obstante, la función dieléctrica no es accesible en forma directa experimentalmente por medio de mediciones ópticas: las funciones directamente accesibles son la reflectividad $R(\omega)$, el índice de refracción $n(\omega)$ y el coeficiente de absorción $k(\omega)$. Es necesario relacionar las cantidades experimentalmente observables a las partes real e imaginaria de la función dieléctrica.

Las mediciones ópticas que nos proporcionan la información mas completa acerca de un sistema electrónico, son las mediciones de la reflectividad de la luz a incidencia normal sobre un cristal.

La reflectividad R a incidencia normal para un medio semi-infinito esta dada como el razón de la intensidad del campo eléctrico reflejado a la intensidad del campo eléctrico incidente:

$$R = \frac{|E(\text{refl})|^2}{|E(\text{inc})|^2} = |r(\omega)|^2 \quad (2-21)$$

Donde $r(\omega)$ es el coeficiente de reflexión relacionado con el índice de refracción complejo mediante

$$r(\omega) = \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \quad (2-22)$$

Con la cual

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 \quad (2-23)$$

El índice de refracción complejo se relaciona con la función dieléctrica por medio de:

$$\tilde{n}(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)} \quad (2-24)$$

De esta última expresión se puede obtener :

$$\varepsilon_1(\omega) = n^2 - k^2; \quad \varepsilon_2(\omega) = 2nk \quad (2-25)$$

donde $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ son las partes real e imaginaria de la función dieléctrica y n, k son los índices de refracción y absorción respectivamente. Despejando n y k se tiene

$$n = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1 \right)} \quad (2-26)$$

$$k = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1 \right)} \quad (2-27)$$

Usando estas dos ecuaciones en la expresión para la reflectividad tenemos [10]:

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \sqrt{2 \left[\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1 \right]} + 1}{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \sqrt{2 \left[\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1 \right]} + 1} \quad (2-28)$$

Este es un modelo teórico de la reflectividad para el sustrato en el cual solo se necesita conocer la función dieléctrica del material y que normalmente es usado en programas de ajuste.

En la reflectividad de un sistema capa/sustrato, la reflexión de la interfase debe ser considerada. Asumiendo una unión abrupta y una capa uniforme de espesor constante t , la reflectividad a incidencia normal viene dada como [7] :

$$R = \frac{\left| (1 - \tilde{n}_t)(\tilde{n}_t + \tilde{n}_s) + (1 + \tilde{n}_t)(\tilde{n}_t - \tilde{n}_s) \exp(i4\pi\omega\tilde{m}_t) \right|^2}{\left| (1 + \tilde{n}_t)(\tilde{n}_t + \tilde{n}_s) + (1 - \tilde{n}_t)(\tilde{n}_t - \tilde{n}_s) \exp(i4\pi\omega\tilde{m}_t) \right|^2} \quad (2-29)$$

Donde \tilde{n}_t y \tilde{n}_s son los índices de refracción complejos de la capa y el sustrato respectivamente. En el argumento de la exponencial la frecuencia ω esta dada en cm^{-1} y el espesor t en cm de manera que el producto ωt sea adimensional. Si $\tilde{n}_t = \tilde{n}_s$ y $t = 0$ la expresión de la reflectividad para la capa se reduce a la expresión de la reflectividad para el sustrato. Este es el modelo teórico de la reflectividad de un sistema capa/sustrato usado en el programa de ajuste.

2.4 TRABAJOS DE A. MEZERREG Y C. PICKERING

La función dieléctrica de un compuesto binario es expresada en términos de las contribuciones de la red y de los portadores libres por medio del modelo de dos osciladores [3,4], es decir

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_{\infty} \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) - \epsilon_{\infty} \frac{\omega_p^2}{\omega \left(\omega + \frac{i}{\tau_p} \right)} \quad (2-30)$$

Donde ϵ_{∞} , γ , ω_{LO} y ω_{TO} son respectivamente, la constante dieléctrica a altas frecuencias, la constante de amortiguamiento del fonón, las frecuencias longitudinales y transversales ópticas. ω_p es la frecuencia de plasma relacionada con la densidad de portadores n por medio de

$$\omega_p = \left(\frac{ne^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_{\infty}} \right)^{1/2} \quad (2-31)$$

El tiempo de dispersión de los portadores libres τ_p esta dado en términos de la movilidad μ por medio de

$$\tau_p = \frac{\mu m^*}{e} \quad (2-32)$$

donde m^* es la masa efectiva de conducción.

En el caso del GaSb tipo p la banda de valencia es doblemente degenerada en los puntos $k = 0$. En esta zona se localizan dos tipos de portadores libres, los huecos pesados y los huecos ligeros, por lo que se considera un solo tipo de portadores o pseudo-huecos de masa efectiva dada [8] por :

$$m^* = \frac{m_{hh}^* + m_{lh}^*}{m_{hh}^* + m_{lh}^*} \quad (2-33)$$

Donde m_{hh} y m_{lh} son las masas efectivas de los huecos pesados y ligeros respectivamente.

El valor encontrado [9] para la masa efectiva de los pseudo-huecos es $m^* = 0.23m_0$.

Este caso no presenta gran dificultad ya que, una vez obtenidos los parámetros del ajuste, es decir la ω_p y la τ_p , de las ecuaciones (2-31) y (2-32) se pueden conocer la densidad de huecos p y la movilidad μ que es lo que se pretende.

El caso del GaSb tipo n es especialmente tratado, ya que su estructura de bandas presenta un pequeño gap de energía que separa los mínimos Γ y L de la banda de conducción, los cuales pueden estar ocupados aún a temperatura ambiente, esto dificulta la medición de la densidad de portadores, por lo que se debe de tomar en cuenta la población de electrones en ambos mínimos, resultando en una contribución adicional en la función dieléctrica. Así, en lugar de (2-30) la función dieléctrica [3] esta dada por :

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) - \epsilon_\infty \left(\frac{\omega_{pL}^2}{\omega(\omega + \frac{i}{\tau_{pL}})} + \frac{\omega_{pL}^2}{\omega(\omega + \frac{i}{\tau_{pL}})} \right) \quad (2-34)$$

Donde ω_{pL} , ω_{pL} y τ_{pL} , τ_{pL} son las frecuencias de plasma y los tiempos de dispersión de los portadores libres en los valles Γ y L respectivamente. Se asume que las contribuciones de ambos tipos de portadores son independientes.

El método propuesto por Mezerreg para salvar la dificultad del modelo de dos bandas que presenta el GaSb, es determinar los parámetros para el modelo de una banda. Inspirado

en los trabajos de Bozhovskaya y Subashiev [10], los cuales supusieron que el modelo de dos bandas podía ser descrito por el modelo de una banda, es decir

$$\frac{\omega_p^2 \tau_{p\Gamma} \tau_{p\Gamma}}{\omega \tau_{p\Gamma} + i} + \frac{\omega_{pL}^2 \tau_{pL} \tau_{pL}}{\omega \tau_{pL} + i} = \frac{\omega_p^2 \tau_p}{\omega \tau_p + i} \quad (2-35a)$$

Asumiendo que

$$\omega_p^2 = \omega_{p\Gamma}^2 + \omega_{pL}^2 \quad (2-35b)$$

y

$$\tau_p = \frac{\omega_p^2 \tau_{p\Gamma} \tau_{pL}}{\omega_{p\Gamma}^2 \tau_{pL} + \omega_{pL}^2 \tau_{p\Gamma}} \quad (2-35c)$$

Ellos encontraron que el lado izquierdo y el lado derecho en la ecuación (2-35a) difieren en menos de un 5% para el GaSb en el rango de frecuencia considerado, y la diferencia entre los valores de la reflectividad calculados usando los dos modelos es menos del error experimental.

Para tal propósito Mezerreg procedió de la siguiente manera. Suponiendo los dos modelos equivalentes, identificando las partes real e imaginaria de las ecuaciones (2-30) y (2-34) e igualando, obtenemos

$$\frac{\omega_p^2 \tau_p^2}{1 + (\omega \tau_p)^2} = \frac{\omega_{pL}^2 \tau_{pL}^2}{1 + (\omega \tau_{pL})^2} + \frac{\omega_{p\Gamma}^2 \tau_{p\Gamma}^2}{1 + (\omega \tau_{p\Gamma})^2} \quad (2-36a)$$

y

$$\frac{\omega_p^2 \tau_p}{1 + (\omega \tau_p)^2} = \frac{\omega_{pL}^2 \tau_{pL}}{1 + (\omega \tau_{pL})^2} + \frac{\omega_{p\Gamma}^2 \tau_{p\Gamma}}{1 + (\omega \tau_{p\Gamma})^2} \quad (2-36b)$$

Usando $\alpha = \frac{\tau_{pL}}{\tau_{p\Gamma}} = 0.67$ [11] y sea $x = \frac{\tau_{pL}}{\tau_p}$, si en a expresión para la conductividad

$$\sigma = en\mu = en_{\Gamma}\mu_{\Gamma} + en_L\mu_L \quad (2-36c)$$

sustituimos los valores de μ_{Γ} y μ_L dados por la ecuación (2-32) encontramos que

$$\omega_p^2 = x(\omega_{\Gamma}^2 + a\omega_{\Gamma}^2) \quad (2-36d)$$

sustituyendo ω_p^2 en las ecuaciones (2-36a) y (2-36b), conduce a una ecuación cúbica en x dada por

$$Ax^3 + Bx^2 + Cx + D = 0 \quad (2-37)$$

donde

$$A = -(a\omega_{\Gamma}^2 + a^3\omega_{\Gamma}^2)$$

$$B = (2a+1)\omega_{\Gamma}^2 + (a^3+2a^2)\omega_{\Gamma}^2$$

$$C = (2+a)\omega_{\Gamma}^2 + (a+2a^2)\omega_{\Gamma}^2$$

$$D = \omega_{\Gamma}^2 + a\omega_{\Gamma}^2$$

Para resolver esta ecuación necesitamos conocer ω_{Γ} y ω_{Γ} , que son funciones de la densidad de portadores en los valles Γ y L que es precisamente lo que se quiere conocer.

Para cada posición del nivel de Fermi E_F , la densidad de portadores en los valles Γ y L están dados por

$$n_{\Gamma} = [4\pi(2k_B T)^{3/2} / h^3] m_{\Gamma}^{*3/2} F_{3/2}\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \quad (2-38a)$$

$$n_L = [4\pi(2k_B T)^{3/2} / h^3] N m_{\Gamma}^{*3/2} m_L F_{3/2}\left(\frac{E_F - \Delta E}{k_B T}\right) \quad (2-38b)$$

$\Delta E = 0.075eV$ [11-12] es el gap de energía entre los mínimos de las bandas Γ y L, $N = 4$ es el número de mínimos equivalentes en la banda L. $m_t = 1.3m_0$ y $m_l = 0.12m_0$ [12] son las masas transversal y longitudinal respectivamente, E_F es el nivel de Fermi respecto al mínimo de la banda Γ $m_t^* = 0.045m_0$ y $m_l^* = 0.17m_0$ son las masa efectivas en los valles Γ y L respectivamente. La integral de Fermi-Dirac es aproximada [13, 14] por:

$$F_{3/2}(\eta) = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \left[\frac{1}{2} \sqrt{\pi} a^{-3/4} (\eta) + \exp(-\eta) \right]^{-1} \quad (2-39)$$

con

$$a(\eta) = \eta^4 + 33.6\eta \{1 - 0.68 \exp(-0.17(\eta+1)^2)\} + 50$$

Una vez conocidas $\omega_{p\Gamma}$ y ω_{pL} deducidas de n_Γ y n_L , se resuelve la ecuación cúbica y se puede conocer ω_p de (2-36d).

Usando la constante de Hall R_H para bajos campos magnéticos y $\mu_\Gamma / \mu_L = 5.6$ [11], se puede calcular la concentración equivalente de portadores

$$n = \frac{1}{eR_H} = n_\Gamma \frac{[1 + (n_L / n_\Gamma)(\mu_L / \mu_\Gamma)]^2}{1 + F(K)(n_L / n_\Gamma)(\mu_L^2 / \mu_\Gamma^2)} \quad (2-40)$$

Donde $F(K) = 0.85$ [15] es el factor de forma de los valles (111) y K es un factor de anisotropía.

La frecuencia de plasma ω_p y el tiempo de dispersión τ_p dados por el ajuste de datos experimentales al modelo apropiado, llevan a la concentración equivalente de portadores n y a la movilidad μ . Para calcular n y μ conociendo ω_p y τ_p , se construye un archivo que contenga la correspondencia entre ω_p , n_Γ , n_L , x , n para ser usados por un programa. Posteriormente se extraen y se selecciona los valores para los que la frecuencia de plasma ajustada concuerda con la frecuencia de plasma teórica. τ_p y x conducen a $\tau_{p\Gamma}$, y entonces μ_Γ y μ_L son calculadas. La movilidad equivalente μ se obtiene de la ec. (2-36c) como

$$\mu = \frac{n_T}{n} \mu_T + \frac{n_L}{n} \mu_L \quad (2-41)$$

C. Pickering efectuó mediciones de reflectividad infrarroja en capas y substratos de GaSb anteriores a las mediciones llevadas a cabo por A. Mezerreg para substrato. El procedimiento seguido en ambos trabajos es esencialmente el mismo para el caso del GaSb tipo p, pero difiere para el caso tipo n.

Basándose directamente en el trabajo de Bozhovskaya y Subashiev [10], el cual aproxima el modelo de dos bandas al modelo de una banda Pickering resolvió el problema para el GaSb tipo n, mediante las aproximaciones siguientes :

$$\omega_p^2 = \omega_{pT}^2 + \omega_{pL}^2 \quad (2-42)$$

y

$$n = n_T + n_L \quad (2-43)$$

Supuso también, considerando (2-31), que los electrones en las bandas Γ y L tienen masas efectivas iguales. La ecuación (2-42) puede escribirse en la forma siguiente:

$$\omega_p^2 = \frac{e^2}{\epsilon_0 \epsilon_\infty} \left(\frac{n_T}{m_T^*} + \frac{n_L}{m_L^*} \right) \quad (2-44)$$

Donde la concentración de portadores en los valles Γ y L están dados por las las ecs. (2-38a) y (2-38b). Mediante la medición de la frecuencia de plasma ajustada ω_p , la posición del nivel de Fermi puede ser encontrado substituyendo las ecuaciones (2-38a) y (2-38b) en la ecuación (2-44) y por lo tanto, de (2-38a) y (2-38b) las poblaciones separadas n_T y n_L y la concentración total de portadores n , puede ahora obtenerse. Como puede observarse, el modelo de Pickering es más simple por lo que optamos por el modelo de Mezerreg.

2.5 LA ECUACIÓN CÚBICA

En las mediciones de concentración de portadores y movilidad en muestras de GaSb usando técnica infrarroja llevadas a cabo en el presente trabajo, se siguió el método propuesto por Mezerreg y se mejoró en cuanto a simplificación y claridad de cálculos se refiere, además el método no solo se uso en substratos, sino que se extendió a mediciones de capas epitaxiales.

Recordemos que en el mencionado trabajo se había llegado a una expresión para la frecuencia de plasma teórica (ec. 2-36d) después de igualar las partes real e imaginaria de los modelos de una y dos bandas para la función dieléctrica, donde $x = \frac{\tau_{pL}}{\tau_p}$ está dada por la solución de la ecuación cúbica (2-37).

El problema de tener, en el peor de los casos, tres raíces reales diferentes (que generalmente ocurre), salta a la vista ya que para cada nivel de Fermi tendremos un par de valores, uno para ω_{pL} y otro para ω_{pU} que junto con los tres valores de x , obtendremos tres valores para la frecuencia de plasma teórica. La ecuación cúbica tiene solución analítica cuyas raíces son

$$\begin{aligned}x &= 1 \\x &= \frac{1}{a} \\x &= \frac{\omega_{pL}^2 + a\omega_{pU}^2}{\omega_{pL}^2 + a^2\omega_{pU}^2}\end{aligned}$$

De donde es obvio, aparentemente, cual de las tres raíces debemos escoger, es decir, aquella que lleva información de las frecuencias de plasma en los valles Γ y L. Decimos aparentemente ya que si tomamos en cuenta el valor de a que es de 0.67, las dos primeras

raíces son $x=1$ y $x=1.4925$ que son fijas. La forma de la última raíz es tal, que su valor varía entre los valores de las otras dos raíces lo que quiere decir que podemos tomar cualquiera de las raíces fijas sin que el resultado se aleje mucho del que se obtendría usando la última raíz. Nosotros optamos por la solución que es función de las frecuencias de plasma.

2.6 COMPORTAMIENTO TEÓRICO DE LA CONCENTRACIÓN DE PORTADORES Y DE LAS FRECUENCIA DE PLASMA CON EL NIVEL DE FERMI EN LOS VALLES Γ Y L DE ACUERDO AL MODELO EMPLEADO.

En la figura 2.1 se muestra la gráfica de la concentración de electrones vs el nivel de Fermi en los valles Γ y L del GaSb tipo n usando las ecs. (2-38a) y (2-38b) del modelo teórico en el cual nos estamos basando. El nivel de Fermi se barre desde -0.1eV hasta 0.15eV . Recordemos que el cero del nivel de Fermi se toma respecto al mínimo de la banda central Γ .

En la figura 2.2 se muestra la gráfica de la frecuencia de plasma vs el nivel de Fermi en los valles Γ y L usando la ec. (2-31) para ambos valles.

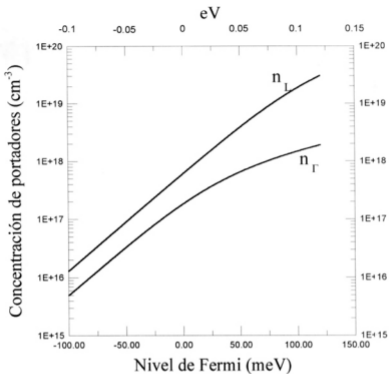


Fig. 2.1 Cálculos teóricos de la concentración de electrones ligeros- Γ) y pesados-(L) en el GaSb a 300'K, como función de la energía de Fermi.

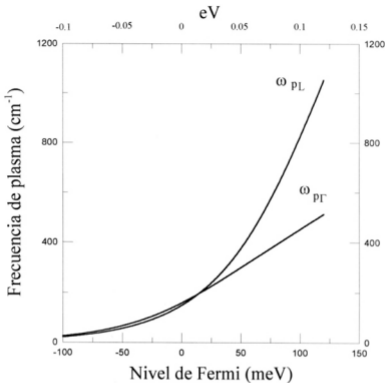


Fig. 2.2 Cálculos teóricos de la frecuencia de plasma de los portadores libres (electrones) en los valles Γ y L a 300 K en el GaSb tipo n, como función de la energía de Fermi.

Parte experimental

3.1 CONSIDERACIONES EXPERIMENTALES EN ESPECTROSCOPIA INFRARROJA

La espectroscopia infrarroja es una herramienta importante disponibles en la investigación de los semiconductores. La forma mas avanzada en espectroscopia infrarroja es la llamada espectroscopia infrarroja de transformada de Fourier (FT-IR) con la cual cuenta el I.I.C.O. ya que posee un espectrómetro IFS-66v Bruker empleado en la parte experimental de este trabajo.

La generación del trazo de un espectro mediante este tipo de instrumentos no se lleva a cabo en forma manual sino que involucra cierta cantidad de manipulaciones matemáticas tales como transformada de Fourier (de ahí su nombre), corrección de fase etc. que son procesadas mediante una computadora con un software apropiado cuya calidad determinará la precisión del espectro. Es por esto que después de la óptica, la parte mas importante de un espectrómetro de transformada de Fourier es la computadora.

Un espectrómetro infrarrojo de transformada de Fourier consiste de cinco secciones principales: La fuente de radiación infrarroja, interferómetro de Michelson, area de la muestra, detectores de radiación infrarroja y el sistema de computación (fig. 3-1). La parte óptica esta formada por la fuente, detectores, beamsplitters, ventanas, filtros, polarizadores y espejos.

Una fuente de radiación infrarroja es usualmente un material sólido calentado hasta el punto de incandescencia mediante una corriente eléctrica. Algunos tipos de fuentes son el filamento de Nernst compuesto principalmente de óxidos de tierras raras como zirconio, ytrio y torio, la Globar de carburo de silicio y la lámpara de mercurio. La distribución de energía emitida de estas fuentes se aproxima a la distribución de energía teórica de un cuerpo negro.

Los detectores de infrarrojo son dispositivos que miden la energía infrarroja de una fuente que ha pasado a través de un espectrómetro. Estos dispositivos cambian la energía de la radiación en energía eléctrica la cual es procesada para generar un espectro. Básicamente hay dos tipos, los detectores térmicos que miden los efectos del calentamiento por radiación y responden igualmente a todas las longitudes de onda y los detectores de tipo fotoeléctrico o "selectivos" cuya respuesta es marcadamente dependiente de la longitud de onda. Ejemplos de detectores térmicos son los termopares, bolómetros y pyroeléctricos (DTGS). También hay dos tipos de detectores selectivos: los fotoconductivos de alta respuesta y sensibilidad ejemplos, MCT (mercurio-cadmio-telurio), PbSe PbS etc. y los fotovoltaicos ejemplos Ge, Si, InSb.

Los beamsplitters son dispositivos que en el caso ideal transmiten la mitad de la radiación incidente y reflejan la otra mitad. Un tipo de beamsplitter consiste en una capa de dieléctrico sobre un substrato transparente a la radiación infrarroja, otros consisten en un solo material dieléctrico. Para un beamsplitter en particular hay una región de longitud de onda óptima para un índice de refracción y un espesor dados de la capa dieléctrica. Así en la región del lejano infrarrojo se utilizan dos tipos de beamsplitters el metal-mesh y el de mylar ambos de diferentes espesores.

El interferómetro de Michelson es una pieza esencial en los espectrómetros infrarrojos de transformada de Fourier. Este dispositivo consiste de dos espejos planos uno fijo y otro móvil perpendiculares entre sí y un beamsplitter en el que los rayos paralelos de la

fuente inciden a un ángulo de 45° (ver la fig. 3-2). Los rayos transmitidos y reflejados inciden perpendicularmente a los espejos móvil y fijo respectivamente y ambos rayos son reflejados de regreso al beamsplitter. En este momento, el rayo reflejado por el espejo fijo viajó una distancia $2L$ mientras que el reflejado por el espejo móvil viajó una distancia $2(L+x)$, donde x es la distancia que se mueve el espejo móvil respecto al espejo fijo. Cuando las dos mitades del rayo se recombinan en el beamsplitter, exhiben una diferencia de trayectoria o retardo óptico de $2x$ produciendo interferencia en la mitad del rayo que va al detector. Esta interferencia será constructiva (señal máxima en el detector), si el retardo óptico es un múltiplo exacto de la longitud de onda λ , es decir, si $2x = n\lambda$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Por el contrario, la señal en el detector será mínima y ocurrirá interferencia destructiva si el retardo óptico $2x$ es un múltiplo impar de $\frac{\lambda}{2}$.

La muestra es normalmente puesta entre el interferómetro y el detector. Así, la cantidad medida por el detector es la intensidad de los rayos infrarrojos combinados como una función del desplazamiento x del espejo móvil. La gráfica de la respuesta del detector como una función del retardo óptico es lo que se llama un interferograma. Mientras que un espectrómetro dispersivo genera un espectro, un interferómetro produce un interferograma del cual se genera el espectro aplicándole la transformada de Fourier. Esto implicaría una tarea extremadamente laboriosa si se hiciera a mano, de hecho la forma precisa de un espectro de un interferograma particular no podría ser determinado sin la ayuda de una computadora. Es por esto que los instrumentos FT-IR tienen computadoras que hacen esto de una forma muy rápida. Un solo barrido o scan del espejo móvil (scanner) produce un espectro completo, sin embargo, usualmente se toma un número apropiado de scans cuyos espectros son promediados por la computadora, lo que reduce el ruido en un factor dado por la raíz cuadrada del número de scans. La resolución es constante sobre el espectro completo y se incrementa aumentando la longitud de viaje del espejo móvil. Para tener un control sobre el espejo móvil, todos los modernos espectrómetros FT-IR usan el patrón de interferencia de la luz monocromática de un láser He-Ne para controlar el cambio en la diferencia de trayectoria óptica.

La razón del espectro de reflectividad de la muestra al espectro de reflectividad de un material de referencia que se supone 100% reflejante (en este caso una lámina de oro) es la reflectividad experimental del material que nos interesa. Las mediciones de reflectividad fueron hechas usando el espectrómetro infrarrojo de transformada de Fourier FT-IFS 66v Bruker ya mencionado, dentro del rango de frecuencias de $80\text{-}480\text{ cm}^{-1}$ cubierto por un beamsplitter Mylar de $6\text{ }\mu\text{m}$ de espesor, un detector térmico DTGS y con una resolución de 4 cm^{-1}

3.2 PREPARACIÓN DE MUESTRAS.

Las capas epitaxiales fueron crecidas sobre substratos de GaSb (100) adquiridos de manera comercial, por la técnica de crecimiento Epitaxia en Fase Líquida (L.P.E) en los laboratorios del Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (I.I.C.O.) por J. Olvera bajo la dirección del Dr. Francisco de Anda Salazar, como parte del proyecto de tesis Doctoral. Las mediciones de reflectividad fueron hechas después de un procedimiento de limpieza de muestras a base de acetona, tricloroetileno y metanol.

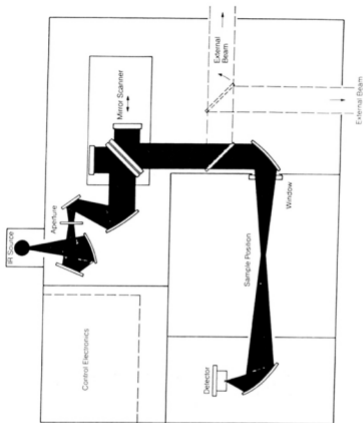


Fig. 3.1 Esquema general de un espectrómetro de infrarrojo en el que se muestran cuatro de las secciones principales, la fuente de radiación infrarroja, el interferómetro de Michelson, la cámara de la muestra y el detector de infrarrojo.

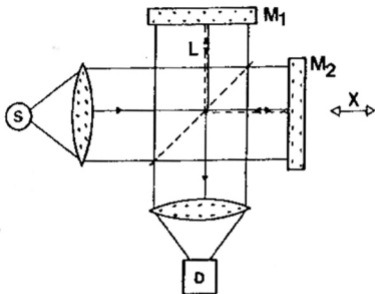


Fig. 3.2 El Interferómetro de Michelson. Espejo fijo M_1 , espejo móvil M_2 , beamsplitter B. Se muestra también: La fuente de radiación infrarroja S y el detector de infrarrojo D.

Resultados

4.1 EJEMPLOS DE AJUSTES Y RESULTADOS

Los parámetros que generalmente se ajustaron tanto para el sustrato como para la capa son ω_p , γ_p y γ , salvo en las ocasiones en que por alguna razón no se pueda medir el espesor t de la capa, por lo que, en tal situación los parámetros de ajuste para la capa son ω_p , γ_p , γ y t . Los dos primeros parámetros son los que posteriormente se convierten en la concentración y la movilidad de portadores y los dos últimos tienen gran influencia en el coeficiente de reflexión, especialmente el espesor t , ya que al pertenecer al argumento de una exponencial en la expresión teórica de la reflectividad, la concentración y movilidad de portadores son muy sensibles a una variación de éste, de ahí la necesidad de conocer en lo posible este parámetro.

El ajuste de datos en el caso del sustrato es bueno en la mayoría de las mediciones hechas, con esto queremos decir que el error entre la curva de datos experimentales y la curva teórica es muy pequeño. Esto es un indicativo de la buena estimación de los parámetros ajustados. No es así en el caso de la capa, donde se tiene que considerar la reflexión de la interfase y el programa de ajuste se tiene que alimentar con los parámetros del sustrato en el cual se creció la película.

De esta manera las mediciones de concentración y movilidad de portadores de la capa dependen de la estimación de siete parámetros, tres del sustrato y cuatro de la capa, lo

que de alguna manera complica un poco el ajuste dado que en algunos casos se pueden lograr ajustes matemáticamente perfectos ajustando el máximo de parámetros sacrificando la credibilidad de los resultados ya que en ocasiones son inadmisibles. Con esto nos damos cuenta de que los datos con que alimentamos el programa de ajuste no son los adecuados ya sea el espesor de la capa, los parámetros del substrato o ambos. Por consiguiente, de nuestra habilidad para medir dichos parámetros dependerá la obtención de resultados satisfactorios que puedan ser comparados posteriormente por alguna otra técnica.

Para conocer el espesor [1] de la capa se cliva la muestra y se lleva al microscopio para su medición. Los parámetros del substrato en el que se crece la capa se obtienen sacando el espectro de reflectividad del lado opuesto de la capa, lo que llamamos la espalda de la muestra y se procede a su caracterización. Esto claro está, introduce un error en los resultados ya que los parámetros de la espalda son diferentes a los parámetros donde se crece la película.

Se muestran a continuación los espectros de reflectividad de algunas de las muestras medidas, junto con sus ajustes y resultados obtenidos a manera de ejemplificar la caracterización por la técnica de reflectividad infrarroja. Todas las mediciones se hicieron a temperatura ambiente.

En la figura 4.1 se muestra el espectro de reflectividad del substrato tipo n dopado con telurio sometido a pulido mecánico con su ajuste teórico. los parámetros ajustados son ω_p , γ_p y γ . Los resultados obtenidos para la concentración y movilidad de portadores son respectivamente, $n = 4.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\mu = 1528 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$.

En la figura 4.2 tenemos el espectro de reflectividad del mismo substrato sometido a pulido químico posterior al pulido mecánico con su ajuste teórico. Los parámetros ajustados son los mismos y los resultados obtenidos para la concentración y movilidad de portadores son respectivamente $n = 7.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\mu = 1757 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$. Notemos el cambio en el espectro así como en los resultados. El primer mínimo (de izquierda a derecha) está recorrido a la derecha respecto al mínimo correspondiente de la figura 4.1, esto es una muestra de una mayor concentración de portadores.

En la figura 4.3 mostramos el espectro de reflectividad así como su ajuste teórico de la muestra No. 115 capa tipo n , crecida sobre sustrato tipo n a 450°C y dopada con selenio. Los parámetros ajustados son ω_p , γ_p y γ con espesor fijo $t = 8.7\mu m$. El ajuste como podemos observar, no es tan bueno como en el caso de los sustratos, esto posiblemente se debe a errores introducidos en los parámetros de la espalda. Los resultados obtenidos para la concentración y movilidad de portadores son respectivamente,

$$n = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \quad \mu = 1141 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}} .$$

La figura 4.4 nos muestra el espectro de reflectividad y el ajuste teórico de la muestra No. 176 capa tipo n, no dopada crecida sobre sustrato tipo n a 250°C. Los parámetros ajustados son ω_p , γ_p y γ con espesor fijo estimado de $0.6\mu m$. El ajuste es muy bueno y dado el número mínimo de parámetros ajustados los errores introducidos deben ser mínimos. Los resultados obtenidos para la concentración y movilidad de portadores son respectivamente, $n = 19 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\mu = 1642 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$.

En la figura 4.5 tenemos el espectro de reflectividad y el ajuste teórico de la muestra No. 179 capa tipo n, no dopada crecida sobre sustrato tipo n a 250°C. Los parámetros ajustados son ω_p , γ_p y γ con espesor fijo estimado de $0.6\mu m$. Este espesor no fue medido por clivaje, se uso el valor de la capa anterior. El ajuste es también bueno y al igual que la anterior los errores introducidos deben ser mínimos. Los resultados obtenidos para la concentración y movilidad de portadores son respectivamente, $n = 15 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\mu = 774 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$.

En la figura 4.6 se presenta el espectro de reflectividad y el ajuste teórico de la muestra No. 181 capa tipo n, no dopada, crecida sobre sustrato tipo n a 200°C. los parámetros ajustados son ω_p , γ_p , γ y el espesor t , el espesor ajustado fue $t = 0.173\mu m$. Los resultados obtenidos para la concentración y movilidad de portadores son respectivamente $n = 1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\mu = 1092 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$. Se puede observar que la concentración de portadores es muy grande para un espesor tan pequeño. También es un buen ajuste.

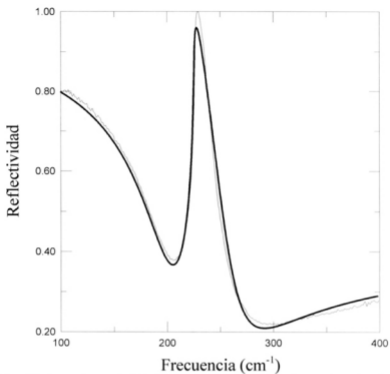


Fig. 4.1 Espectro de reflectividad a 300 K de la muestra de GaSb sustrato tipo n, dopada con telurio, pulida mecánicamente. Curva de datos experimentales, línea delgada. Teoría, línea gruesa.

$\omega_p = 242 \text{ cm}^{-1}$	$\tau_p = 0.0098 \text{ cm}$	$n = 4.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$\mu = 1528 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
----------------------------------	------------------------------	---	---

$\omega_{pT} = 156 \text{ cm}^{-1}$	$\tau_{pT} = 0.0114 \text{ cm}$	$n_T = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$\mu_T = 2364 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
-------------------------------------	---------------------------------	---	---

$\omega_{pL} = 161 \text{ cm}^{-1}$	$\tau_{pL} = 0.0076 \text{ cm}$	$n_L = 7.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$\mu_L = 419 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
-------------------------------------	---------------------------------	---	--

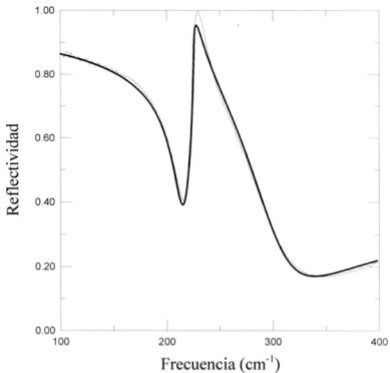


Fig. 4.2 Espectro de reflectividad a 300K de la muestra de GaSb substrato tipo n, dopada con telurio, pulida químicamente posterior al pulido mecánico. Curva de datos experimentales, línea delgada. Teoría, línea gruesa.

$\omega_p = 295\text{cm}^{-1}$	$\tau_p = 0.0115\text{cm}$	$n = 7.1 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$	$\mu = 1758 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
--------------------------------	----------------------------	---------------------------------------	---

$\omega_{PT} = 185\text{cm}^{-1}$	$\tau_{PT} = 0.0135\text{cm}$	$n_T = 2.5 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$	$\mu_T = 2802 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
-----------------------------------	-------------------------------	---	---

$\omega_{PL} = 200\text{cm}^{-1}$	$\tau_{PL} = 0.009\text{cm}$	$n_L = 1.1 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$	$\mu_L = 497 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
-----------------------------------	------------------------------	---	--

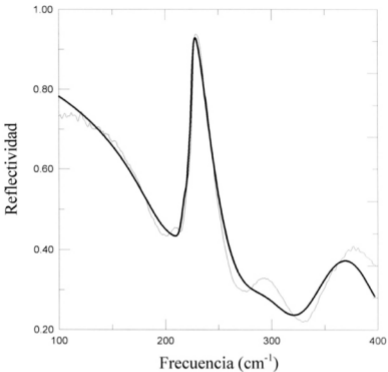


Fig. 4.3 Espectro de reflectividad a 300°K de la muestra de GaSb No. 115 capa tipo n dopada con selenio. Curva de datos experimentales, línea delgada. Teoría, línea gruesa.

$\omega_p = 250\text{cm}^{-1}$	$\tau_p = 0.0074\text{cm}$	$n = 5 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$	$\mu = 1142 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
--------------------------------	----------------------------	-------------------------------------	---

$\omega_{p1} = 161\text{cm}^{-1}$	$\tau_{p1} = 0.0086\text{cm}$	$n_1 = 19 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$	$\mu_1 = 1774 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
-----------------------------------	-------------------------------	--	---

$\omega_{p2} = 167\text{cm}^{-1}$	$\tau_{p2} = 0.0057\text{cm}$	$n_2 = 7.7 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$	$\mu_2 = 315 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
-----------------------------------	-------------------------------	---	--

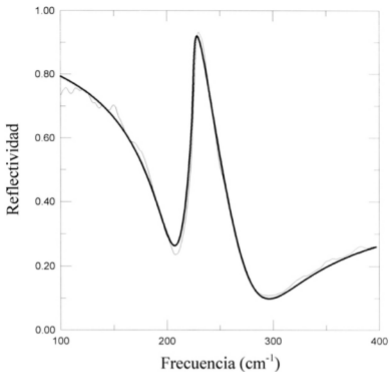


Fig. 4.4 Espectro de reflectividad a $300^{\circ}K$ de la muestra de GaSb No. 176 capa tipo n, no dopada. Curva de datos experimentales, línea delgada. Teoría, línea gruesa.

$\omega_p = 154\text{cm}^{-1}$	$\tau_p = 0.0103\text{cm}$	$n = 19 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$	$\mu = 1642 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
--------------------------------	----------------------------	--------------------------------------	---

$\omega_{pL} = 104\text{cm}^{-1}$	$\tau_{pL} = 0.0117\text{cm}$	$n_L = 7.8 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$	$\mu_L = 2437 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
-----------------------------------	-------------------------------	---	---

$\omega_{pU} = 100\text{cm}^{-1}$	$\tau_{pU} = 0.0079\text{cm}$	$n_U = 2.8 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$	$\mu_U = 432 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
-----------------------------------	-------------------------------	---	--

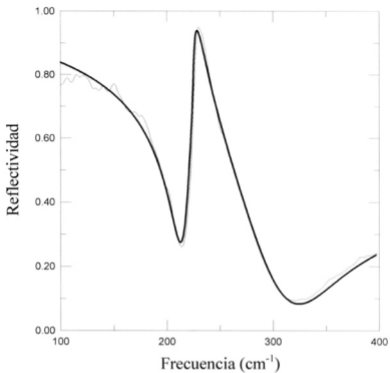


Fig. 4.5 Espectro de reflectividad a 300 K de la muestra de GaSb No. 179 capa tipo n, no dopada. Curva de datos experimentales, línea delgada. Teoría, línea gruesa.

$\omega_p = 135 \text{ cm}^{-1}$	$\tau_p = 0.0048 \text{ cm}$	$n = 15 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$\mu = 774 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
----------------------------------	------------------------------	--	--

$\omega_{pT} = 92 \text{ cm}^{-1}$	$\tau_{pT} = 0.0055 \text{ cm}$	$n_T = 6.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$\mu_T = 1142 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
------------------------------------	---------------------------------	---	---

$\omega_{pL} = 87 \text{ cm}^{-1}$	$\tau_{pL} = 0.0037 \text{ cm}$	$n_L = 2.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$\mu_L = 202 \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt} \cdot \text{seg}}$
------------------------------------	---------------------------------	---	--

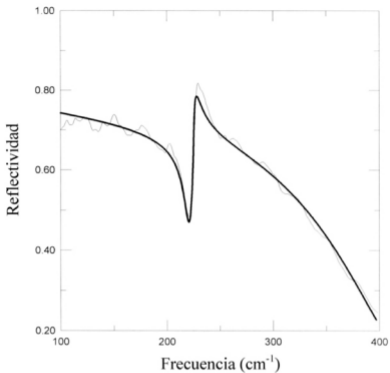


Fig. 4.6 Espectro de reflectividad a $300^{\circ}K$ de la muestra de GaSb No. 181 capa tipo n, no dopada. Curva de datos experimentales, línea delgada. Teoría, línea gruesa.

$\omega_p = 433cm^{-1}$	$\tau_p = 0.0076cm$	$n = 1.6 \cdot 10^{18}cm^{-3}$	$\mu = 1092 \frac{cm^2}{Volt \cdot seg}$
-------------------------	---------------------	--------------------------------	--

$\omega_{PT} = 250cm^{-1}$	$\tau_{PT} = 0.0092cm$	$n_T = 4.5 \cdot 10^{17}cm^{-3}$	$\mu_T = 1899 \frac{cm^2}{Volt \cdot seg}$
----------------------------	------------------------	----------------------------------	--

$\omega_{PL} = 306cm^{-1}$	$\tau_{PL} = 0.0061cm$	$n_L = 2.6 \cdot 10^{18}cm^{-3}$	$\mu_L = 337 \frac{cm^2}{Volt \cdot seg}$
----------------------------	------------------------	----------------------------------	---

Conclusiones

Con este trabajo se ha dado un paso en la implementación de la técnica de caracterización de propiedades eléctricas por reflectividad infrarroja en el Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (I.I.CO). Se obtuvieron mediciones de movilidad y densidad de portadores en varias muestras de GaSb, sustratos y capas epitaxiales. Lo anterior implicó una secuencia de etapas:

- I. Se estudiaron los modelos teóricos en los que descansa esta técnica de caracterización como lo son la reflectividad del GaSb en sustratos y sistema capa/sustrato y el cálculo de densidad de portadores y su movilidad en el GaSb tipo n derivables de estos espectros.
- II. Se midió el espectro de reflectividad del GaSb en varias muestras tanto en capas como en sustrato en el espectrómetro del infrarrojo (reflectividad experimental).
- III. Se ajustaron los datos experimentales al modelo teórico de reflectividad del material mediante el programa de ajuste Simplex en pascal con éxito. Para esto fue necesario haber medido la reflectividad en el proyecto y de ésta derivar los parámetros ópticos del sustrato donde se crece la película.

- IV. De los ajustes se obtuvo la frecuencia de plasma y el tiempo de dispersión de los portadores de la muestras. Estos parámetros se introdujeron en los modelos teóricos del material para finalmente conocer la densidad de portadores y movilidad de varias muestras epitaxiales de GaSb crecidas en el I.I.C.O. mediante L.P.E.
- V. Se caracterizaron las incertidumbres en la medición que se introducen mediante el empleo de este método de caracterización. Estas son inherentes al modelo teórico empleado, a las mediciones experimentales y al ajuste mismo. La literatura y nuestra experiencia nos muestra que la movilidad de portadores es la más afectada ya que se estima el error de su medición del 30 al 50%. El error estimado para la medición de la densidad de portadores es del 20 al 30%. Determinamos para las concentraciones de portadores incertidumbres del 20% en substratos y del orden del 30% en películas de igual manera para la movilidad.
- VI. Se hizo una pequeña contribución al modelo teórico propuesto por Mezerreg, demostrando que la ecuación cúbica empleada en el modelo, la cual se debía resolver por métodos numéricos, tiene solución analítica. Esto contribuyó a clarificar de alguna manera el modelo y reducción del programa de computación destinado para el cálculo.
- VII. Esta técnica de caracterización es sensible en el rango de $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ a $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en las mediciones de densidad de portadores aproximadamente.

Apéndice.

Tabla de parámetros de crecimiento de las muestras medidas y resultados obtenidos de los ajustes.

Tabla 1 Condiciones de crecimiento de las muestras medidas y resultados obtenidos de los ajustes.

Muestra No.	Temperatura de crecimiento T_C ($^{\circ}C$)	Tiempo de crecimiento t_C (min)	Sobresaturación inicial ΔT ($^{\circ}C$)	Velocidad de enfriamiento R ($^{\circ}C / min$)	Espesor e (μm)	Densidad de portadores R (cm^{-3})	Movilidad de portadores μ ($\frac{cm^2}{Volt \cdot seg}$)
115	450	30	7	0.1	8.7	$5 \cdot 10^{17}$	1142
176	250	107	15	0.1	0.6	$18 \cdot 10^{17}$	1642
179	250	40	20	1	0.6	$14 \cdot 10^{17}$	774
181	200	20	20	1.11	0.173 (ajustado)	$15 \cdot 10^{18}$	1092

REFERENCIAS

- [1] Trabajo de tesis doctoral de J. Olvera bajo la dirección del Dr. Francisco de Anda Salazar en el I.I.C.O.
- [2] C. Pickering, *J. Phys. C* **13**, 2959 (1980).
- [3] A. Mezerreg, *Phys. stat. sol. (b)* **169**, 121 (1992).
- [4] K. S. Singwi y M. P. Tosi, *Phys. Rev.* **147**, 658 (1966).
- [5] B.B. Varga, *Phys. Rev.* **137**, A1896 (1965).
- [6] I.V. Skyabinskii y Y. I. Ukhanov, *Soviet Pyis. - Solid State* **14**, 2838 (1973).
- [7] A. Mezerreg-C. Llinares, J. L. Lazzari, A. Montaner. *Thin Solid Films*, **221** (1992) 196-202.
- [8] T. S. Moss, G. J. Burrell y B. Ellis. *Smicond. Optoelectronics*, Butterworths, London (1973).
- [9] W. M. Becker, A. K. Ramdas y H. Y. Fan. *J. Appl. Phys.* **32**, 2094 (1961).
- [10] N. V. Bozhovskaya y V. K. Subashiev, *Soviet Phys. - Solid State* **14**, 1627 (1973)
- [11] C. Y. Liang, *J. Appl. Phys.* **39** 3866 (1968).
- [12] A. Sagar, *Phys. Rev.* **177**, 93 (1961).
- [13] D. y J. Bednarczyk, *Pyis. Letters A* **64** 409 (1978).
- [14] J. S. Blakemore, *Solid State electronics* **25** 1067 (1982).
- [15] Ru-Yih Sun W. M. Becker, *Phys. Rev. B* **10**, 3436 (1974).
- [16] N. B. Culthup, L. H. Daly and S. E. Wiberley. *Introduction to Infrared and Raman Spectroscopy*, Third Edition, Academic Press, Inc.
- [17] FT-IR/RAMAN User Training Course, March 1996 Llevado por el Dr. Hugo Navarro (copias).
- [18] Dr. Wermer Herres and Dr. Joern Gronholz. *Understanding FT-IR Data Processing Bruker Analytische MeBtechnik*.
- [19] David K. Ferry. *Semiconductors*, Maxwell Macmillan International editions.
- [20] C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics*, Sixth edition, John Wiley and Sons Inc.
- [21] G. Burns. *Solid State Physics*, Academic Press Inc.
- [22] O. S. Heavens. *Optical properties of Thin solid films*.
- [23] C. Pickering, *J. Phys. D* **16**, 213 (1983).
- [24] Landolt-Bornstein. *Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology*. Vol. 17 Semiconductors, Subvol a. Springer-Verlag Berlin-Hidelberg-New York.
- [25] E. D. Palik, R. T. Holm and J. W. Gibson. *Thin Solid Films*, **47** (1977) 167-175.
- [26] R. T. Holm and J. A. Calviello, *appl. Phys.* **50**, 1091 (1979).

