



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ

FACULTAD DE CIENCIAS

Estudio de heteroestructuras
de AlAs/GaAs mediante
reflectancia anisotrópica.

TESIS

PARA OBTENER EL TÍTULO DE
MAESTRO EN CIENCIAS APLICADAS

PRESENTA

I.F. Rodolfo Martínez Espinosa

ASESORES DEL TRABAJO:

DR. ALFONSO LASTRAS MARTÍNEZ
DR. JORGE ORTEGA GALLEGOS



San Luis Potosí, Agosto de 2019

Universidad Autónoma de San Luis Potosí

Facultad de Ciencias

Los miembros del comité de tesis recomiendan la aceptación de la tesis **Estudio de heteroestructuras de AlAs/GaAs mediante reflectancia anisotrópica** de **Rodolfo Martínez Espinosa** como un cumplimiento parcial de los requisitos para obtener el grado de:

Maestro en Ciencias Aplicadas

Dr. Alfonso Lastras Martínez

Dr. Jorge Ortega Gallegos

Dr. Raúl E. Balderas Navarro

Dr. Edgar A. Cerda Méndez

Dr. Ricardo Castro García

«Enamórate de alguna actividad y hazlo. Nunca nadie realmente se da cuenta de lo que se trata la vida en realidad, y eso no importa. Explora el mundo. Prácticamente todo a nuestro alrededor es realmente interesante, si lo observas profundamente. Trabaja duro y cuanto puedas en las cosas que más te gusta hacer. No pienses en lo que quieres ser, sino lo que tú quieres hacer»

Richard Feynman

Resumen

En esta Tesis se muestran los resultados obtenidos durante el crecimiento epitaxial por haces moleculares y estudio de heteroestructuras basadas en AlAs/GaAs. En la primera parte del trabajo se presentan los aspectos fundamentales de los componentes de las estructuras; así como en funcionamiento del sistema de crecimiento y las técnicas ópticas de análisis de análisis para realizar este trabajo. En la segunda parte, se describe la configuración y arreglos para el crecimiento y mediciones. Finalmente se presentan los resultados de los crecimientos y el procedimiento para la asociación de fenómenos físicos presentes en las primeras etapas de crecimiento por MBE. Se espera que con este trabajo se contribuya al entendimiento de la formación y control de este tipo de heteroestructuras importantes en el desarrollo de nuevos dispositivos semiconductores.

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi familia, por todo el apoyo que me han brindado a lo largo de mi vida, especialmente a mis padres, Rodolfo Martínez y Rosa Elvia Espinosa, quienes con su cariño y enseñanzas me han formado y educado para permitirme llegar hasta aquí.

A mis asesores, Dr. Alfonso Lastras y Dr. Jorge Ortega, quienes compartieron sus conocimientos y me brindaron su orientación a lo largo no sólo de este trabajo sino durante toda mi formación académica desde licenciatura.

Al Dr. Raúl Balderas, ya que contribuyó en gran medida en el desarrollo de este proyecto brindándome sus recomendaciones, enseñanzas y su amistad.

A la Dra. Liliana Guevara y a Guadalupe Santiago por su ayuda en la realización de los experimentos descritos en esta tesis.

A Irene Castañeda, con quien compartí una de las etapas más agradables durante el estudio del posgrado en la cual siempre me dio su invaluable amistad y cariño.

A Sonia Blanco por su compañía durante la escritura de esta tesis.

A mis compañeros que me han brindado su amistad en el instituto; Abril Solís, Alfonso Alarcón, David Espinosa, Diana Rangel, Héctor Lara, Isaac Ruíz, José Arellano, José De La Rosa y Rubí Villela.

A mis amigos incondicionales Gabriel López, Jonathan Ortiz y Ricardo Luna, quienes siempre me han brindado su apoyo.

Al Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO) y todo su personal docente, técnico y administrativo.

VIII

Por último, al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la beca otorgada a lo largo de este periodo.

Índice general

Resumen	V
Agradecimientos	VII
Introducción	XVII
1. Crecimiento y caracterización de heteroestructuras	1
1.1. Características de los semiconductores Arsenuro de Aluminio (AlAs) y Arsenuro de Galio (GaAs)	1
1.1.1. Parámetros de banda y funciones dieléctricas	2
1.2. Crecimiento epitaxial por haces moleculares	7
1.2.1. Componentes de un sistema de crecimiento epitaxial por haces moleculares	8
1.3. Difracción de electrones de alta energía	10
1.3.1. Geometría	10
1.3.2. Oscilaciones RHEED	13
1.4. Procesos ópticos de películas delgadas	15
1.4.1. Reflexión en la superficie de un medio absorbente	15
1.4.2. Reflexión de un sistema de múltiples capas	17
1.5. Espectroscopía de reflectancia anisotrópica	20
1.5.1. Mecanismos de anisotropías ópticas	21
1.6. Potenciales de deformación	22

1.6.1.	Transiciones en $\mathbf{k} = \mathbf{0}$: puntos críticos E_0 y $E_0 + \Delta_0$	22
1.6.2.	Transiciones directas en $\mathbf{k} \neq \mathbf{0}$	26
1.7.	Descomposición en valores singulares	26
1.7.1.	Reconstrucción de espectros de reflectancia anisotrópica	29
2.	Detalles experimentales	31
2.1.	Crecimiento de heteroestructuras por MBE	31
2.1.1.	Primer crecimiento	32
2.1.2.	Segundo crecimiento	33
2.1.3.	Tercer crecimiento	34
2.2.	Sistema de Espectroscopia de Reflectancia Anisotrópica	35
3.	Resultados, análisis e interpretación	39
3.1.	Resultados de reflectancia anisotrópica	39
3.1.1.	Primer crecimiento	39
3.1.2.	Segundo Crecimiento	43
3.1.3.	Tercer crecimiento	50
3.1.4.	Potenciales de deformación	53
3.1.5.	Modelos de reflectancia	57
3.2.	Patrones RHEED	60
4.	Conclusiones	67
A.	Potenciales de deformación: Funciones de onda perturbadas	71
B.	Reflectancia de un sistema multicapa	77
	Bibliografía	83

Índice de figuras

1.1. Estructuras de bandas energéticas de GaAs [7].	3
1.2. Índice de refracción y coeficiente de extinción para GaAs [8].	3
1.3. Estructuras de bandas energéticas de AlAs [7].	5
1.4. Índice de refracción y coeficiente de extinción para AlAs[14].	5
1.5. Índice de refracción y coeficiente de extinción para AlGaAs[15].	7
1.6. Diagrama esquemático de una cámara de crecimiento epitaxial por haces moleculares [24].	9
1.7. Vista de lado de la construcción de la esfera de Ewald y la geometría de difracción de RHEED. La máxima intensidad en la pantalla corresponde a las intersecciones proyectadas de la esfera de Ewald con la red recíproca. Adaptado de Hernández-Calderón and Höchst [26]	12
1.8. Vista superior de la construcción de la esfera de Ewald y la geometría de difracción de RHEED. La máxima intensidad en la pantalla corresponde a las intersecciones proyectadas de la esfera de Ewald con la red recíproca. Adaptado de Hernández-Calderón and Höchst [26]	13

1.9. Esquema de crecimiento de Frank-van der Merwe. También se conoce como 'crecimiento capa por capa'. Se considera un modelo de crecimiento ideal, que requiere una gran parentesco entre las constantes del sustrato y la capa que crece sobre él.	14
1.10. Esquema de Rouard para el manejo de reflexión de capas múltiples.	17
1.11. A la izquierda se muestran las bandas de valencia ($J = \frac{3}{2}, m_J = \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}$ y $J = \frac{1}{2}, m_J = \pm\frac{1}{2}$ en notación esférica) y la banda de conducción más baja en GaAs cerca de $\mathbf{k} = 0$. A la derecha se muestra el efecto de estrés de compresión en las bandas, así como sus transiciones permitidas.	23
2.1. Esquema de la configuración óptica empleada para la medición de espectros de RA [54]	36
3.1. Selección de los espectros de reflectancia para la primera sesión de crecimiento detallada en la tabla 2.1. En el inset se puede observar el conjunto completo de la sesión. La flecha en el inset, muestra la dirección en la que evoluciona el conjunto de datos experimentales, a medida que la película es sintetizada.	40
3.2. A) Espectros base obtenidos mediante SVD del conjunto de espectros correspondientes al primer crecimiento. B) Coeficientes de amplitud de cada base para cada espectro experimental.	41
3.3. Comparativa de los espectros de RA experimentales y los generados mediante las bases de SVD. Los valores de la correlación entre el ajuste propuesto con el modelo de la ecuación 1.30 y los datos experimentales, se detallan en la tabla 3.1.	42
3.4. Selección de los espectros de reflectancia para la segunda sesión de crecimiento detallada en la tabla 2.2.	43

3.5. Espectros de RA con 55 ML de AlAs a 510°C y a temperatura ambiente.	44
3.6. A) Espectros base obtenidos mediante SVD del conjunto de espectros correspondientes al segundo crecimiento. B) Coeficientes de amplitud de cada base para cada espectro experimental.	45
3.7. Comparativa de los espectros de RA experimentales y los generados mediante las bases de SVD. Los valores de la correlación entre el ajuste propuesto con el modelo de la ecuación 1.30 y los datos experimentales, se detallan en la tabla 3.2.	46
3.8. Dependencia temporal de coeficientes C_i para homoepitaxia de GaAs [55].	47
3.9. Comparativa entre los espectros base de SVD encontrados para el primer experimento (línea negra) y el segundo (línea roja). A) B1, B) B2, C) B3	49
3.10. Espectros de bases obtenidos por SVD para la reflectancia anisotrópica de GaAs(001) a 550°C [56].	50
3.11. A) Respuesta de RA en el régimen de la película. B), C) Régimen de respuesta por interferencia por debajo de 3.5 eV.	51
3.12. Reflectancia anisotrópica a temperatura ambiente con el 7500 Å de espesor de la capa de AlAs con las energías de transición presentes después de la zona de interferencia.	52
3.13. Niveles energéticos para puntos críticos de simetría Γ con y sin estrés. Cada transición por bulto se divide en un doblete debido al rompimiento de la simetría cúbica [57].	54

3.14. Esquema del sistema de múltiples capas empleado para modelar reflectancia. Se asume una capa intermedia de AlGaAs para considerar que no se tiene una unión abrupta y buscar la contribución por la interfaz.	57
3.15. Modelado de reflectancia diferencial dado por la ec. 3.6. La línea punteada indica la señal dada por interferencia.	58
3.16. Longitud de penetración electromagnética de AlAs.	59
3.17. Modelado de reflectancia anisotrópica empleando los mecanismos de anisotropía de las ecuaciones 1.16 y 1.17. Para cada zona de ajuste se muestra la fase promedio.	60
3.18. A) Imagen representativa de los patrones RHEED obtenidos durante el crecimiento. B) Etiquetado de los perfiles(azules) y puntos(rojos) cuya intensidad es analizada.	61
3.19. Intensidad de los diferentes perfiles analizados para: A) Perfil C, B) Perfil -1, C) Perfil -0.5	62
3.20. Intensidad de los diferentes puntos analizados de los patrones RHEED.	63
3.21. Comparativa de evolución de patrones RHEED con evolución de coeficientes de las bases SVD para el primer experimento	65
3.22. Comparativa de evolución de patrones RHEED con evolución de coeficientes de las bases SVD para el segundo experimento	66

Índice de tablas

1.1. Parámetros de la estructura de banda para GaAs [5].	2
1.2. Parámetros de la estructura de banda para AlAs [5].	4
1.3. Parámetros energéticos de referencia para AlGaAs [5].	6
2.1. Tiempos de crecimiento para la primera etapa	33
2.2. Tiempos de crecimiento para la segunda etapa	34
2.3. Tiempos de crecimiento para la tercera etapa	35
2.4. Parámetros de mediciones para espectros de RA	37
3.1. Correlación de la comparativa realizada en la fig. 3.3	43
3.2. Correlación de la comparativa realizada en la fig. 3.7	47
3.3. Parámetros energéticos para AlAs a temperatura ambiente [6]. . .	53
3.4. Parámetros obtenidos de las mediciones de intensidad RHEED . .	64

Dedicada para mis padres, Rodolfo y Rosa Elvia.

Introducción

El crecimiento epitaxial de películas semiconductoras utilizando haces moleculares en un entorno de ultra alto vacío ha hecho que las estructuras disponibles tengan una complejidad y precisión sin precedentes. Paralelamente, la aplicación de técnicas analíticas con sensibilidad superficial y su correspondiente simulación computacional, hace incrementar el interés para establecer una estrategia para el monitoreo en tiempo real e *in-situ* de la información química y estructural durante el crecimiento de dichas películas [1]. De ahí que el principal objetivo de este trabajo es realizar un estudio detallado del crecimiento de AlAs sobre GaAs mediante espectroscopía de reflectancia anisotrópica *in situ* y con difracción con reflexión de electrones de alta energía.

De manera general, la importancia de este trabajo radica en la búsqueda y modelado de los fenómenos físicos presentes en las primeras fases del crecimiento epitaxial de AlAs/GaAs debido a que una de las principales preocupaciones en el crecimiento por MBE de las películas delgadas es la comprensión de los diversos procesos superficiales y en particular, el control de la rugosidad de la superficie, ya que de ésta depende la calidad de las siguientes deposiciones en la elaboración de estructuras más complejas; por ejemplo en el desarrollo de láseres de cascada cuántica.

La heterointerfaz III-V separa dos cristales cúbicos, pero las constantes reticulares suelen ser diferentes, lo que provoca efectos de deformación y una anisotropía en bulto correspondiente. En este trabajo, nos centramos en la respuesta óptica de la película de AlAs/GaAs, la cual presenta una anisotropía provocada por la presencia de la respuesta en bulto de GaAs. Esta estructura es de gran utilidad para estudiar los efectos de una anisotropía dieléctrica intrínseca porque

el AlAs tiene una brecha óptica fundamental indirecta significativamente más alta en energía que la brecha E_0 directa de GaAs.

La dificultad con un sistema AlAs/GaAs es la alta reactividad de la capa superior de AlAs la cual se oxida instantáneamente cuando es removida del sistema de crecimiento. De aquí la importancia que las mediciones sean realizadas en el entorno de UHV que ofrece el sistema de crecimiento por MBE [2].

Capítulo 1

Crecimiento y caracterización de heteroestructuras

En este capítulo se describe la técnica de crecimiento epitaxial de la heteroestructura AlAs/GaAs, así como las principales propiedades de estas estructuras. Adicionalmente se detallan las técnicas utilizadas para el monitoreo del crecimiento y los métodos usados para el procesamiento de los datos obtenidos durante el mismo.

1.1. Características de los semiconductores Arsenuro de Aluminio (AlAs) y Arsenuro de Galio (GaAs)

Tanto el arsenuro de aluminio (AlAs) como el arsenuro de galio (GaAs) son compuestos de tipo III-V de la Tabla periódica con simetría cristalina cúbica zincblenda. El AlAs tiene usos como la fabricación de diodos emisores de luz y células solares; sin embargo, su alta reactividad e inestabilidad ante la humedad causan que sea complicado aumentar su uso en la industria de los semiconductores. Por otro lado, el GaAs tiene un mayor número de aplicaciones como lo

es la fabricación de circuitos integrados a frecuencia de microondas, diodos de emisión infrarroja, diodos láser y celdas fotovoltaicas, entre muchos otros [3, 4].

El AlAs y el GaAs presentan similitud en sus constantes de red teniendo valores de $5.6611 \pm 2.90 \times 10^{-5}$ y $5.65325 \pm 3.88 \times 10^{-5} \text{Å}$ respectivamente, a una temperatura de 300 K [5] lo que permite que la heterounión presente un esfuerzo muy pequeño durante el acoplamiento.

1.1.1. Parámetros de banda y funciones dieléctricas

GaAs es el material semiconductor compuesto tecnológicamente más importante y estudiado [6]. Se conocen muchos parámetros de estructura de banda para GaAs con una precisión mayor que para cualquier otro semiconductor compuesto [5]. Los parámetros de banda para este se presentan en la Tabla 1.1 y su correspondiente diagrama de bandas en la fig. 1.1 así como la parte real e imaginaria de su índice de refracción, la cual se muestra en la fig. 1.2.

Parámetro	Valores Recomendados	Rango
a_{lc} (Å)	$5.65325 + 3.88 \times 10^{-5}$	-
E_g^Γ (eV)	1.519	1.420 – 1.435(300K)
E_g^X (eV)	1.981	-
E_g^L (eV)	1.815	-

TABLA 1.1. Parámetros de la estructura de banda para GaAs [5].

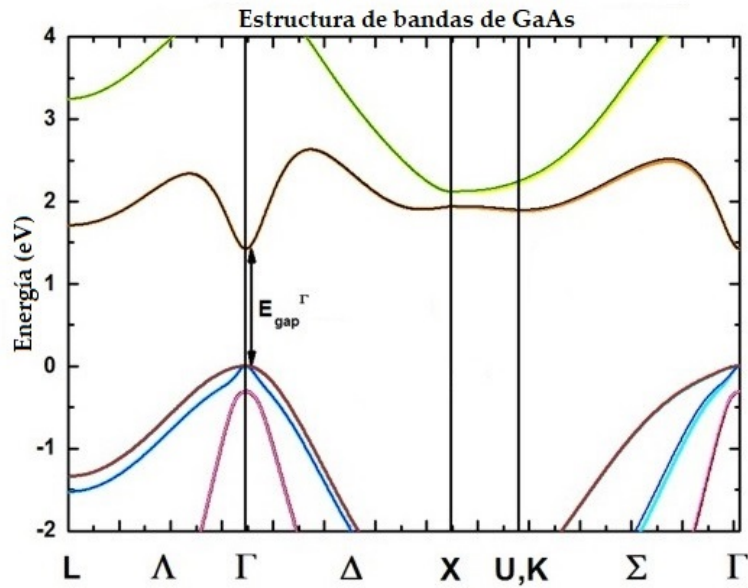


FIGURA 1.1. Estructuras de bandas energéticas de GaAs [7].

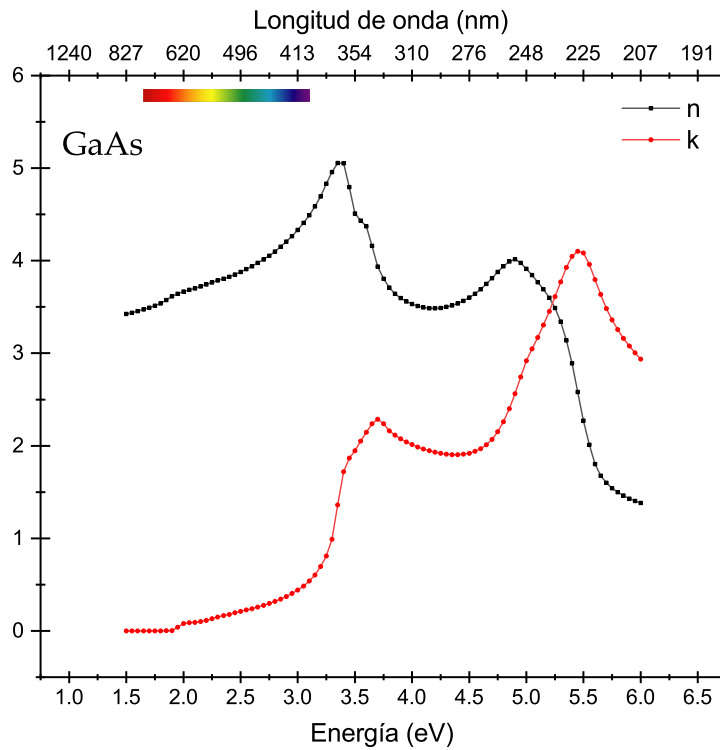


FIGURA 1.2. Índice de refracción y coeficiente de extinción para GaAs [8].

Debido a su frecuente incorporación a las heteroestructuras basadas en GaAs, el AlAs también es uno de los materiales electrónicos y optoelectrónicos más importantes[6, 9, 10].

Ya que las mediciones directas de los parámetros de AlAs son difíciles debido a su rápida oxidación tras la exposición al aire, se seleccionan parámetros que son consistentes con los datos disponibles sobre la aleación de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. [11, 12, 13, 5].

Los parámetros de banda para este se presentan en la Tabla 1.2 y su correspondiente diagrama de bandas en la fig. 1.3, así como la parte real e imaginaria de su índice de refracción, la cual se muestra en la fig. 1.4.

Parámetro	Valores Recomendados	Rango
a_{lc} (Å)	$5.6611 + 2.90 \times 10^{-5}$	-
E_g^Γ (eV)	3.099	2.9 – 3.14(300K)
E_g^X (eV)	2.24	2.23 – 2.25
E_g^L (eV)	2.46	2.35 – 2.53

TABLA 1.2. Parámetros de la estructura de banda para AlAs [5].

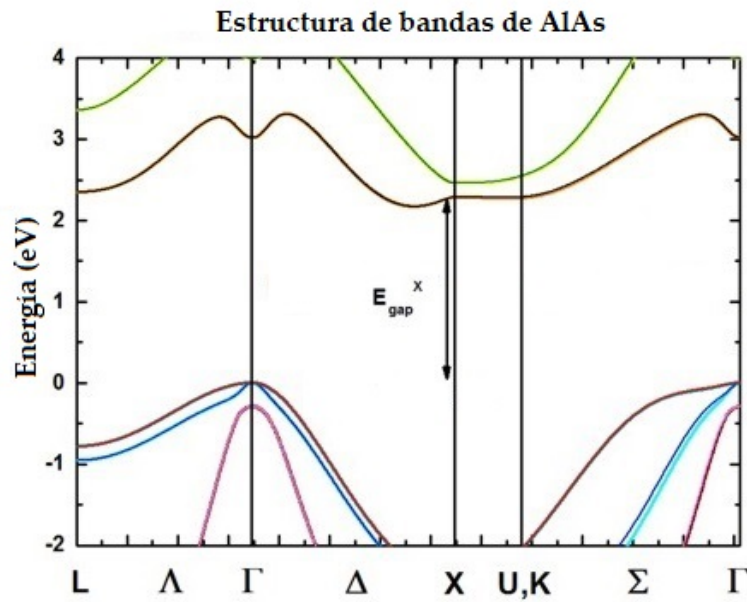


FIGURA 1.3. Estructuras de bandas energéticas de AlAs [7].

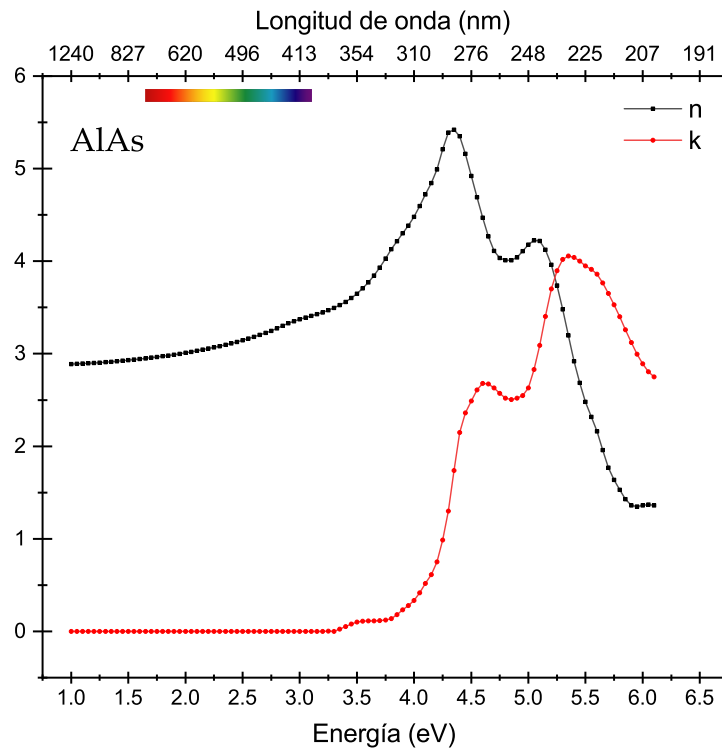


FIGURA 1.4. Índice de refracción y coeficiente de extinción para AlAs[14].

Es importante mencionar que $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ es la aleación de semiconductores III-V más importante y más estudiada. Su papel es clave en una variedad de dispositivos con transistores y materiales optoelectrónicos que ha requerido un conocimiento preciso de la brecha de energía fundamental; así como la alineación de los tres valles principales de la banda de conducción. Las investigaciones se complican por el hecho de que, si bien el GaAs es un material con brecha energética directa con ordenamiento de los valles Γ - L - X, AlAs es un material indirecto con exactamente el orden inverso [5].

Los parámetros de banda para este se presentan en la Tabla 1.3 así como la parte real e imaginaria de su índice de refracción, la cual se muestra en la fig. 1.5.

Parámetro	Valores Recomendados	Rango
E_g^Γ (eV)	$-0.127 + 1.310x$	$-0.127 - 1.183$
E_g^X (eV)	0.055	$0.055 - 0.245$
E_g^L (eV)	0	$0 - 0.147$

TABLA 1.3. Parámetros energéticos de referencia para AlGaAs [5].

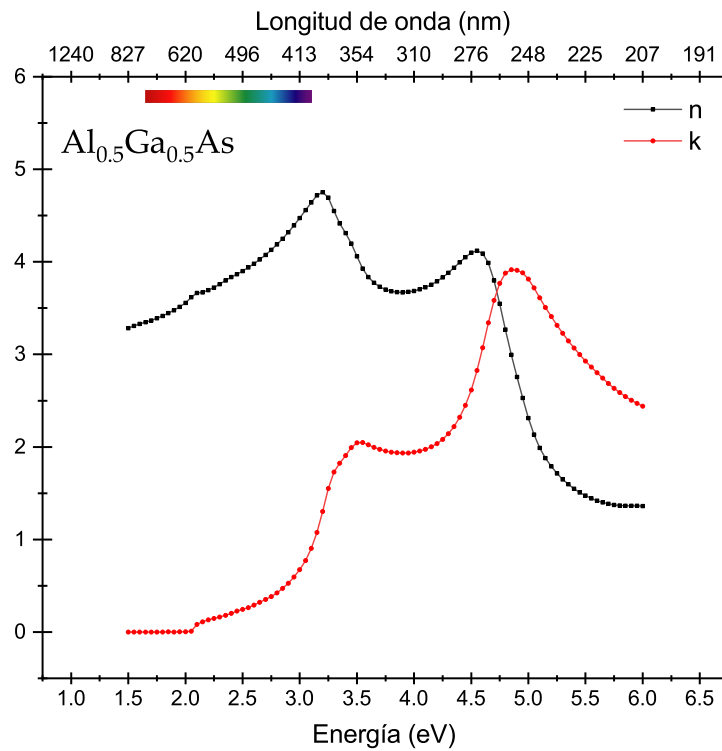


FIGURA 1.5. Índice de refracción y coeficiente de extinción para AlGaAs [15].

1.2. Crecimiento epitaxial por haces moleculares

La epitaxia por haces moleculares (MBE, por sus siglas en inglés) fue desarrollada como una técnica para el crecimiento de películas individuales de materiales semiconductores durante la década de 1960 y 1970 y desde entonces se ha ido fortaleciendo. Una de sus principales virtudes es la capacidad de tener control en la producción de películas extremadamente delgadas (a dimensiones atómicas o moleculares), además de la precisión en el monitoreo del espesor y características estructurales del crecimiento en una manera *in situ* [16].

MBE es una técnica de crecimiento epitaxial basada en la interacción de haces

moleculares de energía térmica adsorbidos de por un sustrato cristalino calentado en condiciones de UHV[17, 18, 19, 20, 21]. Las condiciones de UHV son necesarias para minimizar la incorporación de contaminantes en la superficie de crecimiento y en la capa epitaxial. Los haces moleculares son generados celdas de efusión, evaporando o sublimando materiales de alta pureza contenidos en crisoles los cuales son calentados por radiación térmica.

Dentro de una cámara de crecimiento de MBE, debido a las posiciones relativas de las celdas de efusión del sustratos, diferentes valores de los flujos inciden en diferentes posiciones del sustrato[22]. Con el fin de evitar la no uniformidad, el sustrato generalmente se gira azimutalmente durante el crecimiento [23]. Sin embargo, al detener la rotación del sustrato, es posible aprovechar esa no uniformidad para hacer crecer capas con grosores o composiciones o niveles de dopaje graduados continuamente a lo largo de un diámetro del sustrato. Este procedimiento se ha utilizado para estudiar parámetros que dependen fundamentalmente de la cantidad de material depositado.

1.2.1. Componentes de un sistema de crecimiento epitaxial por haces moleculares

Los elementos principales que forman un sistema de crecimiento por MBE se muestran en la fig. 1.6. Una cámara de crecimiento MBE consiste en un recipiente de acero inoxidable que puede conectarse bajo UHV a cámaras de preparación y análisis separadas, evacuadas individualmente. Las cámaras de preparación se usan comúnmente para el almacenamiento de las obleas y para el procesamiento *in situ* como lo puede ser el uso de microscopios de alta resolución. Las cámaras de análisis a menudo están equipadas con diferentes técnicas de diagnóstico que

permite el control y la optimización *in situ* de las condiciones experimentales requeridas para el crecimiento de materiales epitaxiales de alta calidad.

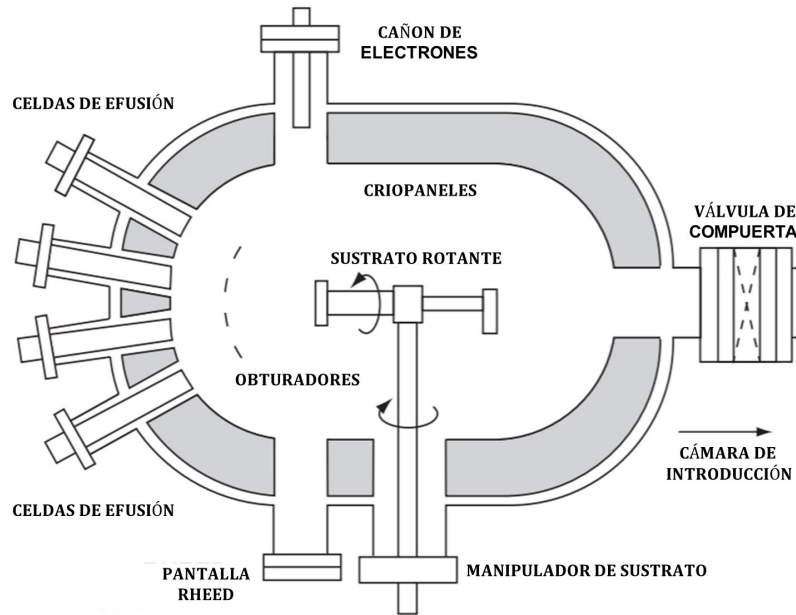


FIGURA 1.6. Diagrama esquemático de una cámara de crecimiento epitaxial por haces moleculares [24].

Una combinación de bombas de vacío iónicas, criogénicas, turbomoleculares y de sublimación de Ti se utiliza típicamente en la cámara de crecimiento, para alcanzar las presiones más altas en el orden de 10^{-11} Torr. Además, para minimizar la presión parcial de las especies residuales, principalmente H_2 , H_2O y CO , se utiliza enfriamiento a temperatura de nitrógeno líquido. Para este objetivo, la cámara de crecimiento MBE se equipa con dos criopaneles, uno que rodea el área del sustrato para minimizar la incorporación de impurezas no intencionales en las capas depositadas y un segundo montado en la brida de la fuente para evitar la interacción térmica entre las fuentes calentadas.

El sustrato se monta en un soporte calentado diseñado para permitir la rotación

azimutal continua de las obleas con el fin de mejorar el grosor y la homogeneidad de la composición en toda el área del sustrato. El sistema de calentamiento del sustrato consiste en un bloque de molibdeno, que se calienta por radiación térmica mediante una cinta de tantalio de alta pureza, y un termopar colocado cuidadosamente detrás del bloque, cerca del sustrato. Durante el crecimiento, un pirómetro óptico de infrarrojo puede medir la temperatura del sustrato y un sistema de reflexión de electrones difractados de alta energía (RHEED) puede medir la tasa de deposición y rugosidad durante crecimiento.

Finalmente, es de suma importancia que todos los componentes utilizados en la cámaras de crecimiento MBE estén manufacturados con materiales de alta pureza, para evitar la contaminación del entorno de crecimiento y de los materiales que forman los haces que inciden en el sustrato semiconductor.[22]

1.3. Difracción de electrones de alta energía

En comparación a otros modelos de difracción, la geometría de incidencia de ángulo rasante de la difracción de electrones de alta energía (RHEED) ofrece ventajas como una alta sensibilidad a las superficies y la compatibilidad *in situ* con el crecimiento de cristales[25]. Esto contrasta con la difracción de electrones de baja energía (LEED) la cual requiere posicionar la muestra a incidencia normal.

1.3.1. Geometría

En la teoría de la dispersión cinemática, las posibles reflexiones son determinadas por la condición de que los vectores de onda \mathbf{k}_0 y \mathbf{k}' del haz incidente y difractado respectivamente, difieren por el vector de la red recíproca \mathbf{G} :

$$\mathbf{k}' - \mathbf{k}_0 = \mathbf{G}. \quad (1.1)$$

Considerando solamente dispersión elástica, es decir que $|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}'|$, esta condición de difracción puede ser moldeada en la construcción geométrica de la esfera de Ewald en el espacio recíproco. En esta construcción, la punta de \mathbf{k}_0 está unida a un punto de la red recíproca. La esfera alrededor del origen de \mathbf{k}_0 con radio $|\mathbf{k}_0|$ define la esfera de Ewald, como se muestra en la fig. 1.7. Las reflexiones pueden ocurrir para todos los \mathbf{k}' conectando el origen de la esfera y un punto de la red recíproca en la esfera. La magnitud del vector de onda para electrones de alta energía está dada por:

$$k_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_0E + \frac{E^2}{c^2}}, \quad (1.2)$$

donde \hbar es la constante de Planck, m_0 es la masa del electrón en reposo, c es la velocidad de la luz en el vacío y E es la energía en eV.

En RHEED la esfera de Ewald es grande: por ejemplo para 20 keV los electrones tienen un momento k_0 de 785 nm^{-1} , lo cual es unas 70 veces más grande que la unidad de la red recíproca de GaAs. Esto significa que produce un corte casi plano a través de las primeras zonas de Brillouin de la red recíproca. El gran radio de la esfera de Brillouin, combinado con los ángulos pequeños de dispersión, facilita la interpretación geométrica de los patrones de RHEED. Para muchos fines la distorsión angular puede ser despreciada y las aproximaciones de ángulos pequeños para funciones trigonométricas son válidas.

RHEED es muy sensible a las superficies ya que sólo muestra muy pocas capas atómicas debajo de la superficie. La componente normal a la superficie k_{0z} del

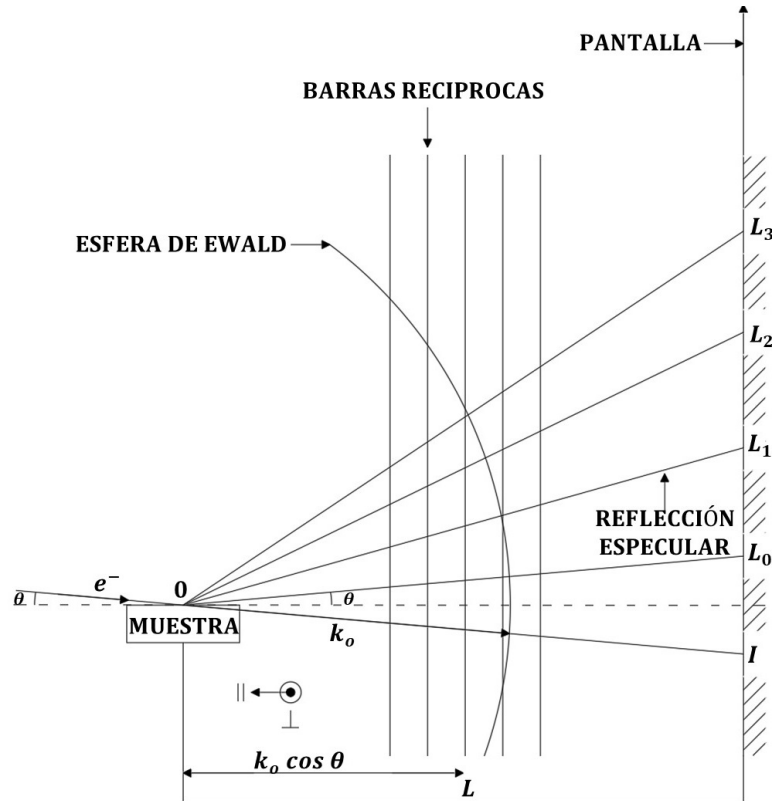


FIGURA 1.7. Vista de lado de la construcción de la esfera de Ewald y la geometría de difracción de RHEED. La máxima intensidad en la pantalla corresponde a las intersecciones proyectadas de la esfera de Ewald con la red recíproca. Adaptado de Hernández-Calderón and Höchst [26]

vector de onda incidente determina la penetración en el material; esta puede ser variada en un amplio rango de valores cambiando el ángulo de incidencia θ por lo que usando valores muy pequeños la profundidad de muestreo de RHEED puede ser muy pequeña, lo que implica que es posible despreciar la parte periódica bajo la superficie de la muestra.

Para la construcción de la red recíproca el volumen de la muestra puede ser aproximado por una capa bidimensional. Esto deriva la red recíproca en un conjunto de barras a lo largo de la dirección z perpendicular a la superficie; usando esta red recíproca tenemos la construcción de la esfera de Ewald como se muestra en la fig. 1.7. Debido a que la red recíproca consiste en barras continuas, cada

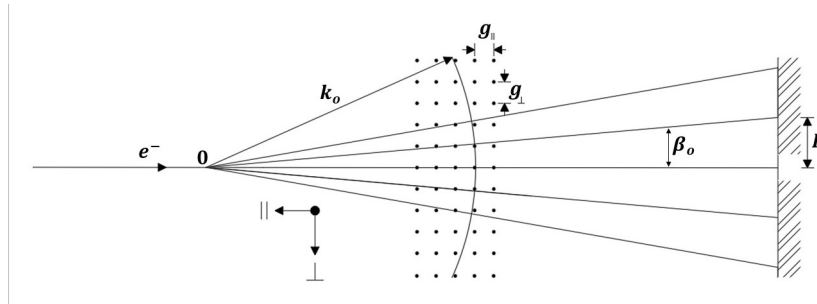


FIGURA 1.8. Vista superior de la construcción de la esfera de Ewald y la geometría de difracción de RHEED. La máxima intensidad en la pantalla corresponde a las intersecciones proyectadas de la esfera de Ewald con la red recíproca. Adaptado de Hernández-Calderón and Höchst [26]

una de estas produce una reflexión en el patrón de difracción. Las reflexiones ocurren en el llamado círculo de Laue de radio L_n centrado en H , la cual es la proyección del componente paralelo a la superficie de \mathbf{k}_0 en la pantalla [25].

1.3.2. Oscilaciones RHEED

Las oscilaciones RHEED proveen información *in situ* y en tiempo real acerca de la dinámica de crecimiento por MBE. Esto permite el uso de RHEED no sólo como una herramienta analítica, sino como un control mediante retroalimentación en tiempo real. Usualmente la intensidad del punto especular es graficada como función del tiempo, cuyas oscilaciones permiten determinar parámetros como es la velocidad de deposición y grosor de capas debido a que es bien establecido mediante comparación con otros métodos que el periodo de una oscilación corresponde a el crecimiento de una monocapa (ML) de GaAs o AlAs.

Las oscilaciones RHEED generalmente son observadas bajo condiciones de crecimiento para el monitoreo capa por capa; en este modo de crecimiento, llamado crecimiento de Frank-van der Merwe, el cual se muestra en la fig. 1.9 y consiste en que una capa es completada después de que el material es depositado sobre

una siguiente capa. Esta variación periódica en la morfología de la superficie es generalmente aceptada como el origen físico de las oscilaciones RHEED.

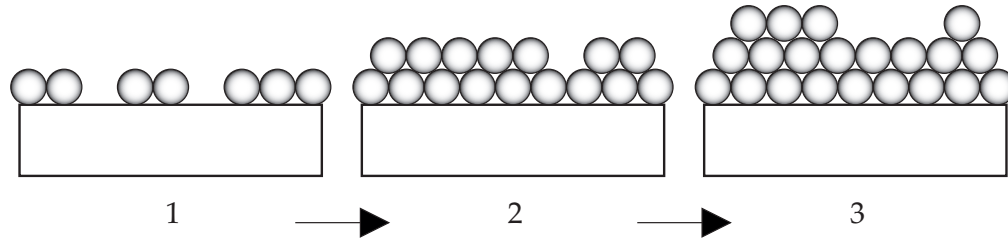


FIGURA 1.9. Esquema de crecimiento de Frank-van der Merwe. También se conoce como 'crecimiento capa por capa'. Se considera un modelo de crecimiento ideal, que requiere una gran parentesco entre las constantes del sustrato y la capa que crece sobre él.

De las oscilaciones de intensidad RHEED pueden ser obtenidos algunos parámetros que caracterizan la curva y así analizarlo. Entre estos se encuentra el periodo, la amplitud, la fase y la atenuación de las oscilaciones, además del comportamiento al inicio del crecimiento y la recuperación al finalizar la deposición; así como la distribución de frecuencias en el espectro de Fourier de las oscilaciones. En casos favorables, el estudio de estos parámetros ya sea en función del crecimiento o de los patrones de difracción, permite el análisis de los mecanismos de crecimiento, así como la naturaleza de la difracción.

Durante el crecimiento capa por capa en MBE, la superficie cambia periódicamente su morfología debido a la nucleación y fusión de terrazas en las capas de crecimiento. La atenuación de las oscilaciones y la recuperación después del crecimiento ocurren en una escala de tiempo considerablemente más grande que el periodo de las oscilaciones; esto puede ser interpretado como un incremento en la rugosidad, que aprovecha un estado estacionario en el límite de la atenuación total de las oscilaciones. Cuando el crecimiento es interrumpido, la superficie se vuelve plana al buscar un estado de equilibrio termodinámico.

En el momento en que la ondulación superficial debido a una larga longitud de onda de rugosidad crea terrazas con tamaño promedio comparable a la distancia media de nucleación del crecimiento capa por capa, las oscilaciones se atenúan. El atenuamiento de las oscilaciones también puede ser debido a factores geométricos: Debido a que la densidad de flujo de la celda de deposición generalmente no se encuentra en la misma dirección que la normal de la muestra, la tasa de llegada de átomos no es uniforme en toda la muestra[25].

1.4. Procesos ópticos de películas delgadas

En principio, la determinación de las amplitudes e intensidades de los haces de luz reflejados o transmitidos por una película delgada o por un sistema de varias películas es sencilla. Simplemente configuramos las ecuaciones de Maxwell y aplicamos las condiciones de contorno apropiadas. Sin embargo, en la práctica, las ecuaciones resultantes son complicadas y la evaluación de las propiedades de una combinación dada de películas implica un tedioso cálculo por lo cual es apropiado realizar aproximaciones como se presenta a continuación.

1.4.1. Reflexión en la superficie de un medio absorbente

La propagación de un campo eléctrico en un medio absorbente puede ser descrita partiendo de las ecuaciones de propagación de la luz en un medio transparente:

$$\frac{E_{0p}^-}{E_{0p}^+} = \frac{n_0 \cos \phi_1 - n_1 \cos \phi_0}{n_0 \cos \phi_1 + n_1 \cos \phi_0} = r_{1p} \quad (1.3a)$$

$$\frac{E_{1p}^+}{E_{0p}^+} = \frac{2n_0 \cos \phi_0}{n_1 \cos \phi_0 + n_0 \cos \phi_1} = t_{1p} \quad (1.3b)$$

$$\frac{E_{0s}^-}{E_{0s}^+} = \frac{n_0 \cos \phi_0 - n_1 \cos \phi_1}{n_0 \cos \phi_0 + n_1 \cos \phi_1} = r_{1s} \quad (1.3c)$$

$$\frac{E_{1s}^+}{E_{0s}^+} = \frac{2n_0 \cos \phi_0}{n_0 \cos \phi_0 + n_1 \cos \phi_1} = t_{1s'} \quad (1.3d)$$

donde E_0^- es el campo eléctrico eléctrico reflejado, E_0^+ es el incidente y E_1^+ es el transmitido, para las polarizaciones s y p ; n_0 y n_1 son los índices de refracción de los medios mientras que ϕ_0 y ϕ_1 son los ángulos de incidencia y transmisión respectivamente.

Al hacer el cambio del índice de refracción para adaptarlo a un medio absorbente ($n_i = n_i - ik_i$), estas expresiones se vuelven complejas y más complicadas. Con este cambio observamos que

$$\sin \phi_1 = \frac{n_0 \sin \phi_0}{n_1 - ik_1}. \quad (1.4)$$

Entonces ϕ_1 es complejo y por lo tanto no representa un ángulo de refracción, excepto para el caso especial en que hay incidencia normal $\phi_0 = \phi_1 = 0$. Sólo para este caso, los coeficientes de reflexión de Fresnel pueden ser encontrados fácilmente (los cuales son los mismos para ambos componentes de polarización).

$$r_{1s} = r_{1p} = \frac{n_0 - n_1 + ik_1}{n_0 + n_1 - ik_1}, \quad (1.5)$$

los cuales nos dan la siguiente expresión para la reflectancia de la superficie:

$$\mathbf{R}_s = \mathbf{R}_p = \frac{(n_0 - n_1)^2 + k_1^2}{(n_0 + n_1)^2 + k_1^2}. \quad (1.6)$$

1.4.2. Reflexión de un sistema de múltiples capas

El cálculo de los coeficientes de reflexión puede ser extendida a el caso de cualquier número de capas como ha sido descrito por P. Rouard[27] A.W. Crook[28] y A. Vasiecek[29]. La aproximación usada en este trabajo es que, dado que una única película limitada por dos superficies posee un coeficiente de reflexión efectivo y un cambio de fase acompañante, dicha película puede reemplazarse por una sola superficie con estas propiedades.

Se comienza con el borde junto al sustrato de soporte y se trabaja paso a paso a través de las capas intermedias hasta la parte superior del sistema como se muestra en la fig. 1.10.

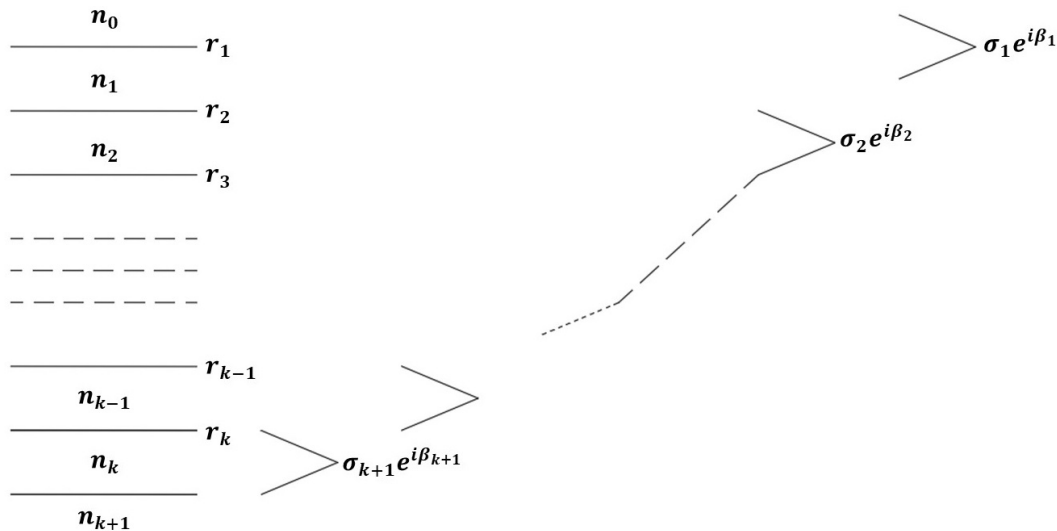


FIGURA 1.10. Esquema de Rouard para el manejo de reflexión de capas múltiples.

Comenzando con dos películas con coeficientes de Fresnel r_1, r_2, r_3 (para la luz viajando de n_0 a n_2), primero calculamos la amplitud y fase de la luz reflejada por la capa inferior (d_2). Escribiendo ρ_2 para la amplitud real y Δ_2 para la fase tenemos que:

$$\rho_2 e^{i\Delta_2} = \frac{r_2 + r_3 e^{-2i\delta_1}}{1 + r_2 r_3 e^{-2i\delta_1}}, \quad (1.7)$$

donde δ_1 es el cambio en la fase del haz atravesando la película el cual está dado por:

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \cos\phi_1. \quad (1.8)$$

Por lo tanto, la ec. 1.7 describe el coeficiente de Fresnel efectivo para la capa n_2 y es usado en la correspondiente expresión para el coeficiente de Fresnel en todo el sistema el cual ahora estaría considerado como una película de espesor d_1 sobre una superficie con coeficiente de Fresnel es $\rho_2 e^{i\Delta_2}$. De esto se obtiene,

$$\rho_1 e^{i\Delta_1} = \frac{r_1 + \rho_2 e^{i\Delta_2} e^{-2i\delta_1}}{1 + r_1 \rho_2 e^{i\Delta_2} e^{-2i\delta_1}}, \quad (1.9)$$

donde al reemplazar ρ_2 y Δ_2 de la expresión 1.7 en la ec. 1.9 tenemos que:

$$\rho_1 e^{i\Delta_1} = \frac{r_1 + r_2 e^{-2i\delta_1} + r_3 e^{-2i(\delta_1 + \delta_2)} + r_1 r_2 r_3 e^{-2i\delta_1}}{1 + r_1 r_2 e^{-2i\delta_1} + r_1 r_3 e^{-2i(\delta_1 + \delta_2)} + r_2 r_3 e^{-2i\delta_2}} \quad (1.10)$$

Considerando ahora un sistema de k capas (ec. 1.10), la capa inferior (n_k) tiene un coeficiente de Fresnel dado por:

$$\rho_k e^{i\Delta_k} = \frac{r_k + r_{k+1} e^{-2i\delta_k}}{1 + r_k r_{k+1} e^{-2i\delta_k}}, \quad (1.11)$$

donde Δ_k tiene la forma $\Delta_k = \eta_k - \zeta_k$.

Al formar el producto de esta última expresión con su complejo conjugado, obtenemos:

$$\rho_k^2 = \frac{r_k^2 + r_{k+1}^2 + 2r_k r_{k+1} \cos 2\delta_k}{1 + r_k^2 r_{k+1}^2 + 2r_k r_{k+1} \cos 2\delta_k}. \quad (1.12)$$

Por lo que con estas dos últimas expresiones obtenemos las componentes de la fase, las cuales son:

$$\left\{ \begin{array}{l} \tan \zeta_k = \frac{r_{k+1} \sin 2\delta_k}{r_k + r_{k+1} \cos 2\delta_k} \\ \tan \eta_k = \frac{r_k r_{k+1} \sin 2\delta_k}{1 + r_k r_{k+1} \cos 2\delta_k} \end{array} \right\} \quad (1.13)$$

Entonces ζ_k , η_k y por lo tanto Δ_k pueden ser fácilmente encontradas de los coeficientes de Fresnel en cada interfaz con el espesor de cada película.

La $(k-1)$ -ésima capa es entonces obtenida reemplazando los valores obtenidos anteriormente, obteniendo:

$$\rho_{k-1} e^{i\Delta_{k-1}} = \frac{r_{k-1} + \rho_k e^{i\Delta_k} e^{-2i\delta_{k-1}}}{1 + r_{k-1} \rho_k e^{i\Delta_k} e^{-2i\delta_{k-1}}}, \quad (1.14)$$

donde ρ_{k-1} y Δ_{k-1} son calculadas en la misma manera y se repite el proceso en todo el sistema hasta obtener finalmente el coeficiente de reflexión total del sistema está dado por ρ_1^2 (ya que ρ_1 es la amplitud real).

1.5. Espectroscopía de reflectancia anisotrópica

La espectroscopia de reflectancia anisotrópica (RAS) es una técnica óptica no destructiva la cual es capaz de operar en una amplia gama de entornos. RAS mide la diferencia en reflectancia (Δr) de la luz polarizada en el plano de incidencia normal entre dos direcciones ortogonales en el plano de la superficie (x, y) normalizada a la reflectancia media (r). La señal RAS puede expresarse como

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{2(R_x - R_y)}{R_x + R_y}, \quad (1.15)$$

donde R_x y R_y corresponden a las reflectancias de Fresnel para polarizaciones a lo largo de x y y , en forma respectiva. En general las sondas ópticas no son sensibles a la superficie debido al hecho de que, con la excepción de algunos metales de alta conductividad, la luz de la sonda penetra muchas capas atómicas en la mayoría de los materiales opacos. Sin embargo, si el material que se está probando tiene una estructura de cristal cúbica, la respuesta óptica lineal de bulto a la luz de incidencia será isotrópica. En dichos materiales y con tal geometría, la reflectancia anisotrópica sólo puede surgir de la anisotropía en la región de la superficie o de los efectos no lineales al realizar la resta de dos orientaciones que en el caso de no presentar anisotropías son equivalentes.[30]

El potencial de RAS como una sonda óptica no destructiva de superficies se introdujo por primera vez en la década de 1980 [31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40]. Los primeros trabajos se dirigieron al estudio de las superficies de semiconductores III-V y el impulso para el desarrollo de RAS, principalmente por Aspnes y colaboradores[31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38], fue la necesidad de una sonda óptica en tiempo real para su uso en sistemas de crecimiento de semiconductores.

1.5.1. Mecanismos de anisotropías ópticas

Las anisotropías ópticas de origen electrónico han sido importantes para aislar los procesos ópticos de la superficie de los relacionados con el bulto y los espectros de reflectancia[41] de semiconductores y los espectros de reflectancia[42] y elipsometría[43] de los metales. El enfoque aprovecha la simetría de cristal suprimiendo por sustracción la contribución óptica isotrópica nominalmente dominante, pero no deseada, del bulto.

Las diferencias de reflectancias asociada al bulto se pueden describir de primer orden en $\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}$ mediante la ecuación de espectroscopia de modulación:

$$\frac{R_x - R_y}{R} = \text{Re} \left(\frac{2n_a (\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy})}{n_s (\epsilon_s - \epsilon_a)} \right), \quad (1.16)$$

donde ϵ_{xx} y ϵ_{yy} son las componentes del tensor dieléctrico a lo largo de las direcciones x y y ; $\epsilon_s = n_s^2$ y $\epsilon_a = n_a^2$ son las funciones dieléctricas promedio y los índices de refracción del semiconductor y ambiente respectivamente.

Las diferencias de reflectancia de la superficie o el origen de la película delgada se pueden describir de primer orden en $\frac{d}{\lambda}$ por el modelo de tres fases:

$$\frac{R_x - R_y}{R} = \frac{8\pi d}{\lambda} \text{Im} \left(\frac{\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}}{\epsilon_s - \epsilon_a} \right), \quad (1.17)$$

donde ϵ_{xx} y ϵ_{yy} ahora se refieren a la superficie o fase de película delgada, d es el espesor efectivo de la fase y λ es la longitud de onda de la luz.

1.6. Potenciales de deformación

Con el objetivo de poder modelar los efectos de deformación que tienen en la estructura electrónica de bandas de semiconductores, y por ende en sus propiedades ópticas anisotrópicas, es importante mencionar el concepto de potenciales de deformación. Dichos potenciales de deformación aparecen incluidos de manera formal en el Hamiltoniano Pikus-Bir, el cual describe mediante invariantes en el momento angular, cómo es que dichos niveles electrónicos de un cristal cúbico, en particular, se alteran.

Experimentalmente, se sabe que la aplicación de estrés en un semiconductor cúbico en bulto conduce a una modificación de la brecha entre bandas (con presión hidrostática) y/o una separación entre las bandas degeneradas para huecos pesados y huecos ligeros (con tensión uniaxial o biaxial) [44]. Los primeros trabajos sobre la influencia de la tensión homogénea en los niveles electrónicos (puntos críticos en los semiconductores de tipo diamante y zincblenda) se pueden encontrar en [45, 46, 47, 48, 49, 50, 51]. A continuación, se discute la manipulación de los Hamiltonianos del método $k \cdot p$ y cómo se ven modificados por efectos de tensión. Las estructuras de bandas resultantes serán analizadas para los siguientes casos:

1.6.1. Transiciones en $\mathbf{k} = 0$: puntos críticos E_0 y $E_0 + \Delta_0$

Sin existencia de tensión o interacción spin-orbita, el borde de la banda de valencia en $\mathbf{k} = 0$ para un material con red cristalina de diamante o zincblenda es un multiplete seis veces degenerado con simetría orbital $\Gamma_{25'}$ (diamante) o Γ_{15} (zincblenda). La interacción spin-orbita lleva esta degeneración a un cuádruple multiplete $p_{3/2}$ y a un multiplete $p_{1/2}$ como se muestra en la fig. 1.11. La aplicación

de estrés uniaxial separa el multiplete $p_{3/2}$ y, además, por el componente de presión hidrostática desplaza el centro de gravedad del multiplete $p_{3/2}$ y $p_{1/2}$ relativo a la banda de conducción como se ilustra en el esquema de la fig. 1.11 donde las tres bandas de valencia han sido etiquetadas como $\nu 1$, $\nu 2$ y $\nu 3$. Las transiciones entre estas bandas de valencia y las bandas de conducción Γ_{15} han sido etiquetadas como $E_0(1)$, $E_0(2)$ y $E_0 + \Delta_0$, respectivamente.

A partir de la separación y desplazamientos de las diversas bandas se determinan los potenciales de deformación hidrostáticos y de corte del borde de la banda de valencia. El acoplamiento por estrés inducido de $\nu 1$ y $\nu 3$ produce: a) una variación dependiente del estrés en la intensidad de $E_0(1)$ y $E_0 + \Delta_0$ y b) una dependencia no lineal al estrés de las energías de estas transiciones.

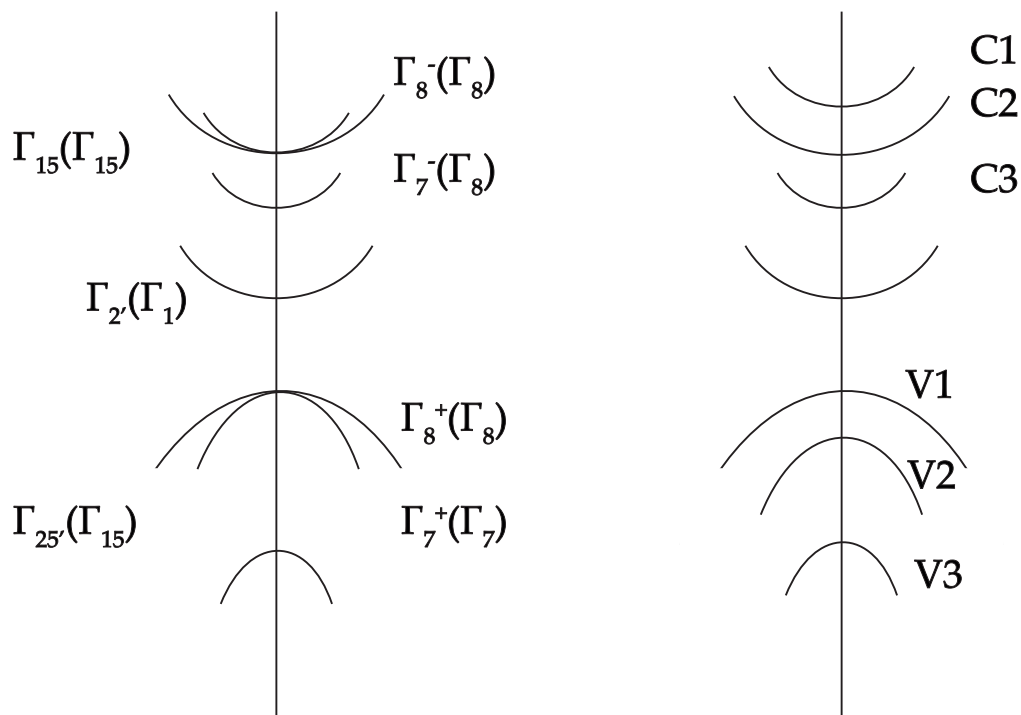


FIGURA 1.11. A la izquierda se muestran las bandas de valencia ($J = \frac{3}{2}, m_J = \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}$ y $J = \frac{1}{2}, m_J = \pm\frac{1}{2}$ en notación esférica) y la banda de conducción más baja en GaAs cerca de $\mathbf{k} = 0$. A la derecha se muestra el efecto de estrés de compresión en las bandas, así como sus transiciones permitidas.

Se ha demostrado que el Hamiltoniano que describe los efectos de estrés aplicado e interacción spin-órbita para una banda en $\mathbf{k} = 0$ toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_i(i) = & -a^{(i)}(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) - 3b^{(i)}[(L_x^2 - \frac{1}{3}\mathbf{L}^2)\epsilon_{xx} + \text{c.p.}] \\ & - (6d^{(i)}/\sqrt{3})[\{L_x, L_y\}\epsilon_{xx} + \text{c.p.}], \quad (1.18) \end{aligned}$$

donde i es el índice de la banda, $\epsilon_{\alpha\beta}$ denota los componentes del tensor de estrés, \mathbf{L} es el operador de momento angular, c.p. denota las permutaciones cíclicas con respecto a los índices x , y , y z , y las cantidades entre llaves indican el producto simetrizado: $\{L_x, L_y\} = \frac{1}{2}(L_x L_y + L_y L_x)$. El parámetro $a^{(i)}$ es el potencial de deformación por presión hidrostática para la i -ésima banda.

Debido a que experimentalmente solo puede ser medida la diferencia entre dos bandas, sólo es posible determinar el coeficiente relativo de presión hidrostática entre la banda de conducción $\Gamma_{2'}(\Gamma_1)$ y las bandas de valencia $\Gamma_{25'}(\Gamma_{15})$. Las cantidades $b^{(i)}$ y $d^{(i)}$ son potenciales de deformación uniaxiales para simetría tetragonal y romboédrica respectivamente.

El Hamiltoniano total está dado por:

$$\mathcal{H}_i = \mathcal{H}_{\text{s.o.}} + \mathcal{H}_{\epsilon}^{(i)}, \quad (1.19)$$

donde $\mathcal{H}_{\text{s.o.}}$ es el Hamiltoniano de spin-orbita en la ausencia de estrés. La contribución por estrés al Hamiltoniano de spin-orbita no es considerado en este punto.

Se forma una matriz con este Hamiltoniano y las funciones de onda de cada una de las bandas de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} \langle \frac{3}{2}, \frac{3}{2} | \mathcal{H} | \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \rangle & \langle \frac{3}{2}, \frac{3}{2} | \mathcal{H} | \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \rangle & \langle \frac{3}{2}, \frac{3}{2} | \mathcal{H} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle \\ \langle \frac{3}{2}, \frac{1}{2} | \mathcal{H} | \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \rangle & \langle \frac{3}{2}, \frac{1}{2} | \mathcal{H} | \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \rangle & \langle \frac{3}{2}, \frac{1}{2} | \mathcal{H} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle \\ \langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | \mathcal{H} | \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \rangle & \langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | \mathcal{H} | \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \rangle & \langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | \mathcal{H} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Esta matriz nos permite obtener las funciones de onda modificadas por el estrés y con las cuales se puede obtener las nuevas probabilidades de transición con el siguiente elemento de matriz:

$$\langle \Psi_c | \mathcal{H} | \Psi_{v'} \rangle, \quad (1.21)$$

donde Ψ_c es la función de onda correspondiente a las bandas de conducción y $\Psi_{v'}$ es la función de onda de la banda de valencia modificada por la presencia de estrés.

Por otro lado, los valores propios encontrados en la diagonalización son la modificación δE que sufre la función dieléctrica por el estrés, al sustituir este valor de modificación en la serie de Taylor de la función dieléctrica nos entrega la nueva función dieléctrica modificada por el estrés:

$$\Delta\epsilon = \epsilon + \frac{\partial\epsilon}{\partial(h\nu)}\delta E + \frac{1}{2!}\frac{\partial^2\epsilon}{\partial(h\nu)^2}\delta E^2 + \dots \quad (1.22)$$

1.6.2. Transiciones directas en $\mathbf{k} \neq 0$

Para los puntos críticos de los extremos de banda o interbanda en $\mathbf{k} \neq 0$, el componente de corte del esfuerzo uniaxial aplicado puede causar tres efectos: (1) los estados de banda de diferentes vectores \mathbf{k} , que están degenerados debido a la simetría del cristal, pueden tener su degeneración reducida dependiendo de las proyecciones de sus vectores \mathbf{k} sobre la dirección de la tensión (separación entre bandas), (2) un rompimiento de las bandas orbitales degeneradas cuyos vectores \mathbf{k} no son paralelos a la tensión y (3) un acoplamiento inducido por la tensión entre bandas vecinas. El segundo y tercer efectos mencionados anteriormente se denotan como divisiones internas.

La teoría del potencial de deformación para semiconductores cúbicos de muchos valles fue considerada primero por Herring y Vogt [47] y por Brooks [46] y posteriormente por Kane [50]. En la notación de Brooks, el cambio hidrostático inducido por el estrés y la división entre bandas de un extremo de la banda o un punto crítico entre bandas están dados por:

$$\delta E = \hat{\mathbf{n}} \cdot \left\{ \tilde{\zeta}_1 (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) + \tilde{\zeta}_2 \left[\epsilon - \frac{1}{3} (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) \right] \mathbf{1} \right\} \cdot \hat{\mathbf{n}}, \quad (1.23)$$

donde $\hat{\mathbf{n}}$ es un vector unitario en la dirección de los extremos de la banda o punto crítico en el espacio \mathbf{k} , $\mathbf{1}$ es la unidad diadic, y $\tilde{\zeta}_1$ y $\tilde{\zeta}_2$, son los potenciales de deformación hidrostática y potencial de corte de interbanda, respectivamente.

1.7. Descomposición en valores singulares

Es posible demostrar que si se tiene una matriz \mathbf{A} de $m \times n$ ($m \geq n$), ésta se puede factorizar como:

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T, \quad (1.24)$$

donde \mathbf{U} es una matriz con columnas ortogonales de $m \times n$, \mathbf{V} es una matriz ortogonal de $n \times n$, y $\mathbf{\Sigma}$ una matriz "diagonal" de $n \times n$. Los valores singulares NO NULOS de \mathbf{A} son $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_r > 0$, con $r \leq n$.

Si el rango de \mathbf{A} es $r < n$ (ídem para $\mathbf{A}^T\mathbf{A}$), entonces $\sigma_{r+1} = \sigma_{r+2} = \dots = \sigma_n = 0$, y $\mathbf{\Sigma}$ de $n \times n$ tendría una forma en bloques (un bloque diagonal \mathbf{D} de $r \times r$ (pudiendo ser $r = n$), a su derecha una matriz de ceros $\mathbf{0}$ de $r \times n - r$, abajo a la izquierda otra matriz de ceros $\mathbf{0}$ de $n - r \times r$, y el último bloque en la diagonal de ceros \mathbf{O} de $n - r \times n - r$:

$$\mathbf{\Sigma} = \begin{pmatrix} \mathbf{D} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

donde

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \cdots & 0 \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ 0 & \cdots & \sigma_r \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

Si r coincide con n , $\mathbf{D} = \mathbf{\Sigma}$ y esas matrices nulas \mathbf{O} no aparecerán.

Para encontrar la matriz ortogonal \mathbf{V} primero determinamos una base ortogonal $\{v_1, \dots, v_n\}$ de vectores de \mathfrak{R}^n compuesta por autovectores de la matriz $\mathbf{A}^T\mathbf{A}$ de $n \times n$.

$$\mathbf{V} = [v_1, v_2, \dots, v_n]. \quad (1.27)$$

Con respecto a la determinación de la matriz \mathbf{U} de $m \times n$, primero observamos que los vectores de \mathfrak{R}^m

$$\mathbf{A}v_1, \mathbf{A}v_2, \dots, \mathbf{A}v_n$$

es un conjunto de n vectores, tal que dependiendo del r , serán r - ortogonales. Esto se deduce de observar que para dos autovectores de $\mathbf{A}^T \mathbf{A}$, v_i y v_j con $i \neq j$; por ser ortogonales se cumple que

$$v_j^T \mathbf{A}^T \mathbf{A} v_i = v_j^T \lambda_i v_i = 0 \quad (1.28)$$

Así $\mathbf{A}v_i$ es ortogonal a $\mathbf{A}v_j$ si son no nulos pues v_i es ortogonal a v_j .

Ahora recordemos que los valores singulares $\sigma_i = \|\mathbf{A}v_i\|$, y que los primeros r (pudiendo ser $r = n$) son no nulos. Por tanto, podemos normalizar los $\mathbf{A}v_i$, con $i = 1, \dots, r$, considerando:

$$u_i = \frac{\mathbf{A}v_i}{\sigma_i},$$

para cada $i = 1, \dots, r$, correspondientes a los σ_i no nulos. Eso garantiza que $[u_1, \dots, u_r]$ son ortonormales en \mathfrak{R}^m . Si $r < n$, también vemos que para $r + 1, \dots, n$,

$$v_i^T \mathbf{A}^T \mathbf{A} v_i = v_i^T \lambda_i v_i = 0 \quad (1.29)$$

si $\lambda_i = 0$, por lo tanto, $\sigma_i = \|\mathbf{A}v_i\|^2 = 0$, luego $\mathbf{A}v_i = 0$, son nulos para $i = r + 1 \dots n$. Ese es el caso $r < n$.

En ese caso hay que extender ese conjunto $\mathbf{U} = [u_1, u_2, \dots, u_r, u_{r+1}, \dots, u_n]$ para tener n vectores ortonormales de \mathfrak{R}^m .

La matriz \mathbf{U} estará formada por las columnas ortonormales $\mathbf{U} = [u_1, \dots, u_r, |r_{r+1}, \dots, u_n]$. Si $m > n$, \mathbf{U} no es una base ortogonal de $\mathbb{R}^{m \times m}$ (también se puede extender \mathbf{U} agregando vectores del ortogonal del $R(A)$).

Con tales matrices \mathbf{V} , \mathbf{U} y $\mathbf{\Sigma}$, se verifica que [52, 53]

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T$$

1.7.1. Reconstrucción de espectros de reflectancia anisotrópica

De un conjunto de espectros de RA, es posible obtener los valores singulares diferentes de cero y estas son las bases con la cual mediante una combinación de estas es posible reconstruir el espectro de la siguiente forma:

$$\frac{\Delta R}{R} = c_1 B_1 + c_2 B_2 + c_3 B_3 + \dots \quad (1.30)$$

donde B_i son las bases obtenidas por SVD y c_i es el coeficiente de amplitud de cada base requerido para reconstruir el espectro de RA.

Capítulo 2

Detalles experimentales

En este Capítulo se describen las características y el proceso de crecimiento de las heteroestructuras de AlAs/GaAs por el método de epitaxia de haces moleculares, así como la instrumentación empleada para la medición de la espectroscopia de reflectancia anisotrópica y patrones de intensidad RHEED.

2.1. Crecimiento de heteroestructuras por MBE

Para la elaboración de este trabajo fue usado un sistema de crecimiento por haces moleculares modelo Riber 32 el cual tiene una presión base del orden de 10^{-11} Torr. Los crecimientos se realizaron sobre sustratos de GaAs (001).

Incorporado al sistema de MBE se encuentra un cañón de electrones con un voltaje de $12kV$ y una corriente de $1.5A$ los cuales inciden en una pantalla de fósforo donde se detectan los patrones con una cámara analógica la cual al pasar por un convertor DAC se almacenan las imágenes obtenidas durante el crecimiento.

La temperatura de la celda de bulto de arsénico fue fijada en $340^{\circ}C$ y la celda de cracker en $500^{\circ}C$. Es posible variar la presión de arsénico mediante un sistema compuesto por un motor de pasos conectado mediante una banda a la perilla

que permite variar la presión. Ésta presión es medida con un potenciómetro el cual se encuentra acoplado al motor de pasos. Con esta configuración fue seleccionada una presión de 5×10^{-6} Torr.

La temperatura de la celda de Al seleccionada fue de $1035 \text{ }^\circ\text{C}$ con la cual al hacer la correspondiente calibración arroja una razón de crecimiento de AlAs de 0.16ML/s .

El sustrato se llevó a una temperatura de $600 \text{ }^\circ\text{C}$ donde se crece una capa colchón de GaAs durante 60 minutos para posteriormente llevar el sustrato a una temperatura de $510 \text{ }^\circ\text{C}$ para comenzar el crecimiento de AlAs el cual fue hecho en tres partes las cuales se describen a continuación:

2.1.1. Primer crecimiento

La metodología del primer crecimiento fue realizada con la intención de observar la evolución de los espectros de RA con el espesor de la capa de AlAs.

Se realizaron crecimientos con un tiempo de obturación de la celda de 780ms para obtener 0.125ML con un total de 15 pasos para llegar a un total de 1.875ML de espesor:

Paso	Tiempo de apertura de celda (ms)	Espesor Total (ML)
1	780	0.125
2	780	0.250
3	780	0.375
4	780	0.500
5	780	0.625
6	780	0.750
7	780	0.875

Paso	Tiempo de apertura de celda (ms)	Espesor Total (ML)
8	780	1.000
9	780	1.125
10	780	1.250
11	780	1.375
12	780	1.500
13	780	1.675
14	780	1.750
15	780	1.875

TABLA 2.1. Tiempos de crecimiento para la primera etapa

2.1.2. Segundo crecimiento

Se creció una capa colchón de GaAs durante 60 minutos para volver a comenzar un crecimiento donde se realizaron los siguientes pasos de crecimiento:

Paso	Tiempo de apertura de celda (ms)	Espesor Total (ML)
1	1170	0.1875
2	390	0.250
3	780	0.375
4	780	0.500
5	1560	0.750
6	1560	1.000
7	1560	1.250
8	1560	1.500
9	780	1.675

Paso	Tiempo de apertura de celda (ms)	Espesor Total (ML)
10	780	1.750
11	2340	2.125
12	780	2.250
13	1560	2.500
14	6240	3.500
15	3120	4.000
16	6240	5.000
15	312000	55.000

TABLA 2.2. Tiempos de crecimiento para la segunda etapa

Una vez finalizado el crecimiento y que el sustrato regresa a temperatura ambiente se realiza una medición de RAS.

2.1.3. Tercer crecimiento

Partiendo de las condiciones del crecimiento anterior se continuó la deposición de AlAs y esta vez sin crecimiento previo de capa colchón de GaAs. En dicho crecimiento se tomaron tiempos de deposición mayores con la finalidad de obtener espesores mucho mayores a los obtenidos previamente siendo estos los siguientes:

Paso	Tiempo de apertura de celda (ms)	Espesor Total (Å)
1	81835	200
2	419664	400
3	419664	600
4	209832	700

Paso	Tiempo de apertura de celda (ms)	Espesor Total (Å)
5	209832	800
6	209832	900
7	209832	1000
8	1049160	1500
9	1049160	2000
10	3147480	3500
11	3147480	5000
12	4196640	7500

TABLA 2.3. Tiempos de crecimiento para la tercera etapa

Nuevamente al finalizar el crecimiento y llegar a temperatura ambiente en el sustrato se realiza una medición de RAS

2.2. Sistema de Espectroscopia de Reflectancia Anisotrópica

La espectroscopía de reflectancia anisotrópica se realiza con un montaje basado en el propuesto por Aspnes [37] (fig. 2.1) el cual consiste en una lampara de Xenón de 75W, cuya emisión de luz pasa a través de un prisma polarizador tipo Rochon para posteriormente atravesar la ventana de cuarzo sin esfuerzos del sistema de MBE para incidir sobre la muestra la cual se encuentra orientada a 45° de la dirección cristalográfica $[110]$ y $[\bar{1}10]$. El haz reflejado pasa a través de un modulador fotoelástico (PEM) seguido de un segundo polarizador el cual actúa como analizador al seleccionar la luz polarizada debido a los efectos de

interacción con la muestra. Finalmente, la luz es enfocada y colectada por un monocromador (John-Ivon Micro HR, 900 nm^{-1}) [54]. La luz dispersada es colectada por un fototubo para ser analizada en conjunto con un multímetro, un amplificador Lock-in y un software realizado mediante LabVIEW.

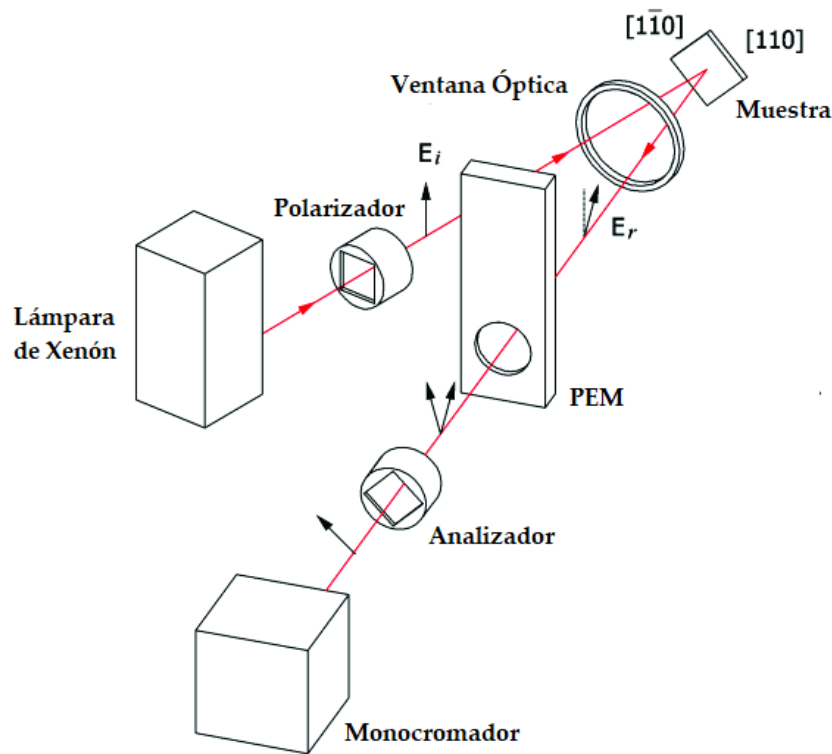


FIGURA 2.1. Esquema de la configuración óptica empleada para la medición de espectros de RA [54]

El procedimiento de medición inicia obteniendo el espectro de RA para cada una de las orientaciones mencionadas anteriormente antes de comenzar el crecimiento con el fin de obtener la suma algebraica de esta la cual se interpreta como una componente parásita la cual posteriormente se resta al resto de los espectros. Adicionalmente se obtiene la medición de los datos entregados por la instrumentación sin incidencia de luz para aumentar la exactitud de la medición final al compensar los datos con este parámetro aunado a la obtención de varias

medidas en cada punto que conforma el espectro para obtener el promedio de estas.

Los parámetros configurados para la medición de RA son los siguientes:

Parámetro	Número de mediciones
Offset de Reflectancia	100
Offset de ΔR	100
Reflectancia	8
ΔR	8

TABLA 2.4. Parámetros de mediciones para espectros de RA

Los espectros se obtuvieron con pasos de longitud de onda de 0.1 nm en un rango de 230 a 750 nm.

Capítulo 3

Resultados, análisis e interpretación

En esta sección se presentan las mediciones de los espectros de reflectancia anisotrópica y se discute la interpretación de los mismo. Así mismo, se incluyen los modelos presentados en el Capítulo 1 para compararlos con las mediciones experimentales y de esta manera asociar fenómenos físicos a la evolución de la RA durante el crecimiento epitaxial.

3.1. Resultados de reflectancia anisotrópica

3.1.1. Primer crecimiento

El resultado del primer experimento descrito en la sección 2.1 se muestra en la fig. 3.1 en la cual se seleccionaron espectros representativos del conjunto completo para la apreciación del comportamiento del espectro de acuerdo a la deposición de AIs. En la esquina superior derecha de la fig. se muestra el conjunto completo de espectros, así como el sentido de la evolución de 0 a 2 ML de AIs.

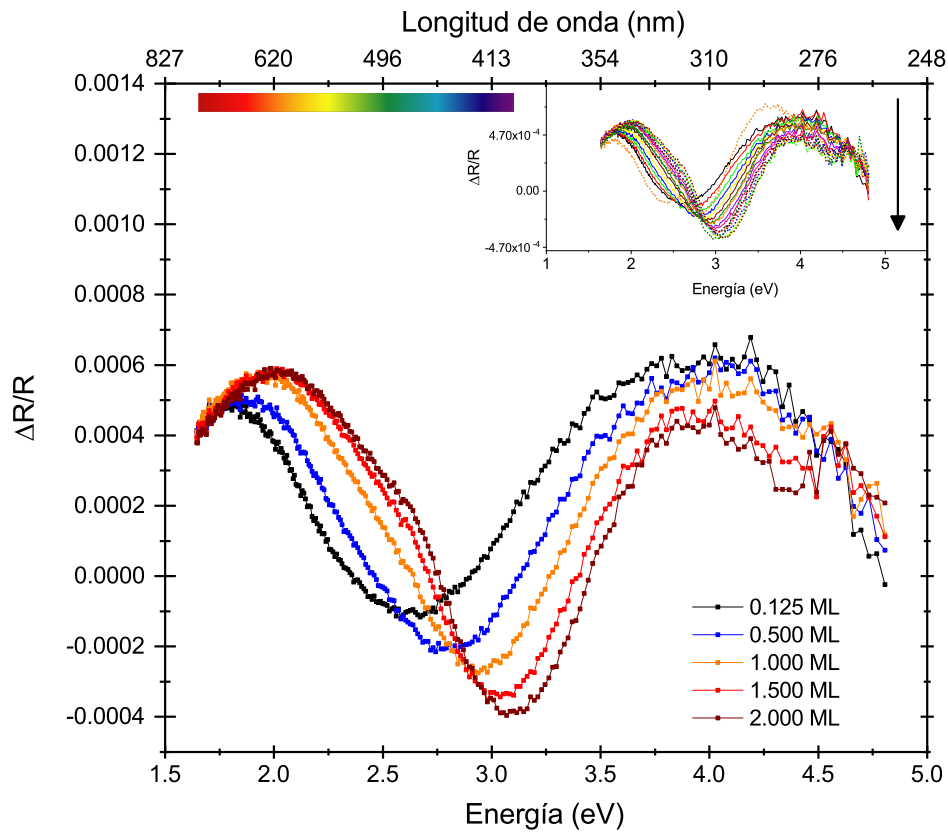
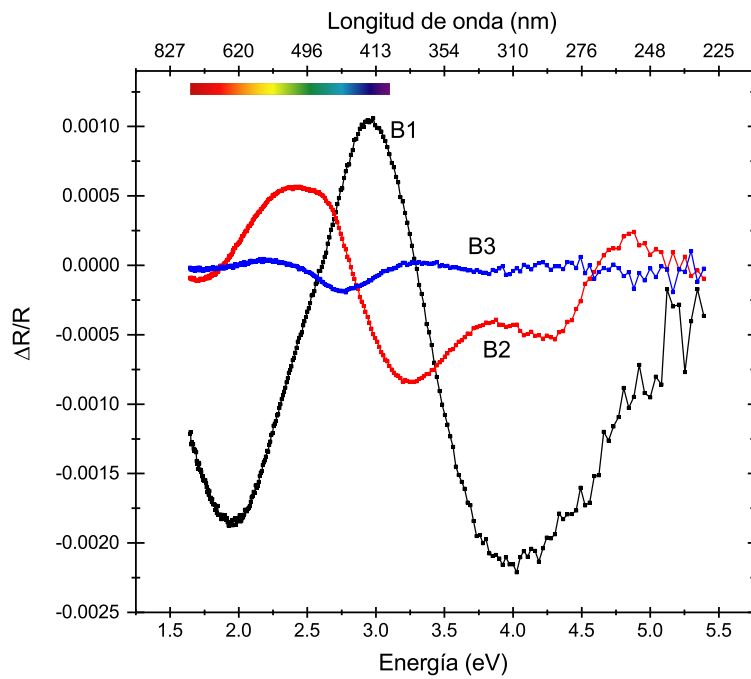
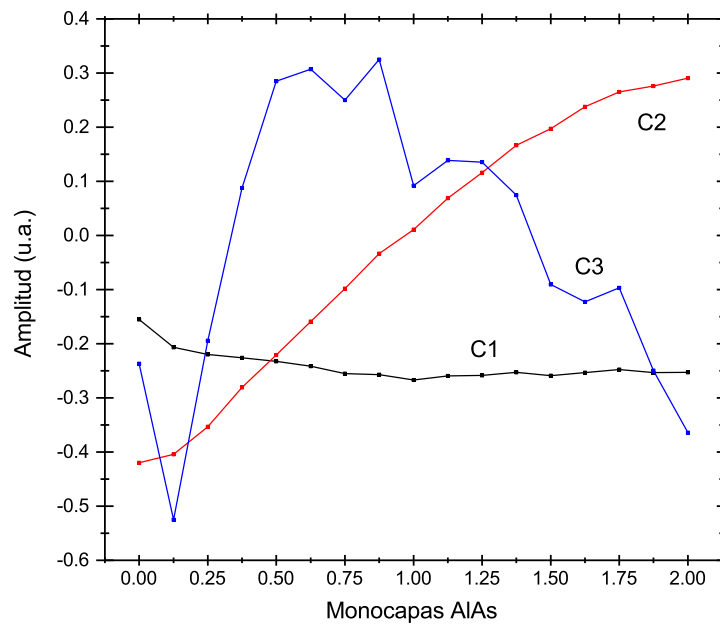


FIGURA 3.1. Selección de los espectros de reflectancia para la primera sesión de crecimiento detallada en la tabla 2.1. En el inset se puede observar el conjunto completo de la sesión. La flecha en el inset, muestra la dirección en la que evoluciona el conjunto de datos experimentales, a medida que la película es sintetizada.

Usando el conjunto de las mediciones de RA se realizó el procedimiento de descomposición en valores singulares de donde se obtienen 17 bases diferentes, sin embargo, se seleccionaron tres debido a que el resto tienen amplitud de prácticamente cero. Estas bases se muestran en la fig. 3.2a) con el correspondiente coeficiente de amplitud obtenido mediante el método de mínimos cuadrados el cual nos indica el peso de cada base para lograr la reconstrucción del espectro de RA en la fig. 3.2b)



(A)



(B)

FIGURA 3.2. A) Espectros base obtenidos mediante SVD del conjunto de espectros correspondientes al primer crecimiento. B) Coeficientes de amplitud de cada base para cada espectro experimental.

Para verificar la eficacia del método se realiza la comparativa de los espectros experimentales con su respectiva construcción a partir de las bases de SVD y amplitudes como se presentó en la ec. 1.30. Dicha comparación se presenta en la fig. 3.3 donde las correlaciones entre medidas experimentales y reconstrucciones se presenta en la Tabla 3.1

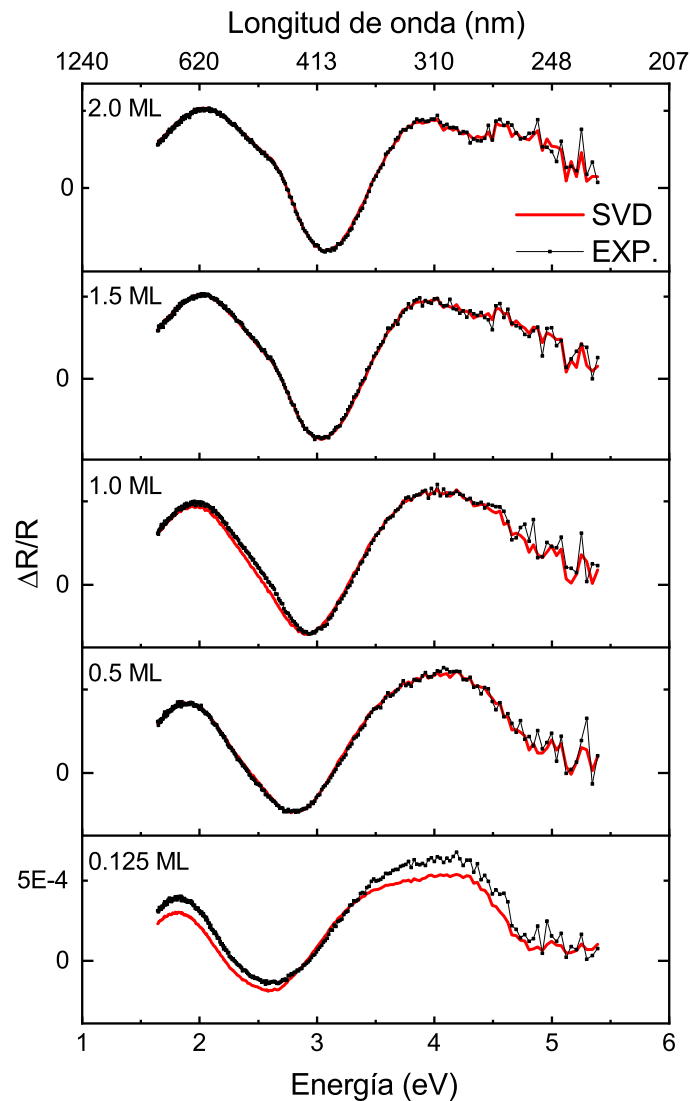


FIGURA 3.3. Comparativa de los espectros de RA experimentales y los generados mediante las bases de SVD. Los valores de la correlación entre el ajuste propuesto con el modelo de la ecuación 1.30 y los datos experimentales, se detallan en la tabla 3.1.

Monocapas	Correlación r
2.000	0.997
1.500	0.998
1.000	0.994
0.500	0.996
0.125	0.986

TABLA 3.1. Correlación de la comparativa realizada en la fig. 3.3

3.1.2. Segundo Crecimiento

Siguiendo el mismo procedimiento de análisis que en el primer experimento, en la fig. 3.4 se presenta la selección de espectros representativos del comportamiento de acuerdo al espesor de AIs para el segundo crecimiento.

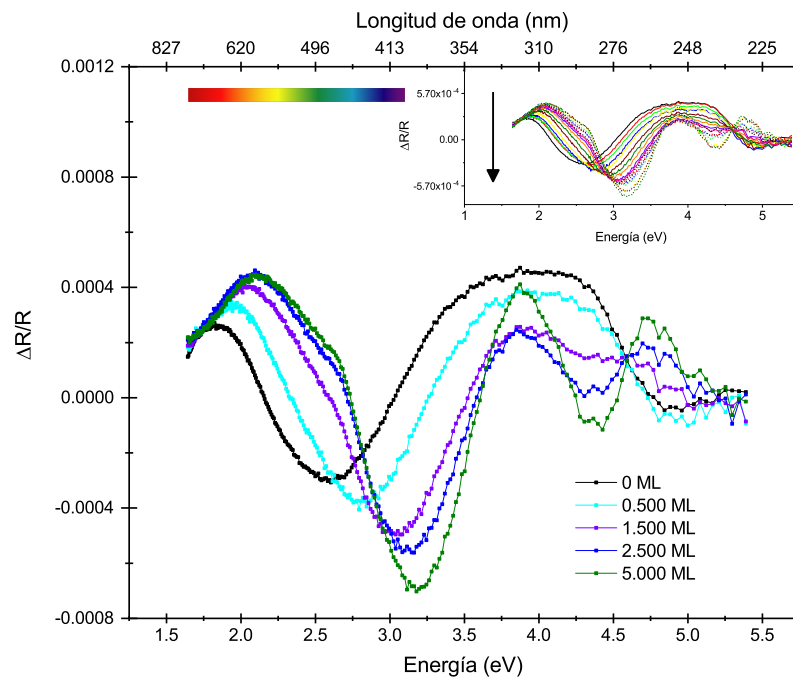


FIGURA 3.4. Selección de los espectros de reflectancia para la segunda sesión de crecimiento detallada en la tabla 2.2.

En esta ocasión, como ya fue mencionado en el capítulo 2 se creció hasta 55 ML y se midió RA a temperatura de crecimiento y a temperatura ambiente, la comparativa entre ambas mediciones se presenta en la fig. 3.5 donde se pueden apreciar los desplazamientos en puntos críticos debido al cambio de temperatura.

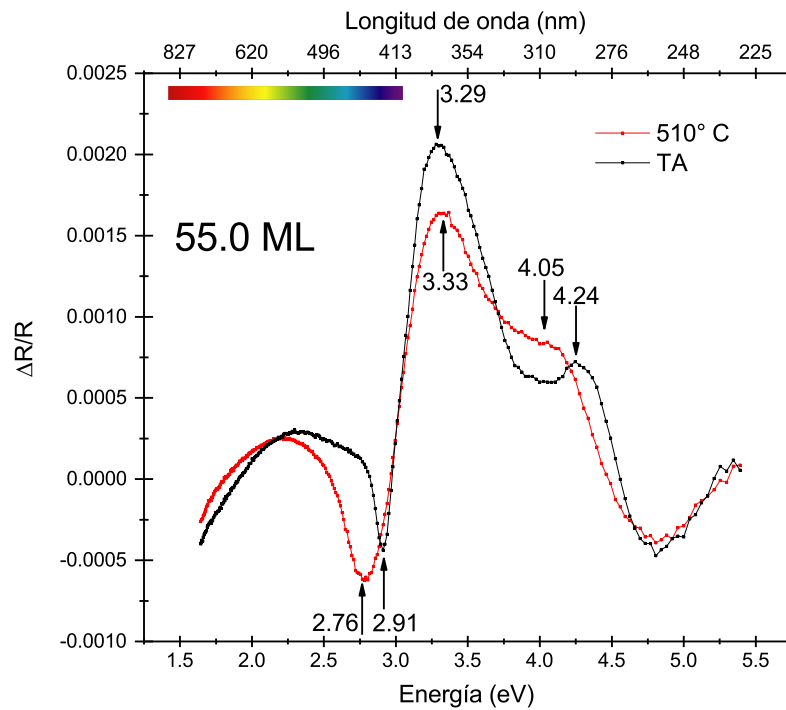
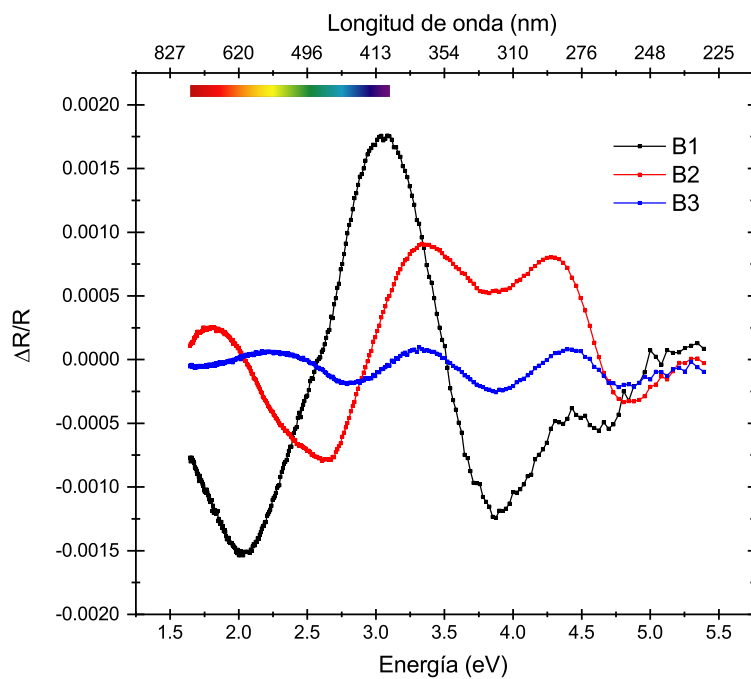
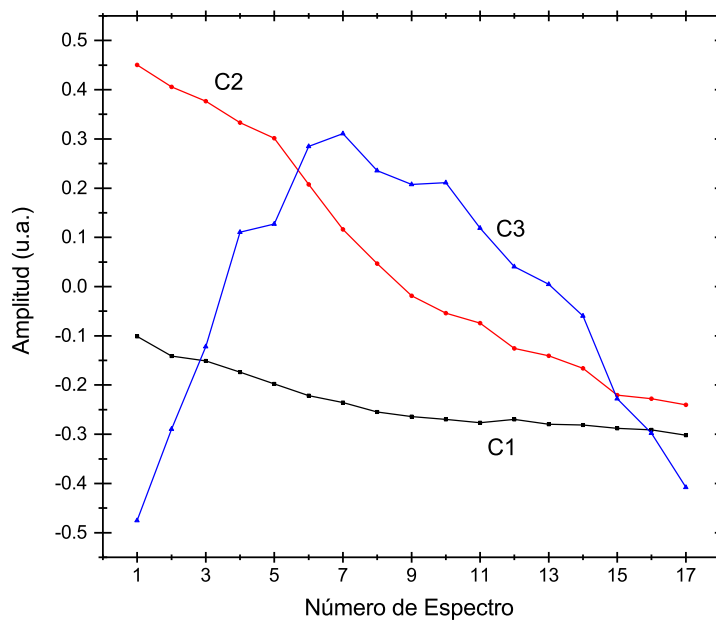


FIGURA 3.5. Espectros de RA con 55 ML de AIs a 510°C y a temperatura ambiente.

Las correspondientes bases de descomposición en valores singulares y los coeficientes de amplitud para la reconstrucción de espectros se muestran en la fig. 3.6a y 3.6b respectivamente



(A)



(B)

FIGURA 3.6. A) Espectros base obtenidos mediante SVD del conjunto de espectros correspondientes al segundo crecimiento. B) Coeficientes de amplitud de cada base para cada espectro experimental.

Nuevamente se muestra la comparativa de los espectros experimentales y los construidos a partir de las bases de SVD y sus coeficientes en la fig. 3.7 así como la correlación entre estos en la Tabla 3.2

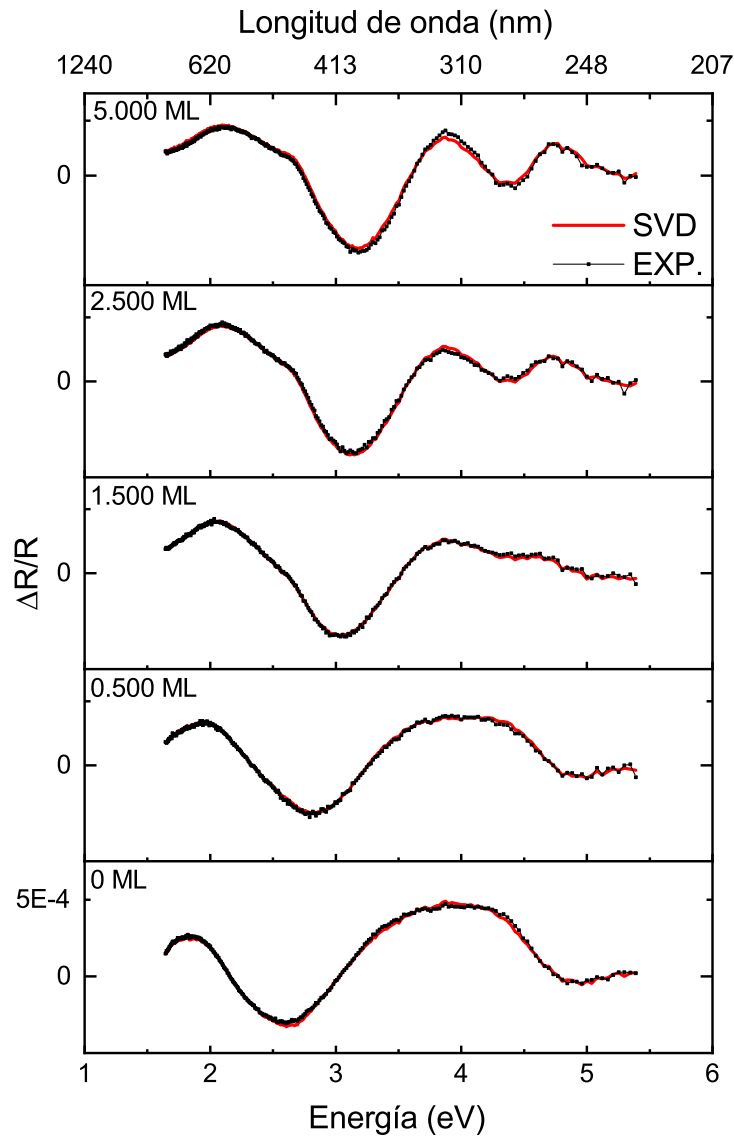
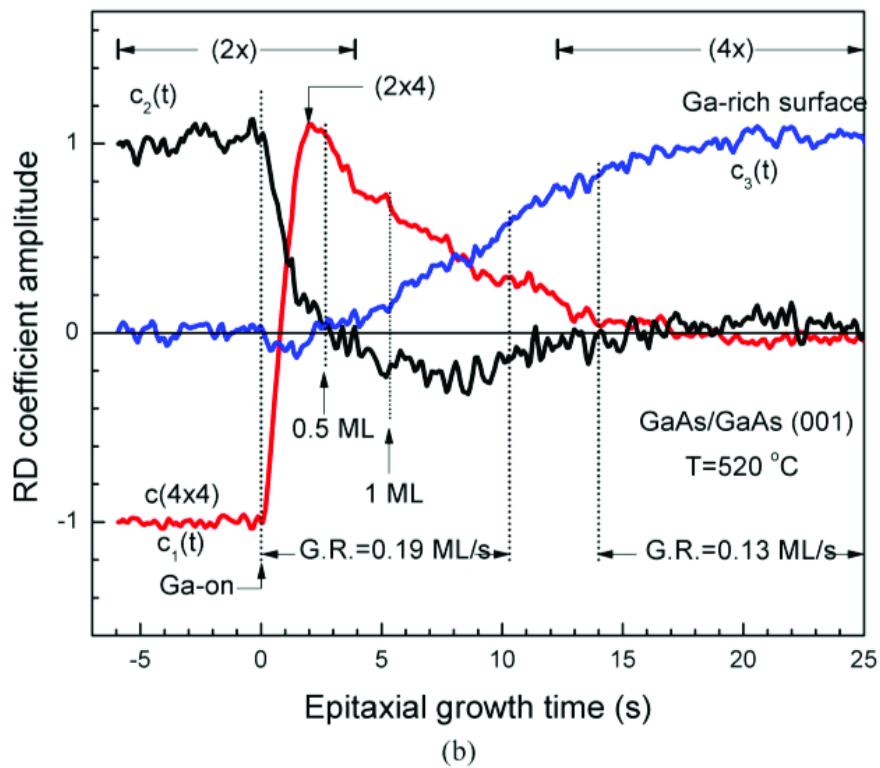


FIGURA 3.7. Comparativa de los espectros de RA experimentales y los generados mediante las bases de SVD. Los valores de la correlación entre el ajuste propuesto con el modelo de la ecuación 1.30 y los datos experimentales, se detallan en la tabla 3.2.

Monocapas	Correlación r
5.000	0.998
2.500	0.999
1.500	0.999
0.500	0.999
0.000	0.999

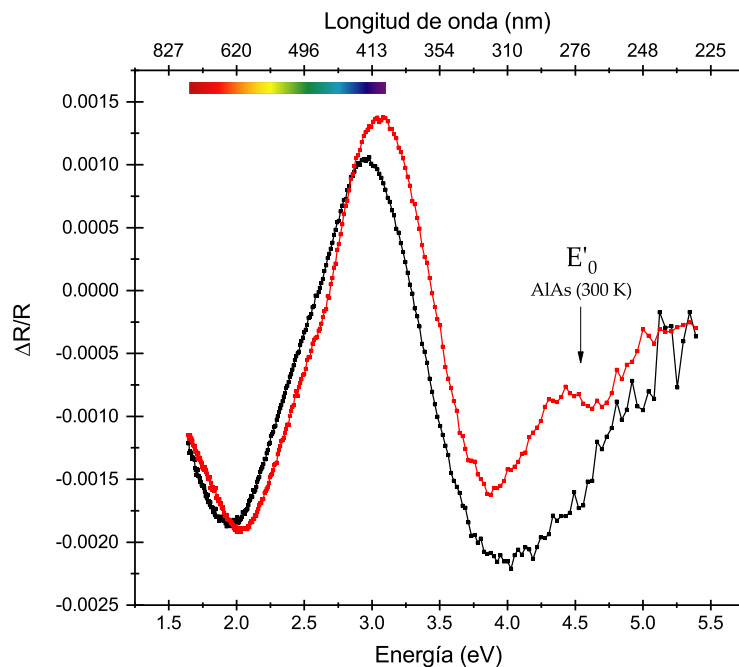
TABLA 3.2. Correlación de la comparativa realizada en la fig. 3.7

Realizando la comparativa del comportamiento de los coeficientes de las fig.s 3.2b y 3.6b con el caso de la homoepitaxia de la referencia [55] cuyos coeficientes se muestran en la fig. 3.8

FIGURA 3.8. Dependencia temporal de coeficientes C_i para homoepitaxia de GaAs [55].

En ambos casos se observa que se tiene una componente la cual su evolución consiste en cambiar de signo (C_2 en la heteroepitaxia) el cual está relacionado a un estrés ortorrómbico debido la reconstrucción superficial y de manera semejante el coeficiente C_1 de la heteroepitaxia puede ser atribuido a anisotropías ópticas asociadas con la rugosidad superficial.

Al realizar una comparativa entre los espectros base encontrados de SVD entre el primer experimento y el segundo (fig. 3.9) es posible encontrar diferencias debido a que el segundo experimento tiene un mayor grosor en la capa de AlAs y esto propicia la aparición de contribuciones por las energías de AlAs mostradas en la Tabla 3.3. Esto se observa en el espectro número uno y tres principalmente; mientras que el espectro restante conserva la estructura pero presenta un corrimiento el cual puede ser atribuido a que dentro del procedimiento matemático es posible que exista una mezcla de los componentes encontrados para la otra base.



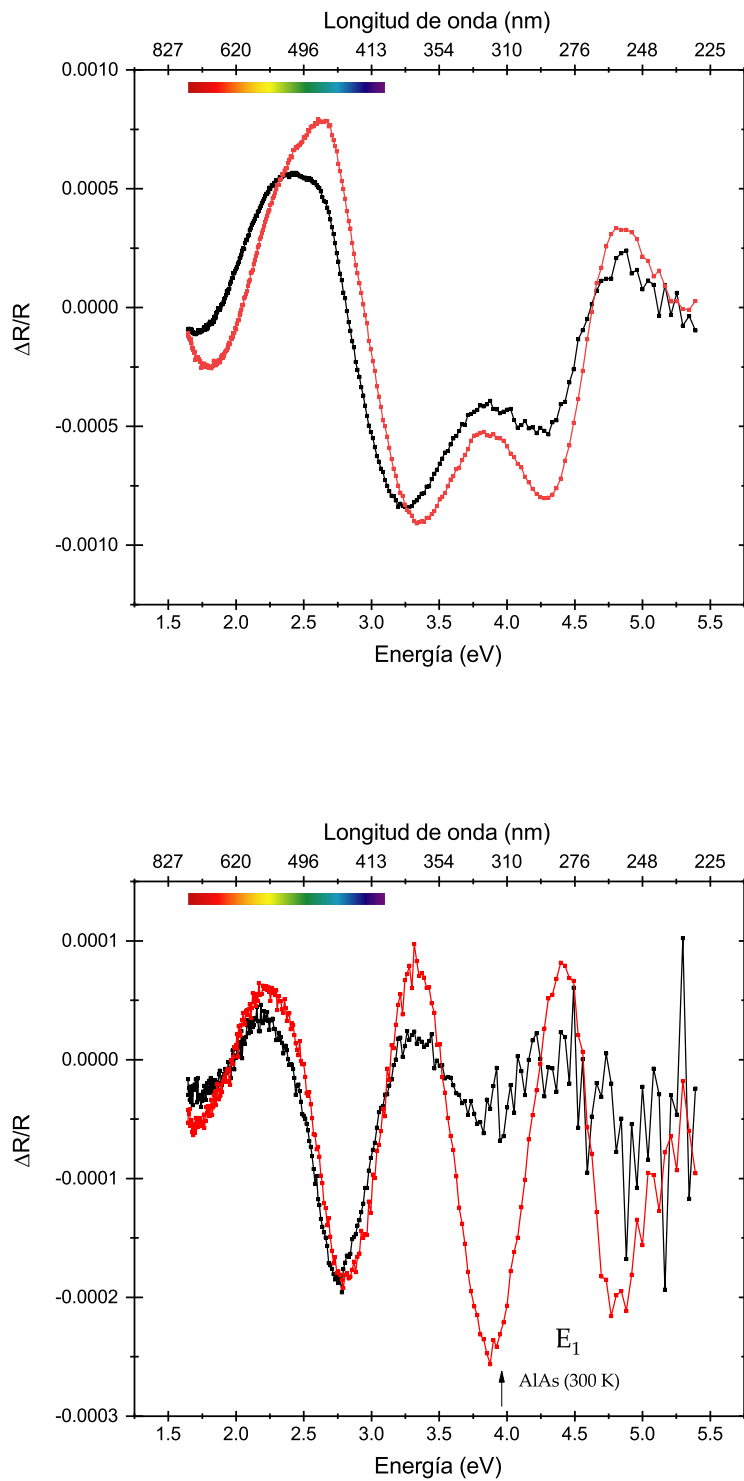


FIGURA 3.9. Comparativa entre los espectros base de SVD encontrados para el primer experimento (línea negra) y el segundo (línea roja). A) B1 , B) B2, C) B3

Realizando una segunda comparativa cualitativa con los espectros base de la homoestructura de GaAs de la fig. 3.10 se pueden observar similitudes en los puntos críticos más significativos correspondientes a E_1 de GaAs, estas similitudes se atribuyen a que en el crecimiento de AlAs sobre GaAs aún se observa la información de reflectancia anisotrópica del sustrato modificada por la capa de AlAs por lo cual es de esperarse que la información de dicho sustrato esté presente en los espectros base de AlAs/GaAs.

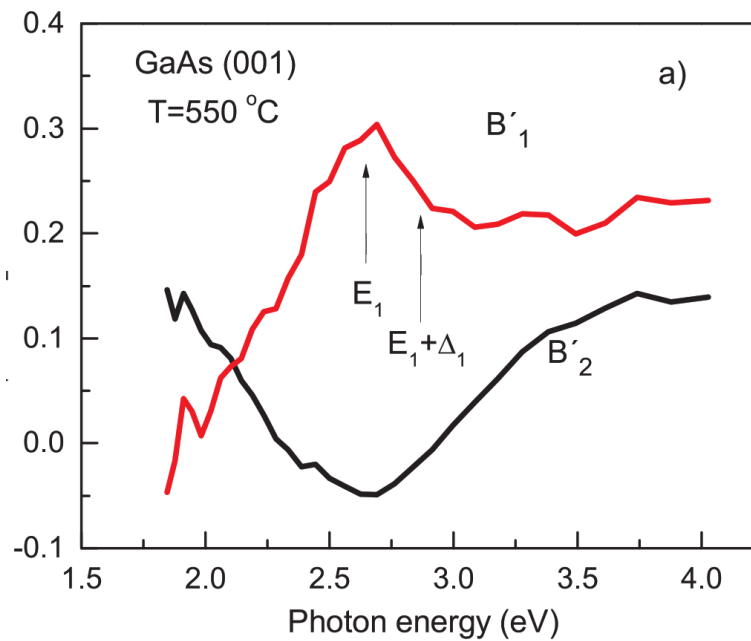
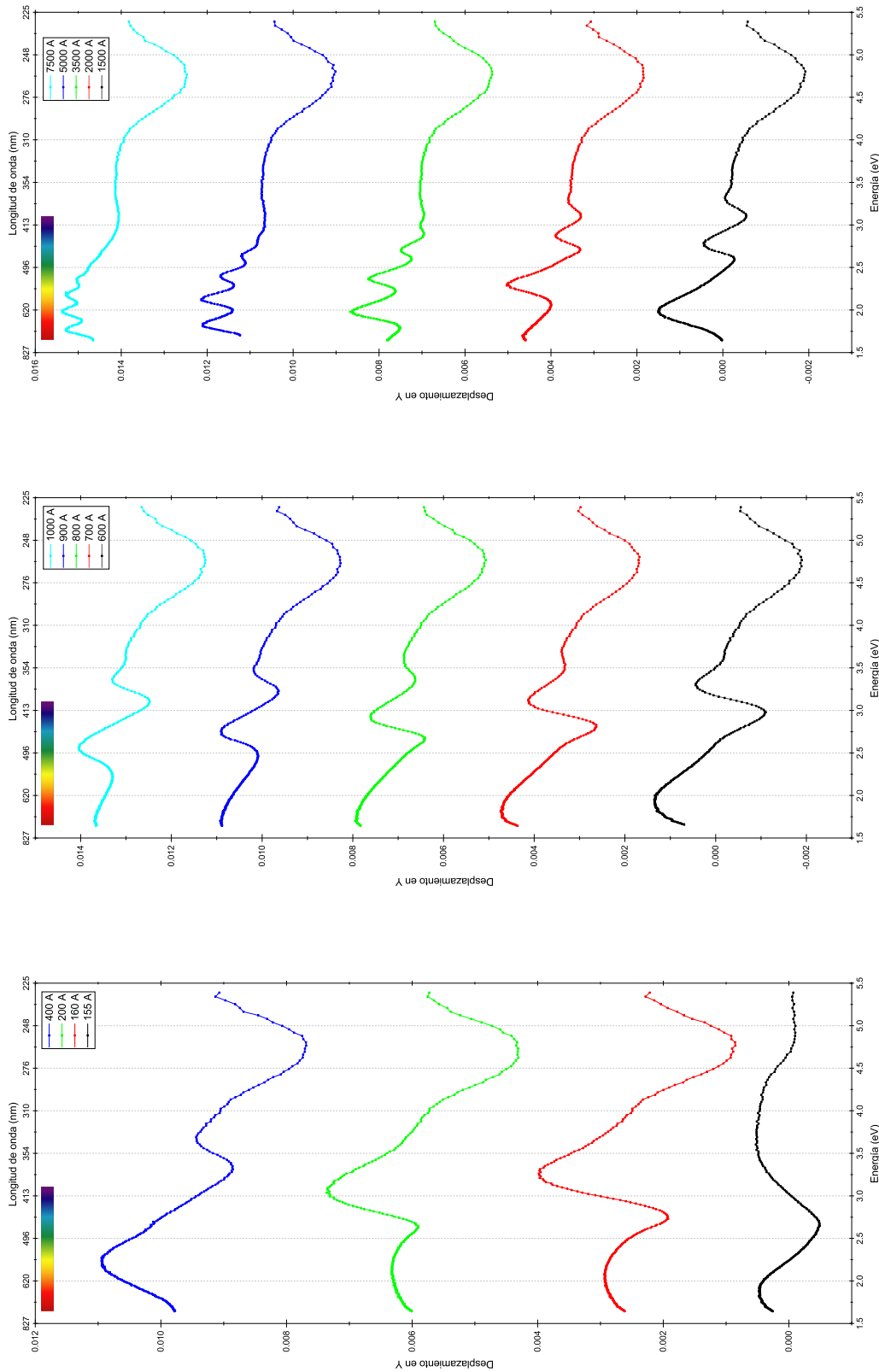


FIGURA 3.10. Espectros de bases obtenidos por SVD para la reflectancia anisotrópica de GaAs(001) a 550°C [56].

3.1.3. Tercer crecimiento

En el caso del tercer experimento se presentan los espectros de manera individual (fig. 3.11) debido a que para estos espectros se distingue un comportamiento de oscilaciones por interferencia en energías menores a 3.4 eV.



(A)

(B)

(C)

FIGURA 3.11. A) Respuesta de RA en el régimen de la película. B), C) Régimen de respuesta por interferencia por debajo de 3.5 eV.

De esto observamos que, en la fig. 3.11a se muestran los espectros que aún presentan un régimen de respuesta por parte de la película, mientras que en la fig. 3.11b y 3.11c se muestran los espectros atribuidos a un régimen de respuesta por interferencia en donde el AlAs presenta un muy bajo coeficiente de extinción.

En la inspección de los puntos críticos presentes en la forma del espectro de RA a temperatura ambiente con 7500\AA presentado en la fig. 3.12 se observa que corresponden a las energías de transición E'_0 , $E'_0 + \Delta'_0$, E_1 y $E_1 + \Delta_1$ cuyos valores se presentan en la Tabla 3.3.

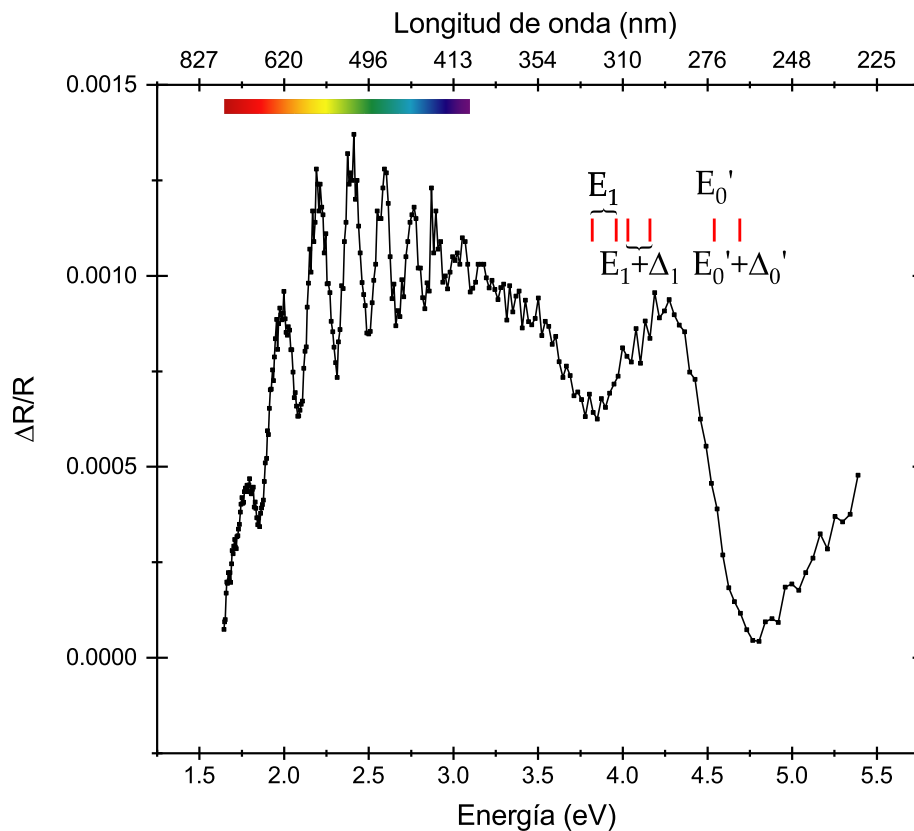


FIGURA 3.12. Reflectancia anisotrópica a temperatura ambiente con el 7500\AA de espesor de la capa de AlAs con las energías de transición presentes después de la zona de interferencia.

Parámetro	Energía (eV)
E_0	3.02
$E_0 + \Delta_0$	3.32
$E_1(1)$	3.82
$E_1(2)$	3.96
$E_1(1) + \Delta_1$	4.03
$E_1(2) + \Delta_1$	4.16
E'_0	4.54
$E'_0 + \Delta'_0$	4.69

TABLA 3.3. Parámetros energéticos para AlAs a temperatura ambiente [6].

3.1.4. Potenciales de deformación

Identificadas las energías de transición que contribuyen en la reflectancia anisotrópica por rompimiento de simetría cúbica como se muestra en la fig. 3.13 para el caso de las energías E'_0 y $E'_0 + \Delta'_0$.

Se realiza el proceso para obtener las funciones de onda de las bandas debido a la perturbación por estrés a partir de las funciones de las bandas de valencia las cuales se presentan en las Ecs. 3.1.

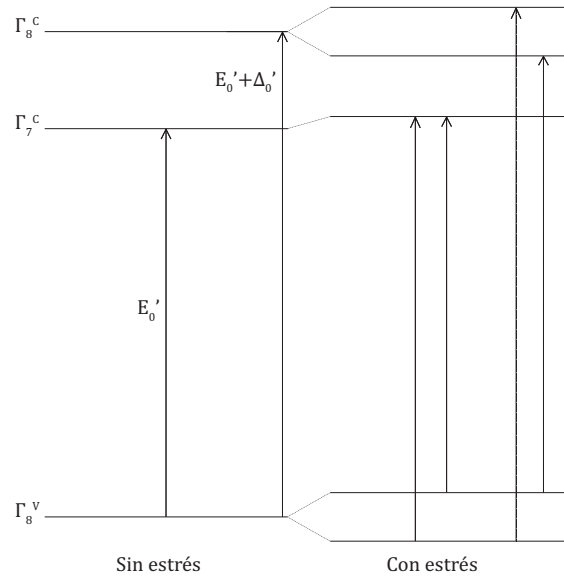


FIGURA 3.13. Niveles energéticos para puntos críticos de simetría Γ con y sin estrés. Cada transición por bulto se divide en un doblete debido al rompimiento de la simetría cúbica [57].

$$\left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left((x + i \frac{1}{\sqrt{2}}(z - y)) \right) |\uparrow\rangle \quad (3.1a)$$

$$\left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(z + y) |\uparrow\rangle - \frac{1}{\sqrt{6}} \left((x + i \frac{1}{\sqrt{2}}(z - y)) \right) |\downarrow\rangle \quad (3.1b)$$

$$\left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(z + y) |\uparrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} \left((x + i \frac{1}{\sqrt{2}}(z - y)) \right) |\downarrow\rangle \quad (3.1c)$$

Usando el procedimiento descrito en el capítulo 2 se obtienen los elementos de matriz (ec. 3.2), corrimientos en energía (Tabla 3.3) y las funciones de onda perturbadas (ecuaciones 3.4).

$$\left(\begin{array}{l}
 \frac{1}{4} \left(b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) + 12\sqrt{3}d\epsilon_{xy} \right) \hbar^2 - a(2\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) \\
 -\frac{1}{2}i\hbar^2 \left(\sqrt{3}b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) + 4d\epsilon_{xy} \right) \\
 -\frac{i\hbar^2 \left(\sqrt{3}b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) + 4d\epsilon_{xy} \right)}{2\sqrt{2}} \\
 \frac{1}{2}i \left(\sqrt{3}b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) + 4d\epsilon_{xy} \right) \\
 -a(2\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) + \frac{1}{4}b\hbar^2(\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}) + \frac{7d\epsilon_{xy}\hbar^2}{\sqrt{3}} \\
 -\frac{\hbar^2 \left(\sqrt{3}b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) + 4d\epsilon_{xy} \right)}{2\sqrt{2}} \\
 -\frac{\hbar^2 \left(3b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) + 4\sqrt{3}d\epsilon_{xy} \right)}{6\sqrt{2}} \\
 -\frac{\hbar^2 \left(3b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) + 4\sqrt{3}d\epsilon_{xy} \right)}{6\sqrt{2}} \\
 \frac{8d\epsilon_{xy}\hbar^2}{\sqrt{3}} - a(2\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) \\
 \frac{i \left(\sqrt{3}b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) + 4d\epsilon_{xy} \right) \hbar^2}{2\sqrt{2}} \\
 -\frac{\hbar^2 \left(3b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) + 4\sqrt{3}d\epsilon_{xy} \right)}{6\sqrt{2}} \\
 \frac{8d\epsilon_{xy}\hbar^2}{\sqrt{3}} - a(2\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz})
 \end{array} \right) \quad (3.2)$$

$$\Delta\varepsilon = \begin{pmatrix} \frac{1}{4} \left(-8a\varepsilon_{xx} - 4a\varepsilon_{zz} + b\varepsilon_{xx}\hbar^2 - b\varepsilon_{zz}\hbar^2 + 12\sqrt{3}d\varepsilon_{xy}\hbar^2 \right) \\ \frac{1}{4} \left(-8a\varepsilon_{xx} - 4a\varepsilon_{zz} - 5b\varepsilon_{xx}\hbar^2 + 5b\varepsilon_{zz}\hbar^2 + 4\sqrt{3}d\varepsilon_{xy}\hbar^2 \right) \\ -2a\varepsilon_{xx} - a\varepsilon_{zz} + b\varepsilon_{xx}\hbar^2 - b\varepsilon_{zz}\hbar^2 + 4\sqrt{3}d\varepsilon_{xy}\hbar^2 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

$$\left| \frac{3}{2'} \frac{3}{2} \right\rangle_P = \left| \frac{3}{2'} \frac{3}{2} \right\rangle + \frac{i}{\sqrt{3}} \left| \frac{3}{2'} \frac{1}{2} \right\rangle + i\sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2'} \frac{1}{2} \right\rangle \quad (3.4a)$$

$$\left| \frac{3}{2'} \frac{1}{2} \right\rangle_P = \left| \frac{3}{2'} \frac{1}{2} \right\rangle + \frac{i}{\sqrt{3}} \left| \frac{3}{2'} \frac{3}{2} \right\rangle - \frac{\sqrt{2}}{9} \left| \frac{1}{2'} \frac{1}{2} \right\rangle \quad (3.4b)$$

$$\left| \frac{1}{2'} \frac{1}{2} \right\rangle_P = \left| \frac{1}{2'} \frac{1}{2} \right\rangle - i\sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2'} \frac{3}{2} \right\rangle + \frac{\sqrt{2}}{9} \left| \frac{3}{2'} \frac{1}{2} \right\rangle \quad (3.4c)$$

Con estos resultados y usando el formalismo de la referencia [57] se llega a obtener el cambio en la función dieléctrica para cada punto crítico presentado en las ecuaciones 3.5 para E'_0 y $E'_0 + \Delta'_0$ respectivamente.

$$\Delta\varepsilon_1 = \frac{3}{8E^2} \frac{dE^2 \varepsilon_1}{dE} \left(\delta E_{0,1}^2 + 3\delta E_{1,1}^2 \right)^{1/2} + \frac{3}{2} \frac{\delta E_{1,2}}{\delta_2} \varepsilon_1 \quad (3.5a)$$

$$\Delta\varepsilon_2 = \left\{ \frac{2 - \sqrt{6}}{8} \left[\frac{\delta E_{0,1}}{\delta_1} + \frac{\delta E_{0,2}}{\delta_2} \right] - 3 \frac{2 + \sqrt{6}}{8} \left[\frac{\delta E_{1,1}}{\delta_1} + \frac{\delta E_{1,2}}{\delta_2} \right] \right\} \varepsilon_2 \quad (3.5b)$$

Los parámetros $\delta E_{i,j}$ son proporcionales a los potenciales de deformación de las bandas de valencia y conducción, δ_1 y δ_2 son las energías de separación spin-orbita para la banda de valencia y conducción respectivamente. De aquí se toma la importancia de apreciar que el cambio para la transición E'_0 es proporcional a un término proporcional a la derivada de ε_1 y a uno lineal; mientras que en el caso de $E'_0 + \Delta'_0$ tiene solo un componente proporcional a ε_2 .

3.1.5. Modelos de reflectancia

Conociendo el cambio en la función dieléctrica es posible usar el modelo de reflectancia anisotrópica de la ec. 3.6.

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \varepsilon} \Delta \varepsilon, \quad (3.6)$$

donde la reflectancia es calculada a partir de las funciones dieléctricas de las figS. 1.4, 1.5 y 1.2 en un modelo multicapa como se muestra en la fig. 3.14 donde se propone que la interfaz no sea de manera abrupta y este constituida por una combinación de *AlAs* y *GaAs*.

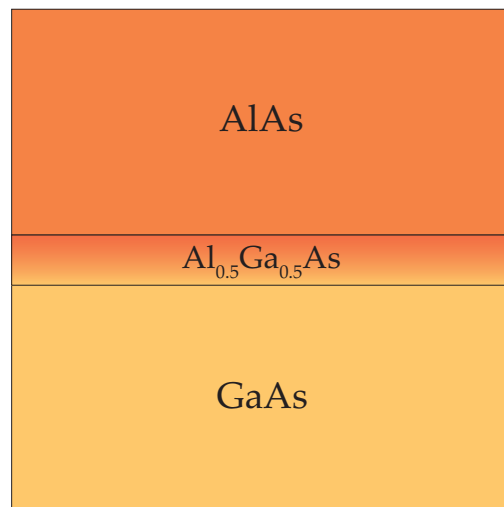


FIGURA 3.14. Esquema del sistema de múltiples capas empleado para modelar reflectancia. Se asume una capa intermedia de Al-GaAs para considerar que no se tiene una unión abrupta y buscar la contribución por la interfaz.

Para lo cual se propone que $\Delta \varepsilon$ de la ec. 3.6 tenga la forma presentada en la ec. 3.7 por los factores obtenidos de la expresión 3.5.

$$\Delta \varepsilon = A_1 \frac{\partial \varepsilon}{\partial E} + A_2 \varepsilon \quad (3.7)$$

Donde A_1 y A_2 son usadas como variables de ajuste. Se realiza la expresión para la reflectancia anisotrópica variando de manera individual las funciones dieléctricas del $AlAs$, $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$ y $GaAs$ para obtener la contribución de RA de cada capa. La consideración de una capa intermedia de $AlGaAs$ es debido a que en primera instancia se asume que no se tiene una unión abrupta y pudiese existir una transición entre $AlAs$ y $GaAs$; sin embargo se encuentra que la contribución por dicha transición es despreciable respecto a la reflectancia anisotrópica total. Por este motivo se realiza el modelado con la variación únicamente en la capa de $AlAs$ el cual se observa en la fig. 3.15.

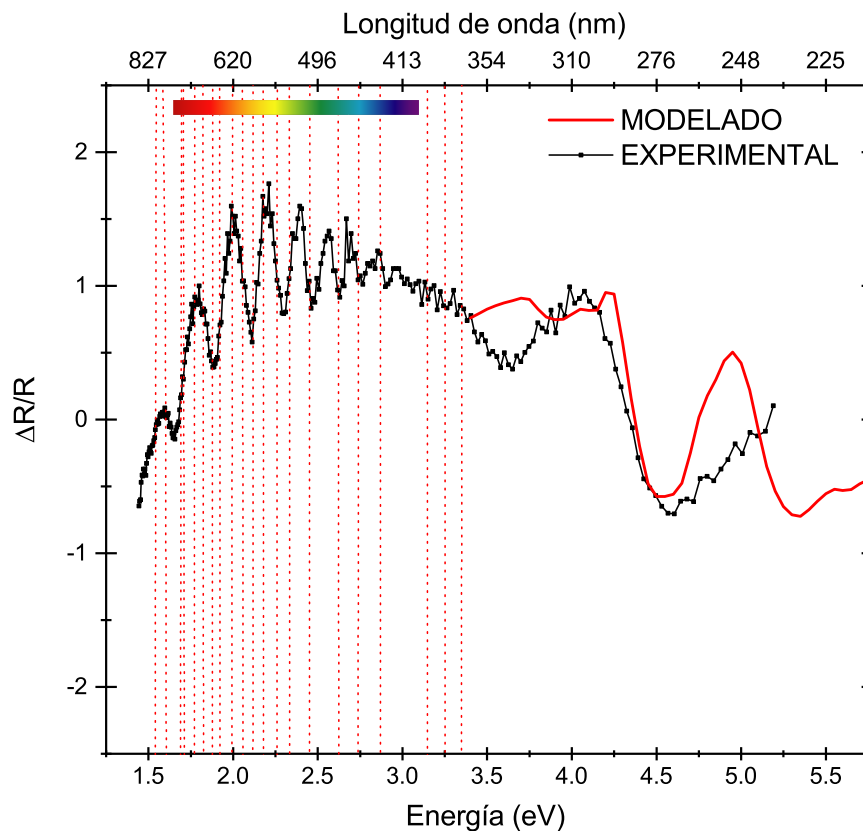


FIGURA 3.15. Modelado de reflectancia diferencial dado por la ec. 3.6. La línea punteada indica la señal dada por interferencia.

De este modelo se observa que no es posible ajustar los puntos críticos de manera simultánea debido al cambio en la longitud de penetración de la luz para AAs, la cual se muestra en la fig. 3.20.

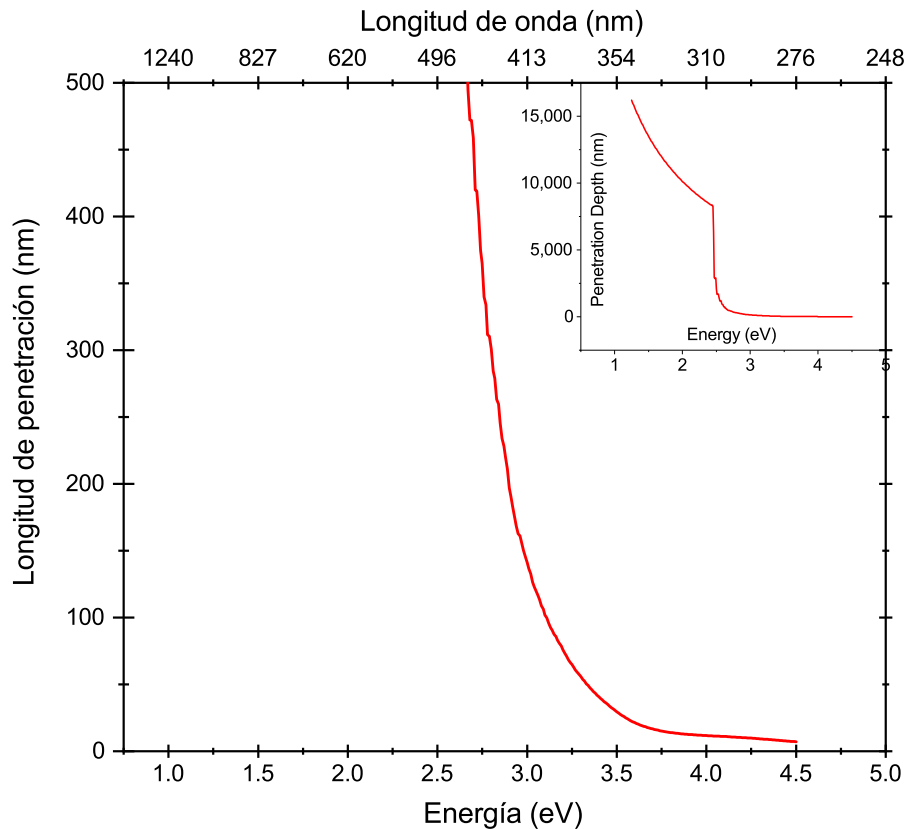


FIGURA 3.16. Longitud de penetración electromagnética de AAs.

Debido a esto se realiza el ajuste de manera segmentada, haciendo uso de las expresiones 1.16 y 1.17 donde al ser expresiones complejas se agrega una fase de la forma $e^{i\theta}$ para cambiar la contribución correspondiente a bulto y superficial. El ajuste realizado para los puntos críticos se presenta en la fig. 3.17. Para la zona etiquetada "Transición" se usa el modelo para RA correspondiente a bulto sin embargo la fase nos indica que cuenta con una contribución por la superficie.

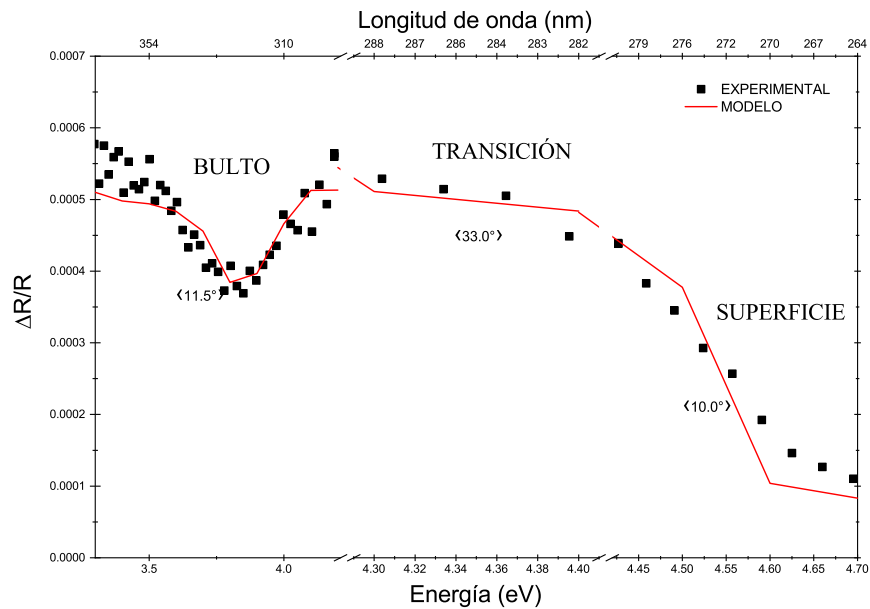


FIGURA 3.17. Modelado de reflectancia anisotrópica empleando los mecanismos de anisotropía de las ecuaciones 1.16 y 1.17. Para cada zona de ajuste se muestra la fase promedio.

3.2. Patrones RHEED

La obtención de las imágenes RHEED consiste en capturar imágenes cada 100 *ms* durante el tiempo que permanezca abierta la celda de aluminio. Este conjunto de imágenes es analizado seleccionando líneas y puntos para medir la evolución de la amplitud con el tiempo usando LabVIEW de National Instruments. En la fig. 3.18 se muestra una captura de RHEED representativa y la configuración para medir las amplitudes de las diferentes componentes del patrón RHEED

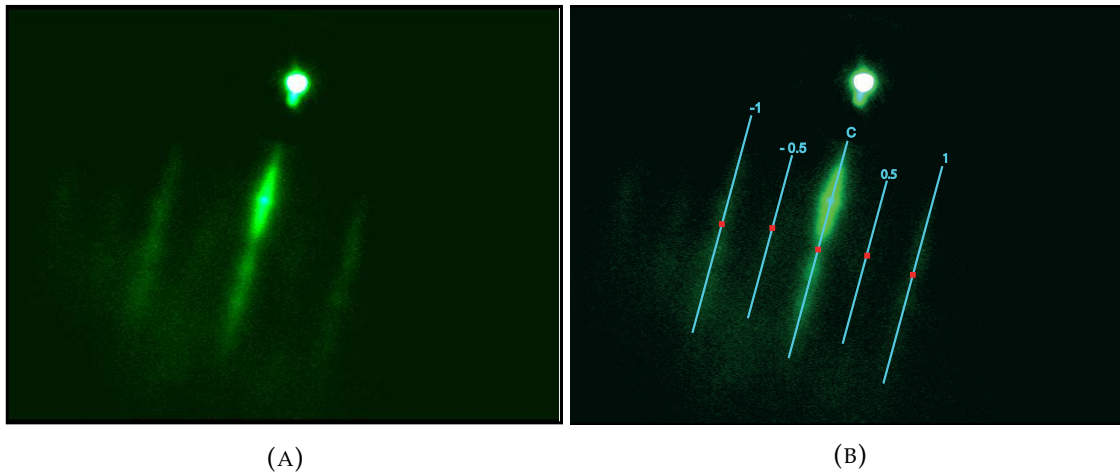
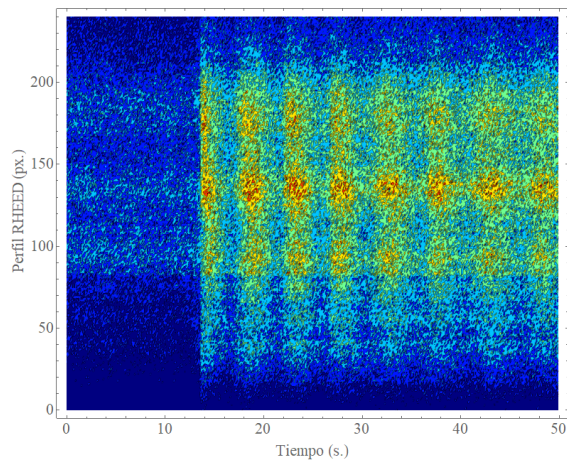
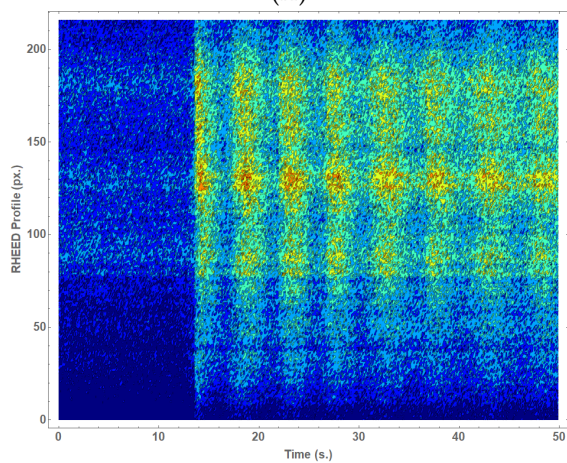


FIGURA 3.18. A) Imagen representativa de los patrones RHEED obtenidos durante el crecimiento. B) Etiquetado de los perfiles (azules) y puntos (rojos) cuya intensidad es analizada.

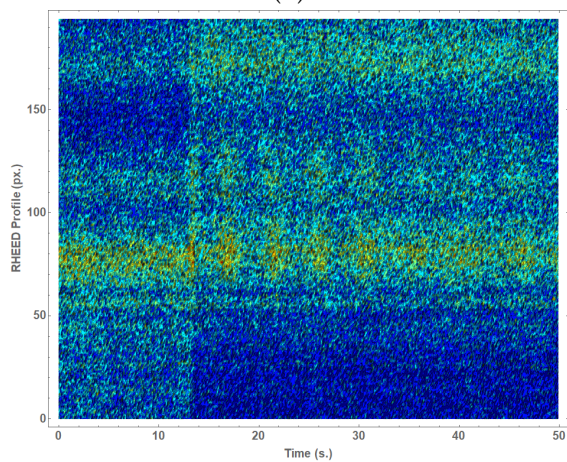
Las líneas etiquetadas como 1 y -1 corresponden a las líneas representativas del bulto las cuales nos dicen el estado de la deposición durante el crecimiento de la misma manera que la línea central, etiquetada como C. Las líneas etiquetadas como 0.5 y -0.5 corresponden a las líneas de reconstrucción las cuales indican el estado de la superficie. Dichas líneas al ser analizadas con Mathematica es posible realizar un diagrama 2D de la evolución de amplitud con el tiempo el cual se muestra en fig. 3.19.



(A)



(B)



(C)

FIGURA 3.19. Intensidad de los diferentes perfiles analizados para:
A) Perfil C, B) Perfil -1, C) Perfil -0.5

De estas mismas líneas se selecciona un punto para medir su amplitud y realizar las gráficas presentadas en la fig. 3.20.

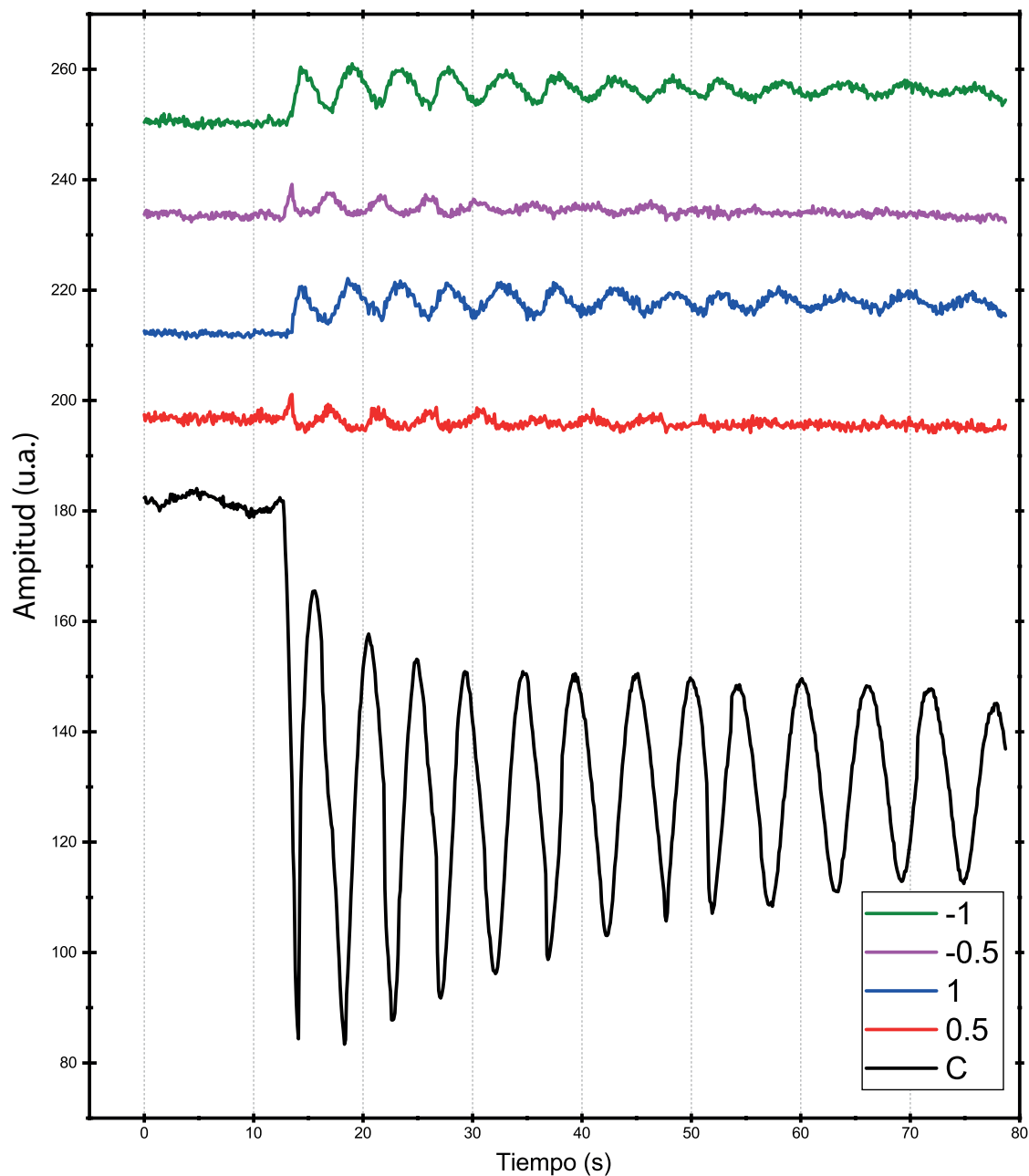


FIGURA 3.20. Intensidad de los diferentes puntos analizados de los patrones RHEED.

Esta información nos permiten hacer el análisis y obtener información sobre la frecuencia y diferencia de fases entre los diferentes spots ($\Delta\phi_{1-0.5}$, $\Delta\phi_{C-1}$), así

como la constante de atenuación de las oscilaciones (γ). Dichos datos se presentan en la Tabla 3.4.

Parámetro	Valor
Tasa de deposición	0.203ML/s
$\Delta\phi_{1-0.5}$	198°
$\Delta\phi_{C-1}$	118°
γ	-0.00052

TABLA 3.4. Parámetros obtenidos de las mediciones de intensidad RHEED

Adicionalmente se obtiene la intensidad de los puntos mencionados anteriormente pero en los patrones correspondientes al momento en que se realiza el crecimiento de AIs para realizar el comparativo de las intensidades con el comportamiento de los coeficientes de las bases SVD presentadas anteriormente. Dicha comparativa se presenta en las figs. 3.21 y 3.22

El comportamiento de intensidad RHEED presenta coincidencias respecto a los coeficientes de SVD principalmente en la primera mitad en donde encontramos cambios de pendiente similares principalmente en los coeficientes de la base B_3 por lo que nos da el indicio de que el comportamiento y espectro base pendiente de identificar (B_3 y C_3) tienen información respecto a la reconstrucción superficial así como la rugosidad; sin embargo de momento no es factible atribuir un fenómeno físico a esta base del método matemático.

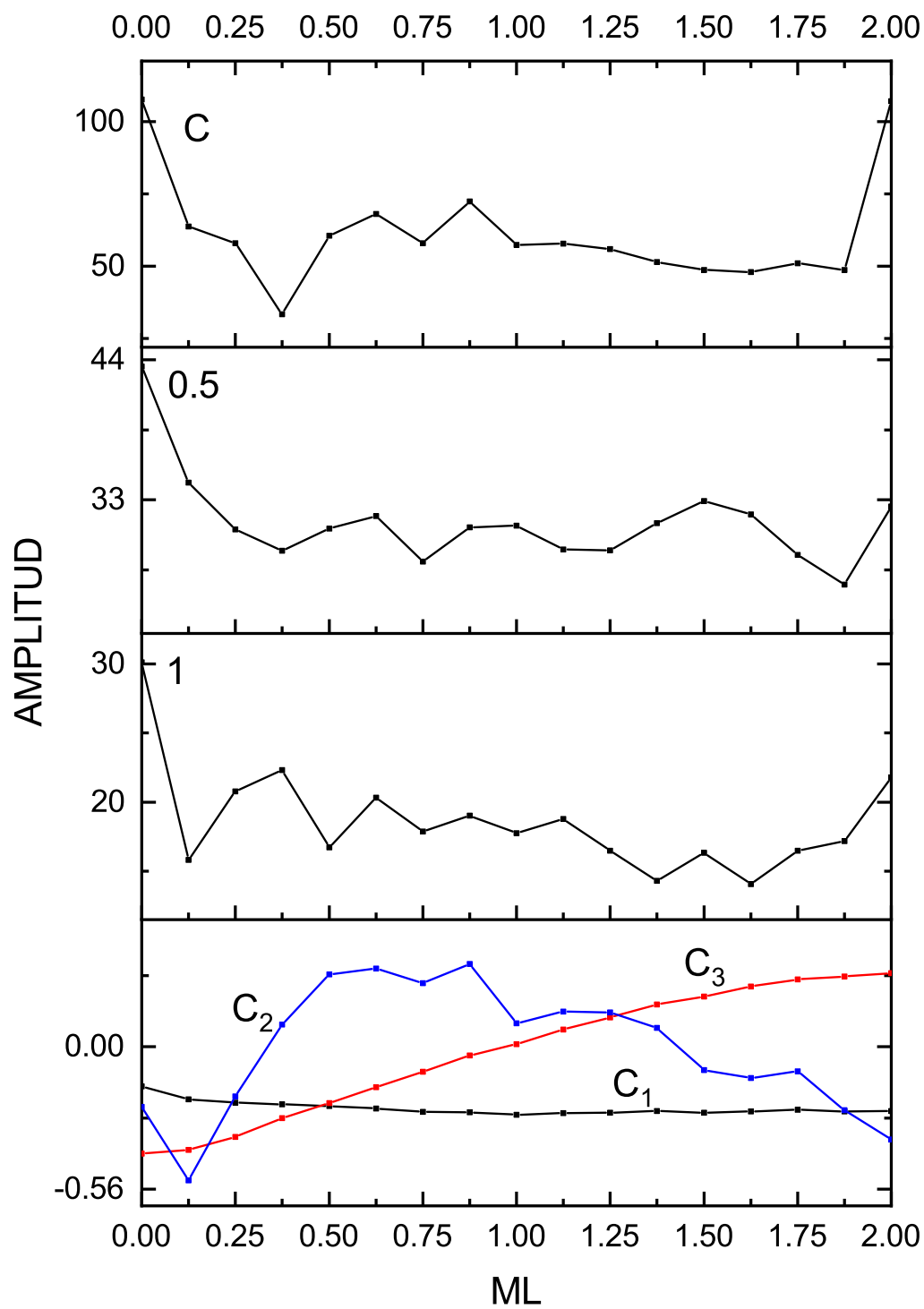


FIGURA 3.21. Comparativa de evolución de patrones RHEED con evolución de coeficientes de las bases SVD para el primer experimento

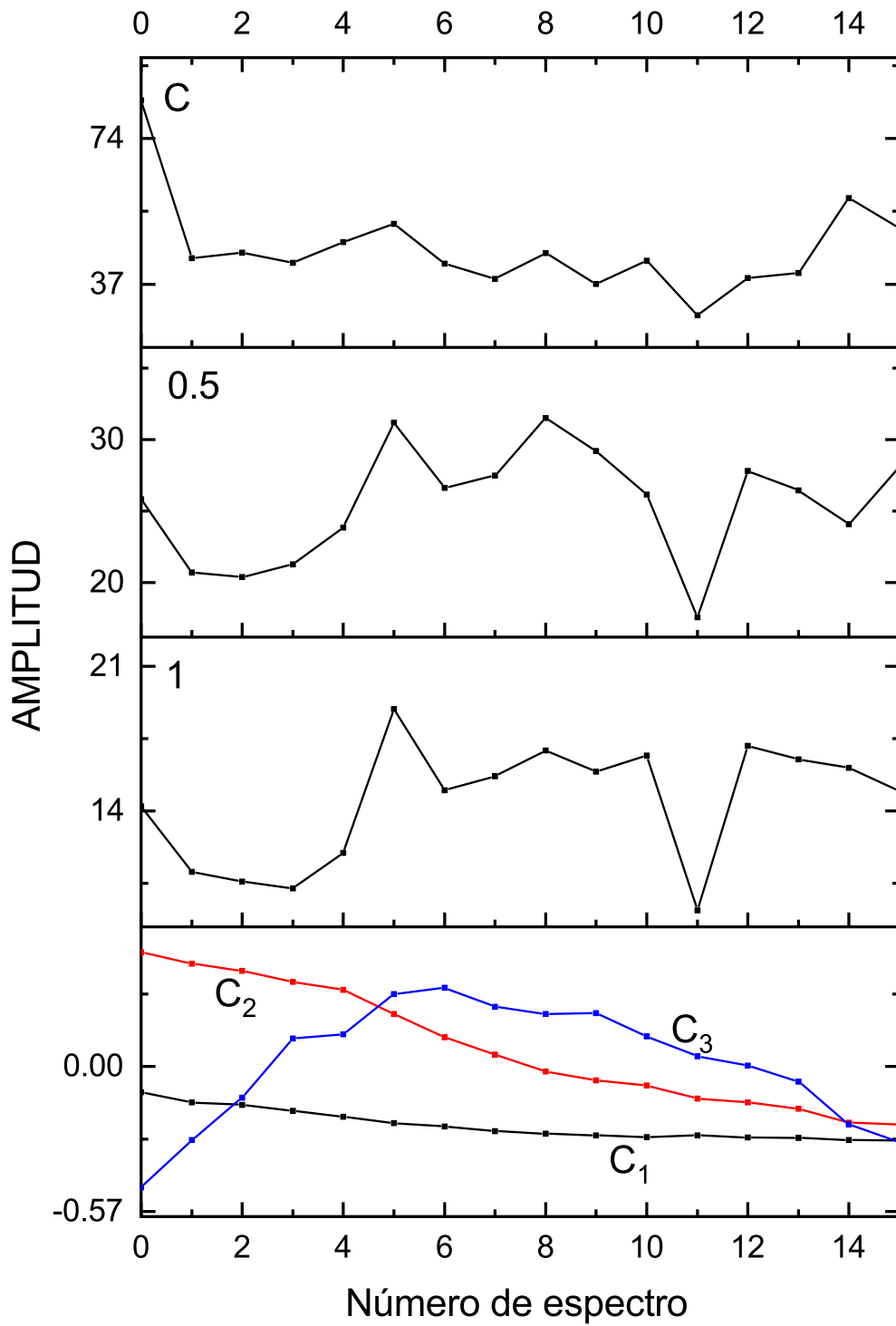


FIGURA 3.22. Comparativa de evolución de patrones RHEED con evolución de coeficientes de las bases SVD para el segundo experimento

Capítulo 4

Conclusiones

En este trabajo de tesis se ha presentado una serie de experimentos relacionados con el crecimiento epitaxial de películas de AlAs sobre GaAs(001), formando inherentemente una interfaz que tiene una importancia tecnológica enorme. Los experimentos se llevaron a cabo en una cámara epitaxial que forma parte de un sistema de crecimiento basado en la técnica de epitaxia con haces moleculares, a temperaturas de aproximadamente 510°C. Simultáneamente se realizaron estudios utilizando como sonda óptica la espectroscopía de reflectancia diferencial con el objetivo de detectar anisotropías ópticas, tanto de interfaces como de superficie ocurrientes durante el crecimiento epitaxial de dicho sistema mencionado. Adicionalmente, se empleó difracción de electrones de alta energía como una guía para establecer las condiciones óptimas del crecimiento epitaxial. Los resultados de este trabajo se pueden resumir de la siguiente manera:

- I. A pesar de que en la interfaz AlAs/GaAs(001) es nominalmente fuertemente anisotrópica (debido al cambio del tipo de cationes; i.e. Ga \rightarrow Al), se encontró que no domina los espectros de reflectancia anisotrópica encontrados en los experimentos. Esta conclusión se deriva en base a la modelación usando un sistema de multicapas y considerando una región de

transición anisotrópica asociada a la interfaz.

- II. Se extendió el análisis basado en descomposición en valores singulares (SVD) a nuestros resultados experimentales, encontrándose tres espectros bases dominantes en amplitud; uno asociado fuertemente a los procesos superficiales y uno que, aunque dominante, permanece constante, independientemente del espesor de la película de AlAs.
- III. Para las primeras etapas del crecimiento de AlAs se encontraron marcadas anisotropías que aparecen en los puntos críticos E'_0 , $E'_0 + \Delta'_0$, E_1 y $E_1 + \Delta_1$, las cuales sugieren que tienen origen de bulto modificadas por la superficie más que por la interfaz. Por lo tanto, se utilizó un método perturbativo basado en el modelo de Pikus-Bir que toma en cuenta deformaciones elásticas de un material semiconductor cúbico; en este caso, una deformación ortorrómbica. En relación a esto último, se propone que dicha deformación puede ser debida a dos factores: a) al pequeño desacople reticular entre AlAs y GaAs y b) a que la reconstrucción superficial de AlAs está fuertemente deformada por dicho campo elástico. A partir de la consideración del rompimiento de simetría asociado a la deformación se usaron formas de línea para la anisotropía óptica en la función dieléctrica y se modelaron los espectros de línea, encontrándose una buena correlación cualitativa.
- IV. Aunado al punto anterior, se consideró además el fuerte contraste en la longitud de penetración del fotón asociado a los puntos críticos E'_0 , $E'_0 + \Delta'_0$, E_1 y $E_1 + \Delta_1$ (energías mayores que 3.4 eV) asociados a AlAs y se obtuvo una mejor correlación con los resultados experimentales (fig. 3.17). Esto refuerza la propuesta de que las anisotropías ópticas observadas en dicho rango de energías son enteramente debidas al rompimiento de simetría de

la película de AlAs, modificada por los campos de deformación existentes asociadas al GaAs. Sin embargo, al seguir aumentando el grosor de la capa de AlAs se tiene el inconveniente de que las franjas de interferencia asociadas al efecto de Fabry-Pérot complican el análisis proveniente de la película misma.

- V. Dados los puntos anteriores se propone que la reflectancia anisotrópica es útil para el estudio de procesos superficiales físico químicos durante las primeras etapas de la formación de películas AlAs/GaAs.
- VI. Del análisis de los patrones RHEED se observó que la evolución de la amplitud de las franjas con respecto al grosor de AlAs presenta coincidencias respecto a los coeficientes de SVD por lo que nos da el indicio de que la base pendiente de identificar (C_3) contiene información respecto a la reconstrucción superficial así como información proveniente del bulto. Sin embargo, de momento no es factible atribuir un fenómeno físico a esta base de modelo matemático ya que también es necesario hacer la formación de bases físicas a partir de dichas bases matemáticas.

Finalmente, se espera que con este trabajo se contribuya con el entendimiento de la formación de este sistema, para poder establecer a la RA como una sonda óptica complementaria a fin de controlar la estequiometría durante la formación del sistema AlAs/GaAs. De manera particular es necesario realizar experimentos similares tanto a diferentes temperaturas de crecimiento y variando velocidades de crecimiento y flujos de Al y As. Así mismo, es necesario obtener los patrones RHEED de la otra componente de la reconstrucción para un estudio más detallado. Por otro lado, con relación a la presencia de la interface, queda abierta la posibilidad de que debido al hecho de que ésta no se encuentre perfectamente

formada, ésta cause que no presente anisotropía apreciable. Por lo tanto, al ser dicha interfase abrupta es cuando sea observable y dominante la anisotropía. Esto daría como indicio de la perfección lateralmente uniforme en una región macroscópica del sustrato.

Apéndice A

Potenciales de deformación:

Funciones de onda perturbadas

Mediante éste código empleado en Mathematica, fueron calculadas los elementos de matriz, funciones perturbadas y probabilidades de transición en $k=0$ con un estrés ortorrómbico siguiendo la teoría mencionada en el Capítulo 1.

$$(*) \mathcal{H} = -a(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) - 3b \left((Lx^2 - \frac{1}{3}L^2) \epsilon_{xx} + (Ly^2 - \frac{1}{3}L^2) \epsilon_{yy} + (Lz^2 - \frac{1}{3}L^2) \epsilon_{zz} \right) - 2 \left(6d / \sqrt{3} \right) (\{Lx, Ly\} \epsilon_{xy})$$

$$L = i\hbar \vec{r} \times \vec{\nabla} = i\hbar \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ x & y & z \\ \partial x & \partial y & \partial z \end{vmatrix} = i\hbar (\hat{i} (y \partial z - z \partial y) + \hat{j} (z \partial x - x \partial z) + \hat{k} (x \partial y - y \partial x))$$

Ahora se considera la manera en que actuaría el operador de momento angular para cada variable usando la siguiente notación :

$$Lx \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ -i\hbar z \\ i\hbar y \end{Bmatrix}$$

$$Lx^2 \begin{Bmatrix} x \\ y \\ z \end{Bmatrix} = Lx \begin{Bmatrix} 0 \\ -i\hbar z \\ i\hbar y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ y \\ z \end{Bmatrix}$$

De esta manera se obtienen todas las maneras en que actúa el operador para cada variable. *)

$$Lx = i\hbar \begin{pmatrix} 0 \\ -z \\ y \end{pmatrix};$$

$$Ly = i\hbar \begin{pmatrix} z \\ 0 \\ -x \end{pmatrix};$$

$$Lz = i\hbar \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$LxS = \hbar^2 \begin{pmatrix} 0 \\ y \\ z \end{pmatrix};$$

$$LyS = \hbar^2 \begin{pmatrix} x \\ 0 \\ z \end{pmatrix};$$

$$LzS = \hbar^2 \begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$LS = 2\hbar^2 \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix};$$

$$AC = -\hbar^2 \begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$HOC = -a (\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3);$$

$$HOS = -3b \left(\left(LxS - \frac{1}{3} LS \right) \epsilon_1 + \left(LyS - \frac{1}{3} LS \right) \epsilon_2 + \left(LzS - \frac{1}{3} LS \right) \epsilon_3 \right) - \frac{2(6d)}{\sqrt{3}} (AC \epsilon_4) // MatrixForm;$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_2;$$

(*FUNCIONES DE ONDA OPERADAS CON EL HAMILTONIANO*)

$$KET1 = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$\left((HOC * x + HOS [[1, 1, 1]]) + \frac{i}{\sqrt{2}} ((HOC * z + HOS [[1, 3, 1]]) - (HOC * y + HOS [[1, 2, 1]])) \right) * U;$$

$$KET2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (HOC * z + HOS [[1, 3, 1]] + HOC * y + HOS [[1, 2, 1]]) * U \frac{1}{\sqrt{6}}$$

$$\left(HOC * x + HOS [[1, 1, 1]] + \frac{i}{\sqrt{2}} (HOC * z + HOS [[1, 3, 1]] - (HOC * y + HOS [[1, 2, 1]])) \right) * A;$$

$$KET3 = \frac{1}{\sqrt{6}} (HOC * z + HOS [[1, 3, 1]] + HOC * y + HOS [[1, 2, 1]]) * U +$$

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \left(HOC * x + HOS [[1, 1, 1]] + \frac{i}{\sqrt{2}} (HOC * (z - y) + HOS [[1, 3, 1]] - HOS [[1, 2, 1]]) \right) * A;$$

(*FUNCIONES DE ONDA SIN OPERAR*)

$$BRA1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(x - \frac{i}{\sqrt{2}} (z - y) \right) * U;$$

$$BRA2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (z + y) * U - \frac{1}{\sqrt{6}} \left(x - \frac{i}{\sqrt{2}} (z - y) \right) * A;$$

$$BRA3 = \frac{1}{\sqrt{6}} (z + y) * U + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(x - \frac{i}{\sqrt{2}} (z - y) \right) * A;$$

$$F1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(x - \frac{i}{\sqrt{2}} (z - y) \right) * U;$$

$$F2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (z + y) * U - \frac{1}{\sqrt{6}} \left(x + \frac{i}{\sqrt{2}} (z - y) \right) * A;$$

$$F3 = \frac{1}{\sqrt{6}} (z + y) * U + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(x + \frac{i}{\sqrt{2}} (z - y) \right) * A;$$

AUX111 = BRA1 * KET1;

AUX211 = AUX111 // Expand;

AUX311 = AUX211 /. {x * y -> k, x * z -> m, y * z -> n, U * A -> R};

AUX411 = AUX311 /. {k -> 0, m -> 0, n -> 0, R -> 0};

AUX511 = AUX411 /. {x -> 1, y -> 1, z -> 1, U -> 1, A -> 1};

M11 = AUX511 // FullSimplify;

...

(*SE HACEN TODOS LOS ELEMENTOS DE MATRIZ CAMBIANDO LOS ÚLTIMOS DOS DÍGITOS DE LOS "AUX"*)

...

AUX333 = AUX233 /. {x * y -> k, x * z -> m, y * z -> n, U * A -> R};

AUX433 = AUX333 /. {k -> 0, m -> 0, n -> 0, R -> 0};

AUX533 = AUX433 /. {x -> 1, y -> 1, z -> 1, U -> 1, A -> 1};

M33 = AUX533 // FullSimplify;

$$M = \begin{pmatrix} M11 & M12 & M13 \\ M21 & M22 & M23 \\ M31 & M32 & M33 \end{pmatrix};$$

{λ1, λ2, λ3} = EVAL = Eigenvalues [M];

EVEC = Eigenvectors [M];

Print["ELEMENTOS DE MATRIZ"]

M // MatrixForm

Print["EIGENVALORES"]

EVAL // MatrixForm

Print["EIGENVECTORES"]

EVEC // MatrixForm;

$$F1P = F1 + \frac{M21}{\lambda2 - \lambda1} * F2 + \frac{M31}{\lambda3 - \lambda1} * F3 // Unevaluated;$$

$$F2P = F2 + \frac{M12}{\lambda1 - \lambda2} * F1 + \frac{M32}{\lambda3 - \lambda2} * F3 // Unevaluated;$$

$$F3P = F3 + \frac{M13}{\lambda1 - \lambda3} * F1 + \frac{M23}{\lambda2 - \lambda3} * F2 // Unevaluated;$$

(*PROBABILIDADES DE TRANSICIÓN*)

$$EP = \frac{1}{\sqrt{2}} \{1, 1, 0\} \cdot \{px, py, pz\};$$

$$F1C = S * U;$$

$$F2C = S * A;$$

$$PROV111 = F1C * EP * F1P // Expand;$$

$$PROV211 = PROV111 /.$$

$$\{U * A \rightarrow 0, S * px * x \rightarrow P, S * py * y \rightarrow P, S * px * z \rightarrow Q, S * px * z \rightarrow Q, S * px * y \rightarrow Z Q, Z^2 * py * x \rightarrow Z Q, \\ X^2 * py * x \rightarrow 0, X^2 * py * y \rightarrow 0, X^2 * px * y \rightarrow 0, Z^2 * py * z \rightarrow 0, Z^2 * px * z \rightarrow 0, Y^2 * py * z \rightarrow 0, \\ Y^2 * px * y \rightarrow 0, X^2 * py * z \rightarrow 0, Z^2 * py * y \rightarrow 0, Y^2 * px * x \rightarrow 0, Y^2 * py * x \rightarrow 0, Z^2 * px * x \rightarrow 0\};$$

$$PROV311 = PROV211 /. \{U \rightarrow 1, A \rightarrow 1, Q \rightarrow 0\} // FullSimplify;$$

$$PROV411 = CoefficientRules[PROV311, \{P, Q\}]$$

Print["CONDUCCION 1 - VALENCIA P. 1"]

$$PROV511 = P ** FullSimplify[PROV411[[1, 2]]] + 0 * FullSimplify[PROV411[[2, 2]]];$$

$$\text{Abs}[P * FullSimplify[PROV411[[1, 2]]]]^2$$

$$PROV112 = F1C * EP * F2P // Expand;$$

$$PROV212 = PROV112 /.$$

$$\{U * A \rightarrow 0, S * px * x \rightarrow P, S * py * y \rightarrow P, S * px * z \rightarrow Q, S * px * z \rightarrow Q, S * px * y \rightarrow Z Q, Z^2 * py * x \rightarrow Z Q, \\ X^2 * py * x \rightarrow 0, X^2 * py * y \rightarrow 0, X^2 * px * y \rightarrow 0, Z^2 * py * z \rightarrow 0, Z^2 * px * z \rightarrow 0, Y^2 * py * z \rightarrow 0, \\ Y^2 * px * y \rightarrow 0, X^2 * py * z \rightarrow 0, Z^2 * py * y \rightarrow 0, Y^2 * px * x \rightarrow 0, Y^2 * py * x \rightarrow 0, Z^2 * px * x \rightarrow 0\};$$

$$PROV312 = PROV212 /. \{U \rightarrow 1, A \rightarrow 1, Q \rightarrow 0\} // FullSimplify;$$

$$PROV412 = CoefficientRules[PROV312, \{P, Q\}]$$

Print["CONDUCCION 1 - VALENCIA P. 2"]

$$PROV512 = P ** FullSimplify[PROV412[[1, 2]]] + 0 * FullSimplify[PROV412[[2, 2]]];$$

$$\text{Abs}[P * FullSimplify[PROV412[[1, 2]]]]^2$$

$$PROV113 = F1C * EP * F3P // Expand;$$

$$PROV213 = PROV113 /.$$

$$\{U * A \rightarrow 0, S * px * x \rightarrow P, S * py * y \rightarrow P, S * px * z \rightarrow Q, S * px * z \rightarrow Q, S * px * y \rightarrow Z Q, Z^2 * py * x \rightarrow Z Q, \\ X^2 * py * x \rightarrow 0, X^2 * py * y \rightarrow 0, X^2 * px * y \rightarrow 0, Z^2 * py * z \rightarrow 0, Z^2 * px * z \rightarrow 0, Y^2 * py * z \rightarrow 0, \\ Y^2 * px * y \rightarrow 0, X^2 * py * z \rightarrow 0, Z^2 * py * y \rightarrow 0, Y^2 * px * x \rightarrow 0, Y^2 * py * x \rightarrow 0, Z^2 * px * x \rightarrow 0\};$$

$$PROV313 = PROV213 /. \{U \rightarrow 1, A \rightarrow 1, Q \rightarrow 0\} // FullSimplify;$$

$$PROV413 = CoefficientRules[PROV313, \{P, Q\}]$$

Print["CONDUCCION 1 - VALENCIA P. 3"]

$$PROV513 = P ** FullSimplify[PROV413[[1, 2]]] + 0 * FullSimplify[PROV413[[2, 2]]];$$

$$\text{Abs}[P * FullSimplify[PROV413[[1, 2]]]]^2$$

```

PROV121 = F2C * EP * F1P // Expand;
PROV221 = PROV121 /.
  {U * A → 0, S * px * x → P, S * py * y → P, S * px * z → Q, S * px * z → Q, S * px * y → Z Q, Z2 * py * x → Z Q,
   X2 * py * x → 0, X2 * py * y → 0, X2 * px * y → 0, Z2 * py * z → 0, Z2 * px * z → 0, Y2 * py * z → 0,
   Y2 * px * y → 0, X2 * py * z → 0, Z2 * py * y → 0, Y2 * px * x → 0, Y2 * py * x → 0, Z2 * px * x → 0};
PROV321 = PROV221 /. {U → 1, A → 1, Q → 0} // FullSimplify;
PROV421 = CoefficientRules[PROV321, {P, Q}]
Print["CONDUCCION 2 - VALENCIA P. 1"]
PROV521 = P ** FullSimplify[PROV421[[1, 2]]] + 0 * FullSimplify[PROV421[[2, 2]]];
Abs[P * FullSimplify[PROV421[[1, 2]]]]2

```

```

PROV122 = F2C * EP * F2P // Expand;
PROV222 = PROV122 /.
  {U * A → 0, S * px * x → P, S * py * y → P, S * px * z → Q, S * px * z → Q, S * px * y → Z Q, Z2 * py * x → Z Q,
   X2 * py * x → 0, X2 * py * y → 0, X2 * px * y → 0, Z2 * py * z → 0, Z2 * px * z → 0, Y2 * py * z → 0,
   Y2 * px * y → 0, X2 * py * z → 0, Z2 * py * y → 0, Y2 * px * x → 0, Y2 * py * x → 0, Z2 * px * x → 0};
PROV322 = PROV222 /. {U → 1, A → 1, Q → 0} // FullSimplify;
PROV422 = CoefficientRules[PROV322, {P, Q}]
Print["CONDUCCION 2 - VALENCIA P. 2"]
PROV522 = P ** FullSimplify[PROV422[[1, 2]]] + 0 * FullSimplify[PROV422[[2, 2]]];
Abs[P * FullSimplify[PROV422[[1, 2]]]]2

```

```

PROV123 = F2C * EP * F3P // Expand;
PROV223 = PROV123 /.
  {U * A → 0, S * px * x → P, S * py * y → P, S * px * z → Q, S * px * z → Q, S * px * y → Z Q, Z2 * py * x → Z Q,
   X2 * py * x → 0, X2 * py * y → 0, X2 * px * y → 0, Z2 * py * z → 0, Z2 * px * z → 0, Y2 * py * z → 0,
   Y2 * px * y → 0, X2 * py * z → 0, Z2 * py * y → 0, Y2 * px * x → 0, Y2 * py * x → 0, Z2 * px * x → 0};
PROV323 = PROV223 /. {U → 1, A → 1, Q → 0} // FullSimplify;
PROV423 = CoefficientRules[PROV323, {P, Q}]
Print["CONDUCCION 2 - VALENCIA P. 3"]
PROV523 = P ** FullSimplify[PROV423[[1, 2]]] + 0 * FullSimplify[PROV423[[2, 2]]];
Abs[P * FullSimplify[PROV423[[1, 2]]]]2

```

Apéndice B

Reflectancia de un sistema multicapa

El ajuste de reflectancia anisotrópica se realizó en Mathematica utilizando variables manipulables para encontrar los valores de ajuste correctos. El código usado fue el siguiente:

```

SetDirectory["C:\\Users\\Rodolfo Martinez\\Documents\\MBE\\Reflection And Transmition"];

C1 = Import["AlAs.txt", "Table"]; (**)
C2 = Import["Comp.txt", "Table"];
C3 = Import["Comp.txt", "Table"]; (**)
C4 = Import["GaAs.txt", "Table"];
DA = Import["DALAs.txt", "Table"];
Ref = Import["Ref.txt", "Table"];

ER = Ref[[All, 1]];
RR = Ref[[All, 2]];
N1 = C1[[All, 2]];
N2 = C2[[All, 2]];
N3 = C3[[All, 2]];
N4 = C4[[All, 2]];
K1 = C1[[All, 3]];
K2 = C2[[All, 3]];
K3 = C3[[All, 3]];
K4 = C4[[All, 3]];
EV = C1[[All, 1]];
DAL = DA[[All, 2]];

ND = Length[EV];
N0 = {};
For[i = 0, i < ND, i++,
  AppendTo[N0, 1];
]

CRI1 = N1 - i * K1;
CRI2 = N2 - i * K2;
CRI3 = N3 - i * K3;
CRI4 = N4 - i * K4;

WL = 1239.8 / EV;
r1 = 
$$\frac{N0 - CRI1}{N0 + CRI1}$$
;

r2 = 
$$\frac{CRI1 - CRI2}{CRI1 + CRI2}$$
;

r3 = 
$$\frac{CRI2 - CRI3}{CRI2 + CRI3}$$
;

r4 = 
$$\frac{CRI3 - CRI4}{CRI3 + CRI4}$$
;

```

$r = \{r1, r2, r3, r4\};$

$\Delta Der = 0.00000001;$

$CRI1P = (N1 + \Delta Der) - i * (K1 + \Delta Der);$

$CRI2P = (N2 + \Delta Der) - i * (K2 + \Delta Der);$

$$r1P = \frac{N0 - CRI1P}{N0 + CRI1P};$$

$$r2P = \frac{CRI1P - CRI2}{CRI1P + CRI2};$$

$rP = \{r1P, r2P, r3, r4\};$

$$r2PP = \frac{CRI1 - CRI2P}{CRI1 + CRI2P};$$

$$r3PP = \frac{CRI2P - CRI3}{CRI2P + CRI3};$$

$rPP = \{r1, r2PP, r3PP, r4\};$

$AUX = ListPlot[Transpose[{\{ER, RR\}}, PlotRange \to All, Joined \to True, PlotStyle \to Orange];$

$Manipulate[Show[ListPlot[Transpose[{\{ER + OF2, A * RR + OF1\}},$

$Joined \to True, PlotStyle \to Orange, PlotRange \to \{-2.5, 3\}], ListPlot[DATOSREF =$

$$\text{Transpose} \left[\left\{ EV, a * \text{Re} \left[\frac{1}{\left(\left(r1 + \frac{r2 + \frac{r3+r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}}{1+r3*r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}} * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d2 * (CRI2)}}{1+r3*r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}} * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d1 * (CRI1)} \right) \right]} \right\} \right]$$

$$\left(\frac{1 + r1 * \frac{r2 + \frac{r3+r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}}{1+r3*r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}} * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d2 * (CRI2)}}{1+r3*r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}} * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d1 * (CRI1)}}{1 + r2 * \frac{r3+r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}}{1+r3*r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}} * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d2 * (CRI2)}} \right) * \text{Conjugate} \left[\left(\left(r1 + \frac{r2 + \frac{r3+r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}}{1+r3*r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}} * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d2 * (CRI2)}}{1+r3*r4 * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d3 * (CRI3)}} * e^{-2i * \frac{2\pi}{WL} d1 * (CRI1)} \right) \right] \right]$$

$$(c1 * DAL + c2 * N1) e^{i \theta} - \left(\begin{array}{l} r1 + \frac{r2 + \frac{r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}}{1+r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}} e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d2} (CRI2) * e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d1} (CRI1) \\ 1+r2 * \frac{r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}}{1+r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}} * e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d2} (CRI2) \\ 1 + r1 * \frac{r2 + \frac{r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}}{1+r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}} e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d2} (CRI2) * e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d1} (CRI1) \\ 1+r2 * \frac{r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}}{1+r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}} * e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d2} (CRI2) \end{array} \right) *$$

$$\text{Conjugate} \left[\left(\begin{array}{l} r1 + \frac{r2 + \frac{r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}}{1+r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}} e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d2} (CRI2) * e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d1} (CRI1) \\ 1+r2 * \frac{r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}}{1+r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}} * e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d2} (CRI2) \\ 1 + r1 * \frac{r2 + \frac{r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}}{1+r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}} e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d2} (CRI2) * e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d1} (CRI1) \\ 1+r2 * \frac{r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}}{1+r3+r4 e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d3} (CRI3)}} * e^{-2i \frac{2\pi}{WL} d2} (CRI2) \end{array} \right) \right] \right] ,$$

Joined → True, PlotStyle → Purple]]],

```
Button["Export", Export["RDANTMAN_DR1.txt", DATOSREF, "Table"]], ,
{{d1, 750}, 1, 1000}, {{d2, 1}, 1, 1000, 1}, {{d3, 10000}, 1, 10000},
{{c1, 1}, -50, 50}, {{c2, 1}, -50, 50}, {{θ, 0}, -π, π}, {{a, 1}, -10, 10},
{{A, 1860}, 1, 10000}, {{OF1, -0.05}, -2, 2}, {{OF2, 0}, -2, 2}]
```


Bibliografía

- [1] B.A. Joyce, J. Zhang, T. Shitara, J.H. Neave, A. Taylor, S. Armstrong, M.E. Pemble, C.T. Foxon. «Dynamics and kinetics of MBE growth». En: *Journal of Crystal Growth* 115 (1991).
- [2] O. Hunderi, J.T. Zettler, K. Haberland. «On the AlAs/GaAs (001) interface dielectric anisotropy». En: *Thin Solid Films* 472 (2005).
- [3] L. Guo. «Structural, Energetic, and Electronic Properties of Hydrogenated Aluminum Arsenide Clusters». En: *Journal of Nanoparticle Research* 13 (2011).
- [4] Y. Huang, D. Legrand, R. Vincent, E. Athos, D. Foli, D. Nowak, G. Lerondel, R. Bachelot, T. Taliercio, F. Barho, L. Cerutti, F. Gonzalez-Posada, B.K. Tay, A. Bruyant. «Highly doped semiconductor plasmonic nanoantenna arrays for polarization selective broadband surface-enhanced infrared absorption spectroscopy of vanillin». En: *ACS Photonics* 5 (2018).
- [5] I. Vurgaftman, J.R. Meyer. «Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys». En: *Journal of Applied Physics* 89 (2001).
- [6] S. Adachi. *GaAs and Related Materials: Bulk Semiconducting and Superlattice Properties*. World Scientific, 1994.
- [7] G. Klimeck, R.C. Bowen, T.B. Boykin, T.A. Cwik. En: ()).
- [8] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1985.

- [9] V. Swaminathan, A.T. Macrander. *Materials aspects of GaAs and InP based structures*. Englewood Cliffs, N.J. : Prentice Hall, 1991.
- [10] S. Adachi. *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*. Institution of Engineering y Technology, 1993.
- [11] A. Onton. «10th International Conference on Semiconductor Physics». En:
- [12] M. Garriga, P. Lautenschlager, M. Cardona, K. Ploog. «Optical properties of AlAs». En: *Solid State Commun.* 61 (1987).
- [13] W.P. Dumke, M.R. Lorenz, G.D. Pettit. «Enhanced Indirect Optical Absorption in AlAs and GaP». En: *Phys. Rev. B* 5 (1972).
- [14] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids II*. Academic Press, 1985.
- [15] D. E. Aspnes, S. M. Kelso, R. A. Logan, R. Bhat. «Optical properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ». En: *Journal of Applied Physics* 60 (1986).
- [16] J.W. Orton, T. Foxon. *Molecular Beam Epitaxy: A Short History*. Oxford University Press, 2015.
- [17] A.Y. Cho, J.R. Arthur. «Molecular beam epitaxy». En: *Progress in Solid State Chemistry* 10 (1975).
- [18] L.L. Chang, K.Ploog. *Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures*. Dordrecht: Martinus Nijhoff Publishers, 1985.
- [19] E.H.C Parker. *The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*. New York: Plenum Press, 1985.
- [20] J.R. Arthur. «Molecular Beam Epitaxy». En: *Surface Science* 500 (2002).
- [21] A. Bruce, B. Joyce. «Basic studies of molecular beam epitaxy - past, present and some future directions». En: *Journal of Crystal Growth* 264 (2004).
- [22] P. Frigeri, L. Seravalli, Luca, Trevisi, Giovanna y Franchi. *Molecular Beam Epitaxy: An Overview*. Comprehensive Semiconductor Science y Technology, 2011.

- [23] Z.R. Wasilewski, G.C. Aers, A.J. Springthorpe, C.J. Miner. «Studies and modeling of growth uniformity in molecular beam epitaxy». En: *Journal of Vacuum Science and Technology* 9 (1991).
- [24] .
- [25] W. Braun. *Applied RHEED, Reflection High-Energy Electron Diffraction During Crystal Growth*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1999.
- [26] I. Hernández-Calderón, H. Höchst. «New method for the analysis of reflection high-energy electron diffraction». En: *Phys. Rev. B* 27 (1983).
- [27] L.N. Hadley, D.M. Dennison. «Reflection and transmission interference filters.» En: *J. Opt. Soc. Am.* 37 (1947).
- [28] D.C. Frau. En: *Rev. d'Optique* 31 (1952).
- [29] P. Cotton, P. Rouard. «Propriétés optiques des lames minces solides». En: *J. Phys. Radium* 11 (1950).
- [30] W.P. Weightman. «Reflection anisotropy spectroscopy». En: *Rep. Prog. Phys.* 68 (2005).
- [31] D.E. Aspnes, A.A. Studna. «Anisotropies in the Above-Band-Gap Optical Spectra of Cubic Semiconductors». En: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1956).
- [32] D.E. Aspnes. «Above-bandgap optical anisotropies in the reflectance spectra of some cubic semiconductors». En: *Journal of Vacuum Science and Technology B* 3 (1985).
- [33] D.E. Aspnes, J.P. Harbison, A. A. Studna, L.T. Florez. «Optical reflectance and electron diffraction studies of molecular beam epitaxy growth transients on GaAs(001)». En: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987).
- [34] D.E. Aspnes, A.A. Studna. «Reflectance-difference spectroscopy of (110) GaAs and InP». En: *Journal of Vacuum Science and Technology A* 5 (1987).
- [35] J.P. Harbison, D.E. Aspnes, A.A. Studna, L.T. Florez, M.K. Kelly. «Oscillations in the optical response of (001) GaAs and AlGaAs surfaces during

- crystal growth by molecular beam epitaxy». En: *Applied Physics Letters* 52-957 (1988).
- [36] D.E. Aspnes, J.P. Harbison, A.A. Studna, L.T. Florez. «Application of reflectance difference spectroscopy to molecular-beam epitaxy growth of GaAs and AlAs». En: *Journal of Vacuum Science and Technology A* 6-1327 (1988).
- [37] D.E. Aspnes, J. P. Harbison, A. A. Studna, L. T. Florez. «Application of reflectance difference spectroscopy to molecular-beam epitaxy growth of GaAs and AlAs». En: *Journal of Vacuum Science and Technology A* 6-740 (1988).
- [38] J.P. Harbison, D.E. Aspnes, A.A. Studna, L.T. Florez, M K. Kelly. «Oscillations in the optical response of (001)GaAs and AlGaAs surfaces during crystal growth by molecular beam epitaxy». En: *Appl. Phys. Lett.* 52-2046 (1988).
- [39] W. Richter. «Optical in situ surface control during MOVPE and MBE growth». En: *Phil. Trans. R. Soc. A* 344 (1993).
- [40] V.L. Berkovits, I.V. Makarenko, T.A. Minashvili, V.I. Safarov. «Optical transitions on GaAs [110] surface». En: ()
- [41] P. Chiaradia, A. Cricenti, S. Selci, G. Chiarotti. «Differential Reflectivity of Si(111)2CE1 Surface with Polarized Light: A Test for Surface Structure». En: *Phys. Rev. Lett.* 52 (1984).
- [42] D.M. Kolb, R. Kötz, K. Yamamoto. «Copper monolayer formation on platinum single crystal surfaces: Optical and electrochemical studies». En: *Surface Science* 87 (1979).
- [43] A. Tadjeddine, D.M. Kolb, R.Kötz. «The study of single crystal electrode surfaces by surface plasmon excitation». En: *Surface Science* 101 (1980).

-
- [44] L.Y. Voon, C. Lok, Willatzen, Morten. *The k p Method: Electronic Properties of Semiconductors*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
- [45] G.L. Bir, G.E. Pikus. *Symmetry and strain-induced effects in semiconductors*. Wiley, 1974.
- [46] H. Brooks. «Theory of the Electrical Properties of Germanium and Silicon». En: *Advances in Electronics and Electron Physics* 7 (1955).
- [47] C. Herring, E. Vogt. «Transport and Deformation-Potential Theory for Many-Valley Semiconductors with Anisotropic Scattering». En: *Phys. Rev.* 101 (1956).
- [48] W.H. Kleiner, L.M. Roth. «Deformation Potential in Germanium from Optical Absorption Lines for Exciton Formation». En: *Phys. Rev. Lett.* 2 (1959).
- [49] H. Hasegawa. «Theory of Cyclotron Resonance in Strained Silicon Crystals». En: *Phys. Rev.* 129 (1959).
- [50] E.O. Kane. «Strain Effects on Optical Critical-Point Structure in Diamond-Type Crystals». En: *Phys. Rev.* 178 (1959).
- [51] I. Balslev. *Optical Properties of III-V Compounds, Semiconductors and Semimetals, Vol 9*. Academic Press, 1972.
- [52] R.L. Burden, J.D. Faires. *Análisis Numérico*. Grupo Editorial Iberoamericana, 1985.
- [53] J.W. Demmel. *Applied numerical linear algebra*. Society for Industrial y Applied Mathematics Philadelphia, 1997.
- [54] D. Ariza-Flores, J. Ortega Gallegos, O. Nuñez-Olvera, R.E. Balderas-Navarro, L.F. Lastras-Martínez, L.E. Guevara-Macías, A. Lastras-Martínez. «A multichannel reflectance anisotropy spectrometer for epitaxial growth monitoring». En: *Meas. Sci. Technol.* 26 (2015).

-
- [55] A. Lastras-Martínez, J. Ortega-Gallegos, L.E. Guevara-Macías, D. Ariza-Flores, O. Núñez-Olvera, R.E. López-Estopier, R.E. Balderas-Navarro, L.F. Lastras-Martínez. En: ().
- [56] J. Ortega-Gallegos, A. Lastras-Martínez, L.E. Guevara-Macías, D. Ariza-Flores, J.G. Santiago-García, R.E. López-Estopier, R.E. Balderas-Navarro, L.F. Lastras-Martínez. En: ().
- [57] L.F. Lastras-Martínez, M. Chavira-Rodríguez, R.E. Balderas-Navarro, J.M. Flores-Camacho, A. Lastras-Martínez. «Reflectance difference spectroscopy of GaAs(001) under a [110] uniaxial stress». En: *Phys. Rev. B* 70 (2004).