

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física de Materiales



TESIS DOCTORAL

**Aplicación de la técnica ALMBE a los sistemas
epitaxiales GaAs/nAlGaAs, n/GaAs/InGaAs y
AlAs/InAs/GaAs para dispositivos HEMT**

TESIS DOCTORAL

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Manuel Vázquez López

Director:

Fernando Briones Fernández-Pola

Madrid, 2002

ISBN: 978-84-669-0476-6

© Manuel Vázquez López, 1991



T1-1991/30

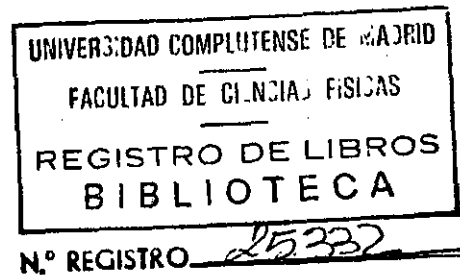
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS
DEPARTAMENTO DE FISICA DE MATERIALES

APLICACION DE LA TECNICA ALMBE
A LOS SISTEMAS EPITAXIALES

GaAs/n-AlGaAs, n-GaAs/InGaAs y AlAs/InAs/GaAs
PARA DISPOSITIVOS HEMT

TESIS

para optar al grado de



DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS

presentada por

MANUEL VAZQUEZ LOPEZ

y dirigida por el Dr. Fernando Briones Fernández-Pola

CENTRO NACIONAL DE MICROELECTRONICA, CSIC
MADRID, 1991

INDICE

INTRODUCCION	1
CAPITULO 1.- TECNICAS EXPERIMENTALES	7
1.- EPITAXIA POR HACES MOLECULARES (MBE)	7
1.1.- Introducción	7
1.2.- Cinética de crecimiento	9
1.3.- Sistema experimental	12
1.4.- Células de efusión	15
1.4.1.- Célula de Si de caldeo directo	16
1.5.- Difracción de electrones de alta energía (RHEED)	20
2.- CARACTERIZACION DE LAMINAS EPITAXIADAS MEDIANTE TECNICA DE EFECTO HALL	24
2.1.- Sistema experimental	24
2.2.- Medida del efecto Hall en heterounionese alta movilidad ..	28
3.- OBTENCION DE PERFILES DE DOPADO MEDIANTE MEDIDAS DE CAPACIDAD-VOLTAJE (C-V) CON BARRERA ELECTROLITICA	34
4.- CARACTERIZACION ESTRUCTURAL DE LAMINAS EPITAXIADAS MEDIANTE RAYOS X	38
4.1.- Difractómetro de polvo (θ - 2θ)	40
4.2.- Difractómetro de doble cristal	42
Referencias	46

CAPITULO 2.-	CRECIMIENTO A BAJA TEMPERATURA DE	
	HETEROESTRUCTURAS AlAs/GaAs MEDIANTE	
	ALMBE	49
1.-	MECANISMOS DE CRECIMIENTO	49
1.1.-	Crecimiento bidimensional	49
1.2.-	Propagación de escalones	53
1.3.-	Crecimiento tridimensional	54
2.-	CRECIMIENTO A BAJA TEMPERATURA	55
	Referencias	69
CAPITULO 3.-	CRECIMIENTO DE ESTRUCTURAS INVERTIDAS DE	
	DOPADO MODULADO Y FABRICACION DE UN	
	TRANSISTOR DE EFECTO DE CAMPO DE ALTA	
	VELOCIDAD ELECTRONICA	71
1.-	INTRODUCCION	71
2.-	DENSIDAD DE PORTADORES EN EL POZO TRIANGULAR	75
2.1.-	Cálculo de la densidad de portadores	76
2.1.1.-	Cálculo de la estructura de bandas	77
2.1.2.-	Cálculo de los niveles de energía del pozo triangular	83
2.1.3.-	Cálculo estadístico de la densidad de portadores ..	85
2.1.4.-	Cálculo numérico	86
2.2.-	Dependencia de la densidad de portadores con el dopado de la	
	aleación	87

2.3.- Dependencia de la densidad de portadores con la anchura de la capa serapadora	90
2.4.- Dependencia de la densidad de portadores con la composición de Al de la aleación	90
2.5.- Cálculo de los niveles energéticos de las subbandas	93
3.- MOVILIDAD ELECTRONICA EN UN GAS BIDIMENSIONAL DE ELECTRONES	95
3.1.- Mecanismos de dispersión	95
3.1.1.- Dispersión debida a fonones	96
3.1.2.- Dispersión intrabanda	97
3.1.3.- Rugosidad de la intercara	100
3.1.4.- Dispersión debida a impurezas ionizadas	101
4.- ESTRUCTURAS INVERTIDAS DE ALTA MOVILIDAD ELECTRONICA	103
4.1.- Dificultades en el crecimiento de estructuras invertidas de alta movilidad electrónica	107
4.1.1.- Rugosidad intercara	107
4.1.2.- Atrapamiento de las impurezas en la intercara	109
4.1.3.- Segregación de Si	111
4.2.- Crecimiento y caracterización de estructuras invertidas de alta movilidad	114

5.-	TRANSISTORES DE ALTA MOVILIDAD ELECTRONICA (HEMT)	124
5.1.-	Modelo de funcionamiento de un dispositivo HEMT	130
5.2.-	Fabricación y caracterización de un dispositivo HEMT ..	134
	Referencias	146
CAPITULO 4.- HETEROESTRUCTURAS CON DIFERENTE PARAMETRO		
	DE RED	155
1.-	INTRODUCCION	155
2.-	ESPESOR CRITICO	157
2.1.-	Determinación experimental del espesor crítico	158
2.2.-	Modelos de cálculo del espesor crítico	160
2.1.1.-	Modelo de van der Merwe	160
3.-	SUPERREDES AlAs/InAs	166
3.1.-	Crecimiento de superredes AlAs/InAs	169
3.2.-	Caracterización estructural de láminas epitaxiadas mediante rayos X	172
3.2.1.-	Calidad estructural de láminas epitaxiadas	172
3.2.2.-	Medida de los parámetros de red paralelo y perpendicular de una lámina epitaxiada.	174
3.2.3.-	Caracterización estructural de superredes	180
3.3.-	Caracterización de superredes AlAs/InAs mediante un difractómetro θ - 2θ	186

3.4.- Caracterización de superredes AlAs/InAs mediante un difractómetro de doble cristal	193
4.- HETEROESTRUCTURAS GaInAs/GaAs	202
4.1.- Crecimiento de heteroestructuras GaInAs/GaAs	203
4.2.- Caracterización estructural de heteroestructuras GaInAs/GaAs	208
5.- ESTRUCTURAS PSEUDOMORFICAS DE DOPADO MODULADO	
n-AlGaAs/GaInAs	217
5.1.- Introducción	217
5.2.- Resultados experimentales: crecimiento y caracterización .	220
Referencias	224
CAPITULO 6.- CONCLUSIONES	233

INTRODUCCION

Actualmente la velocidad de respuesta en los dispositivos electrónicos es de una importancia decisiva, ya que cada vez se necesitan ordenadores más veloces así como radares y sistemas de comunicaciones capaces de funcionar a frecuencias cada vez mayores. Esto ha hecho que numerosos laboratorios hayan dirigido su investigación a la obtención de dispositivos de alta movilidad. El aumento de la velocidad de respuesta de los dispositivos electrónicos se puede conseguir de dos formas:

-Reduciendo las dimensiones del dispositivo. Con ello se disminuye la distancia que deben recorrer los electrones y por lo tanto el tiempo que tardan éstos en transportar la señal.

-Utilizando nuevos semiconductores donde los electrones circulen a mayores velocidades. En este sentido la sustitución del Si por el Arseniuro de Galio, material con menor masa electrónica efectiva, ha permitido un gran avance en los dispositivos que operan a altas frecuencias.

Durante la pasada década, los MESFETs de GaAs (transistores de efecto campo donde el canal conductor es una capa de GaAs dopada) han dominado el mundo de los dispositivos de estado sólido de microondas siendo utilizados fundamentalmente como

emisores de potencia y amplificadores de bajo ruido. Los FETs de GaAs cubren un amplio rango de aplicaciones como comunicaciones vía satélite, teléfonos móviles, convertidores de TV, receptores para astronomía, radares...

El hecho de que en el mercado de este tipo de aplicaciones se estén exigiendo dispositivos que funcionen por encima de los límites alcanzados por los MESFETs de GaAs es debido principalmente a dos razones:

- Se ha llegado a una congestión en las telecomunicaciones en la región del espectro correspondiente a frecuencias de microondas, lo que hace necesario dispositivos que funcionen a frecuencias superiores. Así, en las comunicaciones vía satélite está alcanzando el rango de los 30 GHz y en las aplicaciones militares ya se está trabajando en el rango de los 94 GHz.

- El aumento de las distancias cubiertas por las redes de microondas hace necesario emisores de alta potencia y amplificadores de muy bajo ruido.

Por primera vez en 1978 Dingle y colaboradores (Appl. Phys. Lett. 33 665 (1978)) obtuvieron una estructura, llamada de dopado modulado, en donde el canal conductor está situado en un material libre de impurezas donadoras y por tanto con una alta velocidad electrónica. Ya desde la obtención de la primera estructura se pensó que estas estructuras revolucionarían el campo de los dispositivos de alta velocidad electrónica y tan solo dos

años después del crecimiento de la primera estructura de dopado modulado Mimura y colaboradores (Jpn. J. Appl. Phys. **19**, L225 (1980)) desarrollaron el primer dispositivo FET basado en una estructura de este tipo. Este rápido desarrollo fue debido a que la tecnología de los MESFETs es fácilmente transferible a los transistores de alta velocidad electrónica. A partir de entonces han aparecido en la literatura numerosas publicaciones y recopilaciones (ver por ejemplo N.T. Linh "Two-dimensional electron gas FETs: Microwave applications." Semiconductors and Semimetals **24**, 203, Editor R.Dingle, Academic Press. Inc.(1987)) sobre estos dispositivos.

Estos transistores de efecto campo de alta velocidad electrónica han recibido diversos nombres como HEMT (High Electron Mobility Transistor), MODEET (Modulation Doped Field Effect Transistor), SDHT (Selectively Doped Heterojunction Transistor) TEGFET (Two-dimensional Electron Gas FET)...

En esta memoria se presenta el proceso de fabricación de un dispositivo HEMT de $4 \mu\text{m}$ de anchura de puerta basado en estructuras invertidas n-AlGaAs/GaAs realizado íntegramente en nuestro laboratorio. La fabricación de un dispositivo de este tipo lleva consigo pasos tecnológicos que son descritos detalladamente en la memoria.

En los últimos años se está trabajando en nuevas estructuras de dopado modulado en donde se están sustituyendo las estructuras convencionales n-AlGaAs/GaAs sobre substratos de GaAs o n-AlInAs/GaInAs sobre substratos de InP por nuevos sistemas

donde la heterounión está formada por materiales con diferente parámetro de red pero en los que el canal conductor tiene mayor velocidad electrónica y mayor densidad de portadores. Con estas nuevas heteroestructuras n-AlGaAs/GaInAs o n-AlInAs/GaInAs con diferencia entre sus parámetro de red se consiguen dispositivos que operan a frecuencias superiores que los sistemas convencionales.

Con el fin de obtener estructuras de dopado modulado a partir de materiales con diferente parámetro de red hemos hecho un estudio de crecimiento y caracterización de dos sistemas tensados. Por un lado hemos estudiado unas nuevas superredes compuestas por dos materiales que tienen una gran diferencia de parámetro de red como son el Arseniuro de Aluminio (AlAs) y el Arseniuro de Indio (InAs). Esta superred podría ser una buena candidata para sustituir las convencionales aleaciones de AlInAs. También hemos realizado un estudio de crecimiento y caracterización de aleaciones de GaInAs con diferentes composiciones de In sobre substratos de GaAs. El motivo de este estudio es la obtención de heteroestructuras de alta movilidad donde el GaInAs es el canal conductor. Hay que tener en cuenta que las aleaciones de GaInAs tienen una velocidad electrónica muy superior que la del GaAs.

Por último como aplicación del trabajo en estructuras tensadas se ha diseñado, crecido y caracterizado eléctricamente una estructura de dopado modulado n-GaAs/GaInAs.

La memoria se ha dividido en los siguientes capítulos:

-En el capítulo 1 se describen las técnicas experimentales utilizadas para el desarrollo de este trabajo: epitaxia de haces moleculares, difracción de rayos X, caracterización eléctrica mediante técnica de efecto Hall y perfiles de dopado mediante C-V con barrera electrolítica.

-En el capítulo 2 se muestra la aplicación del crecimiento mediante epitaxia de haces moleculares de capas atómicas (ALMBE), técnica desarrollada en nuestro laboratorio, a la obtención de estructuras de pozos cuánticos de GaAs confinados por superredes AlAs/GaAs de alta calidad óptica.

-En el capítulo 3 se muestra el cálculo de la densidad de portadores, crecimiento y caracterización de estructuras invertidas de dopado modulado, así como el proceso de la fabricación de un dispositivo HEMT a partir de estas estructuras.

-En el capítulo 4 se muestra el crecimiento y caracterización de estructuras con diferente parámetro de red. Se han crecido superredes AlAs/InAs y aleaciones de GaInAs sobre substratos de GaAs. Para finalizar se ha diseñado, crecido y caracterizado eléctricamente una estructura de dopado modulado, formada con materiales con diferente parámetro de red del tipo n-GaAs/GaInAs.

-En el capítulo 5 se hace un resumen de las conclusiones presentadas a lo largo de la memoria.

1.- TECNICAS EXPERIMENTALES

1.- EPITAXIA POR HACES MOLECULARES (MBE)

1.1.- Introducción.

La epitaxia por haces moleculares (MBE) [1-3] es una técnica muy potente para el crecimiento de heteroestructuras de alta calidad cristalina. El proceso MBE se basa en la reacción de uno o más haces moleculares térmicos con un sustrato monocristalino, que está a una determinada temperatura en condiciones de ultra alto vacío (Fig.1.1). Los haces moleculares se producen mediante la evaporación de los diversos elementos que se encuentran en unas células de evaporación tipo Knudsen.

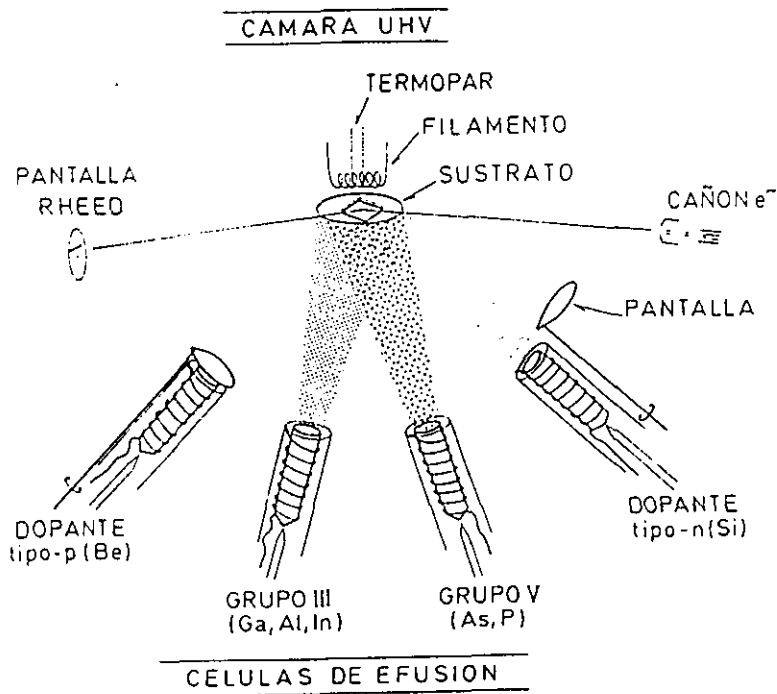


Fig. 1.1: Esquema del proceso de crecimiento epitaxial mediante haces moleculares de semiconductores III-V.

Como sustrato se utiliza normalmente una oblea de estructura cristalina y parámetros de red próximos al de los compuestos que se quieren crecer. En nuestro caso, los sustratos utilizados para el crecimiento de las muestras que se describen en esta memoria son sustratos de GaAs y su superficie es un plano (001).

La gran ventaja de la epitaxia por haces moleculares sobre otras técnicas epitaxiales, tales como MOCVD o LPE son fundamentalmente:

- Una baja velocidad de crecimiento (aproximadamente de 3Å/seg) lo que permite cambiar la composición o el dopado del material en dimensiones atómicas ya que el tiempo de operación de las pantallas es inferior al necesario para depositar una monocapa (en nuestro sistema el control de apertura y cierre de las pantallas tiene una precisión del orden de la décima de segundo).
- En comparación con otras técnicas epitaxiales la temperatura de crecimiento es baja lo que disminuye los problemas de interdifusión de elementos en las intercaras de las heteroestructuras.
- El ambiente de ultra alto vacío presente en la campana de crecimiento permite la introducción de técnicas de análisis superficial, RHEED, que permiten controlar el crecimiento "in situ" antes y durante el crecimiento.

-Es posible el crecimiento secuencial de diferentes materiales y controlarlo mediante un sistema automatizado, lo que permite el crecimiento de superredes y estructuras de gran complejidad.

1.2.- Cinética de crecimiento.

En esta memoria nos centraremos en el crecimiento de diversas estructuras de semiconductores III-V que, como su nombre indica, están compuestos de elementos del grupo III (Al, Ga, In...) y del grupo V (As, P...) de la tabla periódica. En el proceso de crecimiento por MBE de este tipo de compuestos, la incorporación de los átomos de los elementos del grupo III no depende del estado superficial de la lamina y su coeficiente de incorporación a la epitaxia es prácticamente la unidad a temperaturas típicas de MBE.

La reactividad del elemento del grupo V es más complicada y su coeficiente de incorporación depende de la población del elemento del grupo III sobre la superficie. La incorporación de los átomos del grupo V fue estudiada por Foxon y Joyce [4] que observaron que para que el crecimiento mediante MBE tenga lugar se tienen que dar las siguientes condiciones (Fig. 1.2.):

- Adsorción de átomos y moléculas en la superficie.
- Migración superficial y disociación de las moléculas adsorbidas.
- Incorporación de los átomos en la red del substrato o en la epitaxia crecida.
- Desorción térmica de los átomos no incorporados.

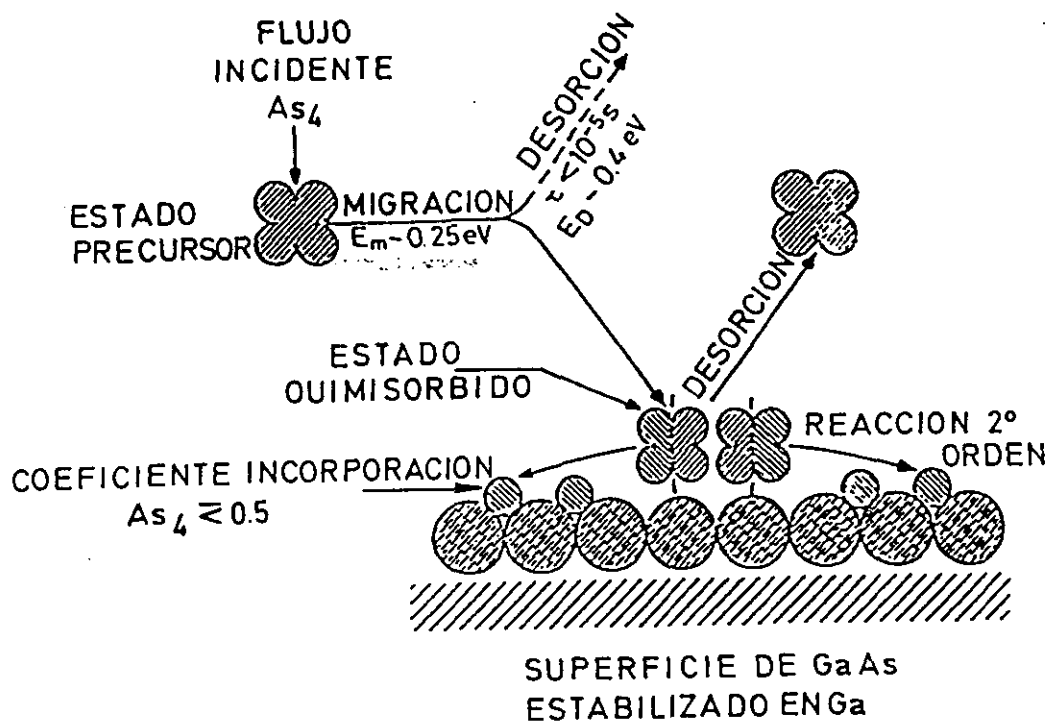
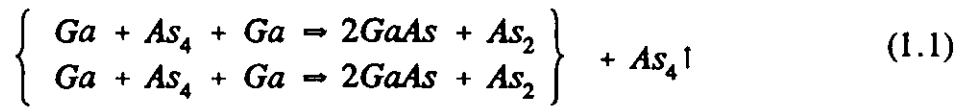


Fig. 1.2: Esquema del modelo de crecimiento MBE desarrollado por Foxon y Joyce [4].

Básicamente el proceso que tiene lugar en la superficie es el siguiente: las moléculas de As_4 son inicialmente adsorbidas en un estado precursor móvil con una energía de migración baja. Mientras, los átomos de Ga adsorbidos migran también por la superficie a temperaturas típicas de crecimiento MBE de $580^\circ C$. Estos átomos controlan la reacción ya que para que el As_4 se incorpore es necesario que la molécula de As_4 se disocie en dos moléculas de As_2 . Una de éstas moléculas de As_2 tiene que encontrar a una pareja de átomos de Galio que reaccionen con ella para incorporarse en la epitaxia. La otra molécula de As_2 reacciona con otra molécula de As_2 formando una molécula de As_4 que es desorbida. Esta reacción se puede resumir de la forma:



este es un proceso de segundo orden del que se desprende un coeficiente de incorporación para el As_4 siempre menor de 0.5. Esto quiere decir que los átomos del elemento del grupo V sólo se incorporan si simultáneamente hay átomos del grupo III en la superficie, lo que hace que creciendo en exceso del elemento del grupo V exista una autorregulación de la estequiometría superficial. Por lo tanto la velocidad de crecimiento vendrá determinada por el ritmo incorporación de los átomos del elemento del grupo III que es prácticamente la unidad.

Por lo tanto, la composición de una aleación ternaria $III_A III_B V$, está determinada simplemente por la relación de átomos de cada elemento del grupo III que llegan a la superficie. A altas temperaturas de substrato puede haber desorción de algunos elementos del grupo III, por lo que para tener un perfecto control de la composición de la aleación, sin que esta dependa de la temperatura del substrato, es necesario crecer a una temperatura inferior a la temperatura de desorción del elemento más volátil.

En las aleaciones $III V_A V_B$ la incorporación de los átomos de los elementos del grupo V[5] no es proporcional al número de átomos que llegan a la superficie por lo que el control de la composición de estas aleaciones es muy complicado. En las aleaciones de GaAsP la probabilidad de incorporación de As_4 es de hasta un factor 50 mayor que

la del P₄, lo que hace prácticamente imposible obtener por MBE capas de GaAsP de una composición dada de manera reproducible.

El dopado de las láminas durante el crecimiento se lleva a cabo mediante la evaporación de materiales como Si (elemento anfótero pero que por MBE en la superficie (001) se incorpora como dopante n) y Be (dopante p). Su incorporación en la epitaxia es básicamente la unidad hasta alcanzar un valor máximo de dopado. Este comportamiento se comprueba mediante la relación exponencial existente entre la concentración de portadores en la lamina dopada y la inversa de la temperatura del material en la célula de efusión del material dopante.

1.3.- Sistema experimental.

Las láminas semiconductoras descritas en el desarrollo de la memoria han sido crecidas en dos sistemas de epitaxia por haces moleculares (MBE). En la figura 1.3 se muestra uno de los dos sistemas de crecimiento que básicamente consta de:

- Dos cámaras de crecimiento donde están situadas las células de efusión, así como las técnicas de caracterización "in-situ" como la Difracción de Electrones Rasantes de Alta Energía (RHEED). Además, cada cámara de crecimiento tiene una ventana que permite realizar caracterización óptica de la muestra durante el crecimiento. Ambas cámaras de crecimiento disponen de bombas iónicas y de sublimación de titanio que junto a los criopaneles, por los que circula nitrógeno líquido, que las

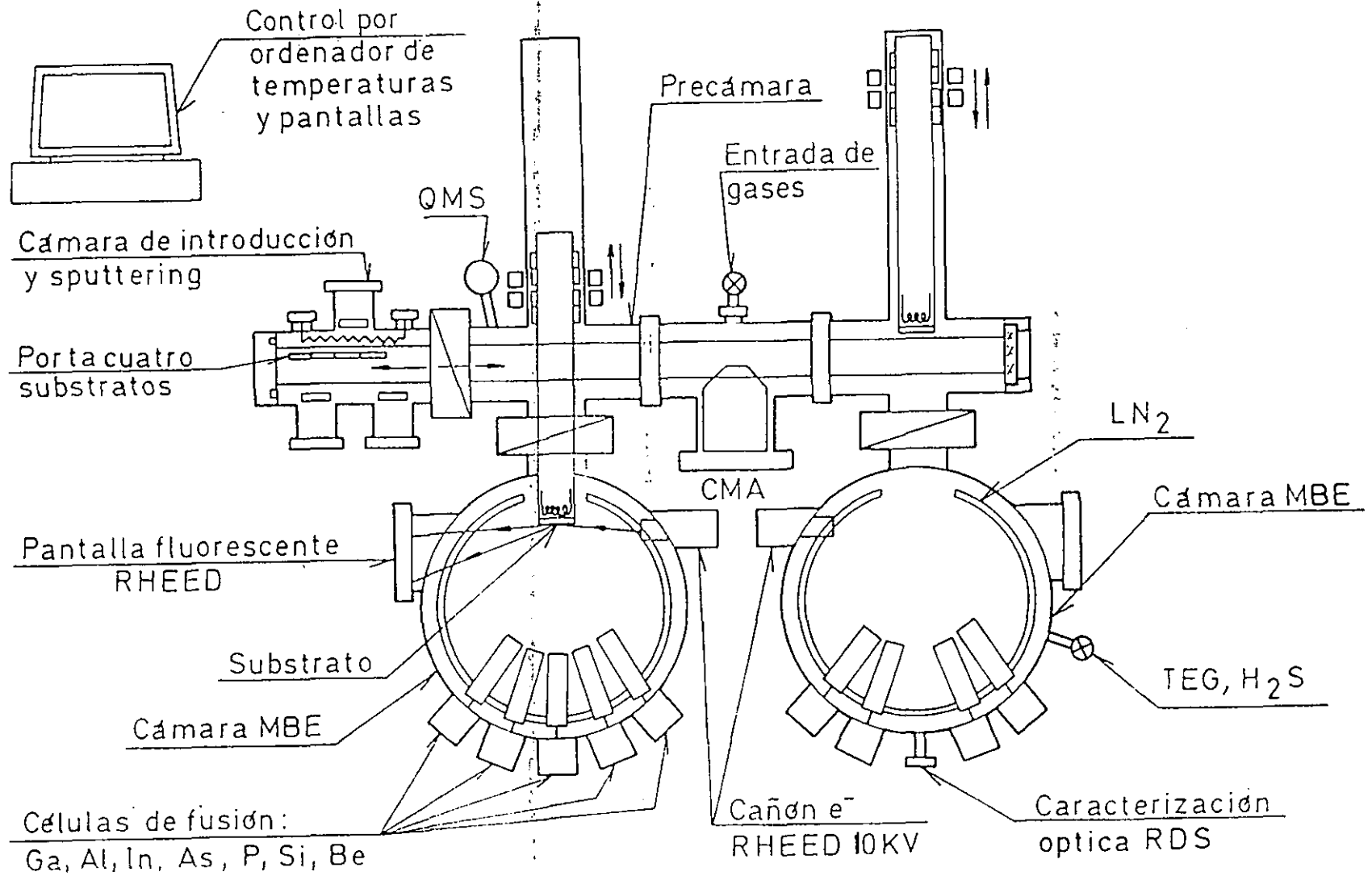


Fig. 1.3: Sistema experimental de uno de los equipos de crecimiento utilizado en esta memoria que consta de dos cámaras de crecimiento, sistema de introducción, sputtering, espectroscopía Auger y precámara.

recubren internamente hace que la presión residual del sistema sea inferior a 10^{-10} Torr. Cada cámara de crecimiento también dispone de un manómetro de ionización que se puede colocar en la posición de la muestra por lo que se puede medir el flujo de los haces moleculares.

- Una cámara esclusa, o cámara de introducción de muestras, que tiene como utilidad no romper el vacío de la cámara principal cada vez que haya que introducir muestras en el sistema de crecimiento. Esta cámara dispone de una bomba turbomolecular y está acoplada a una cámara de guantes que se mantiene con sobrepresión de N_2 seco para reducir al mínimo posible la humedad ambiental que pueda contaminar esta cámara durante el proceso de carga de los substratos.

- Dos precámaras, cada una de ellas bombeada con una bomba iónica, con sus respectivos sistemas de transferencia para la introducción de muestras en la cámara de crecimiento. En el sistema de transferencia está acoplado el horno que es introducido en la cámara de crecimiento de forma magnética. Una de las precámaras dispone de un espectrómetro de masas con el que se puede obtener información de la composición de vacío residual, de esta forma se puede saber si existe alguna fuga al exterior en la cámara de crecimiento o si alguna célula de efusión evapora algún elemento no deseado.

- Una cámara Auger con la que se puede realizar un análisis composicional de la

superficie de la muestra que se está creciendo sin necesidad de sacarla al exterior.

Esta cámara dispone como sistema de bombeo una criobomba.

Uno de los elementos más importantes del MBE son las células de evaporación.

En los apartados siguientes describiremos las células convencionales de MBE, así como dos tipos de células desarrolladas en nuestro laboratorio.

1.4.- Células de efusión.

Las células de efusión son hornos de evaporación que requieren materiales de alta pureza, que resistan altas temperaturas y que tengan un buen apantallamiento que disminuya la radiación térmica hacia las paredes u otras células.

Las células de efusión convencionales, en nuestro sistema las células de Al, Ga, Be, In y una de Si) son pequeños hornos que contienen un crisol de Nitruro de Boro Pirolítico (material altamente inerte) donde está situado el material a evaporar; sobre el crisol va arrollada una resistencia de Tántalo y todo ello está rodeado de pantallas antirradiación también de Tántalo. Las células tienen un termopar que está situado de forma que da una medida realista (o al menos reproducible) de la temperatura del material. Las células además están rodeadas de un serpentín de refrigeración que forma parte de un circuito cerrado de agua que se mantiene a una temperatura de 12°C.

Este tipo de células permite el control de los flujos de los haces moleculares de

cada elemento, ya que existe una relación de tipo Arrhenius $\phi = \exp(-E_a/kT)$, entre el flujo y la temperatura la temperatura. Los flujos de todos los elementos pueden ser interrumpidos mediante pantallas que son operadas desde el exterior de la campana de crecimiento y que son controladas mediante un ordenador de forma que se pueden crecer estructuras complicadas como superredes o láseres. Las temperaturas de las células y del sustrato también son controladas mediante ordenador con una precisión de 1°C.

En el Centro Nacional de Microelectrónica (CNM) se han desarrollado unas nuevas células especiales de evaporación que poseen un cierre especial para la evaporación de materiales del grupo V que permiten una relación entre la apertura y cierre de 200/1 [6] en comparación con la relación 20/1 de las células convencionales. Con estas células de evaporación se han crecido las primeras superredes en las que se modula el elemento del grupo V (GaAs/GaP)[7] crecidas en un sistema MBE.

Para el desarrollo del presente trabajo se ha desarrollado una célula especial de dopante de Si cuyo funcionamiento es descrito en detalle en el siguiente apartado.

1.4.1.- Célula de Si de caldeo directo.

Otra célula desarrollada en el CNM es una célula especial de evaporación de Si, que tiene la gran ventaja de no tener materiales cerámicos en las zonas que se encuentran a alta temperatura lo que disminuye en gran medida la emisión de impurezas no deseadas.

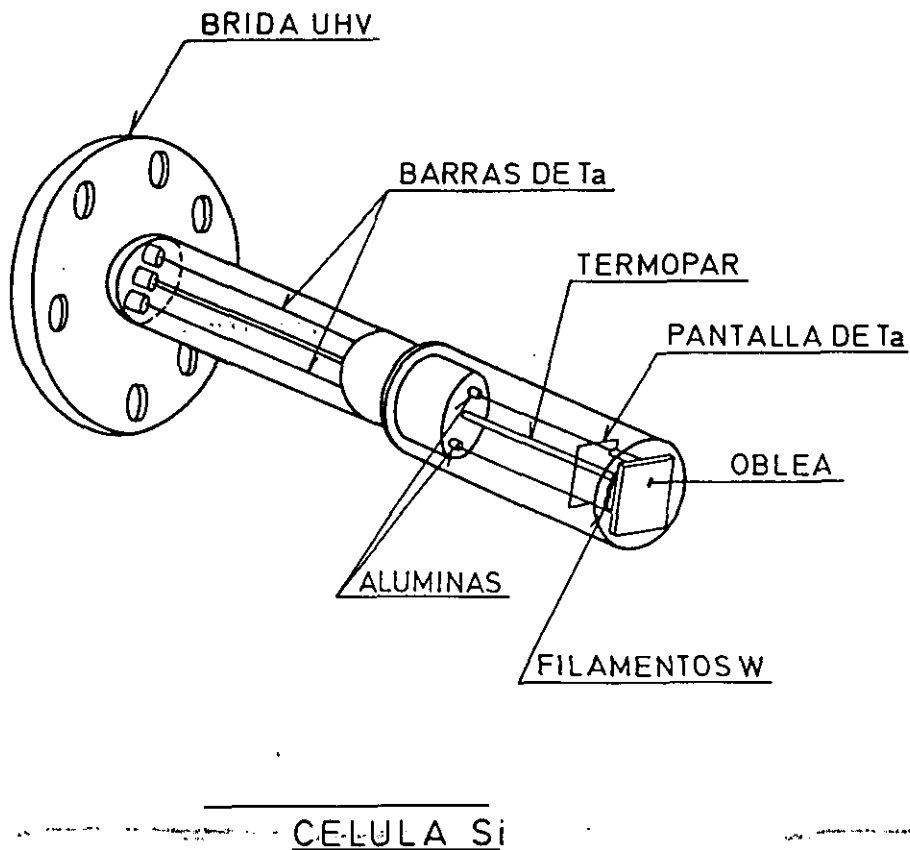


Fig. 1.4: Esquema de la célula de Si de caldeo directo desarrollada en el CNM utilizada para la evaporación de dopante.

En la figura 1.4 está representado un esquema básico de esta célula. Esencialmente la célula consiste en esencia en un trozo rectangular de oblea de Si con dos contactos a sus extremos y dos filamentos de wolframio en paralelo. El funcionamiento de la célula se basa en el calentamiento del Si mediante el paso de corriente. La misión de los filamentos de W es la de calentar al principio la oblea de Si ya que ésta tiene una resistividad muy alta a temperatura ambiente que disminuye a medida que se calienta.

En la característica $V(I)$ de esta célula (ver figura 1.5) se observan dos zonas claramente diferenciadas: una de resistencia positiva y otra de resistencia negativa. Esta

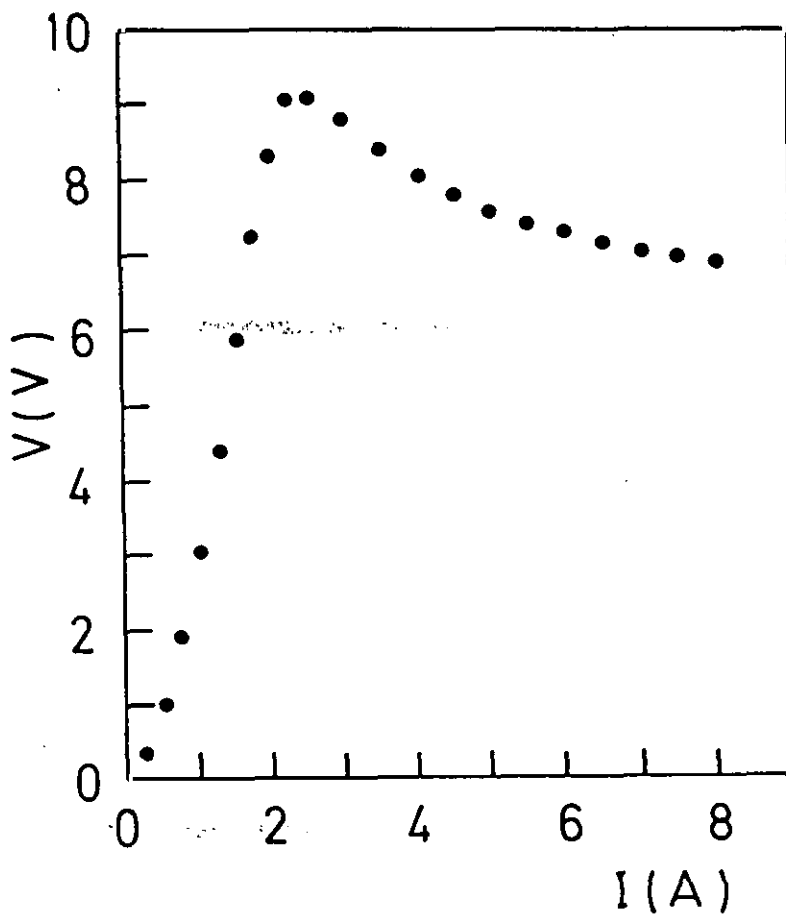


Fig. 1.5: Característica $V(I)$ de la-célula de Si de caldeo directo.

comportamiento se puede explicar si tenemos en cuenta que: para corrientes bajas sólo conducen los filamentos de wolframio (de resistividad menor que el Si a temperatura ambiente) y según se aumenta la corriente, la temperatura del wolframio aumenta y por lo tanto su resistividad. Por otro lado la oblea de Si se va calentando por la radiación de calor proveniente de los filamentos por lo que su resistividad disminuye y empieza a conducir. A medida que le suministramos más intensidad la oblea de Si, ésta se va calentando más y su resistividad disminuye aún más. A esto se debe que al aumentar la intensidad la diferencia de potencial disminuya. Seguidamente se realizó un calibrado del

dopado en función de la intensidad aplicada, ya que ésta está muy relacionada con la temperatura de la oblea (ver figura 1.6). Para el calibrado de la célula de Si se ha utilizado la técnica de capacidad-voltaje con barrera electrolítica que está descrita en el apartado ya que mediante esta técnica es posible obtener varios puntos de dopado con una sola epitaxia.

Todas las muestras dopadas presentadas en la memoria han sido dopadas con una célula como la descrita.

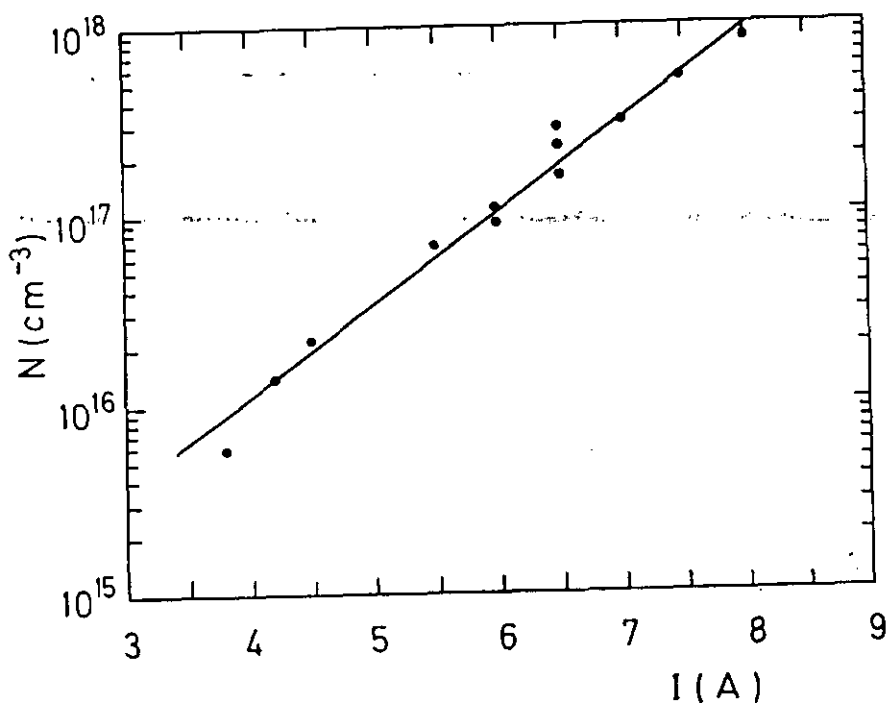


Fig. 1.6: Calibrado del dopado en función de la corriente que pasa por la célula de caldeo directo.

1.5.- Difracción de electrones de alta energía (RHEED).

Una de las grandes ventajas de la técnica de epitaxia por haces moleculares es la posibilidad de tener una caracterización "in situ" tan potente como la Difracción de Electrones Rasantes de Alta Energía. La gran cantidad de información que se obtiene del RHEED ha hecho posible un gran avance de esta técnica de epitaxia en comparación con otras técnicas epitaxiales.

Este sistema consta, básicamente, de un cañón de electrones VARIAN con una energía para el haz primario variable entre 0 y 10 KV. La posición relativa al sustrato durante el crecimiento es tal que el ángulo de incidencia es de $1-2^\circ$. Enfrentada al cañón se encuentra una pantalla fluorescente, recubierta internamente de una película de Al, en la que se recoge el diagrama de difracción de la muestra. En la figura 1.7 se observa el montaje experimental del RHEED.

La visualización del diagrama RHEED se ha realizado transmitiendo la imagen a un monitor de TV mediante una cámara CCD de alta sensibilidad. El sistema tiene acoplado un equipo de vídeo que permite grabar el diagrama de difracción y nos ofrece la posibilidad de realizar un posterior estudio de éste.

Debido a que los ángulos de incidencia utilizados en RHEED son rasantes, obtendremos información de la superficie de la muestra. La red recíproca de una estructura bidimensional consiste en una distribución periódica de líneas en la dirección

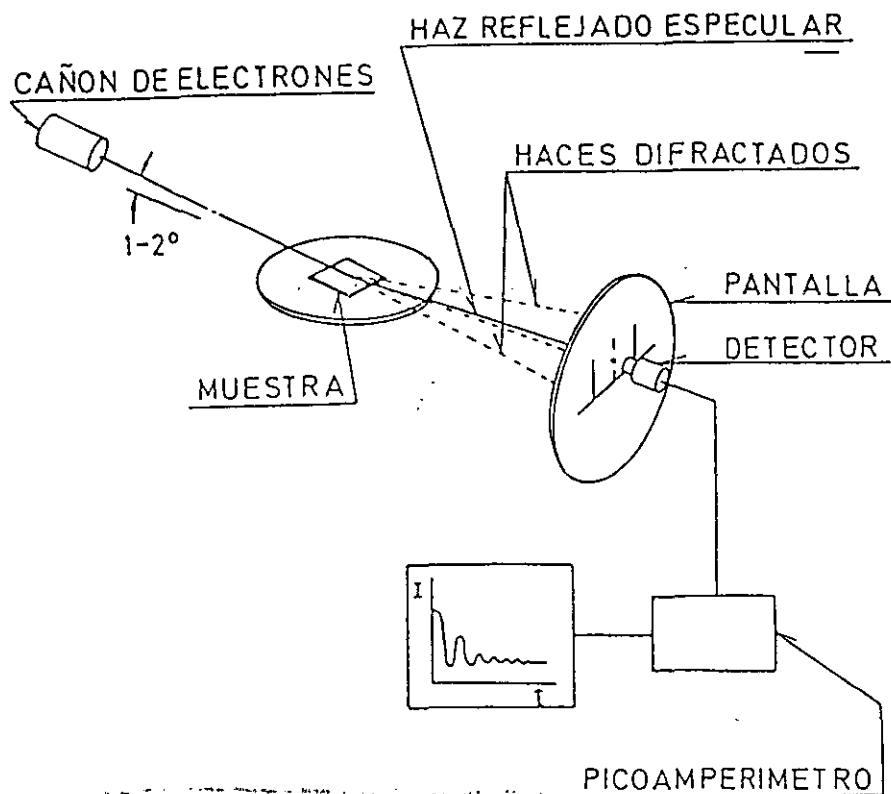


Fig. 1.7: Esquema de sistema experimental RHEED.

normal al plano que la contiene. La intersección de la esfera de Ewald con la red recíproca nos dará el diagrama de difracción, que en esta ocasión será un diagrama de puntos. En la realidad, en vez de un diagrama de difracción con puntos se observa un diagrama de difracción de barras, perpendiculares al borde de sombra, ya que ni la superficie de la muestra ni la resolución experimental son perfectas.

A la hora de analizar un diagrama de difracción superficial hay que tener en cuenta que la distribución atómica de un plano superficial no tiene por que ser idéntica a la de un plano del interior del volumen del material ya que sus entornos son completamente

distintos. Así, los átomos de la superficie se reordenan produciendo una periodicidad diferente a la del material en volumen. A estas reordenaciones se las denomina reconstrucciones y se les denota por $(m \times n)$, que significa que el cristal de GaAs es orientado con la dirección $[001]$ normal a la superficie, tiene una estructura superficial cuya celda unidad es m veces mayor que la de la estructura en volumen a lo largo de una dirección y n veces mayor a lo largo de otra dirección perpendicular a la anterior.

Este aumento en la periodicidad se traduce en una disminución en el espacio recíproco, por lo que aparecerán nuevas barras de difracción entre las correspondientes a las del material en volumen en el diagrama RHEED. De la observación del diagrama RHEED correspondiente a diferentes acimuts conocidos se puede determinar unívocamente la reconstrucción que en cada momento presenta la superficie.

Dependiendo de las condiciones de crecimiento (relación flujos entre elemento V y del elemento III y temperatura de sustrato), la superficie tendrá un exceso de átomos de Ga ó As y de ello dependerá la reconstrucción superficial. Por lo tanto, a partir de la reconstrucción superficial podemos obtener información de la estequiometría superficial y por tanto de las condiciones en las que se está llevando a cabo el crecimiento.

La reconstrucción 2×4 en el acimut $[110]$ es característica de una superficie de GaAs (001) estabilizada en arsénico, a temperatura típica de crecimiento MBE, y es la más apropiada para la obtención de laminas de alta calidad. Si se disminuye la relación

As/Ga o se aumenta la temperatura del sustrato, se observa una reconstrucción (4x2) (rica en Ga), con el peligro de aparición de gotas de Galio sobre la superficie y por tanto en estas condiciones la obtención de muestras de calidad es mucho más crítica. De esta forma, viendo la reconstrucción de la superficie (la distribución de barras en el diagrama de difracción RHEED) se puede saber si la epitaxia está creciendo en óptimas condiciones de crecimiento. Foxon y colaboradores[9] crecieron las muestras de dopado modulado con las mayores movilidades con el As ajustado al mínimo necesario para tener una reconstrucción 2x4.

Otra gran información de la técnica RHEED proviene del estudio de las variaciones de intensidad que sufren durante el crecimiento las diferentes reflexiones del diagrama de difracción. Esta variación de la intensidad presenta un comportamiento oscilatorio en el tiempo que es más pronunciado en el haz reflejado (especular). El período de estas oscilaciones corresponde al tiempo necesario para la formación de una monocapa del material. De la medida del período de las oscilaciones RHEED se puede obtener una medida precisa de la velocidad de crecimiento. Midiendo por separado la velocidad de los materiales binarios que forman una aleación (AlAs y GaAs en el caso de AlGaAs) se puede medir la composición de la aleación con gran precisión. Estas oscilaciones en la intensidad del haz especular están relacionadas directamente con un crecimiento bidimensional [10] como se explicará en el capítulo siguiente.

2.- CARACTERIZACION DE LAMINAS EPITAXIADAS MEDIANTE TECNICA DE EFECTO HALL

Las técnicas de caracterización eléctrica [11-12] son muy sensibles a la pureza o calidad de las capas epitaxiadas. Además, son técnicas muy importantes para determinar la posible utilidad de las láminas epitaxiadas para dispositivos electrónicos. Mediante el análisis del coeficiente Hall y la medida de resistividad se obtiene información de la concentración y la movilidad de los portadores de las epitaxias y por lo tanto del grado de compensación y de la energía de activación del nivel de la impureza. En nuestro caso hemos utilizado la técnica de efecto Hall para determinar las características eléctricas, densidad de portadores y movilidad, de estructuras de alta movilidad electrónica.

2.1.- Sistema experimental.

Las muestras que van a ser caracterizadas son cortadas en cuadrados de unos 4mm de lado a los que posteriormente se sueldan cuatro contactos. Los contactos, de In son depositados en la superficie y su soldadura se realiza mediante una punta de Molibdeno oxidada sujeta a un brazo que se balancea sobre la muestra. Los tamaños de los contactos son alrededor de 20 veces menores que las dimensiones de la muestra por lo que los errores introducidos por el tamaño de los contactos son muy pequeños[13]. Seguidamente los contactos son recocidos durante 3 minutos a una temperatura de 400°C en atmósfera reductora de Hidrógeno para conseguir un buen contacto ohmico.

Las capas epitaxiadas están crecidas sobre un sustrato de una resistividad mucho mayor, sustrato semiaislante, que la epitaxia a medir para que el sustrato no influya en las medidas.

Hay que tener en cuenta que la teoría del efecto Hall [14] solo es válida cuando no hay gradientes de temperatura en la muestra, efecto Hall isoterma, pero este no es el caso real. Cuando se aplica un campo magnético en la dirección z y una corriente en la dirección x aparece en la dirección y además de un campo eléctrico, efecto Hall, un gradiente de temperatura. Debido a este gradiente de temperatura y a los contactos presentes se produce un efecto de tipo termopar apareciendo un voltaje termoeléctrico que habrá de añadir al voltaje Hall. También debido a que los contactos de medida no están perfectamente alineados, ni son completamente perpendiculares a los de la corriente existirá un error en la medida. Con el fin de compensar todos estos errores espúreos y medir el efecto Hall correctamente será necesario tomar una serie de medidas en una posición cambiando los sentidos de la corriente eléctrica y del campo magnético [14].

La resistividad ha sido medida según el método de van der Pauw, en dos configuraciones diferentes (Fig. 1.8a), sin campo magnético aplicado, con la corriente en los dos sentidos. El voltaje Hall también se ha medido en dos configuraciones (Fig. 1.8b) cambiando el sentido de la corriente y del campo magnético.

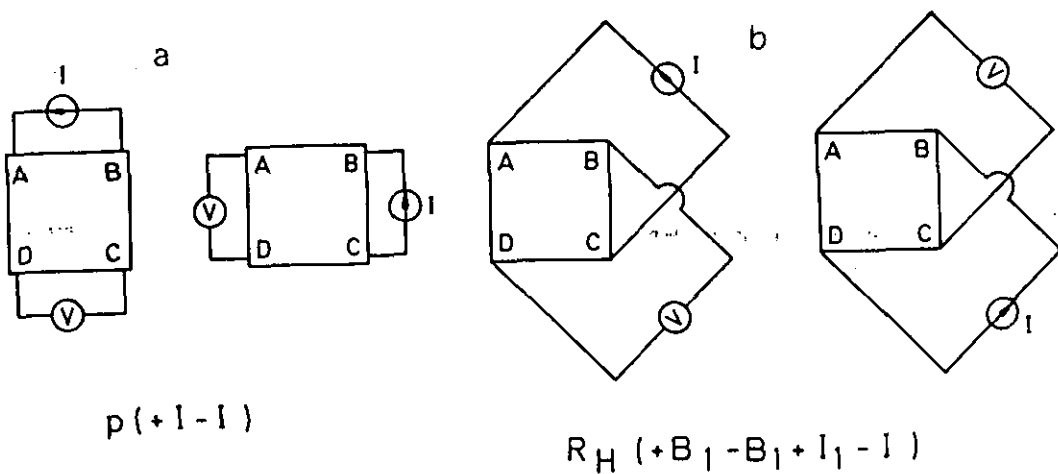


Fig. 1.8: Configuraciones utilizadas para la medida de: (a) la resistividad y (b) el voltaje Hall.

El sistema experimental, representado en la figura 1.9, está totalmente controlado por ordenador de forma que se puede medir a diferentes temperaturas y en diferentes condiciones de campo magnético y corriente. La muestra se enfría mediante un criostato de He de flujo cerrado que permite alcanzar una temperatura en la posición de la muestra de 8K.

Existen sistemas experimentales comerciales (BIORAD HL5900) más sofisticados donde mediante ataques químicos se pueden obtener valores de concentración de portadores y movilidad en profundidad. En nuestro laboratorio no disponemos de esta técnica pero sí de la técnica C-V con barrera electrolítica que permite realizar perfiles de dopado en profundidad.

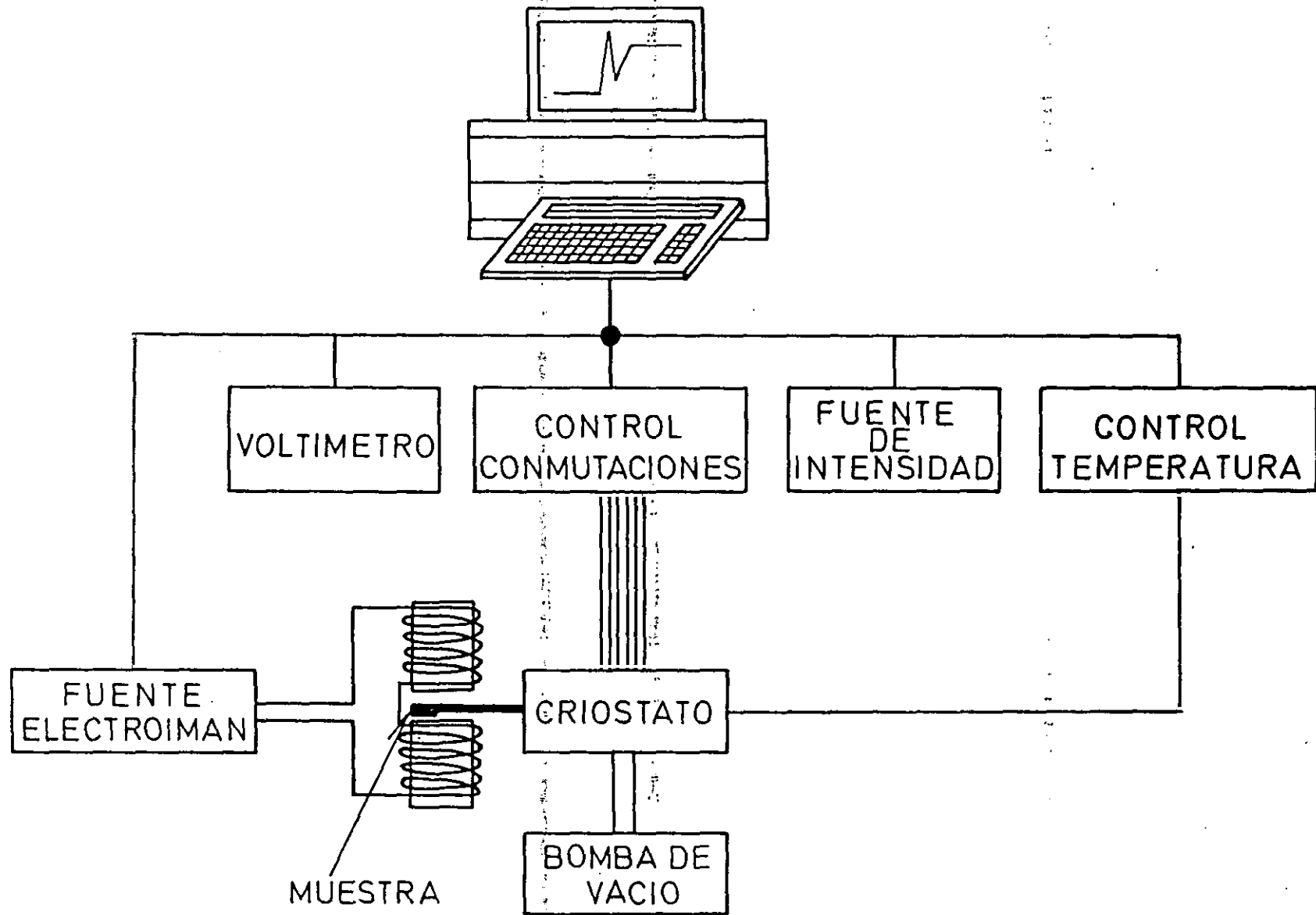


Fig. 1.9: Esquema del sistema experimental del efecto Hall, totalmente controlado por ordenador, para la caracterización de las muestras descritas en la memoria.

2.2.- Medida del efecto Hall en heterouniones de alta movilidad.

A la hora de obtener valores de la concentración y de la movilidad de portadores en el gas bidimensional de una heterounión de alta movilidad hay que tener en cuenta la posible contribución de la capa dopada de AlGaAs. Si la aleación dopada es lo suficientemente estrecha para que todos los electrones que estén en ella se vacíen hacia la heterounión, la única capa conductora será la del canal de alta movilidad. Pero, si la aleación es demasiado gruesa además del canal conducirá la aleación dopada. Hiyamizu y colaboradores[16] estudiaron la influencia de la anchura de la aleación dopada en la movilidad y en la concentración de portadores Hall. Para ello crecieron una estructura con una aleación dopada muy ancha y por lo tanto con conducción paralela, 1450 Å, y mediante sucesivos ataques químicos adelgazaban la capa dopada y observaban la influencia de la anchura esta capa en el valor de la concentración de portadores y la movilidad medida por Hall. De esta forma observaron que a medida que disminuía la anchura de la aleación dopada la movilidad Hall aumentaba.

Para estudiar la concentración y la movilidad Hall de una capa dopada con dos conducciones en paralelo es necesario utilizar el modelo de Petritz [17] que relaciona la concentración de portadores y la movilidad Hall de una estructura con las concentraciones de portadores y las movilidades de cada una de las capas que conducen. En el caso de una estructura de alta movilidad la relación existente es la siguiente:

$$n_{Hall} = \frac{1}{t_a} \frac{(n_a \mu_a t_a + N_s \mu_2)^2}{n_a \mu_a^2 t_a + N_s \mu_2^2} \quad (1.2)$$

$$\mu_{Hall} = \frac{n_a \mu_a^2 t_a + N_s \mu_2^2}{n_a \mu_a t_a + N_s \mu_2} \quad (1.3)$$

siendo N_s y μ_2 la concentración de portadores y la movilidad Hall del gas bidimensional y n_a , μ_a y t_a la concentración de portadores, la movilidad y la anchura de la aleación dopada no vaciada respectivamente. Para el caso en que la aleación está totalmente vaciada, $n_a=0$, y se tiene que los valores de la concentración de portadores y de la movilidad en el gas bidimensional coincide con los valores medidos por la técnica de efecto Hall.

Pero si existe una conducción paralela en la capa de aleación se tendrá:

- A temperatura ambiente la movilidad del gas bidimensional (8000 cm²/Vseg) es mayor pero del mismo orden que la movilidad de la aleación dopada (1000cm²/Vseg) , por lo que habrá que aplicar la ecuación de Petritz para estudiar la influencia de la conducción paralela.
- A bajas temperaturas la movilidad en el gas bidimensional es mucho mayor que en la aleación por lo que aplicando la ecuación de Petritz, a no ser que t_a sea muy

grande, se obtiene que la movilidad Hall y la del gas bidimensional coinciden:

Aunque las estructuras con conducción paralela puedan tener altas movilidades a bajas temperaturas su aplicación a dispositivos de efecto campo presenta serios problemas[18] ya que son necesarios voltajes de puertas muy grandes para conseguir vaciar el canal conductor compuesto, en este caso, de gas bidimensional y aleación. Esto hace que la transconductancia de estas estructuras disminuya en gran medida con respecto a las estructuras sin conducción paralela.

A pesar de que el modelo de Petritz da buenos resultados cualitativamente, Schubert y colaboradores [17] consideran que no es aplicable a las heterouniones de dopado modulado debido a dos razones:

- En estas estructuras las zonas conductoras no están eléctricamente aisladas entre ellas, al contrario de lo supuesto en el modelo de Petritz.
- El modelo de Petritz, basado en un modelo de circuito lineal, no puede explicar la dependencia de la concentración de portadores con el campo magnético.

Convendría explicar a que se debe el aumento de portadores en este tipo de estructuras con el campo magnético. Debido a la presencia de dos canales conductores con diferente movilidad electrónica se tiene que el campo eléctrico Hall en cada una de

las regiones conductoras es el siguiente:

$$\text{en el gas bidimensional} \quad E_{H\ 2DEG} = \mu_{2DEG} \cdot E \cdot B \quad (1.4)$$

$$\text{en el AlGaAs} \quad E_{HP} = \mu_p \cdot E \cdot B \quad (1.5)$$

siendo μ_{2DEG} y μ_p las movilidades electrónicas en el gas bidimensional y en la capa de AlGaAs no vaciada respectivamente, E el campo eléctrico en la dirección de la corriente y B el campo magnético. Debido a la presencia de este campo eléctrico Hall diferente en cada canal conductor se produce un desdoblamiento en los cuasiniveles de Fermi de cada región. Como los electrones tienden a moverse hacia menores energías se produce una transferencia de carga en el espacio real desde la aleación hacia el gas bidimensional (Figura 1.10). Una transferencia de carga en la dirección contraria no sería posible debido a la presencia de una barrera energética, ΔE_c , en la banda de conducción.

Debido a que la movilidad de los electrones presentes en el gas bidimensional es muy superior a la de los electrones de la aleación, la concentración de electrones medida por la técnica Hall vendrá dada por la de los electrones en el gas bidimensional. Por lo tanto, al aumentar el número de electrones en el gas bidimensional con el campo magnético aumentará la densidad de portadores medida por Hall. De la misma forma, a medida que aumenta el campo magnético el desdoblamiento entre los cuasiniveles de Fermi será mayor y por lo tanto el número de electrones en el pozo triangular. Esto

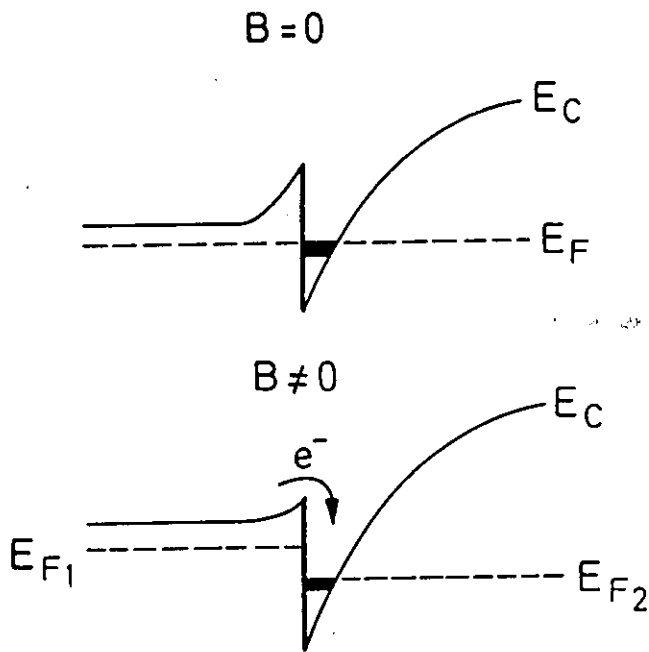


Fig. 1.10: Esquema de la transferencia de electrones al pozo triangular debido a la presencia de un campo magnético.

explicaría el aumento de la densidad de portadores con el campo magnético .

Esta variación de la densidad de portadores con el campo magnético nos puede llevar a errores en las medidas de la movilidad. En la figura 1.11 se puede observar la dependencia de la movilidad con el campo magnético de una estructura de dopado modulado n-GaAs/GaInAs en la que existe conducción paralela. La disminución de la movilidad con el campo magnético que se observa en la figura tiene la siguiente explicación. De la conductividad , σ , medida a campo magnético nulo, se obtiene la movilidad en el gas bidimensional, μ_{2DEG} , mediante la ecuación:

$$\sigma = q n_{2DEG} \mu_{2DEG} \quad (1.6)$$

Dado que en este tipo de estructuras el número de portadores, n_{2DEG} , depende del campo magnético y que la movilidad se obtiene a partir de la ecuación (1.6) medida a campo magnético nulo se tiene que la disminución de la movilidad con el campo magnético es un mero artificio matemático y no tiene ningún sentido físico.

Por lo tanto, como la conductividad es medida a campo magnético nulo para obtener un valor fiable de la movilidad convendría obtener la densidad de portadores a campos magnéticos lo más bajos posibles.

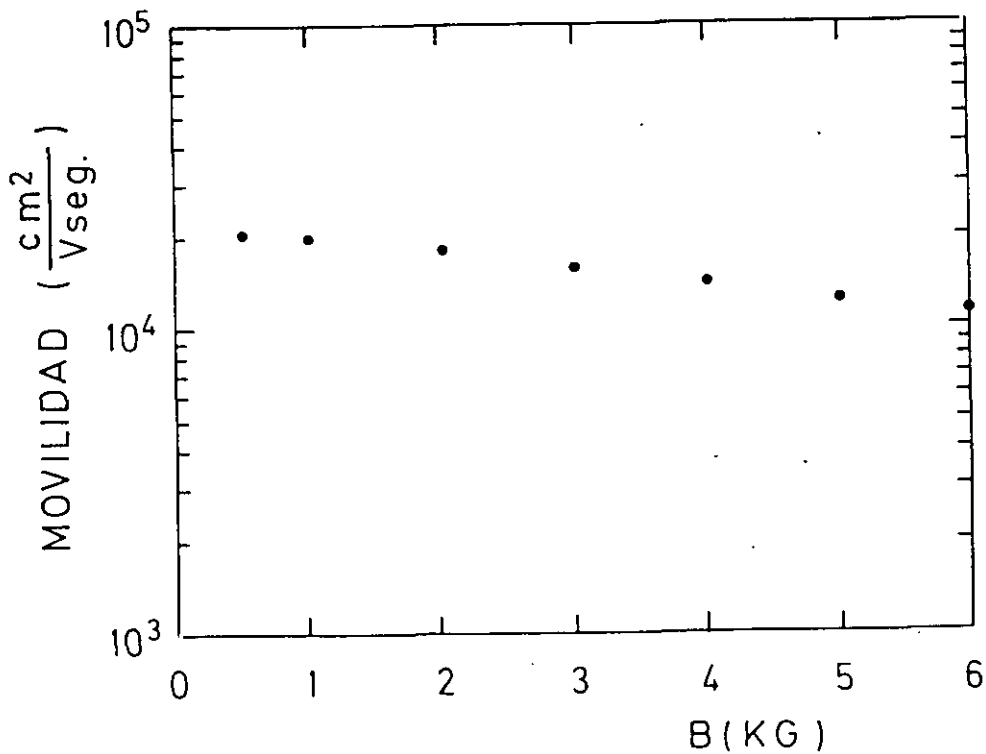


Fig. 1.11: Dependencia de la movilidad Hall con el campo magnético en una muestra n-GaAs/GaInAs con conducción paralela.

3.- OBTENCION DE PERFILES DE DOPADO MEDIANTE MEDIDAS DE CAPACIDAD-VOLTAJE (C-V) CON BARRERA ELECTROLITICA.

Convencionalmente las medidas C-V se realizan en uniones metal-semiconductor (barreras Schottky) para determinar los niveles de dopado en el borde de la zona vaciada que aparece en este tipo de uniones. Esta técnica tiene el problema que la profundidad de medida está limitada por el potencial de ruptura metal-semiconductor que en GaAs dopado del orden de 1×10^{18} es de tan sólo 200Å. Con la sustitución del metal por un electrolito cuya unión electrolito-semiconductor se comporte de la misma forma que la unión metal-semiconductor y que además permita decapar la epitaxia controladamente mediante un proceso electrolítico será posible realizar un perfil de dopado a diferentes profundidades de la muestra[19]. Las medidas C-V con barrera electrolítica se han realizado en un equipo comercial de la marca Polaron modelo PN-4200. Esta técnica es muy utilizada para obtener el perfil de dopado de heterouniones de dopado modulado [20] y estructuras de dopado δ [21], y para el calibrado de células de dopado ya que con una sola epitaxia se pueden obtener varios puntos de dopado. En la figura 1.12 se puede observar los perfiles de dopado en profundidad medidos por C-V con barrera electrolítica de una muestra con tres niveles de dopado diferentes obtenidos variando la intensidad que circula por la célula de Si de caldeo directo descrita anteriormente.

En este tipo de uniones, metal-semiconductor o electrolito-semiconductor, es bien conocido que aparece una zona vaciada de portadores libres, con una densidad de carga

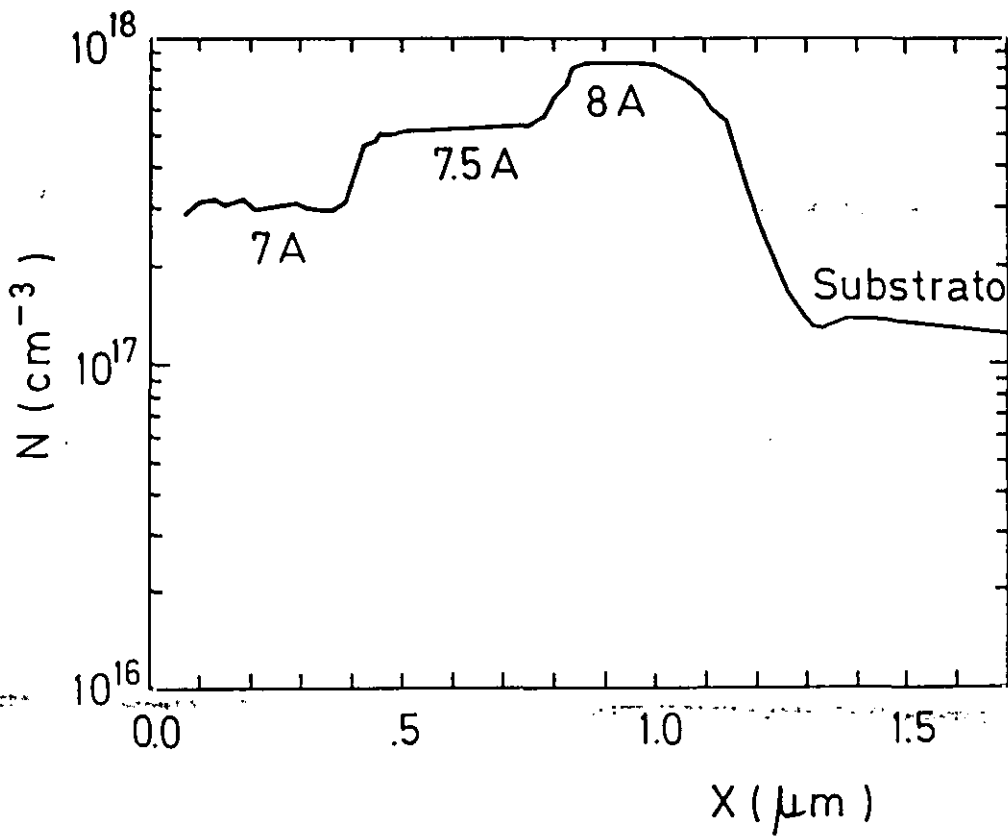


Fig. 1.12: Perfil de dopado, medido por C-V con barrera electrolítica, de una muestra de GaAs con tres dopados diferentes controlados mediante el paso de diferentes corrientes por la célula de Si de caldeo directo.

debido a la presencia de impurezas ionizadas, de forma que asumiendo que:

- Se verifica la aproximación de vaciamiento.
- En ningún momento cambia el estado de ocupación de los niveles profundos y estos no contribuyen a la densidad de carga.
- La zona vaciada se comporta como un condensador ideal.

Entonces la concentración de impurezas ionizadas en la zona vaciada vendrá dada

por:

$$N(x_d) = -\frac{C^3}{e\epsilon_0\epsilon A^2} \left(\frac{\Delta C}{\Delta V} \right) \quad (1.7)$$

siendo:

-C: la capacidad de la unión metal-semiconductor.

-A: el área del contacto metal-semiconductor.

- ϵ : la constante dieléctrica del vacío.

- ϵ_0 : la constante dieléctrica del semiconductor.

- $N(x_d)$: la concentración de impurezas ionizadas en el borde de la zona vaciada

$x = x_d$.

-V: el voltaje aplicado a la unión metal-semiconductor.

Conociendo C, $\Delta C/\Delta V$ y A seremos capaces de obtener $N(x_d)$.

Si además conseguimos decapar al semiconductor podremos medir la concentración de impurezas ionizadas en el borde de la zona vaciada según se vaya atacando la muestra.

Para decapar el semiconductor es necesario que éste se comporte como un ánodo en una reacción electrolítica, es decir necesitamos obtener una corriente de huecos (cationes) desde el semiconductor hacia el electrolito. Si el semiconductor es de tipo n la polarización para obtener esta corriente tendrá que ser en inversa mientras que si es de

tipo p la polarización tendrá que ser en directa. Además en el caso de un semiconductor tipo n para conseguir este flujo de huecos hacia el electrolito es necesario iluminar la muestra.

Si queremos conocer a que distancia de la superficie estamos midiendo el dopado, necesitamos conocer el espesor decapado. Mediante la ley de Faraday es posible conocer el espesor decapado midiendo la corriente que atraviesa la unión durante el proceso de ataque:

$$x = \frac{M}{zFDA} \int I dt \quad (1.8)$$

siendo:

- x: el espesor decapado.
- M: el peso molecular del semiconductor.
- D: la densidad del semiconductor.
- A: el área del semiconductor que está siendo atacada.
- Z: la carga transferida por molécula del semiconductor que pasa por el electrolito.

4.- CARACTERIZACION ESTRUCTURAL DE LAMINAS EPITAXIADAS MEDIANTE DIFRACCION DE RAYOS X.

La difracción de rayos X es una técnica de caracterización de la estructura microscópica de la materia. En los primeros experimentos realizados por Laue (1912) se observó que los rayos X eran capaces de revelar la estructura de los materiales en volumen. Hoy en día la caracterización de rayos X es una técnica indispensable para la caracterización estructural en toda la rama de la física de materiales. En particular, de las muestras epitaxiadas se puede obtener información no sólo de la estructura de las laminas sino también de la composición de aleaciones y superredes, de las tensiones presentes en las laminas epitaxiadas y de su calidad estructural.

Con los difractómetros utilizados en esta memoria, las medidas de rayos X se basan en la aplicación de la ley de Bragg, $2d\sin\theta = n\lambda$, para una longitud de onda conocida y haciendo un barrido en ángulo hasta encontrar la posición angular donde se encuentra un máximo de difracción. Aplicando la ley de Bragg se puede determinar la distancia interplanar correspondiente a esta reflexión. Midiendo esta distancia en distintos planos podemos conocer la estructura de la lámina que estamos estudiando.

La ley de Bragg nos permite obtener las direcciones de los haces difractados por el cristal, pero otra característica importante en un diagrama de difracción es la intensidad de dichos haces, que es proporcional al cuadrado del factor de estructura del material, F .

Este factor que depende del factor atómico de dispersión de los átomos, f , que forman el cristal, f , y de los índices de Miller h, k, l de los planos difractores. F representa la relación entre la amplitud difundida por una celda unidad del material que se está estudiando y la difundida por un electrón:

$$F_{h,k,l} = \sum f_j e^{2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)} \quad (1.9)$$

siendo (x_j, y_j, z_j) las coordenadas fraccionadas del átomo j en la celda unidad y f_j el factor de dispersión del átomo situado en la posición j .

En ciertas estructuras y para determinados valores de índices de Miller el factor de estructura $F_{h,k,l}$ puede ser nulo de manera que es posible que existan direcciones de Bragg compatibles con la ley de Bragg en las que no se observe haz difractado debido a la extinción producida por la estructura del cristal.

Además de la posición de los máximos y de sus intensidades también se puede obtener información estructural de la anchura de los máximos. Como veremos en el capítulo 4 las anchuras de los máximos de difracción están directamente relacionadas con la calidad estructural de la lámina.

Un aspecto muy importante del sistema experimental es su resolución.

Diferenciando la ecuación de Bragg se obtiene:

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} - \frac{\Delta \theta}{\tan \theta} \quad (1.10)$$

por lo tanto la resolución del sistema experimental vendrá dada por la monocromaticidad, $\Delta \lambda$, y la divergencia, $\Delta \theta$, del haz incidente. Para conseguir una alta monocromaticidad no basta con separar con un colimador la línea de rayos X $\text{CuK}_{\alpha 1}$ de la de $\text{CuK}_{\alpha 2}$ y medir con una de ellas, $\text{CuK}_{\alpha 1}$, ya que seguimos teniendo el problema de la anchura intrínseca de la línea de rayos X $\text{CuK}_{\alpha 1}$. Por lo tanto para la caracterización de estructuras de alta calidad cristalina sería necesario conseguir un haz de rayos X incidente de gran paralelismo y monocromaticidad y de suficiente intensidad.

En esta memoria se han utilizado dos difractómetros de rayos X diferentes:

- Difractómetro de polvo (θ - 2θ).
- Difractómetro de doble cristal.

4.1.- Difractómetro de polvo (θ - 2θ).

Para las medidas de difracción de rayos X θ - 2θ se ha utilizado un difractómetro Siemens modelo D-500. Los rayos X, provenientes de un tubo de rayos X de anticátodo de Cu, son colmados por dos rendijas (de 0.1° de anchura) antes de difractar en la muestra y otras dos (una de 0.1° y otra de 0.15°) después de difractar en la muestra y

antes de llegar al detector. En este sistema la resolución viene dada, además de por el paso de medida (en nuestro caso fueron de 10^{-3}) y por la anchura de las rendijas. Para obtener un difractograma θ - 2θ la muestra gira a velocidad angular constante mientras que el detector que se mueve a su alrededor se mueve al doble de velocidad. De esta forma se mantiene en todo momento la geometría θ - 2θ y cuando se alcanza la condición de Bragg el haz difractado es recogido por el detector.

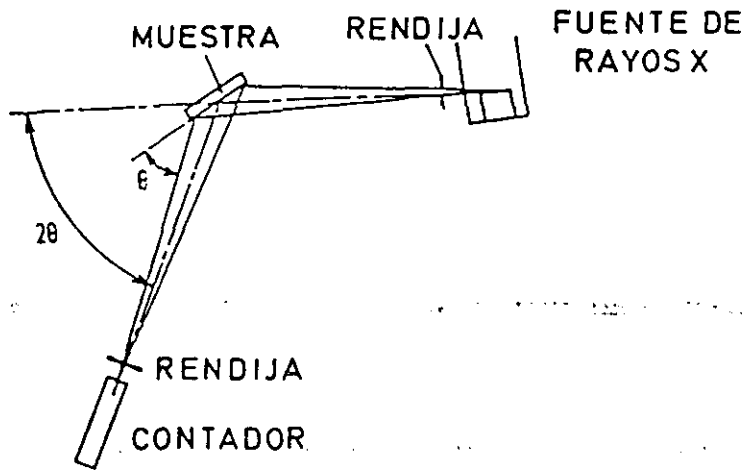


Fig. 1.13: Disposición experimental de un difractómetro de polvo (θ - 2θ).

En la figura 1.13 se observa la configuración típica de un difractómetro θ - 2θ . El haz diverge desde un tubo de rayos X y es difractado en la muestra formando un haz convergente que se dirige al detector. Es un sistema muy sencillo, ya que una vez localizado el máximo del substrato se puede hacer un gran barrido angular de forma que se pueden obtener en un mismo difractograma los máximos cercanos a las reflexiones (002), (004) y (006) del substrato en nuestro caso de GaAs. Desafortunadamente esta técnica experimental tiene problemas de divergencia y dispersión del haz resultando en

una dispersión angular de como mínimo decenas de segundos de arco[22], lo que limita en gran medida su resolución experimental.

Con el difractómetro θ - 2θ se puede obtener el período de una superred con alta precisión pero sería necesario una mejor resolución si se quiere obtener una caracterización estructural más completa. Otro problema de esta técnica es que a veces da picos de difracción de epitaxias engañosamente estrechos[23] ya que no detecta el ensanchamiento de los máximos debidos a estructuras tipo mosaico que se forman en la epitaxia con la aparición de dislocaciones cuando se relaja la red.

4.2.- Difractómetro de doble cristal.

El difractómetro de doble cristal es un difractómetro de alta resolución lo que le hace ideal para el estudio de cristales perfectos como son las láminas epitaxiadas por MBE. La alta resolución de este difractómetro se basa en que la medida esta realizada en una configuración en paralelo[24] como la indicada en la figura 1.14 donde el primer cristal hace la función de monocromador y el segundo es la lámina epitaxiada a caracterizar.

Esta configuración se conseguirá cuando el haz de rayos X se refleje en los dos cristales con el mismo ángulo. El primer cristal suele ser de un parámetro de red muy cercano al del substrato de la epitaxia a estudiar para que la configuración en paralelo se consiga situando ambos cristales en la misma reflexión de Bragg. El primer cristal (Ge)

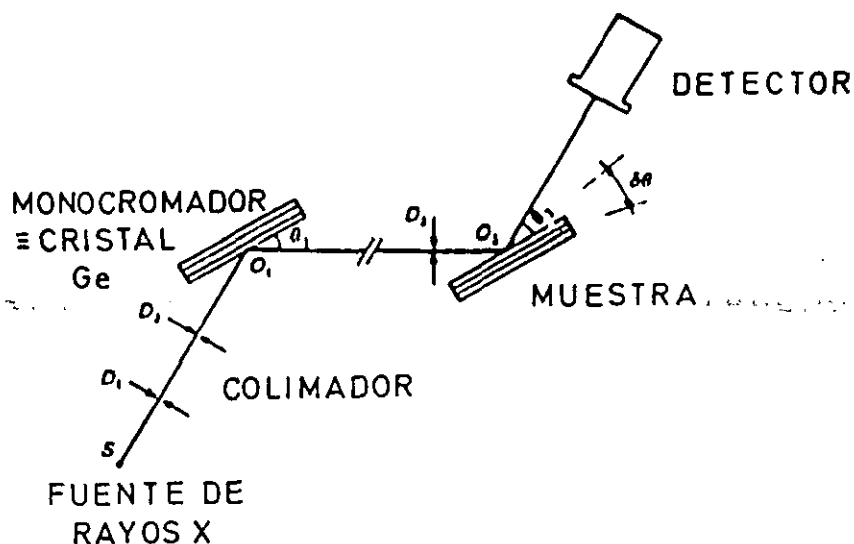


Fig. 1.14: Disposición experimental de un difractómetro de doble cristal.

que se mantiene fijo, está colocado de forma que el haz incidente difracte en él en la

reflexión (004); debido a que esta es una reflexión simétrica con respecto a la superficie

de la muestra y que en GaAs tiene bastante intensidad y esto hace que sea la reflexión

más utilizada. Por lo tanto cuando midamos en la reflexión (004) tendremos la

configuración en paralelo y por lo tanto una resolución experimental máxima. También

se puede medir en reflexiones asimétricas cercanas a la (004), como es el caso de la

reflexión (115), para mantener el paralelismo de la configuración lo más posible, y así

perder lo mínimo en resolución.

Los inconvenientes de esta técnica son por un lado la menor intensidad de los

máximos en comparación con el difractómetro de polvo, debido a que previamente el haz

incidente ha tenido que difractar en el cristal monocromador, y por otro lado el que los pasos de medida son muy pequeños lo que hace que las medidas sean muy lentas y los barridos mucho menores que los realizados en un difractómetro de polvo.

El sistema experimental de nuestro laboratorio dispone de tres motores paso a paso (paso 7.2 segundos de arco) que son controlados por ordenador y que giran la muestra con respecto a tres ejes perpendiculares de forma que nos permite situar ésta en diferentes reflexiones y acimuts. Una vez situada la muestra en la reflexión y acimut en que se quiere medir, la muestra es girada con respecto a un eje contenido en la superficie y perpendicular a la dirección del haz incidente para variar el ángulo de incidencia. El haz difractado llega a un detector de INa sin rendijas que está situado en una posición fija. La automatización del sistema nos permite recoger en un fichero la intensidad del haz difractado para cada posición angular. De esta forma es posible realizar un posterior estudio del difractograma (posición, intensidad y anchura de los diferentes máximos). También se dispone de un programa con el que se pueden simular los difractogramas según la teoría semicinématica de Tapfer y colaboradores[24].

Ultimamente se ha desarrollado un nuevo difractómetro de alta resolución (Philips HR1) con cuatro cristales[25] (tres cristales monocromadores y el cuarto cristal es la muestra a caracterizar). En este difractómetro la configuración de paralelismo se consigue con los cristales monocromadores. De esta forma la alta resolución del aparato se mantiene para cualquier material y reflexión. El problema de este difractómetro es la

disminución de intensidad que se produce en cada difracción que tiene lugar en los tres cristales monocromadores antes de llegar el haz de rayos X a la superficie del material a caracterizar.

REFERENCIAS CAPITULO 1

- [1] "Molecular Beam Epitaxy. Fundaments and Current Status", M. A. Herman and H. Sitter. Springer Series in Material Science, 7, Speinger-Verlag (1989).
- [2] "Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures" edited by L. L. Chang and K. Ploog, NATO ASI Series, Series E: Applied Sciences 87, Martinus Nishoff Publsiher (1985).
- [3] "The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy", edited by E. H. Parker, Plenum Press (1985).
- [4] C. T. Foxon y B. A. Joyce.
Surface Sci. 50, 434 (1975).
- [5] C. T. Foxon, B. A. Joyce y M. T. Norris.
J. Cryst. Growth 49, 132 (1980).
- [6] Tesis Ana Ruiz: "Epitaxia por haces moleculares (MBE) de heteroestructuras semiconductoras III-V con fuerte desajuste de parámetros de red" Universidad Complutense de Madrid (1989).
- [7] G. Armelles, M. Recio, A. Ruiz and F. Briones.
Solid State Comm. 71, 431 (1989).
- [8] J. L. Castaño, M. Vázquez, Y. González, D. Golmayo, L. González y F. Briones.
Sesión Científica de la III Escuela de Microelectrónica, 15-19 diciembre 1986.
- [9] C. T. Foxon, J.J. Harris, D. Hilton, J. Heweltand y C. Roberts.
Semicond. Sci. Technol. 4, 582 (1989).

- [10] J. H. Neave, B. A. Joyce, P. B. Dobson y N. Norton.
Appl. Phys. A **31**, 1 (1983).
- [11] G. E. Stillman y C. M. Wolfe.
Thin Solid Films **31**, 69 (1976).
- [12] H. H. Wieder
Thin Solid Films **31**, 123 (1976).
- [13] R. Chwang, B. J. Smith and C. R. Growell.
Solid State Electronics **17**, 1217 (1974).
- [14] O. Lindberg.
Proceedings of the I.R.E. 1414 (1952).
- [15] L. J. van der Pauw.
Philips Res. Repts. **13**, 1 (1958).
- [16] S. Hiyamizu, K. Nambu, T. Mimura, T. Fujii y H. Hashimoto.
Jpn. J. Appl. Phys. **20**, L378 (1981).
- [17] R. Petritz.
Phys. Rev. B **110**, 1254 (1958).
- [18] E. F. Schubert, K. Ploog, M. Dambker y K. Heime.
Appl. Phys. A **33**, 63 (1984).
- [19] P. Blood.
Semicond. Sci. Technol. **1**, 7 (1986).
- [20] A. C. Seabaugh, W. R. Frensley, R. J. Matyi y G. E. Cabaniss.
IEEE Trans. on Electron Devices **36**, 309 (1989).

[21] M. T. Asom, G. Livescu, M. Geva, V. Swaminathan, L. C. Luther, R. E. Leibenguth, V. D. Mattera, E. F. Schubert y R. Kopf.

Proceedings of the Sixth International Conference on Molecular Beam Epitaxy.
La Jolla, CA, USA, 27-31 August 1990.

Publicado en J. Cryst. Growth **111**, 246 (1991).

[22] M. Quillec.

"Structural characterization of superlattices by x-rays diffraction" Winter School: "The physics and fabrication of microstructures" 25 marzo-5 abril 1986.

[23] A. T. Macrander, R. D. Dupuis, J. C. Bean y J. M. Brown.

"X-ray characterization of heteroepitaxial structures with large mismatches"

Semiconductor based heterostructures, interfacial structure and stability,

Proceedings of the Northeast Regional Meeting of Metallurgical Society.

[24] R. W. James.

"Optical principles of the diffraction of x-rays", ed. by G. Bell and Sons,
London (1962).

[25] L. Tapfer and K. Ploog.

Phys. Rev. B **40**, 9802 (1989).

[26] R. Houdre, F. Gueissaz, M. Garlhanow, J.-D. Ganieré, A. Rudra y M. Ilegems.

Proceedings of the 6th International Conference on Molecular Beam Epitaxy,
La Jolla, CA, USA, 27-31 August 1990.

Publicado en J. Cryst. Growth **111**, 456 (1991).

2.- CRECIMIENTO A BAJA TEMPERATURA DE HETEROESTRUCTURAS AlAs/GaAs MEDIANTE ALMBE

1.- MECANISMOS DE CRECIMIENTO

El crecimiento por MBE es una competición entre diferentes mecanismos de crecimiento tales como el crecimiento bidimensional o capa a capa, la propagación de escalones y el crecimiento tridimensional. El que predomine un mecanismo de crecimiento u otro depende de las condiciones de crecimiento tales como la temperatura de substrato y la relación de flujos entre los elementos del grupo V y grupo III y de las condiciones de la superficie del substrato como pueden ser las impurezas, defectos o distribución inicial de escalones presentes en la superficie debido a que esta no coincide perfectamente con el plano (001).

1.1.- Crecimiento bidimensional.

El crecimiento bidimensional o capa a capa es el propio de condiciones de crecimiento óptimas ($T_s \approx 580^\circ\text{C}$ y relación entre flujos $(\text{BEP}(\text{As}_4)/\text{BEP}(\text{Ga})) \approx 10$ para el GaAs) y una superficie libre de defectos y con una distancia entre escalones mayor que la distancia de migración de los átomos de Ga por la superficie.

Estas condiciones de crecimiento se consiguen manteniendo una temperatura de

substrato suficientemente alta para que los átomos de Ga tengan suficiente movilidad para migrar por la superficie y, por otro lado una alta presión de As que permita contrarrestar todo el As_4 que se desorbe a esta alta temperatura de substrato. De esta forma se consigue mantener en todo momento la estequiometría en la superficie del material.

En el crecimiento bidimensional los átomos de Ga tienen suficiente energía para migrar por la superficie y encontrar otro átomo de Ga con el que reaccionar y producir la cinética de crecimiento señalada en el capítulo anterior. Los núcleos formados en este proceso estarán distribuidos al azar y serán centros de nucleación preferentes donde los siguientes átomos de Ga tenderán a reaccionar.

Si este modo de crecimiento bidimensional es predominante en el proceso MBE se observa que la intensidad de las distintas reflexiones del diagrama de difracción RHEED presentan un comportamiento oscilatorio en función del tiempo de evaporación. El período de estas oscilaciones corresponde al tiempo requerido para la formación de una monocapa, definiéndose una monocapa de GaAs como una capa completa de Ga más una capa completa de As, que tiene un espesor total (2.83\AA en el caso del GaAs) igual a la mitad del parámetro de red. La medida de la velocidad de crecimiento mediante oscilaciones RHEED es una medida básica e imprescindible para el control del crecimiento MBE ya que a partir de la velocidad de crecimiento de cada material se controla tanto la composición de una aleación como los espesores de cada una de las capas que van a formar parte de la estructura a crecer.

Las oscilaciones en la intensidad del haz especular fueron explicados por Neave y colaboradores[1] dentro de la aproximación cinemática y propusieron el modelo de crecimiento que se representa en la figura 2.1. En el modelo se parte de que cambios en la rugosidad superficial producen cambios en la reflectividad electrónica, o lo que es lo mismo, cambios en la intensidad del haz especular del diagrama RHEED de forma que cuanto más plana sea la superficie mayor será la intensidad del haz especular.

En equilibrio estático la superficie es plana y se tiene un máximo de intensidad. Cuando se empieza a crecer se empiezan a formar islas a lo largo de toda la superficie arrugándola momentáneamente y, por lo tanto, haciendo que la intensidad del haz especular disminuya hasta un momento de mayor rugosidad que se alcanza cuando se ha crecido media monocapa que proporciona un mínimo de intensidad en el haz especular.

Cuando se han formado islas por toda la superficie y se ha completado totalmente la capa se observa que la intensidad del haz especular alcanza de nuevo un máximo. Por lo tanto las oscilaciones RHEED son debidas a un crecimiento bidimensional o capa a capa. Experimentalmente se observa un progresivo amortiguamiento en las oscilaciones de intensidad del haz especular que Neave y colaboradores[1] atribuyen a que la nucleación no esta restringida a una capa únicamente sino que la nucleación en una capa puede ocurrir antes de que la anterior este totalmente completa. Por lo tanto, este modelo explicaría el sucesivo amortiguamiento de las oscilaciones RHEED como un progresivo aumento de la rugosidad superficial. De esta forma se produce una pérdida de coherencia de los haces difractados entre las distintas zonas de la muestra que lleva consigo una

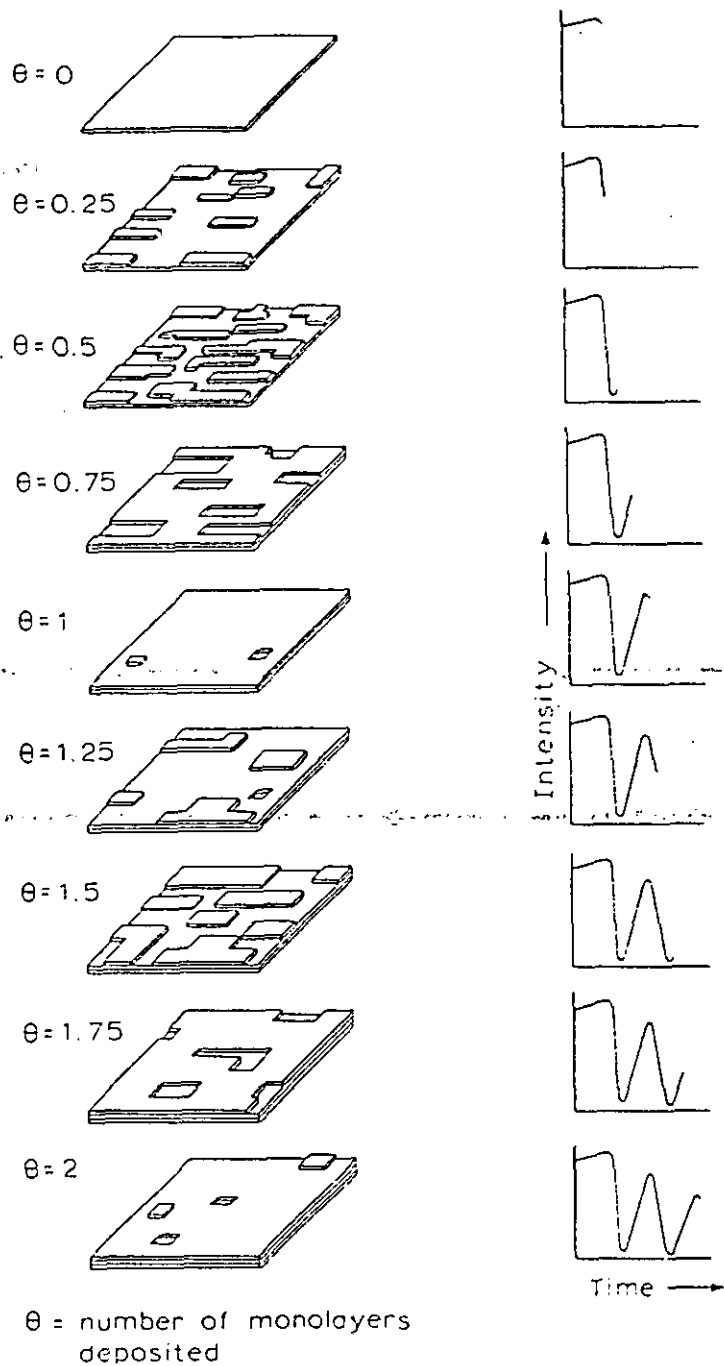


Fig. 2.1: Esquema del modelo del proceso de crecimiento bidimensional sobre una superficie inicialmente plana y su influencia en la intensidad del haz especular reflejado según el modelo de Neave y colaboradores [1].

disminución de intensidad del haz especular. No obstante este modelo va en contradicción de la evidencia experimental de una progresiva mejora de la planitud superficial cuando se crece mediante MBE en condiciones óptimas de crecimiento. Veremos posteriormente como el modelo de Briones y colaboradores[2] explica el amortiguamiento de las oscilaciones RHEED sin llegar a las contradicciones del modelo anteriormente expuesto.

1.2- Propagación de escalones.

Si el sustrato está desorientado con respecto al plano (001) en la superficie habrá una distribución aproximadamente regular de escalones en la dirección de la inclinación. Cuando, aún creciendo en buenas condiciones, la distancia entre escalones es menor que la longitud de migración de los átomos de Ga la mayoría de los átomos de Ga nuclearán en los bordes de los escalones ya que estos son centros de nucleación preferente [3]. Desde el punto de vista de rugosidad superficial, en el crecimiento mediante propagación de escalones la planitud superficial es independiente del tiempo y por lo tanto la intensidad del haz especular se mantendrá constante como se puede observar en la figura 2.2a.

Si, por el contrario la distancia entre escalones es mayor que la longitud de migración de los átomos de Ga, los centros de nucleación preferentes serán los indicados por el crecimiento bidimensional si las condiciones de crecimiento son óptimas (Fig. 2.2b).

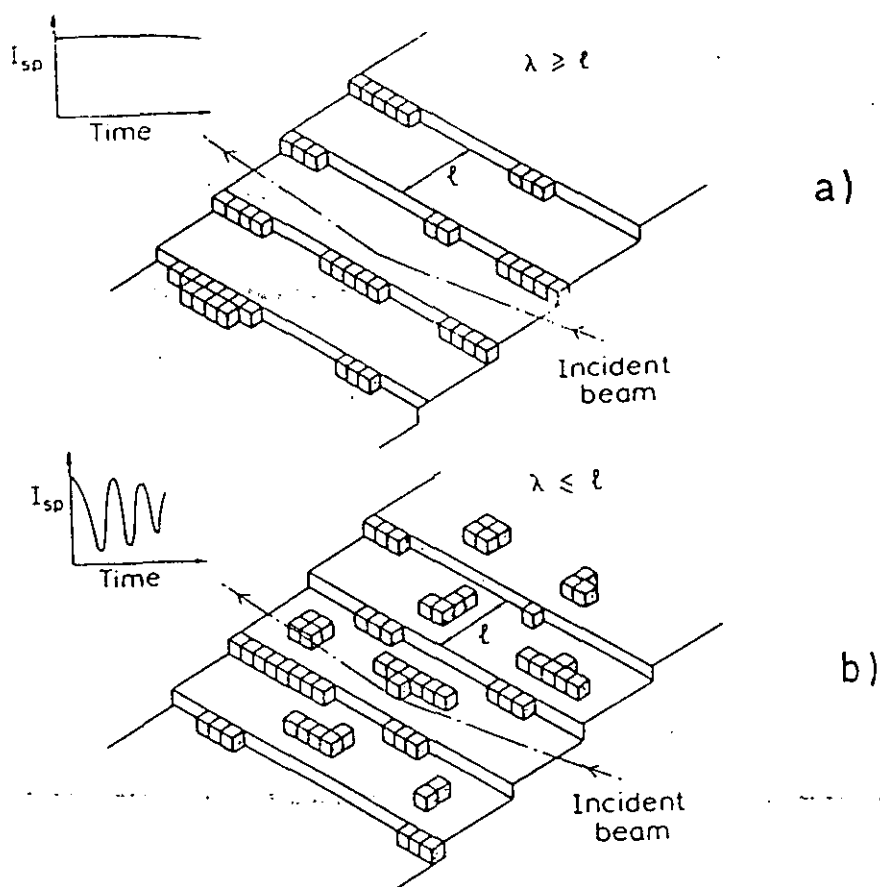


Fig. 2.2: Esquema del proceso de crecimiento mediante (a) propagación de escalones y (b) crecimiento capa a capa y su influencia en la intensidad del haz reflejado. λ es la longitud de difusión de los átomos de Ga y l el tamaño del escalón.

1.3.- Crecimiento tridimensional.

Si las condiciones de crecimiento no son óptimas bien por que la temperatura de substrato sea demasiado baja o si la presión de As no es la apropiada, el frente de crecimiento será rugoso. También, si la preparación del substrato antes del crecimiento no ha sido la adecuada y presenta impurezas o defectos estos actúan como centro de nucleación preferentes formando núcleos tridimensionales.

2.- CRECIMIENTO A BAJA TEMPERATURA.

Para obtener laminas epitaxiales de alta calidad cristalina es necesario conseguir un crecimiento bidimensional. Como hemos visto este crecimiento bidimensional se consigue por MBE a temperaturas de substrato relativamente altas ($\sim 580^{\circ}\text{C}$). Reducir la temperatura de substrato tiene un considerable interés por diversas razones:

- Disminución de la difusión o segregación del dopante. La importancia de esta ventaja será tratada en detalle en el capítulo de heteroestructuras invertidas de alta movilidad electrónica.

- Obtención de niveles de dopados superiores [4].

- Disminución de la difusión en intercaras en superredes o heteroestructuras [5].

- En relación con el crecimiento de semiconductores III-V sobre Si con una disminución de temperatura se reducen las tensiones térmicas y se consigue una mayor compatibilidad con la tecnología previa de circuitos sobre Si.

Diversos grupos han conseguido reducir la temperatura de substrato creciendo por MBE a bajas velocidades de crecimiento. Creciendo a baja temperatura de substrato mediante MBE la concentración de defectos en el cristal aumenta debido a que la

movilidad de los átomos de Ga en la superficie disminuye. Por otro lado si se disminuye el número átomos de Ga que llega a la superficie por unidad de tiempo los átomos de Ga tendrán más tiempo para moverse por la superficie y encontrar sitios en la red para incorporarse y de esta forma disminuir la densidad de defectos propia del crecimiento MBE a baja temperatura. De esta forma Heiblum [6] consiguió crecer $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ de alta calidad cristalina a tan sólo 500 °C disminuyendo a la velocidad de crecimiento a 0.1 monocapas por segundo. A pesar de que estas temperaturas de substrato son mucho menores que las de un crecimiento MBE convencional (del orden de 700°C para AlGaAs) existen aplicaciones como el crecimiento de estructuras integradas en dispositivos de Si que hacen necesario una reducción aún mayor de la temperatura de substrato (aproximadamente hasta 400°C) para no degradar las metalizaciones previas. Además la reducción de la velocidad de crecimiento lleva consigo una mayor incorporación de impurezas no deseadas durante el crecimiento:

Una técnica que se ha demostrado especialmente útil para obtener un crecimiento estrictamente bidimensional incluso a bajas temperaturas de substrato es el denominado Atomic Layer Epitaxy (ALE) [7]. El proceso de ALE en sistemas MOCVD para GaAs consiste en la deposición alternativa de Trimetil Galio, $Ga(CH_3)_3$ y Arsina, AsH_3 , sobre un substrato caliente en el que se desarrolla la reacción :



Al depositar $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$ sobre el sustrato de GaAs no reacciona si no encuentra una superficie rica en As y se incorpora en la superficie hasta dejarla rica en Ga momento en que se detiene la incorporación. El proceso de incorporación de la arsina se produce de la misma manera dejando la superficie rica en As para la posterior deposición del Trimetil Galio. De esta forma se produce un crecimiento bidimensional capa a capa autoregulatorio únicamente alternando los flujos de ambos materiales. La saturación de la superficie al suministrar cada elemento es esencial en el proceso ALE para garantizar el crecimiento de una capa atómica en cada ciclo. El problema del ALE es que la necesidad de purgar los distintos gases hace necesario que para completar un ciclo y crecer una monocapa es necesario un tiempo del orden de 30 segundos. Esta baja velocidad de crecimiento hace inviable su uso para crecer estructuras con espesores de crecimiento del orden de las micras como láseres o heterouniones de alta movilidad electrónica. Otro problema del ALE es la dificultad de reducir la concentración de C en la lámina epitaxiada debido a una incompleta reacción entre TEG y Arsina.

Sería interesante conseguir incorporar el proceso ALE al crecimiento MBE con el fin de obtener un crecimiento estrictamente bidimensional incluso a bajas temperaturas de sustrato. Para ello una ventaja muy importante es que el comportamiento de las especies atómicas del grupo V es muy similar al de las moléculas del proceso ALE ya que en un amplio rango de temperaturas de crecimiento solamente se incorporan en la epitaxia cuando hay una presencia de dímeros del grupo III en la superficie (001), siendo su coeficiente de incorporación nulo cuando la superficie está saturada en As. Por otro

lado el principal problema de incorporar el ALE a un sistema MBE es que la incorporación del elemento del grupo III es la unidad independientemente del recubrimiento de la superficie de forma que no hay un mecanismo autoregulatorio capaz de impedir la acumulación de Ga en la superficie una vez la capa atómica se ha completado. A pesar de que no existe un proceso autoregulatorio es posible imponer una regulación artificial o sincronización de haces alternados de forma que sea posible el crecimiento capa a capa.

Para ello es conveniente alternar los haces del grupo III y del grupo V de forma que el flujo del grupo III coincida aproximadamente con la deposición de material necesaria para la incorporación de una monocapa. El tiempo necesario se calibra previamente mediante oscilaciones RHEED en un crecimiento MBE convencional. Es importante que el suministro de átomos del grupo III no se desvíe mucho de la deposición de una monocapa por ciclo para impedir que el crecimiento deje de ser capa a capa. Además una incorporación del elemento del grupo III muy superior provocaría la formación de gotas de Ga en la superficie. La cantidad de material del grupo V evaporado sobre la superficie no es tan crítica ya que todo exceso que haya de este elemento no se incorpora en la epitaxia. De esta forma, alternando los haces del elemento del grupo III y del grupo V simultáneamente se puede conseguir un crecimiento bidimensional o capa a capa similar al del ALE.

Anteriormente vimos como el modelo de Neave y colaboradores[1] explica el

amortiguamiento de las oscilaciones RHEED como un progresivo aumento en la rugosidad superficial durante el crecimiento MBE. Los resultados experimentales evidencian que durante el crecimiento MBE en buenas condiciones a la vez que existe una amortiguación de las oscilaciones existe un aplanamiento de la superficie. Briones y colaboradores[2] desarrollaron un modelo en que consideraban el crecimiento MBE como una competición entre un crecimiento bidimensional y de propagación de escalones que depende de la morfología superficial y por lo tanto local y variable con el tiempo. Una superficie plana llevaría consigo una cinética lenta mientras que una superficie con escalones tendrá una cinética rápida.

Para este modelo se dividió el área de la muestra sondeada por el haz de electrones en N dominios cada uno de ellos con una cinética de crecimiento local. Además, la cinética de cada uno de los dominios no depende exclusivamente de su morfología sino que también depende de la morfología de los dominios adyacentes de forma que un dominio con escalones no puede tener una cinética superior que la de los átomos del grupo III que le lleguen de sus dominios vecinos. Suponiendo que la contribución de cada dominio a la intensidad del haz especular tiene un comportamiento sinusoidal de período el correspondiente a su velocidad local y de intensidad I_{00}/N , la intensidad total del haz especular será la suma de la contribución de todos los dominios.

Seguidamente se supone que la velocidad local de cada dominio varía aleatoriamente dentro de un margen alrededor de la velocidad media. Se demuestra que estas

variaciones locales de velocidad entre los diferentes dominios explican el amortiguamiento de las oscilaciones RHEED sin una necesidad de suponer un progresivo aumento en la rugosidad superficial. Cuanto mayores diferencias locales de velocidad existan, bien porque la superficie del substrato no es plana bien porque no se está creciendo en óptimas condiciones de crecimiento la amortiguación de las oscilaciones será más rápida.

Basándose en este modelo se puede estudiar la recuperación de las oscilaciones RHEED ya amortiguadas cuando se interrumpe el flujo de As_4 sobre la superficie de la muestra. La interrupción de suministro de As_4 , durante un tiempo suficientemente corto para que no se formen gotas de Ga en la superficie, supone un desplazamiento hacía unas condiciones ricas en Ga. La momentánea interrupción del flujo de As_4 desplaza la estequiometría de la superficie hacía una superficie rica en Ga. Este hecho aumenta la reactividad en toda la superficie por igual de forma que cuando se vuelve a suministrar el flujo de As_4 se forman núcleos de GaAs por toda la superficie simultánea y uniformemente. De esta forma se consigue poner en fase toda la superficie y se consigue favorecer un crecimiento bidimensional a lo largo de toda la superficie. Si estas interrupciones se hacen periódicamente en cada capa estaríamos estimulando un crecimiento bidimensional en cada capa incluso en el caso de que las condiciones de crecimiento no sean las apropiadas para ello.

Por lo tanto, ya sea modulando únicamente el haz del grupo V o alternando los haces del grupo III con los del grupo V es posible cambiar alternativamente la

estequiometría de la superficie hacia condiciones ricas en Ga y As periódicamente coincidiendo con la deposición de una monocapa y favoreciendo por lo tanto un crecimiento bidimensional. Debido a la gran similitud de este proceso con el proceso ALE, y a que se desarrolla en una cámara MBE se le denomina ALMBE (Atomic layer molecular beam epitaxy) [8-9]. El ALMBE tiene la gran ventaja sobre el ALE que tiene una velocidad de crecimiento mucho mayor ya que es similar a las velocidades MBE si se modula únicamente el elemento del grupo V y aproximadamente la mitad si se alternan los dos elementos.

A la hora de estudiar las oscilaciones RHEED en muestras realizadas por ambos modos de crecimiento se observa que mediante ALMBE no se produce un amortiguamiento de las oscilaciones como se produce en el crecimiento MBE. Estas oscilaciones que no se amortiguan durante toda la epitaxia son debidas a que un cambio periódico de la estequiometría superficial (superficie rica en As-superficie rica en Ga y viceversa) lleva consigo un cambio en la reconstrucción superficial y por lo tanto en la intensidad del haz especular. Como el paso de superficie rica en As a rica en Ga se produce artificialmente con el período de una monocapa los cambios de intensidad también se producirán con este período. Un estudio más detallado de la intensidad del haz especular tienen que tener en cuenta la temperatura del sustrato y la presión de As para poder conseguir alternativamente superficies estabilizadas en ambas especies.

Horikoshi y colaboradores [10] utilizan un modo de crecimiento similar en el que

alternan los haces de As y Ga al que denominan "Migration Enhanced Epitaxy" (MEE). Ellos atribuyen la posibilidad de reducción de la temperatura de sustrato para obtener un crecimiento bidimensional al aumento de la movilidad superficial del Ga cuando es suministrado separadamente del As.

En este trabajo se describe como se ha utilizado la técnica ALMBE para el crecimiento de pozos cuánticos de GaAs confinados por superredes AlAs/GaAs de alta calidad a una temperatura de sustrato de tan solo 400°C[11]. Para ello hemos utilizado y comparado los dos modos anteriormente descritos:

~~Interrupción periódica del haz de As en fase con el crecimiento capa a capa.~~

~~Los haces de As y Ga son alternativamente abiertos y cerrados también periódicamente con el crecimiento de una monocapa.~~

Para comparar la calidad del material y de las intercaras se ha crecido la misma estructura (Fig. 2.3), que consiste en un pozo cuántico de GaAs confinado por una superred AlAs/GaAs, mediante ambos modos de crecimiento. A continuación los pozos cuánticos fueron caracterizados mediante fotoluminiscencia a baja temperatura.

La secuencia de crecimiento ha sido la siguiente: tras quitar el óxido protector de la superficie del sustrato bajo un flujo de As_4 se crece una homoepitaxia de GaAs de

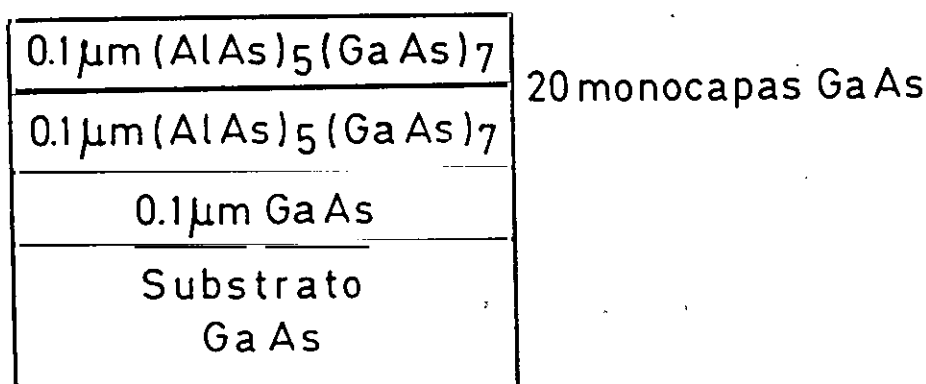


Fig. 2.3: Estructura de la muestra que consiste en un pozo cuántico de 20 monocapas de GaAs confinado por una superred AlAs₅GaAs₇.

0.1 μm . Esta capa de GaAs sirve para alejar la estructura de los defectos presentes en la superficie del substrato. Además esta homoepitaxia, llamada "buffer", también es necesaria ya que el crecimiento MBE mejora la planitud superficial respecto al substrato y para crecer una estructura de calidad es necesario partir de una superficie plana a escala atómica. Después de crecer esta estructura por MBE se disminuye la temperatura de substrato a 400°C. Durante esta disminución de temperatura se le impide a la superficie que se enriquezca en As (no pase de una reconstrucción 2x4 estabilizada en As a una rica en As c(4x4)) para conseguir mantener la intensidad del haz especular que tenía a alta temperatura de substrato. Las velocidades de crecimiento de ambos componentes, una monocapa por segundo para el GaAs fue una monocapa por segundo y 0.6 monocapas por segundo para el AlAs, fueron medidas en una muestra previa.

Seguidamente se creció la estructura de la muestra que consta de un pozo cuántico de GaAs confinado por 0.1 μm de superred AlAs₅/GaAs₇. Las ordenes de apertura y

cierre de las pantallas fueron realimentadas a partir de la intensidad del haz especular de forma que las interrupciones periódicas de As_4 fueron realizadas justo después de haber alcanzado el máximo del haz especular. Esta realimentación fue realizada tanto en el crecimiento de AlAs como de GaAs para que una vez conseguidas las condiciones estacionarias, las secuencias fueran repetidas automáticamente. A pesar de que ya no se hace uso de ninguna realimentación para la apertura y cierre de las pantallas se observa que la amplitud y fase de las oscilaciones se mantiene durante toda la epitaxia.

En la figuras 2.4 y 2.5 se puede observar la secuencia de apertura y cierre de las pantallas así como su influencia en las oscilaciones RHEED y los resultados de fotoluminiscencia a baja temperatura obtenidos en el pozo cuántico crecido por ambos modos de crecimiento:

-Modulación del flujo del elemento V: en este modo el flujo del elemento III siempre está abierto y la explicación de las oscilaciones RHEED es la siguiente: Debido a la baja temperatura de sustrato, $400^\circ C$, la superficie de partida se encuentra recubierta de As_4 debido a que a esta temperatura de sustrato el As_4 no es desorbido de la superficie. Debido a que la superficie de la muestra en estas condiciones está muy alejada del nivel óptimo de estequiometría la intensidad del haz especular es muy débil. Cuando a la superficie le llegan átomos del elemento del grupo III, en ausencia de As_4 , en la superficie se empieza a compensar el exceso de As_4 y la superficie tiende a acercarse a un nivel óptimo de estequiometría

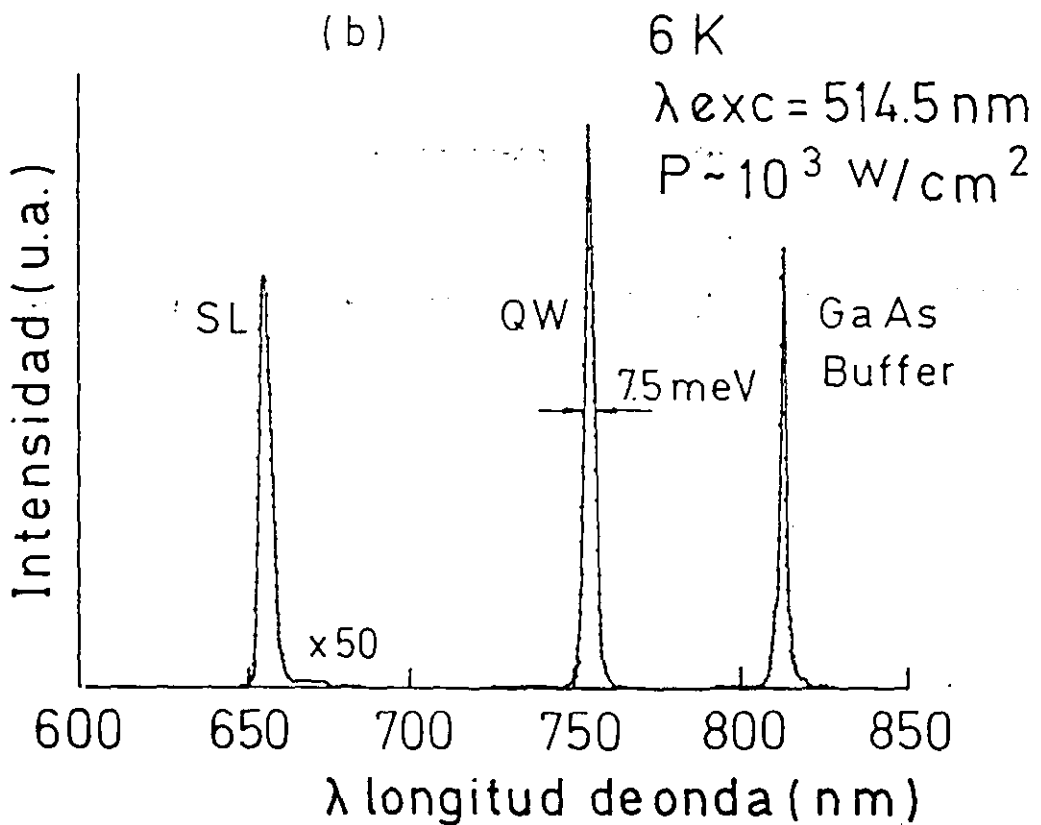
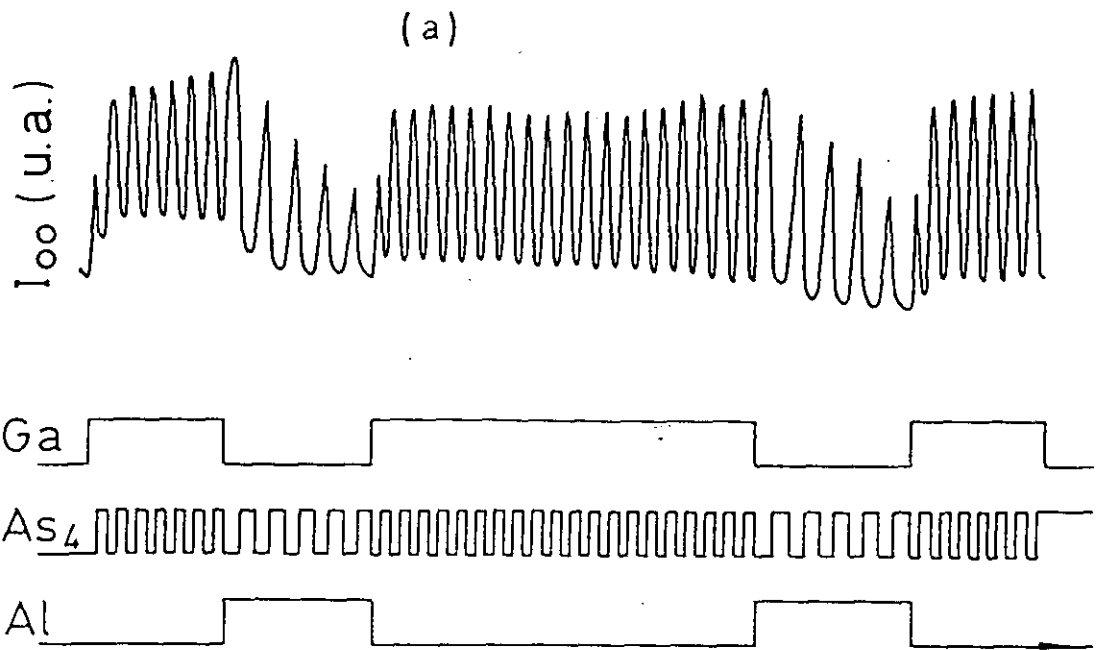


Fig. 2.4: (a) Oscilaciones RHEED del haz especular (I_{00}) y operación de las pantallas de las células de Ga, Al y As, cuando se modula únicamente el flujo del elemento del grupo V, de un pozo cuántico de GaAs confinado por una superred de $0.1 \mu\text{m}$ $(\text{AlAs})_5/(\text{GaAs})_7$ crecidos a una temperatura de crecimiento de 400°C . (b) espectro de fotoluminiscencia a baja temperatura de la muestra.

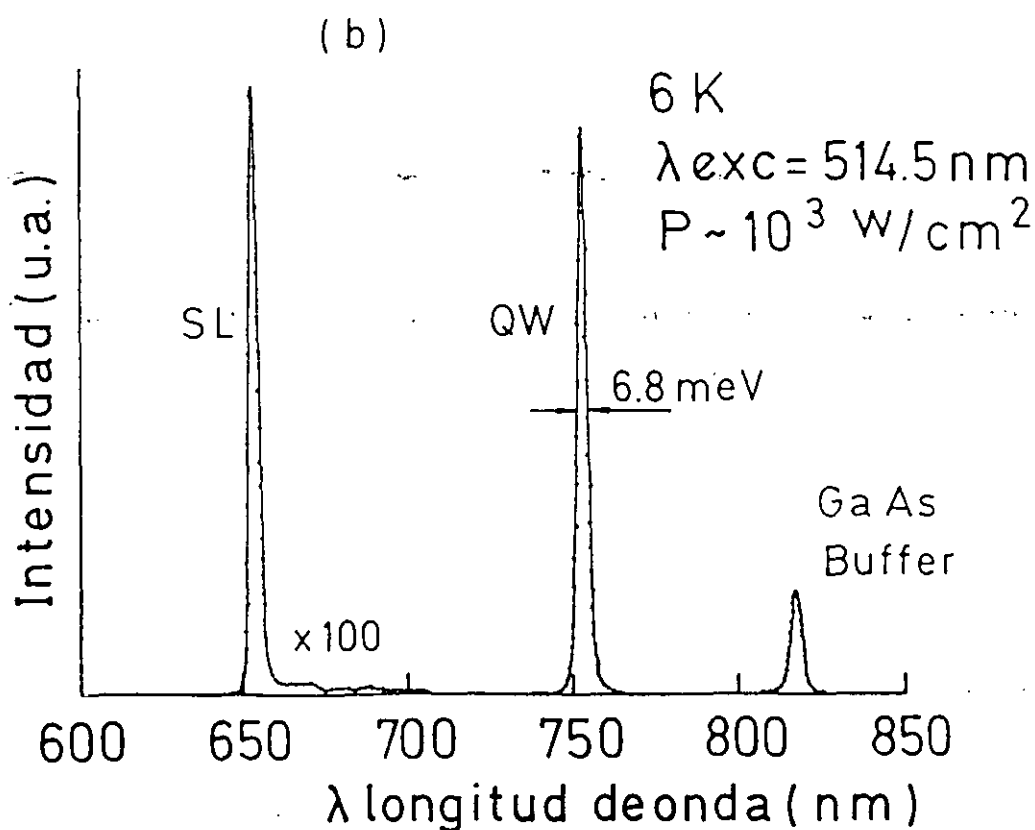
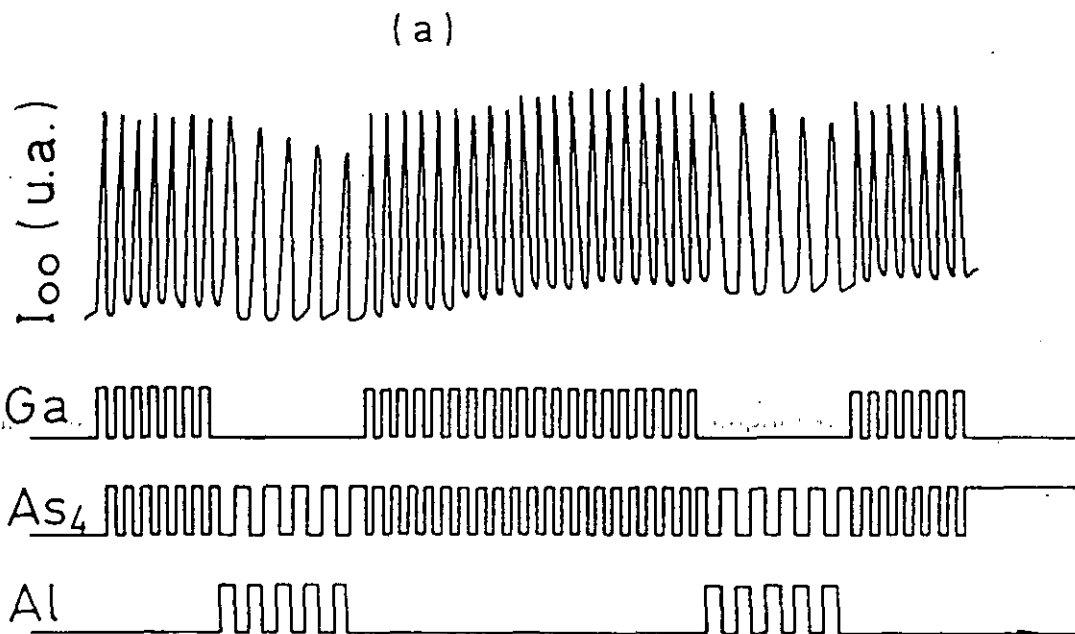


Fig. 2.5: (a) Oscilaciones RHEED del haz especular (I_{00}) y operación de las pantallas de las células de Ga, Al y As, cuando se modulan los flujos del elemento del grupo V y del grupo III, de un pozo cuántico de GaAs confinado por una superred de $0.1 \mu\text{m}$ $(AlAs)_5/(GaAs)_7$ crecidos a una temperatura de crecimiento de 400°C . (b) espectro de fotoluminiscencia a baja temperatura de la muestra.

por lo que la intensidad del haz especular aumenta hasta alcanzar un máximo. Debido a que esta temperatura de substrato tan baja no se consigue una superficie rica en Ga en cuanto a la superficie se deposita As la superficie se vuelve a alejar del nivel de estequiometría óptimo y la intensidad del haz especular disminuye.

-Modulación de flujos de elemento del grupo III y grupo V: en este modo de crecimiento se suministran ambos haces alternativamente. El comportamiento del haz especular se puede explicar de una manera similar al modo de crecimiento anterior. La intensidad será máxima después de haber depositado una monocapa completa del elemento del grupo III. En ese momento se abre el As y la intensidad del haz disminuye rápidamente debido a que se aleja del nivel óptimo de estequiometría. El intervalo que tiene que estar el elemento del grupo V abierto no es crítico, siempre que sea suficiente para saturar la superficie en As. En esta muestra el tiempo en que la célula de As ha estado abierta ha sido aproximadamente medio período total.

De los espectros de fotoluminiscencia de la estructura crecida por los dos modos de crecimiento se observa que en ambos casos la emisión del pozo cuántico es muy estrecha (del orden de 7meV) y brillante y que la de la superred también es muy estrecha. De estos espectros se observa que no hay diferencias significativas entre ambas muestras. Además, la calidad de ambas es comparable a la de estructuras similares crecidas a alta temperatura de substrato en condiciones óptimas de MBE.

Por lo tanto, de acuerdo con el modelo de oscilaciones RHEED presentado previamente ambos modos de crecimiento son equivalentes y producirán material de similar calidad. La equivalencia de ambos métodos reside en la posibilidad de conducir sincrónicamente el proceso de nucleación y crecimiento para cada monocapa de forma que se favorece el crecimiento bidimensional a baja temperatura. Es posible que el favorecimiento de la migración de Ga en la superficie libre de As también contribuya a la mejora de la calidad cristalina a baja temperatura de crecimiento.

REFERENCIAS CAPITULO 2

- [1] J. H. Neave, B. A. Joyce, P. J. Dobson and N. Norton.
Appl. Phys. A **31**, 1 (1983).
- [2] F. Briones, D. Golmayo, L. González and A. Ruiz.
J. Cryst. Growth **81**, 19 (1987).
- [3] J. H. Neave, P. J. Dobson and B. A. Joyce.
Appl. Phys. Lett. **47**, 100 (1985).
- [4] M. Ogawa and T. Baba
Jpn. J. Appl. Phys. **24**, L572 (1985).
- [5] J. Lee, T. E. Schlesinger and T. F. Kuech.
J. Vac. Sci. Technol. **B5**, 1187 (1987).
- [6] M. Heiblum.
J. Vac. Sci. Technol. **B3**, 820 (1985).
- [7] C. M. L. Goodman and M. V. Pessa.
J. Appl. Phys. **60**, R65 (1986).
- [8] F. Briones, L. González and A. Ruiz.
Appl. Phys. A **49**, 729 (1989).
- [9] F. Briones and A. Ruiz.
Proceedings of the Sixth International Conference on Molecular Beam Epitaxy.
La Jolla, CA, USA, 27-31 agosto 1991.
Publicado en J. Cryst. Growth **111**, 194 (1991).

- [10] Y. Horikoshi, M. Kawashima and H. Yamaguchi.
Jpn. J. Appl. Phys. **27**, 169 (1988).
- [11] F. Briones, L. González, M. Recio and M. Vázquez.
Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L1125 (1987).

3.- CRECIMIENTO DE ESTRUCTURAS INVERTIDAS DE DOPADO MODULADO Y FABRICACION DE UN TRANSISTOR DE EFECTO CAMPO DE ALTA VELOCIDAD ELECTRONICA.

1.- INTRODUCCION.

Si queremos conseguir estructuras de alta movilidad electrónica, hay que tener en cuenta, que esta está limitada por la existencia de diferentes mecanismos de dispersión [1-2] de los portadores dentro de la red cristalina. El mecanismo de dispersión dominante depende en cada caso del rango de temperaturas que estemos considerando: a temperatura ambiente la dispersión predominante del electrón se debe a las vibraciones térmicas de la red mientras que a bajas temperaturas predomina la dispersión debida a las impurezas, ya sean donadoras o residuales. Por este motivo hasta finales de la década de los setenta, la investigación en materiales semiconductores de alta movilidad electrónica estaba dirigida hacia la obtención de materiales de alta pureza cristalina y libre de defectos e impurezas no deseadas, con objeto de reducir los distintos procesos de dispersión de los portadores en el cristal.

Debido a que todos los semiconductores tienen un comportamiento muy similar en relación con las vibraciones de la red, no se han conseguido en los últimos años grandes avances en la obtención de materiales de alta movilidad a temperatura ambiente. Sin embargo, la posibilidad de obtener mediante técnicas epitaxiales láminas de materiales semiconductores III-V, ha permitido el diseño de nuevas estructuras que

han revolucionado el desarrollo de los materiales de alta movilidad electrónica a bajas temperaturas. En estas estructuras, llamadas de dopado modulado, es posible separar espacialmente los electrones de las impurezas donadoras y de esta forma reducir en gran medida el mecanismo de dispersión dominante a bajas temperaturas.

Dingle y colaboradores [3] por primera vez observaron en 1978 un aumento de la movilidad a bajas temperaturas en las estructuras de dopado modulado. Estas estructuras consisten básicamente en una heterounión de un material dopado de anchura de banda prohibida (gap) grande (AlGaAs o AlInAs principalmente) y de otro sin dopar de menor gap (GaAs o GaInAs). Esta heterounión tiene que ser de gran calidad (pureza, planitud de intercaras, ...), por lo que es necesario una técnica de crecimiento como es la epitaxia por haces moleculares (MBE) que permite controlar a nivel atómico los parámetros de la heteroestructura. Además, entre ambos materiales debe existir una diferencia de parámetro de red muy pequeña para evitar que se generen dislocaciones en la intercara que degraden seriamente el comportamiento eléctrico del material. A partir de los valores de gap y parámetro de red de los diferentes semiconductores III-V se puede comprender fácilmente por que las heterouniones de dopado modulado más utilizadas son AlGaAs\GaAs sobre substratos de GaAs e AlInAs\GaInAs sobre substratos de InP.

En la figura 3.1 está representado esquemáticamente como es la estructura de bandas de este tipo de estructuras. Como se puede ver, existe un mínimo de energía con forma de pozo triangular en la banda de conducción justo en la intercara entre los

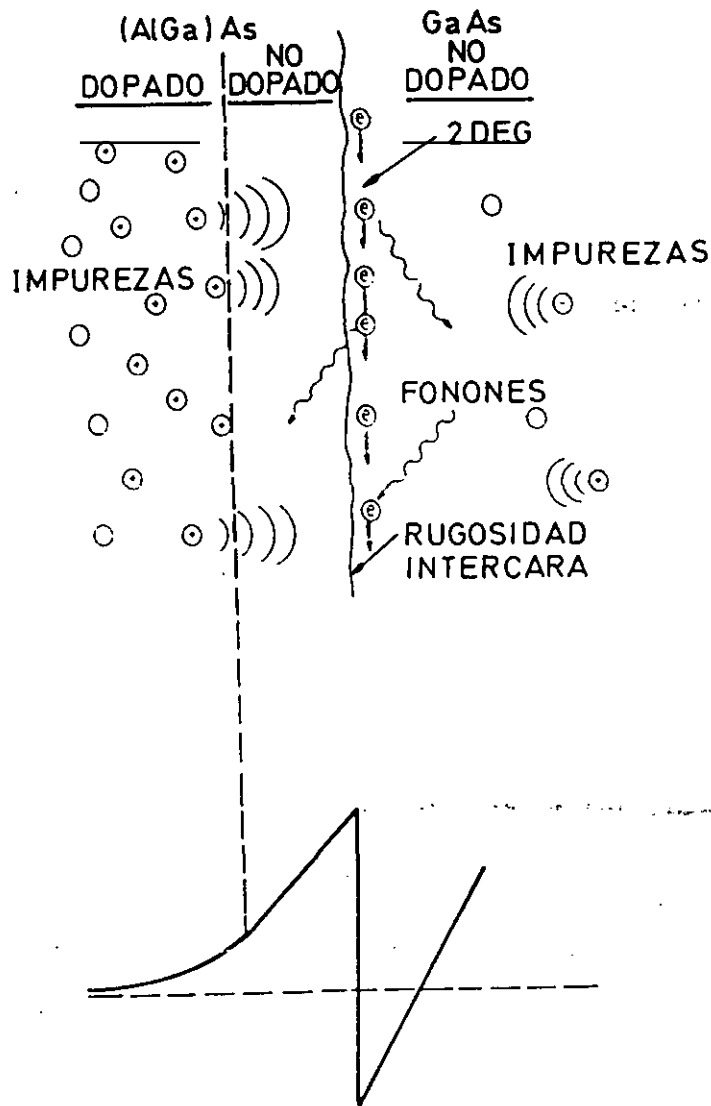


Fig. 3.1: Situación de las impurezas donadoras y los electrones en una estructura de dopado modulado y su estructura de bandas.

dos materiales que forman la heterounión. De este modo los electrones que proceden de la capa dopada n-AlGaAs quedan confinados en el pozo triangular (GaAs) estando separados espacialmente de las impurezas donadoras y por lo tanto aumentando su movilidad electrónica. Debido a que los electrones quedan confinados en el pozo triangular en una distancia entre 50 y 100Å se dice que en estas estructuras existe un gas bidimensional de electrones.

La dispersión producida por las impurezas donadoras todavía se puede reducir si somos capaces de separar aún más los electrones de las impurezas donadoras. Esto se puede conseguir situando una capa de AlGaAs sin dopar entre la aleación dopada (capa separadora) y el GaAs sin dopar. Introduciendo en la estructura capas separadoras del orden de 800Å, diversos autores [4,5,6] han conseguido valores de movilidad a bajas temperaturas ($T < 2\text{K}$) por encima de $10^7 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$. Sin embargo, la introducción de una capa separadora reduce la probabilidad de que los electrones alcancen el pozo triangular produciendo una reducción en la densidad de portadores en el canal.

Cuando se diseña una estructura hay que tener en cuenta que estas movilidades tan altas no son tan efectivas a la hora de utilizar la estructura en un dispositivo como a primera vista pudiera parecer ya que son valores medidos a campos eléctricos muy pequeños (del orden de 5 V/cm). En los dispositivos FET de longitud de puerta pequeña se alcanzan campos del orden de kilovoltios por centímetro y como veremos más adelante a campos eléctricos tan altos la velocidad electrónica alcanza un valor de saturación. Además los dispositivos FET requieren una alta densidad de portadores para conseguir altos niveles de corriente por lo que en la práctica en los HEMTs la anchura de la capa separadora es del orden de 50Å [7].

Es por esto que en los años siguientes al crecimiento de la primera estructura de dopado modulado la investigación en este tema se centró en estudiar la influencia de los parámetros estructurales de la heterounión en el número de portadores en el

canal bidimensional y su movilidad electrónica. En el apartado siguiente describiremos el cálculo utilizado para estudiar la influencia de los parámetros estructurales en la densidad de portadores y detallaremos también la influencia de éstos parámetros en la movilidad electrónica.

2.- DENSIDAD DE PORTADORES EN EL POZO TRIANGULAR.

Como ya hemos visto el número de portadores en el pozo triangular es una variable muy importante a la hora de utilizar este tipo de estructuras en dispositivos como transistores de efecto campo. El número de portadores en el pozo triangular depende principalmente de:

-N (dopado del AlGaAs). Cuanto más alto sea el dopado de la aleación dispondremos de más portadores capaces de alcanzar el pozo triangular.

-x (composición de Al) [8-9]. Cuanto mayor sea la composición de Aluminio del AlGaAs mayor será la diferencia energética entre la aleación y el pozo triangular en la banda de conducción por lo que a los electrones les será energéticamente más favorable ser transferidos al GaAs.

-d (anchura de capa separadora) [10-11]. Al aumentar la capa separadora (capa de AlGaAs sin dopar entre la aleación dopada y el GaAs sin dopar)-la distancia entre las impurezas donadoras y la heterounión aumenta por lo que un menor

numero de portadores llegaran a la heterounión.

Seguidamente veremos en un cálculo la influencia de todos estos parámetros en la densidad de portadores presentes en el pozo triangular.

2.1.- Cálculo de la densidad de portadores.

Tener un conocimiento previo del numero de portadores en la heterounión es muy importante ya sea desde el punto de vista físico para obtener estructuras de muy alta movilidad o desde el punto de vista tecnológico donde el número de portadores presentes en el gas bidimensional es de gran importancia para el funcionamiento de transistores FET.

Delagebeaudeuf y Linh [12] desarrollaron un modelo de cálculo de la densidad de portadores del pozo triangular en el que se han basado casi todos los cálculos posteriores aparecidos en la literatura [13-14]. Para ello estudiaron la heterounión desde tres puntos de vista:

-Desde un punto de vista electrostático: A partir de la ecuación de Poisson se ha determinado la estructura de bandas de la intercara n-AlGaAs/GaAs debida a la distribución de carga que existe en la heterounión.

-Desde un punto de vista termodinámico: Aplicando la estadística de Fermi se ha determinado la densidad de portadores en el gas bidimensional de electrones.

-Desde un punto de vista cuántico: Se han determinado los niveles energéticos en el pozo triangular mediante la solución de la ecuación de Schroedinger.

Por supuesto estos tres estudios no se pueden hacer por separado, ya que existe una total interrelación entre ellos. Esto hace necesario obtener de una manera iterativa la densidad de portadores en el pozo triangular que sea consistente con los estudios anteriores. Hemos realizado este estudio en función de los parámetros controlables de la estructura como son el dopado de la aleación, la composición de Al y la anchura de la capa separadora.

2.1.1.- Cálculo de la estructura de bandas.

Para obtener la estructura de bandas de la heterounión hemos calculado la estructura de bandas de ambos materiales por separado y luego hemos impuesto las condiciones de contorno en la intercara. Para ello, en la aleación asumiremos que es válida la aproximación de vaciamiento lo que supondrá la presencia de dos zonas en la aleación totalmente diferenciadas:

-Una zona de aleación dopada y vaciada : será la que suministre portadores al pozo triangular. La anchura de la aleación dopada se supone que es lo suficientemente grande para que esta zona vaciada sea lo mayor posible y suministre el mayor número de portadores posible a la heterounión. Por otro lado, y aunque esto no va a afectar a la densidad de portadores en el gas bidimensional, interesa que esta capa de aleación no sea demasiado grande , ya

que si no, parte de ella quedaría sin vaciar y la aleación también conduciría. Esta conducción paralela en la aleación, con una movilidad mucho menor que la del gas bidimensional, disminuye la movilidad electrónica de la estructura siendo además muy perjudicial para su posterior utilización en dispositivos [15]. Un valor típico de la anchura de la aleación dopada es del orden de 400 Å.

- la capa separadora : es una capa de aleación sin dopar junto a la heterounión y que por lo tanto no suministra electrones al gas bidimensional. Esta capa de aleación aleja la heterounión de la zona de aleación dopada disminuyendo la densidad de portadores que llegan al pozo triangular y la dispersión Coulombiana entre las impurezas donadoras y los electrones.

Por otro lado, para el cálculo de la estructuras de bandas en el GaAs se ha supuesto la existencia de una distribución uniforme de los electrones provenientes de la aleación con la consiguiente formación de un pozo triangular en la intercara. También hay que tener en cuenta que en la heterounión entre los dos materiales existe una discontinuidad energética en la banda de conducción (ΔE_c) que es independiente del dopado de ambos materiales.

A continuación calcularemos la estructura de bandas de la heterounión

n-AlGaAs/GaAs:

I) AlGaAs.

Como ya explicamos anteriormente aplicaremos la ecuación de Poisson suponiendo zonas totalmente diferenciadas:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{dF_2}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_2} = -\frac{q}{\epsilon_2}N_2(x) \quad (3.1)$$

donde F_2 es el campo eléctrico, V el potencial, $N_2(x)$ es la concentración de impurezas donadoras ionizadas, x la posición en el AlGaAs tomando como origen la intercara entre la capa separadora y la capa dopada, q la carga del electrón y ϵ_2 la constante dieléctrica del AlGaAs.

De la aproximación de vaciamiento tenemos que $N_2(x) = N_d$ cuando $-w_2 < x < 0$ (la zona de la aleación dopada y vaciada de electrones) y $N_2(x) = 0$ cuando $0 < x < d$ (la capa separadora). Siendo w_2 la anchura de la zona vaciada que a priori se desconoce y d la capa separadora. A partir de esta ecuación y teniendo en cuenta la condición de contorno $F_2(-w_2) = 0$ y la continuidad del campo eléctrico en $x = 0$ se puede calcular el campo eléctrico (Fig. 3.2):

$$F_2(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_2}(x+w_2) \text{ cuando } -w_2 < x < 0 \quad (3.2)$$

$$F_2(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_2}w_2 \text{ cuando } 0 < x < d \quad (3.3)$$

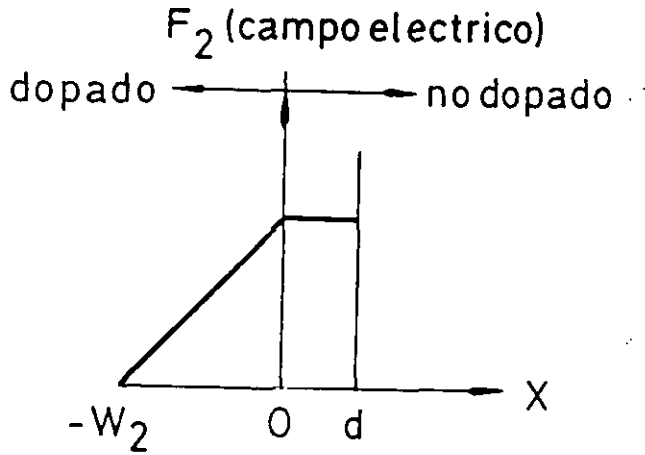


Fig. 3.2: Campo eléctrico en el AlGaAs con una zona dopada (entre $-w_2$ y 0) y otra sin dopar (entre 0 y d).

A partir de la ecuación del campo eléctrico, tomando como origen energético el mínimo del pozo triangular y teniendo en cuenta que $E_2(-w_2) = E_F + \delta_2$ (Fig. 3.3) se puede obtener la estructura de bandas en la aleación:

$$E = \frac{q^2 N_d}{\epsilon_2} \left(\frac{x^2}{2} + w_2 x + w_2^2 \right) + \delta_2 + E_F \quad \text{cuando} \quad -w_2 < x < 0 \quad (3.4)$$

$$E = \frac{q^2 N_d}{\epsilon_2} (w_2 x + w_2^2) \quad \text{cuando} \quad 0 < x < d \quad (3.5)$$

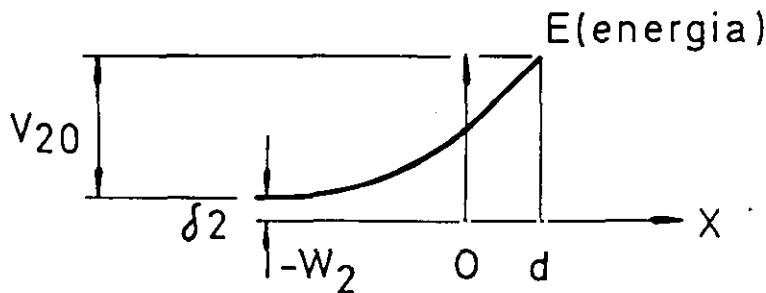


Fig. 3.3: Estructura de bandas de la aleación de AlGaAs.

Y por lo tanto la curvatura de bandas aleación en la aleación será:

$$V_{20} = E(d) - E(-w_2) = \frac{q^2 N_d}{\epsilon_2} \left(\frac{w_2^2}{2} + w_2 d \right) \quad (3.6)$$

Despejando la anchura vaciada y teniendo en cuenta que $\Delta E_c = V_{20} + E_F + \delta_2$

(Fig. 3.4).

$$w_2 = -d \pm \sqrt{d^2 + \frac{2\epsilon_2(\Delta E_c - E_F - \delta_2)}{q^2 N_d}} \quad (3.7)$$

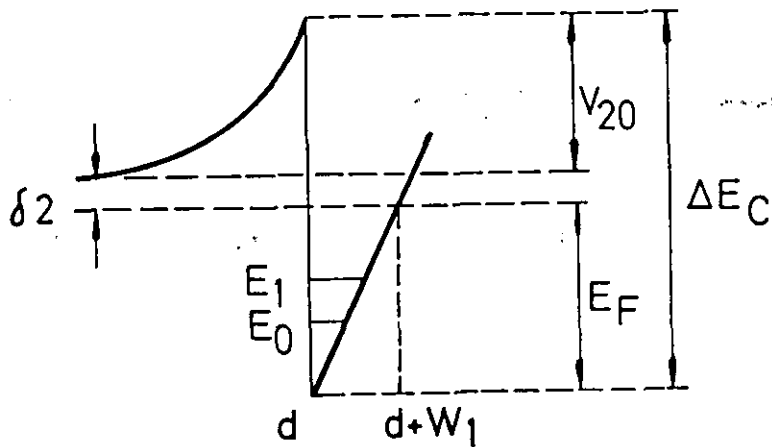


Fig. 3.4: Estructura de bandas de la heterounión n-AlGaAs/GaAs.

Como hemos supuesto la aproximación de vaciamiento todos los portadores de la anchura vaciada se dirigen a la heterounión. Por lo tanto, el numero de portadores en el gas bidimensional será $n_{s0} = N_d w_2$:

$$n_{s0} = \sqrt{N_d^2 d^2 + \frac{2\epsilon_2 N_d (\Delta E_c - E_F - \delta_2)}{q^2}} - N_d d \quad (3.8)$$

siendo δ_2 ($V(-w_2)$) la distancia energética entre el nivel de Fermi y la banda de conducción en la aleación no vaciada. Como hemos supuesto que la aleación es lo suficientemente ancha como para que no esté totalmente vaciada, para el cálculo de δ_2 bastará tener en cuenta la condición de neutralidad de carga en la parte de la aleación más alejada de la heterounión. Para ello la suma de la concentración de portadores intrínsecos y la de donores ionizados tiene que ser nula. De esta condición podemos obtener δ_2 en función de parámetros conocidos como N_d y E_d (energía del nivel donador que depende de la composición de Al [16-17]).

Por lo tanto hemos calculado la densidad de portadores n_{s0} es función de parámetros conocidos como N_d , d y x y de otro no conocido que es la posición energética del nivel de Fermi.

II) GaAs

Para calcular la estructura de bandas en el GaAs aplicaremos la ecuación de Poisson a los electrones que han llegado de la aleación dopada al GaAs.

$$\frac{dF_1}{dx} = -\frac{q}{\epsilon_1} n(x) \quad (3.9)$$

siendo F_1 el campo eléctrico en el GaAs y $n(x)$ la distribución de carga en el GaAs.

Integrando esta ecuación y suponiendo que el campo eléctrico es constante se tiene:

$$\int_d^{w_1+d} dF_1 = -\frac{q}{\epsilon_1} \int_d^{w_1+d} n(x) dx \quad \rightarrow \quad F_1 = \frac{q}{\epsilon_1} n_{s0} \quad d < x < d+w_1 \quad (3.10)$$

La suposición de campo eléctrico constante en el GaAs implica una distribución de carga uniforme y por lo tanto un pozo triangular en la intercara. A partir del campo eléctrico y teniendo en cuenta que nuestro origen energético es el mínimo de la banda de conducción en el GaAs ($E(d)=0$) se tiene que la estructura de bandas en el GaAs es la siguiente:

$$E = \frac{q^2}{\epsilon_1} n_{s0} (x-d) \quad \text{cuando} \quad d < x < d+w_1 \quad (3.11)$$

Por lo que existe una relación lineal entre el numero de portadores que hay en el pozo triangular y la pendiente de este:

$$k = \frac{q^2}{\epsilon_1} n_{s0} \quad \Rightarrow \quad n_{s0} = \frac{\epsilon_1 k}{q^2} \quad (3.12)$$

2.1.2 - Cálculo de los niveles de energía del pozo triangular.

Del cálculo de la estructura de bandas de la heterounión n-AlGaAs/GaAs hemos constatado la existencia de un pozo triangular. Esto lleva consigo que los electrones situados en el pozo triangular ocupen posiciones energéticas cuantificadas (ver figura 3.5). Estos niveles energéticos se pueden calcular resolviendo la ecuación de Schroedinger de un pozo triangular:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Psi'' + kx\Psi = E\Psi \quad (3.13)$$

siendo Ψ la función de onda del electrón, E los niveles de energía y k la pendiente del pozo triangular.

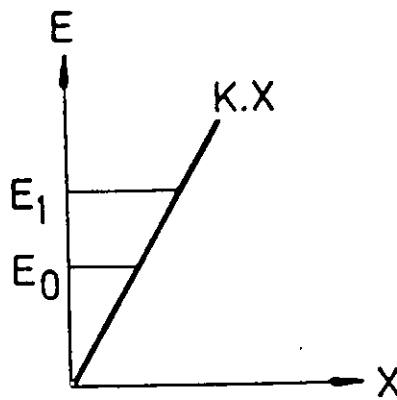


Fig. 3.5: Pozo triangular en el GaAs y niveles de energía del pozo triangular.

Para resolver esta ecuación hay que tener en cuenta que los electrones están confinados en el pozo triangular (condiciones de contorno $\Psi(0)=0$ y $\Psi(E/k)=0$). La ecuación se resuelve mediante la regla de cuantificación de Sommerfield-Wilson. Teniendo en cuenta la relación lineal entre la pendiente del pozo y la densidad de portadores presentes en él se obtienen los siguientes valores de energía [18]:

$$E_0 = \gamma_0 n_{s0}^{2/3} \quad (3.14)$$

$$E_1 = \gamma_1 n_{s0}^{2/3} \quad (3.15)$$

2.1.3 - Cálculo estadístico de la densidad de portadores.

El estudio del gas bidimensional se completa relacionando la densidad de portadores con el nivel de Fermi. En la figura 3.6 está representada la densidad de estados para un sistema bidimensional.

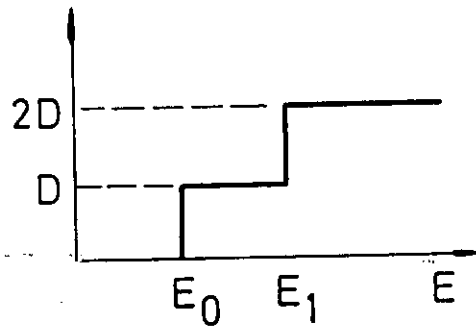


Fig. 3.6: Diagrama de la densidad de estados bidimensional.

Aplicando la estadística de Fermi y suponiendo que sólo hay dos niveles de energía se puede hallar el número de portadores:

$$n_{s0} = D \int_{E_0}^{E_1} \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{KT}\right)} + 2D \int_{E_1}^{\infty} \frac{dE}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{KT}\right)} \quad (3.16)$$

siendo D la densidad de estados asociados a un único nivel de energía cuantizado:

$$D = \frac{m^*}{\pi h^2} \quad (3.17)$$

Esta integral es resoluble:

$$\int \frac{dx}{1+ex} = -\ln(1+e^{-x}) \quad (3.18)$$

Y obtenemos la densidad de portadores en función de las posiciones energéticas de los niveles de energía del pozo triangular y del nivel de Fermi:

$$n_{so} = DKT \left[\ln \left(1 + \exp \frac{E_F - E_1}{KT} \right) + \ln \left(1 + \exp \frac{E_F - E_0}{KT} \right) \right] \quad (3.19)$$

Resolviendo la ecuación de Schroedinger del pozo triangular hemos obtenido la relación entre los niveles de energía y la densidad de portadores (3.14) (3.15). Introduciendo estos valores en la ecuación (3.19) se tiene la densidad de portadores en función de la posición energética del nivel de Fermi.

2.1.4 - Cálculo numérico.

Hasta ahora no hemos considerado el equilibrio en la heterounión. Esto lleva consigo tener en cuenta que los electrones que van de la aleación al GaAs (ecuación (3.8)) son los que originan el pozo triangular (ecuación (3.19)).

Al igualar ambas ecuaciones tenemos tres valores energéticos desconocidos como son E_0 , E_1 y E_F pero si tenemos en cuenta que las ecuaciones (3.14) y (3.15) relacionan E_0 y E_1 con n_s , observamos que solo nos queda una incógnita que es el nivel de Fermi. Por lo tanto debemos hallar el nivel de Fermi que iguale las ecuaciones (3.8) y (3.19). Una vez hallado el nivel de Fermi calcularemos la densidad de portadores (ecuaciones (3.8) y (3.19)) y los niveles de energía (ecuaciones (3.14) y (3.15)). En la figura 3.7 está representado el diagrama del programa realizado para la obtención de la densidad de portadores.

Anteriormente ya hemos expuesto como influye de una manera cualitativa cada uno de los parámetros de la estructura, tales como el dopado de la aleación, la anchura de la capa separadora y la composición de Al de la aleación, en la densidad de portadores de la heterounión. A partir de este cálculo obtendremos esta dependencia de una manera cuantitativa.

2.2.- Dependencia de la densidad de portadores con el dopado de la aleación.

Intuitivamente es esperable que cuanto mayor sea el dopado de la aleación se dirijan más portadores hacia el gas bidimensional. Del cálculo de la estructura de bandas en el AlGaAs se puede obtener, en una primera aproximación, la tendencia entre la densidad de portadores en el gas bidimensional y el dopado. Suponiendo que la anchura de la capa separadora es nula de la ecuación (3.8) se tiene:

$$n_{so} = \sqrt{\frac{2\epsilon_2 N_d (\Delta E_c - E_F - \delta_2)}{q_2}} \propto \sqrt{N_d} \quad (3.20)$$

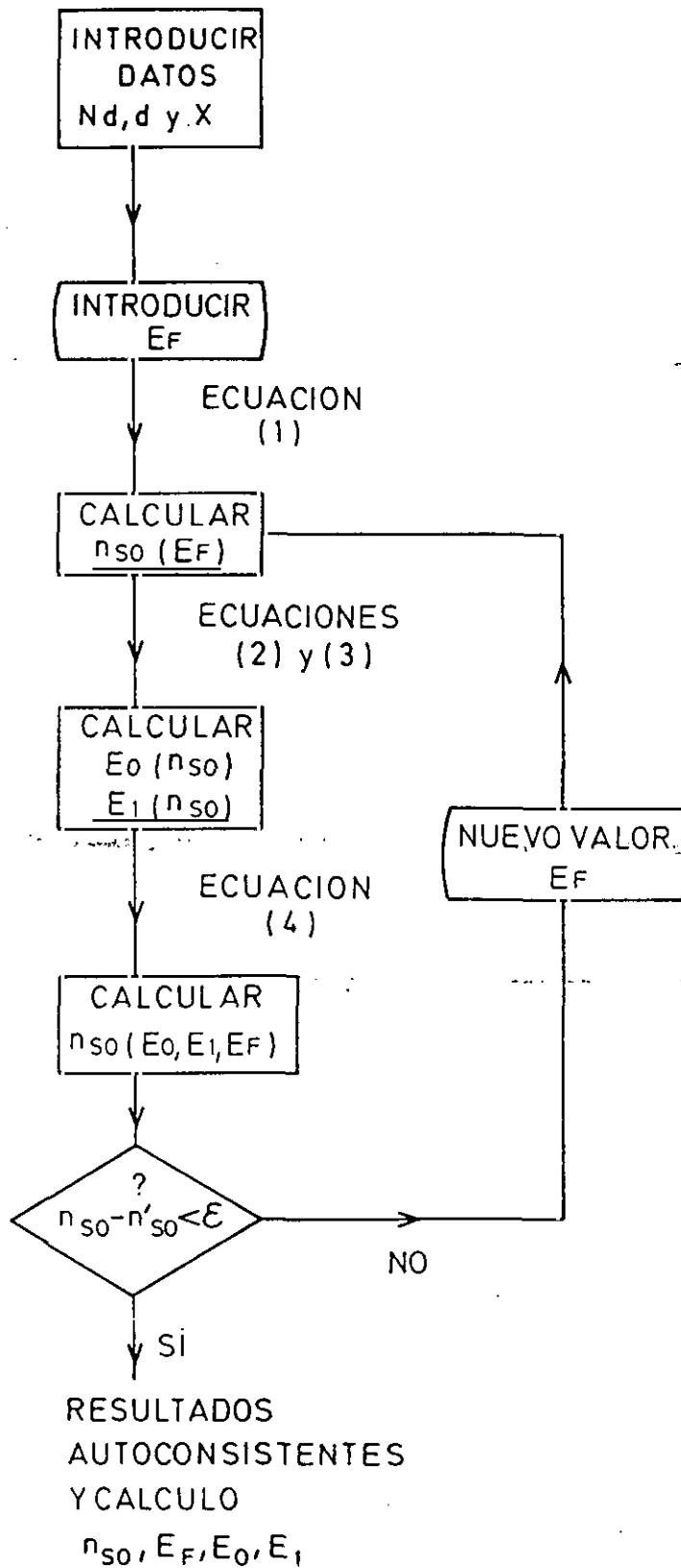


Fig. 3.7: Diagrama de flujo para el cálculo de la densidad de portadores en la heterounión, el nivel de Fermi y los niveles del pozo triangular E_0 , E_1 y E_F en función de los parámetros estructurales tales como el dopado de la aleación, la capa separadora y la composición de Al. Las ecuaciones (1), (2), (3) y (4) corresponden en el texto a las ecuaciones (3.8), (3.14), (3.15) y (3.19).

Como el nivel de Fermi es desconocido a priori esta ecuación solo sirve para tener una idea aproximada de la tendencia. Nosotros hemos obtenido, mediante el cálculo anteriormente expuesto, la dependencia de los portadores de la heterounión con el dopado de la aleación. En la figura 3.8 hemos representado la densidad de portadores en función del dopado de la aleación para un espesor de capa separadora de 100\AA y una composición de Al en la aleación de $x=0.3$.

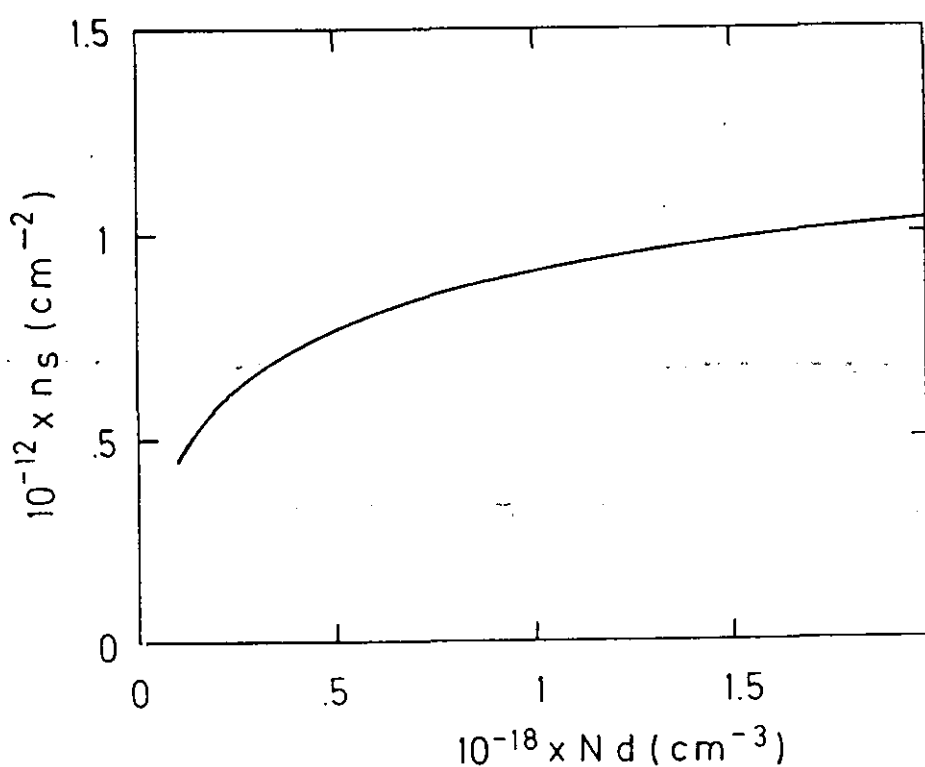


Fig. 3.8: Dependencia de la densidad de portadores en la heterounión con el dopado de la aleación para una composición de Al ($x=0.3$) y una capa separadora (100\AA) determinadas.

Como ya habíamos indicado N_d es la concentración de impurezas ionizadas en el AlGaAs. Para composiciones de Al inferiores al 23% el nivel donador es superficial por lo que prácticamente todas las impurezas están ionizadas a temperatura ambiente. Para composiciones de Al superiores hay que tener en cuenta que el nivel donador se

profundiza energéticamente siendo la concentración de impurezas ionizadas menor que el dopado. La profundización del nivel donador en AlGaAs hace que no se puedan conseguir concentraciones de impurezas ionizadas por encima de $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ para composiciones de Al en torno al 30% [19].

2.3.- Dependencia de la densidad de portadores con la anchura de la capa separadora.

A medida que la capa separadora aumenta y las impurezas donadoras son alejadas de la heterounión la probabilidad de que un electrón alcance la intercara del gas bidimensional disminuye. En la figura 3.9 se puede observar los valores calculados de la densidad de portadores en función de la capa separadora para una composición de Al de la aleación de 0.3 y un dopado en la aleación de $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Sin embargo este aumento en la separación entre las impurezas donadoras y el pozo triangular disminuye la dispersión Coulombiana de los electrones con las impurezas donadoras aumentando, por lo tanto, la movilidad de la estructura.

2.4.- Dependencia de la densidad de portadores con la composición de Al de la aleación.

La composición de Al de la aleación de la heterounión n-AlGaAs/GaAs influye en la densidad de portadores en el gas bidimensional debido a dos razones:

- La diferencia energética en la banda de conducción entre el GaAs y la aleación, ΔE_c aumenta linealmente con la composición de Al de la aleación [20]:

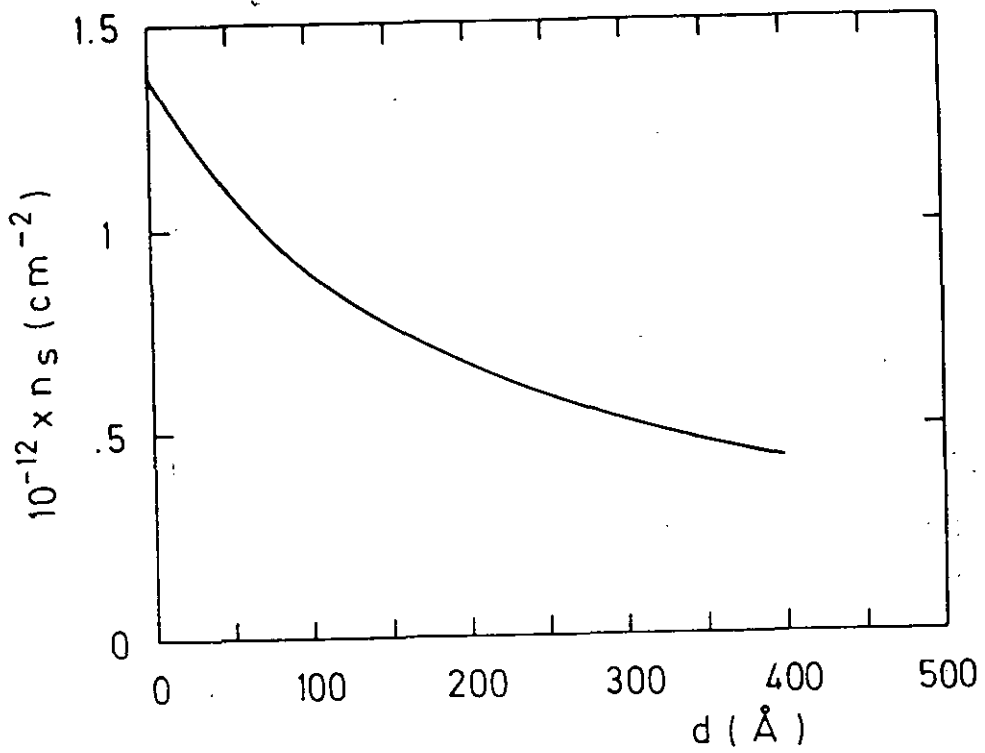


Fig. 3.9: Dependencia de la densidad de portadores en la heterounión con la anchura de la capa separadora para una composición de aluminio de la aleación ($x=0.3$) y un dopado de la aleación (1×10^{18}) determinados.

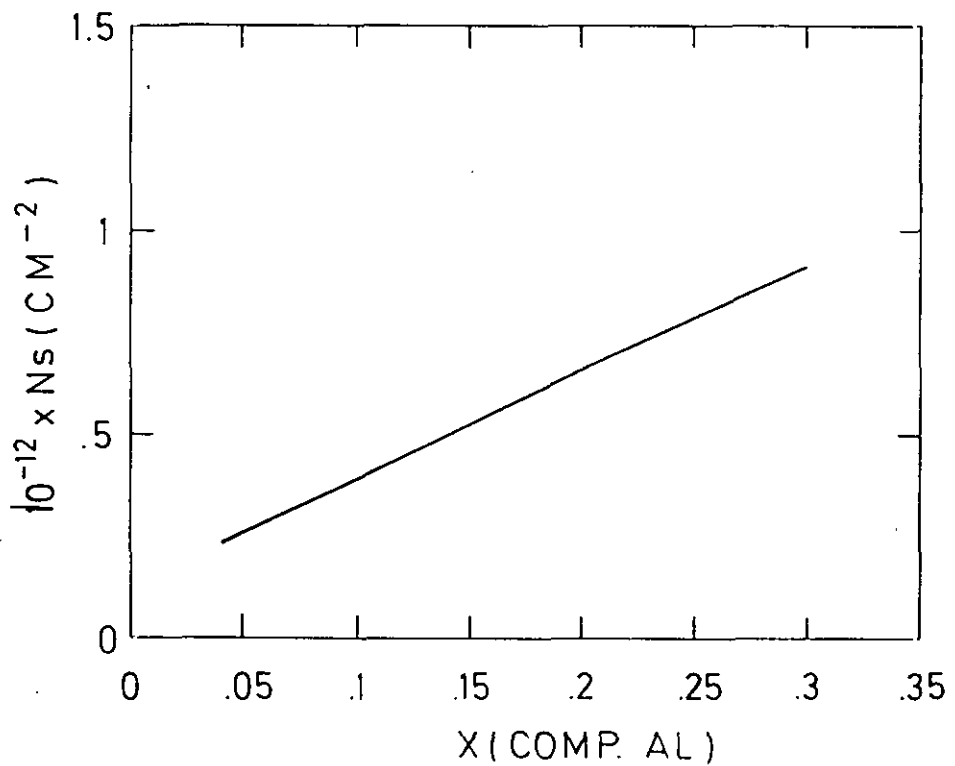


Fig. 3.10: Dependencia de la densidad de portadores de la heterounión con la composición de aluminio de la aleación para una capa separadora (100 Å) y un dopado de la aleación (1×10^{18}) determinados.

$$\Delta E_c = 0.81x \quad \text{para } x < 0.45 \quad (3.21)$$

- La energía de activación del donador, E_d , depende mucho de la composición de Al de la aleación. Así, E_d varía desde 6 meV para una composición inferior al 10 % hasta más de 160 meV para un AlGaAs de gap indirecto. La transición de nivel superficial a nivel profundo se produce para una composición de Al de aproximadamente un 23%. Como veremos más adelante valores altos de E_d son muy perjudiciales para conseguir una alta densidad de portadores en el canal y una buena operación del dispositivo a bajas temperaturas debido al atrapamiento de los portadores en el nivel donor.

En la figura 3.10 se representan los valores calculados de la variación de la densidad de portadores del gas bidimensional en función de la composición de Al de la aleación de la heterounión observándose como aumenta el número de portadores del gas bidimensional en función de la composición de Al.

En la práctica los factores que limitan la composición de Al son:

- La calidad de las intercaras ya que hasta el momento no es posible obtener intercaras AlGaAs/GaAs (estructura directa) de alta calidad con aleaciones de AlGaAs de composiciones de Al mayores que 35%. En cuanto a las intercaras invertidas (GaAs/AlGaAs) las dificultades de crecimiento son aún mayores siendo los valores típicos de composición del orden del 25%.

-El atrapamiento de los electrones a bajas temperaturas en el nivel donador profundo limita la densidad de portadores en aleaciones con composiciones de Al superiores al 23%. Como veremos más adelante se han propuesto soluciones a este problema como la sustitución de la aleación por una superred [21-22] o la sustitución del dopado uniforme por un dopado planar (dopado en forma de δ)[23].

2.5.- Cálculo de los niveles energéticos de las subbandas.

Otra información que se puede obtener de estos cálculos son las posiciones energéticas del nivel de Fermi y de los niveles de energía del pozo triangular. La posición energética de los niveles del pozo triangular, E_0 y E_1 , es función del número de portadores en la heterounión como se obtiene de la resolución de la ecuación de Schroedinger del pozo triangular ($E_0 = \gamma_0 n_{s0}^{2/3}$ (ecuación (3.14) y $E_1 = \gamma_1 n_{s0}^{2/3}$ (ecuación 3.15)). Por otro lado para la obtención del nivel de Fermi es necesario hacer el cálculo autoconsistente. La posición del nivel de Fermi no depende exclusivamente del número de portadores en la heterounión sino que también depende de los otros parámetros que intervienen en la estructura de bandas de la heterounión como son la composición de Al de la aleación, la capa separadora o el dopado de la aleación.

Comparando la posición energética entre el nivel de Fermi y el nivel fundamental del pozo triangular podemos saber si la subbanda fundamental está totalmente ocupada y por lo tanto se comienza a ocupar la subbanda excitada. Tener conocimiento de cuando se empieza a ocupar la subbanda excitada es importante ya

que en ésta los electrones tienen mayor masa efectiva [24] y por lo tanto menor movilidad electrónica disminuyendo la movilidad Hall de toda la estructura.

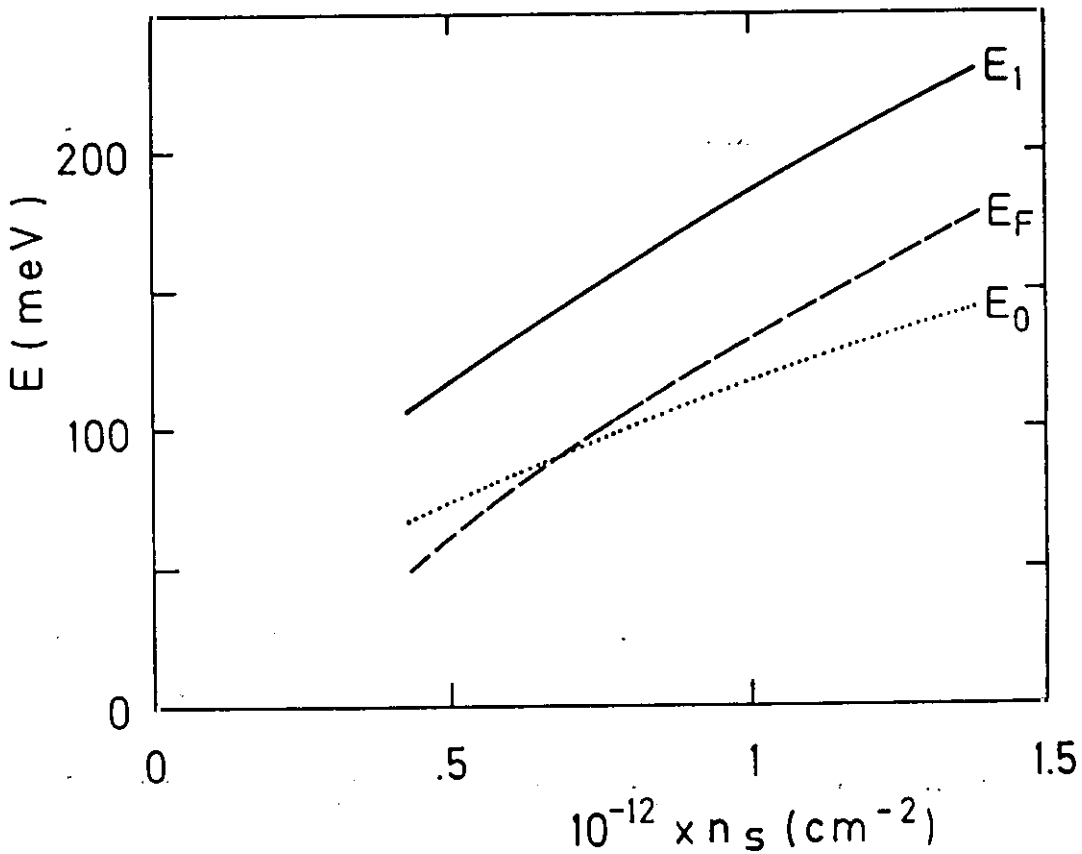


Fig. 3.11: Valores calculados de las posiciones energéticas E_0 , E_1 y E_f en función de la densidad de portadores en el pozo triangular. Los diferentes valores de la densidad de portadores han sido obtenidos variando el valor de la capa separadora para una composición de Al de la aleación de $x=0.3$ y un dopado de la aleación de 1×10^{18} .

En la figura 3.11 se muestra las posiciones energéticas de E_0 , E_1 y E_f obtenidos en el cálculo. Se han representado las posiciones energéticas en función de la densidad de portadores en la heterounión y en la figura se puede observar que a aproximadamente a $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ la primera subbanda se ha completado totalmente. Estos cálculos concuerdan con los presentados en la literatura.

3.- MOVILIDAD ELECTRONICA EN UN GAS BIDIMENSIONAL DE ELECTRONES.

3.1.- Mecanismos de dispersión.

Para estudiar la posible utilización de una muestra en un dispositivo es conveniente tener un buen conocimiento del transporte de sus portadores tanto a bajos campos eléctricos como a altos. Para ello tenemos que conocer los diferentes mecanismos de dispersión electrónica que están presentes en la muestra. En este apartado nos centraremos en describir los mecanismos de dispersión predominantes en las estructuras de dopado modulado [25-26].

Los electrones son dispersados de su trayectoria a lo largo del semiconductor por distintos efectos. El parámetro más utilizado para caracterizar los diferentes mecanismos de dispersión es el tiempo de dispersión, τ . Este parámetro determina la velocidad a la cual los electrones cambian su momento. La movilidad está relacionada con el tiempo de dispersión por:

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad (3.22)$$

siendo q la carga del electrón y m^* la masa efectiva electrónica.

Cuanto más perfecto y menos impurezas tenga un material los tiempos de dispersión de los electrones serán mayores y por lo tanto también lo serán las

movilidades electrónicas.

Cómo ya hemos indicado en las estructuras de dopado modulado se consigue la separación de los portadores de sus impurezas ionizadas. Al estudiar cómo repercute esta separación en la movilidad hay que tener en cuenta un parámetro muy importante que es la temperatura de la red. A temperatura ambiente la dispersión predominante es la debida a vibraciones térmicas de la red y por lo tanto no hay grandes diferencias en movilidad entre el material en volumen y las estructuras de dopado modulado. Sin embargo, a bajas temperaturas la dispersión predominante es la debida a impurezas por lo que a estas temperaturas es esperable un aumento de la movilidad en las estructuras de dopado modulado con respecto al material en volumen. A continuación estudiaremos la influencia de los diferentes procesos de dispersión en las estructuras de dopado modulado y su variación con la temperatura. Los principales procesos de dispersión en este tipo de estructuras son los siguientes:

- Fonones.
- Dispersión intrasubbandas.
- Rugosidad de la intercara.
- Impurezas ionizadas.

3.1.1.- Dispersión debida a fonones.

Si los electrones se propagasen a lo largo de una red perfecta a temperatura nula no serían dispersados. Pero, sin embargo, todos los sólidos tienen vibraciones

térmicas aleatorias alrededor de su posición de equilibrio. Estas vibraciones cuyas amplitudes aumentan con la temperatura de la red actúan como perturbaciones no periódicas en el potencial que ven los electrones. Los electrones interactúan con el potencial perturbativo intercambiando energía y momento con los átomos de la red, lo que lleva consigo la dispersión de los electrones. Este proceso de dispersión es el predominante a temperatura ambiente y según disminuye la temperatura las amplitudes de las vibraciones disminuyen y por lo tanto la dispersión de los electrones debida a los fonones. Las propiedades vibracionales son muy parecidas en todos los semiconductores por lo que no es esperable una mejora de movilidad significativa en el rango alrededor de temperatura ambiente. A temperatura ambiente las movilidades de las estructuras de dopado modulado son comparables a las de un GaAs de bajo dopado pero con la gran ventaja de tener una alta densidad de portadores.

3.1.2 - Dispersión intrasubbanda.

La influencia de la densidad de portadores en la movilidad en las estructuras de dopado modulado es muy diferente al de un material en volumen. En un material en volumen cuanto más alto sea el dopado mayor será también el número de impurezas ionizadas. Esto hace que la dispersión electrónica con las impurezas sea mayor con la consiguiente disminución de la movilidad. Sin embargo, en las estructuras de dopado modulado los electrones y las impurezas ionizadas no coinciden espacialmente y por lo tanto un aumento en la densidad de portadores en el pozo no lleva consigo un aumento de la dispersión con las impurezas. Al contrario, ésta dispersión disminuye debido que

al aumentar la densidad de electrones en la heterounión existe un mayor apantallamiento electrostático de estos con respecto a las impurezas y por lo tanto la movilidad aumenta. Este aumento de movilidad ha sido observado aumentando la densidad de electrones en una misma heterounión mediante efectos fotoconductorivos [27] o aplicando una diferencia de potencial a un contacto Schottky situado en la superficie [28] o en el sustrato[24].

Pero hay que tener en cuenta que los electrones de la subbanda excitada del pozo tienen mayor masa efectiva que los de la subbanda fundamental[24]. Con el aumento de la densidad de portadores en el gas bidimensional llegará un momento en que se comenzará a llenar la subbanda excitada y, debido a que la movilidad de los electrones en esta subbanda es menor que en la fundamental, la movilidad Hall de la estructura disminuirá. Aplicando las formulas de Petritz[29] podemos obtener la relación entre la densidad de portadores y movilidad de cada subbanda y las medidas por efecto Hall:

$$\mu_H = \frac{n_1 \mu_1^2 + n_2 \mu_2^2}{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2} \quad (3.23)$$

$$n_H = \frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2}{\mu_H} \quad (3.24)$$

siendo n_H y μ_H la densidad de portadores y la movilidad Hall y n_i y μ_i la densidad Hall y la movilidad Hall de cada subbanda.

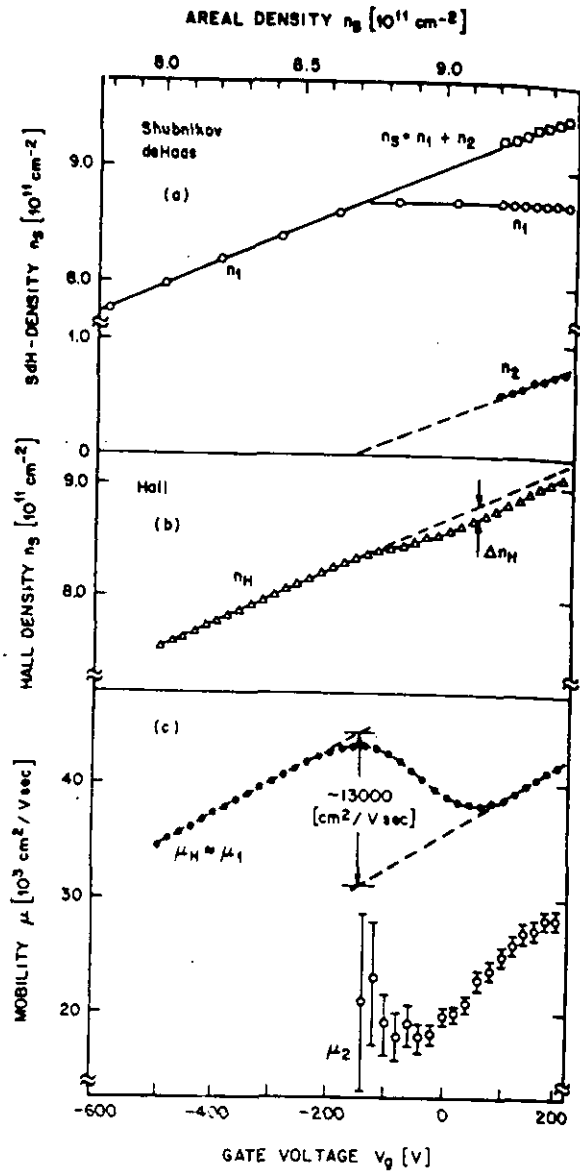


Fig. 3.12: Variación de la movilidad y la densidad de portadores con el potencial de puerta aplicado a una estructura de dopado modulado [24].

A partir de estas formulas se puede observar que la movilidad Hall disminuye con el aumento de la densidad de electrones de menor movilidad. Medidas experimentales cifran que esta disminución de movilidad puede llegar a ser de hasta un 30% [24]. Como se puede observar en la figura 3.12 el llenado total de la subbanda fundamental con el consiguiente máximo de movilidad se produce cuando la densidad de portadores en la heterounión es del orden de $7 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$.

3.1.3 - Rugosidad de la intercara.

La necesidad de una intercara muy plana en las heteroestructuras de alta movilidad hace necesario el uso de técnicas epitaxiales capaces de controlar la rugosidad de la intercara a nivel atómico como es el crecimiento por MBE. Debido a que la morfología del GaAs y del AlGaAs depende fuertemente de las condiciones de crecimiento (temperatura del substrato y relación entre los flujos de los elementos del grupo III y V) una manera de estudiar la influencia de la rugosidad de la intercara en la movilidad de las heteroestructuras es realizar el crecimiento de ésta variando las condiciones de crecimiento.

Drummond y colaboradores [30] crecieron una misma estructura directa (AlGaAs crecido sobre GaAs), AlGaAs/GaAs, a diferentes temperaturas de substrato entre 580 y 750°C y con una presión de As suficiente para mantener una superficie estabilizada en As. Después del crecimiento caracterizaron las estructuras por técnica Hall obteniendo unas movilidades a baja temperatura máximas cuando las muestras fueron crecidas entre 600 y 675°C. A temperaturas más altas y más bajas de crecimiento se observó una degradación de la movilidad a baja temperatura. Por otro lado en este mismo trabajo observaron que la movilidad a temperatura ambiente en todas las muestras era prácticamente la misma por lo que se puede decir que la rugosidad de la intercara influye en la movilidad de las muestras solamente a bajas temperaturas. Resultados similares han sido publicados por Hiyamizu y colaboradores [31]. De esta forma Foxon y colaboradores [32] han obtenido muestras de estructuras de dopado modulado con movilidades que

superan 10^7 cm²/V.seg. Para ello crecieron la buffer a 580°C y la heterounión a 630°C con una presión de As ajustada al mínimo para mantener la reconstrucción 2x en el acimut [110] del diagrama RHEED. Como veremos más adelante la dependencia de la movilidad con las condiciones de crecimiento es muy diferente para las estructuras invertidas (GaAs crecido sobre AlGaAs), GaAs/AlGaAs, de dopado modulado.

3.1.4.- Dispersión debida a impurezas ionizadas.

En la figura 3.13 se puede observar el comportamiento de la movilidad con la temperatura de una muestra de GaAs de bajo dopado y de una estructura de dopado modulado. Cuando en un material en volumen se disminuye la temperatura el mecanismo de dispersión debido a fonones va perdiendo importancia y la dispersión debida a impurezas empieza a ser el mecanismo dominante. El máximo de movilidad de un semiconductor en volumen se encuentra en un rango de temperaturas de aproximadamente a 70K.

En cambio, en las estructuras de dopado modulado las impurezas donadoras permanecen en el AlGaAs mientras los electrones se encuentran en el GaAs donde están confinados en la intercara. Esta separación de donores y electrones reduce la interacción Coulombiana entre ambos. Al reducir el mecanismo de dispersión predominante a bajas temperaturas en las estructuras de dopado modulado se observa un continuo aumento en la movilidad electrónica al disminuir la temperatura. Además, los valores en movilidad a baja temperatura de las estructuras de dopado modulado son mucho mayores que los del GaAs en volumen con el mismo dopado residual. Esto es debido a que los electrones

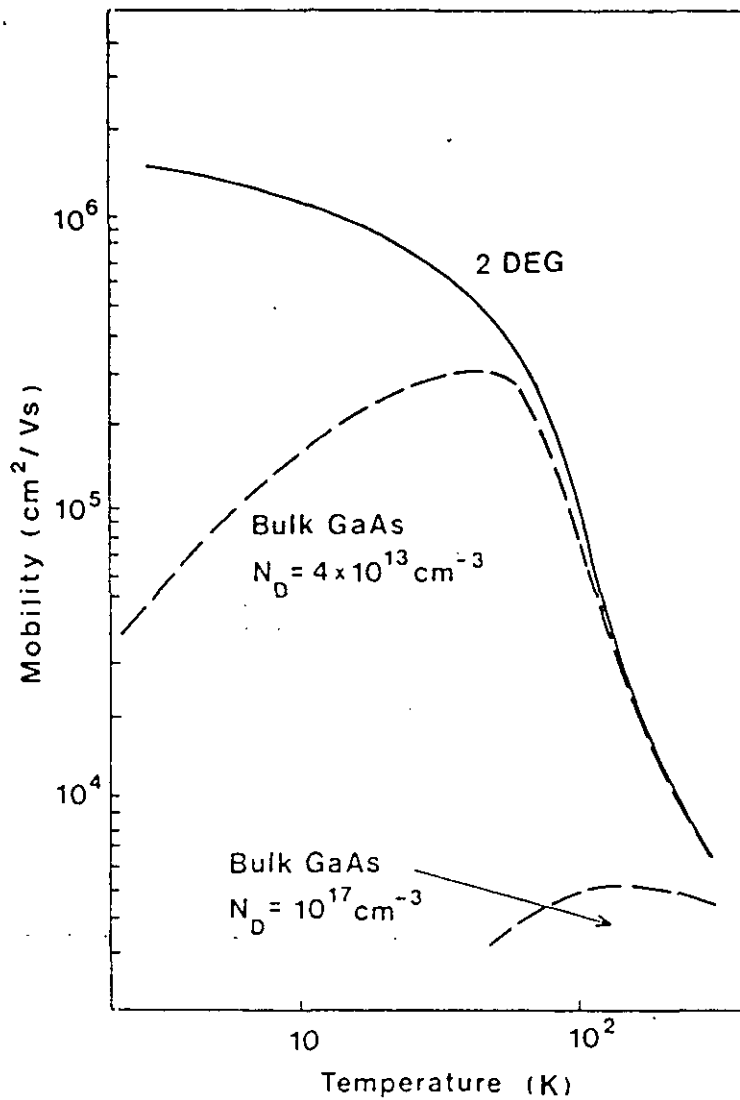


Fig. 3.13: Dependencia de la movilidad con la temperatura en una estructura de dopado modulado y en un GaAs en volumen.

presentes en la heterounión apantallan la dispersión Coulombiana debida a impurezas[24]. Por lo que en el canal conductor se tiene una alta densidad de electrones con una muy alta movilidad electrónica. Como veremos, estas propiedades son muy interesantes a la hora de fabricar un dispositivo de alta movilidad.

Sin embargo, hay que señalar que cuando las capas separadoras son anchas la

densidad de portadores en el canal es pequeña por lo que el apantallamiento de la dispersión Coulombiana es menor. Por este motivo en las estructuras con grandes capas separadoras la interacción de los electrones con las impurezas residuales en el canal toma gran importancia. A esto se debe el que el crecimiento de las estructuras de dopado modulado con capas separadoras anchas tenga que llevarse a cabo en cámaras de ultra alto vacío con presiones residuales muy bajas si se quieren obtener altas movilidades. De hecho las estructuras de dopado modulado con movilidades superiores a $10^7 \text{cm}^2/\text{Vseg}$. [4,5,6] han sido obtenidas en sistemas de crecimiento que han sido desgasificados durante meses.

Hasta ahora no hemos indicado la existencia de dos tipos de estructuras de dopado modulado según el orden de crecimiento de los materiales. En la figura 3.14 están representada la estructura básica de una heterounión directa, AlGaAs/GaAs, y una invertida, GaAs/AlGaAs. Aunque a primera vista parezca que ambas estructuras tienen que ser similares existen grandes diferencias desde el punto de vista de crecimiento y tecnológico como veremos en los apartados siguientes.

4.- ESTRUCTURAS INVERTIDAS DE ALTA MOVILIDAD ELECTRONICA.

Aunque es relativamente fácil obtener estructuras directas con alta movilidad a bajas temperaturas en los primeros intentos de crecer de estructuras invertidas no se obtuvieron mejoras en movilidad con respecto al GaAs en volumen [33]. Mientras que en

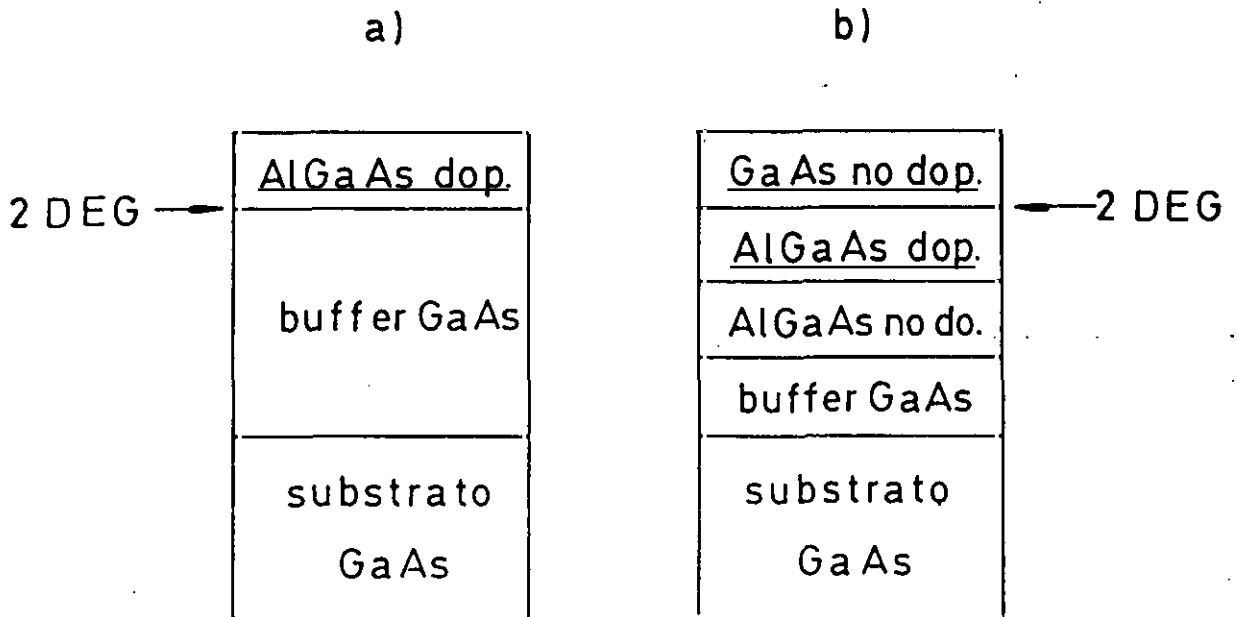


Fig. 3.14: Diagrama básico de una estructura de dopado modulado: a) directa y b) invertida.

las primeras se consiguen altas movilidades en un amplio rango de condiciones de crecimiento, las dificultades para conseguir altas movilidades en las estructuras invertidas son muy grandes. De hecho hay una gran diferencia entre la máxima movilidad a baja T que se ha conseguido en una heterounión directa y en una invertida. En una heterounión directa se han alcanzado valores de movilidades superiores a 10^7 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$ [4,5,6] mientras que el máximo conseguido en heterouniones invertidas simples son 460000 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$. [34].

Recientemente Pfeiffer y colaboradores[35] han conseguido movilidades de 3×10^6 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$. en estructuras de tipo pozo cuántico dopando únicamente en la barrera de AlGaAs invertida. Las propiedades eléctricas de estructuras de tipo pozo cuántico[36] donde se dopa únicamente la barrera invertida son diferentes que las de una estructura

invertida simple ya que la curvatura de bandas de las intercaras adyacentes pueden estar solapadas estando los electrones confinados en ambas intercaras. Es por esto que el aumento de movilidad presentado en esta estructura con respecto al resto de estructuras invertidas pueda ser debido a la posible conducción paralela en la intercara directa del pozo.

La diferencia de comportamiento, en un principio inexplicable, entre las heterouniones directas e invertidas unida a las grandes ventajas tecnológicas de éstas últimas, ha hecho que en los últimos años la mejora de la calidad de estas estructuras haya sido el objetivo fundamental de numerosos grupos de crecimiento[34,35,37]. Las principales ventajas tecnológicas de las estructuras invertidas con respecto a las directas son las siguientes:

- Un mayor aislamiento entre el gas bidimensional y el sustrato debido a que la capa de aleación está entre medias. Como veremos más adelante el aislamiento del dispositivo es un factor muy importante para la posterior integración del dispositivo en un circuito integrado.
- Una mayor facilidad para hacer contactos óhmicos ya que en la heterounión invertida el GaAs está en la superficie mientras que en la directa es el AlGaAs.
- Una mayor facilidad para realizar ataques químicos debido a que se encuentra

GaAs en la superficie. Los ataques en GaAs son mucho más conocidos y controlables [38-39] que los de AlGaAs.

-La posibilidad de obtener heterouniones invertidas de calidad es el primer paso para conseguir pozos cuánticos con estructuras de pozo modulado a ambos lados. De esta forma conseguiríamos multiplicar por dos la densidad de portadores en el canal conductor[40].

Por estas razones es importante conseguir solventar las dificultades que impiden conseguir que las heterouniones invertidas tengan movilidades tan altas como las directas. Estas dificultades son principalmente las siguientes:

-Mayor rugosidad en la intercara invertida.

-Mayor atrapamiento de impurezas en la intercara invertida.

-La segregación de Si afecta a la intercara invertida y no a la directa.

A continuación relataremos las razones por las que estas dificultades se presentan en las heterouniones invertidas y no en las directas y como se están solventando por los diversos grupos que trabajan en el tema.

4.1.- Dificultades en el crecimiento de estructuras invertidas de alta movilidad electrónica.

4.1.1.- Rugosidad intercara.

La mayor rugosidad de la intercara invertida es debida a la mayor rugosidad superficial del AlGaAs en comparación con la del GaAs. Sakaki y colaboradores [41] estudiaron el tamaño de las terrazas en las heterouniones directas (AlAs/GaAs) e invertidas (GaAs/AlAs) mediante medidas eléctricas. De los resultados en movilidad Hall en pozos cuánticos dopados solo en uno de las dos barreras, obtuvieron que en condiciones óptimas de MBE el tamaño de las terrazas en la heterounión directa es superior a los 1000Å mientras que en las heterouniones invertidas es de tan solo entre 50 y 70Å. Estos mismos autores observaron [42-43] que creciendo mediante MBE modulando los haces (ALMBE o MEE) el tamaño de las terrazas de la intercara invertida aumenta hasta valores entre 200 y 300 Å.

La rugosidad de la superficie de AlGaAs aumenta progresivamente con la composición de Al hasta llegar a un máximo para $x=0.5$ [44]. Por lo tanto una manera de reducir esta rugosidad es disminuir la composición de Al de la aleación a valores menores que en las estructuras directas. Así, las aleaciones de las estructuras invertidas tienen unas composiciones de Al de tan sólo aproximadamente un 25% frente al 35% de las estructuras directas. La rugosidad de la intercara también aumenta con el espesor de la capa de la aleación, por lo que conviene crecer estructuras con capas de AlGaAs no

demasiado gruesas.

La sustitución de la aleación por una superred (AlAs)/(GaAs)[21] es también una de las propuestas para disminuir la rugosidad superficial. La explicación es que los materiales binarios tienen menor rugosidad superficial que los materiales ternarios obteniéndose así una intercara de mayor calidad, para una estructura de bandas equivalente.

Se ha comprobado que la rugosidad en GaAs se puede reducir mediante la interrupción de crecimiento (cierre de la pantalla de la célula de Ga manteniendo el flujo de As y la temperatura de crecimiento)[45]. A la temperatura de crecimiento MBE, los átomos de Ga tienen la suficiente movilidad para que migren hacia los escalones, mejorando la planitud de la superficie de modo que se asegura una nucleación bidimensional al iniciar de nuevo el crecimiento. Por otro lado, resultados de estudios RHEED[34] y de fotoluminiscencia[44] demuestran que, debido a la menor migración superficial del Al, la interrupción de crecimiento en AlGaAs no es tan efectiva para el aplanamiento de la superficie como en el caso del GaAs. Esto hace pensar que se puede conseguir una posible mejora de la planitud superficial incorporando periódicamente en la aleación una o dos monocapas de GaAs y posteriormente interrumpir el crecimiento.

En resumen, los métodos que se encuentran en la literatura para mejorar la calidad de las intercara invertidas son reducir la composición de Al de la aleación o sustituir esta

por una superred (AlGaAs)/(GaAs) o (AlAs)/(GaAs). También se ha demostrado que se puede mejorar la planitud superficial interrumpiendo el crecimiento después de haber crecido GaAs.

4.1.2. - Atrapamiento de las impurezas en la intercara.

Además de existir una asimetría estructural entre las intercara directa e invertida, como vimos en el apartado anterior, también existe una asimetría química.

Una de las razones de esta asimetría, es la mayor reactividad del AlGaAs al O_2 en comparación con el GaAs. Esta alta reactividad se observa en la rápida oxidación de las muestras que tienen AlGaAs en la superficie cuando son sacadas a presión atmosférica. Achtnich y colaboradores [46] observaron mediante SIMS (Fig. 3.15) la existencia de segregación (difusión hacia la superficie) de oxígeno que queda atrapado en la intercara invertida debido a la alta reactividad del Al. Estos mismos autores [47], debido a que sus resultados eran independientes de la presión de As y del número de muestras crecidas desde la apertura (relacionado con el vacío residual), sugieren que el O_2 presente en la intercara proviene de las células del grupo III.

Por otro lado medidas de fotoluminiscencia[44] evidencian la presencia de impurezas de C en la intercara invertida. Diversos autores asocian el atrapamiento de impurezas de C en la intercara invertida a la menor solubilidad de este elemento en AlGaAs en comparación con el GaAs. Esto hace que mientras se crece AlGaAs el C flote

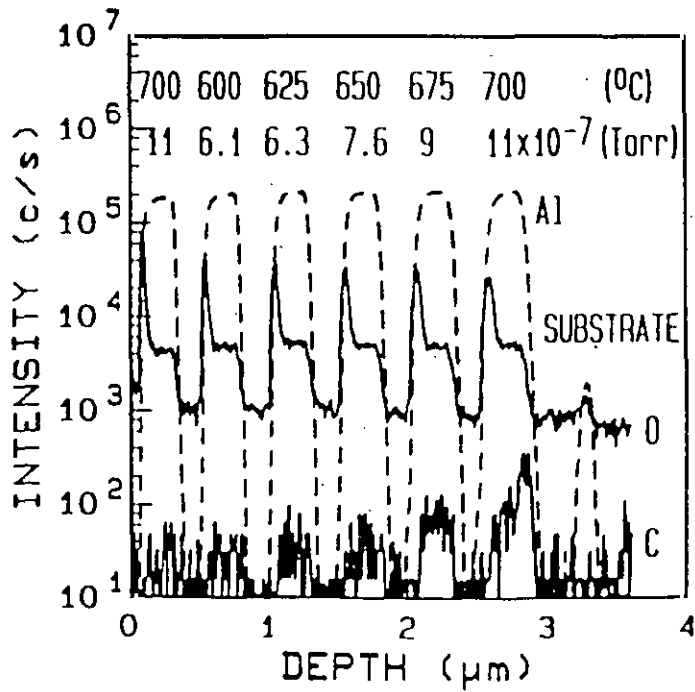


Fig. 3.15: Perfil SIMS de una multicapa AlAs/GaAs de seis períodos crecidos a distinta presión de As y temperatura de sustrato donde se puede observar la asimetría química entre las heterouniones directas e invertidas [46].

en la superficie para que justo después de crecer GaAs el C se incorpore quedando atrapado en la intercara.

La presencia de estas impurezas en la intercara lleva consigo una disminución de la movilidad de los electrones presentes en la heterounión. Se han hecho diversas propuestas para reducir el atrapamiento de impurezas en la intercara como son las siguientes:

- Una reducción de la composición de Al disminuiría la reactividad de la aleación y por lo tanto la presencia de impurezas en la intercara.

-La sustitución de la aleación por una superred (AlGaAs)/(GaAs)[48] podría servir de capa tampón reduciendo la presencia de oxígeno y carbono en la heterounión. La presencia de más intercaras GaAs/AlGaAs hace que las impurezas se vayan atrapando en las sucesivas intercaras reduciendo el número de impurezas que queden atrapados en la intercara invertida activa.

4.1.3. - Segregación de Si.

En los materiales epitaxiados por MBE la incorporación de las impurezas dopantes no se produce exactamente donde éstas se están depositando ya que existe una segregación del dopante a través del frente de crecimiento. Esto hace que en las heterouniones directas (n-AlGaAs/GaAs) una parte de los átomos de Si se alejen de la heterounión siendo la capa separadora mayor que la diseñada [35]. Por otro lado en las heterouniones invertidas (GaAs/n-AlGaAs) parte de las impurezas dopantes se dirigen hacia la superficie pudiendo atravesar totalmente la capa separadora, llegando incluso a impedir la formación del gas bidimensional en la intercara.

La segregación de Si aumenta con la temperatura de sustrato [49] por lo que para solventar este problema sería muy importante reducir la temperatura de crecimiento. En la figura 3.16 está representado la variación de movilidad a 77K con la temperatura de sustrato de una estructura directa y otra invertida [50-51]. Las bajas movilidades obtenidas cuando las estructuras invertidas son crecidas a altas temperaturas de sustrato[35] son atribuidas al aumento de la segregación de Si. Para una temperatura de

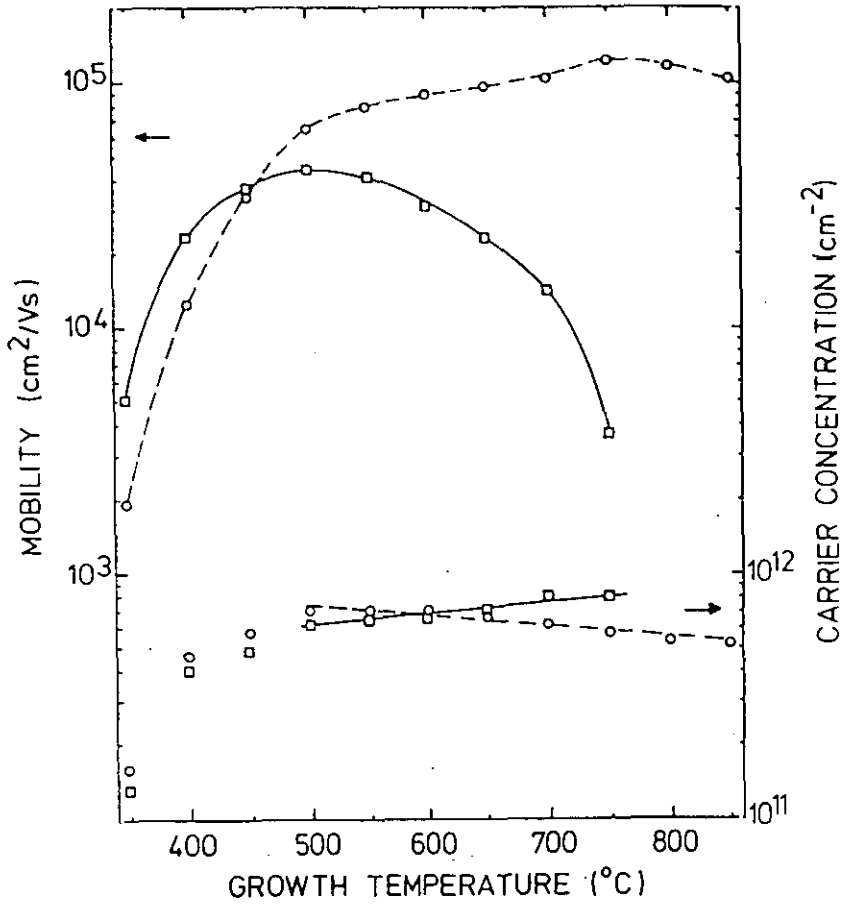


Fig. 3.16: Movilidad Hall a 77K en función de la temperatura de sustrato de una estructura de dopado modulado directa (línea cortada) y otra invertida (línea continua) [50-51].

substrato de 640°C la segregación de Si atraviesa capas separadoras de 300Å.

Para conseguir reducir la temperatura de sustrato durante el crecimiento por MBE y manteniendo al mismo tiempo la calidad epitaxial, es necesario disminuir la velocidad de crecimiento. Así, Heiblum consiguió [52] crecer AlGaAs de alta calidad cristalina a tan solo 500°C pero para ello necesitó reducir la velocidad de crecimiento hasta 0.2 monocapas por segundo. El inconveniente de esta reducción de la velocidad de

crecimiento es que se produce una mayor incorporación de impurezas no deseadas provenientes del vacío residual.

Como hemos visto en el capítulo anterior, con la técnica de crecimiento ALMBE[53] es posible crecer muestras epitaxiales de alta calidad a muy baja temperatura sin necesidad de reducir la velocidad de crecimiento. De esta manera podremos reducir en gran medida la segregación de Si utilizando velocidades de crecimiento convencionales. Además como hemos citado anteriormente [42-43] mediante las técnicas de crecimiento de haces modulados se consiguen invertidas de mejor calidad que mediante MBE convencional.

Otros autores [54] reducen la segregación de Si en la aleación sustituyendo ésta por una superred AlGaAs/GaAs ya que la segregación de Si es mucho menor en GaAs que en AlGaAs [55] por lo que las sucesivas intercaras de la superred sirven de freno a los átomos de Si.

Shtrikman y colaboradores[34] consiguieron el valor máximo de movilidad ($460000\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$) en estructuras invertidas simples. Para ello sustituyeron la aleación por una superred $(\text{AlGaAs})_5/(\text{GaAs})_1$ e interrumpieron el crecimiento durante 40 segundos después de cada monocapa de GaAs. La velocidad de crecimiento era de tan sólo 0.2 monocapas por segundo para poder disminuir la temperatura de crecimiento MBE hasta 500°C y así poder reducir la segregación de Si.

4.2.- Crecimiento y caracterización de estructuras invertidas de alta movilidad electrónica.

Como anteriormente hemos indicado el crecimiento de estructuras invertidas de alta movilidad presenta grandes dificultades ya que es necesario obtener intercaras de alta calidad cristalina (cuyas temperaturas óptimas de crecimiento MBE son del orden de 630°C, temperatura de sustrato a la cual se han obtenido las mayores movilidades en estructuras directas) a muy baja temperatura de sustrato (inferior a 500°C) para impedir la segregación de Si hacia la intercara.

Como hemos visto en el capítulo anterior la técnica ALMBE ha demostrado ser especialmente útil en el crecimiento de estructuras AlAs/GaAs de alta calidad a muy baja temperatura de sustrato, incluso inferiores a 400°C. Nosotros hemos utilizado esta técnica para el crecimiento de la parte dopada de la aleación con el fin de reducir la segregación de Si hacia la intercara. La estructura básica que hemos crecido se muestra esquemáticamente en la figura 3.17.

Esta estructura consiste en:

-Una capa de GaAs gruesa, buffer, con la cual se mejora la planitud de la superficie respecto a la del sustrato y se alejan las impurezas situadas en la superficie de éste de la zona activa de la estructura. En nuestro caso la anchura de esta capa ha sido de 1.5 μ m y ha sido crecida en todas las muestras mediante MBE

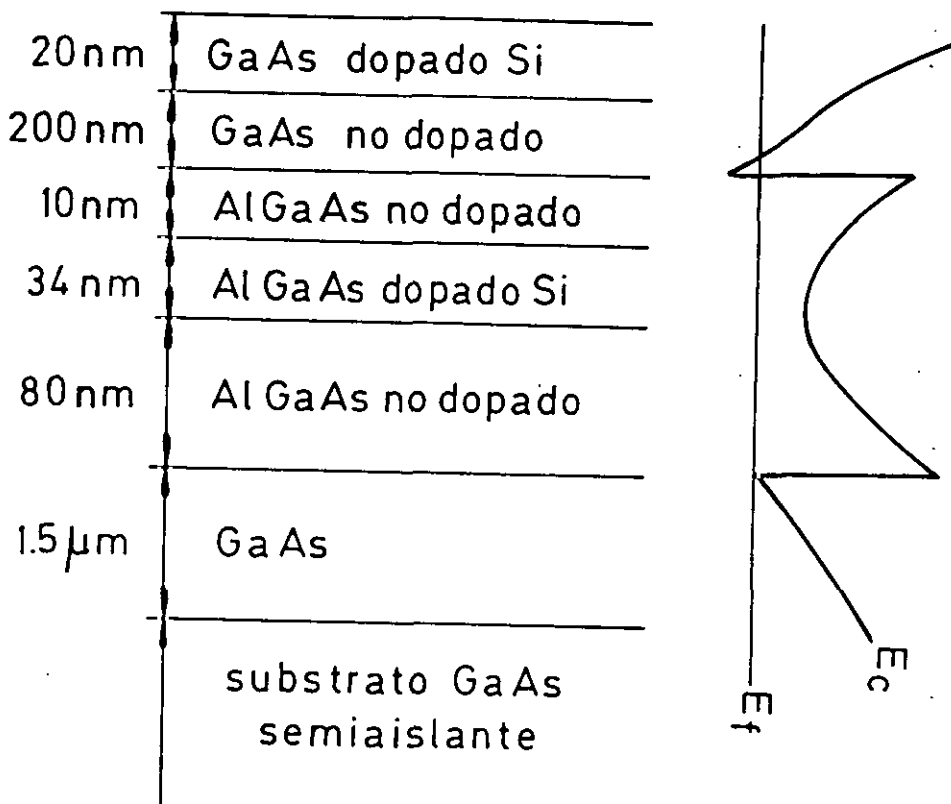


Fig. 3.17: Estructura básica de las muestras crecidas y la estructura de su banda de conducción.

convencional a una temperatura de sustrato de aproximadamente 580°C.

-Una capa de aleación sin dopar relativamente ancha, 0.1 μm en nuestro caso. Esta capa tiene que ser lo suficientemente gruesa para separar el GaAs de la buffer, de la capa de aleación dopada e impedir que se forme la heterounión directa.

-Una capa de aleación dopada. Esta capa de aleación dopada es la que suministra portadores a la heterounión y ha sido crecida mediante ALMBE a una temperatura de crecimiento de 400°C para reducir en lo posible la segregación de los átomos

de Si. También es muy importante el espesor de esta aleación ya que tiene que ser lo suficientemente ancha para que haya bastantes electrones en la heterounión y al mismo suficientemente estrecha para que la aleación no conduzca en paralelo. Por lo tanto es muy importante conocer cual es la anchura vaciada de la aleación dopada, L_D . Esta se puede calcular utilizando la ecuación de Poisson de una manera similar a la indicada en apartados anteriores[55]:

$$L_D = \sqrt{\frac{2e}{N_D q^2} (\sqrt{\Phi_1} + \sqrt{\Phi_2})} \quad (3.25)$$

siendo Φ_1 y Φ_2 las barreras energéticas presentes a ambos lados de la aleación dopada y N_D la concentración de impurezas ionizadas.

En una estructura directa Φ_1 es la barrera superficial (en GaAs de aproximadamente 0.8eV) y Φ_2 es la discontinuidad energética en la banda de conducción (en una heterounión GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As es del orden de 0.3eV). Para una concentración de impurezas ionizadas de $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ se tiene que la anchura vaciada es de aproximadamente 440Å.

En una estructura invertida las dos barreras energéticas son heterouniones (GaAs/AlGaAs y AlGaAs/GaAs) por lo que las dos barreras serán de 0.3eV y tendríamos para el mismo dopado una anchura vaciada del orden de 340Å. Este

ha sido el valor elegido para la anchura de aleación dopada en el crecimiento de las muestras descritas en esta memoria.

-Una capa de aleación sin dopar de pequeño espesor (capa separadora) para separar los electrones presentes en la heterounión de las impurezas donadoras de la aleación dopada. El valor elegido para el espesor de esta aleación ha sido de 100Å, que permite que haya suficientes portadores en la heterounión para la fabricación de dispositivos FET.

-Una capa de GaAs en la que se va a formar el gas bidimensional. Es muy importante que esta intercara sea de muy alta calidad cristalina para que se obtenga una estructura con gas bidimensional y que el dopado residual sea lo más bajo posible, ya que estas impurezas van a ser con las que principalmente interaccionen los electrones a bajas temperaturas.

-Ya en la superficie, una pequeña capa (200Å) de GaAs dopada (del orden de $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) para poder realizar buenos contactos ohmicos.

En la primera muestra, G68-2, se han crecido las tres capas de AlGaAs por ALMBE a 400°C y seguidamente se ha interrumpido el crecimiento en la intercara GaAs/AlGaAs durante un minuto para subir la temperatura hasta 580°C y proseguir creciendo la estructura mediante MBE. En la figura 3.18 se puede observar como la

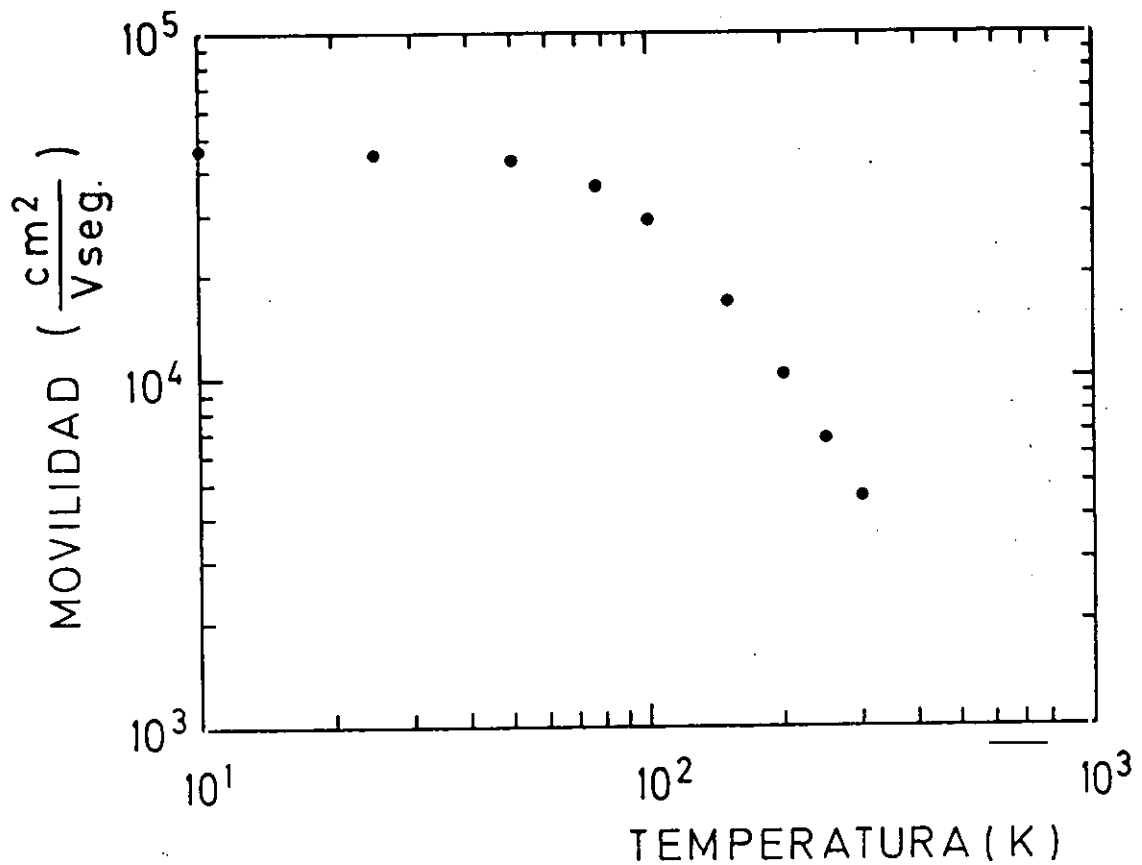


Fig. 3.18: Movilidad Hall en función de la temperatura de una estructura invertida de dopado modulado (muestra G68-2).

movilidad aumenta al disminuir la temperatura lo cual es el comportamiento característico de un gas bidimensional, obteniéndose un valor de movilidad electrónica a 10K de $46000 \text{ cm}^2/\text{Vseg}$ con una densidad de portadores de $5.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ cuando la muestra está en oscuridad y $41520 \text{ cm}^2/\text{V.seg}$. y 1.05×10^{12} cuando la muestra es iluminada con luz ambiente.

Como ya avanzamos, al contrario de cuando se interrumpe el crecimiento en GaAs, durante la interrupción de crecimiento en AlGaAs no se observa ninguna mejora de la calidad superficial debido principalmente a dos razones:

-La menor migración superficial de los átomos de Al hace que durante la interrupción de crecimiento estos no migren por la superficie lo suficiente para que ésta se aplane a nivel atómico.

-El atrapamiento de impurezas en la intercara invertida, tales como C y O₂, es favorecido con la interrupción de crecimiento en AlGaAs.

Para solucionar este problema hemos crecido únicamente la primera capa de aleación, que separa la buffer de la aleación dopada, y la aleación dopada mediante ALMBE a una temperatura de sustrato de 400°C. Seguidamente y antes de la interrupción de crecimiento se han crecido dos monocapas de GaAs. Durante la interrupción de crecimiento (de un minuto) en GaAs se subió la temperatura de sustrato hasta 580°C y posteriormente se creció la capa separadora y el GaAs de la superficie por MBE convencional. De esta manera se ha conseguido aumentar el valor de la movilidad electrónica hasta 57000 cm²/Vseg para una concentración de portadores de 6.4x10¹¹ cm⁻².

Al igual que en las aleaciones dopadas de AlGaAs las propiedades eléctricas de las estructuras de dopado modulado n-AlGaAs/GaAs son fuertemente dependientes de la iluminación a la que están sometidas. En la figura 3.19a observamos la variación de dopado con la temperatura de la muestra G68-2 iluminada y en oscuridad.

Esta dependencia se puede explicar asumiendo dos tipos de donores en el AlGaAs:

donores superficiales y donores profundos, asociados ambos con la presencia de impurezas de Si. A temperatura ambiente el nivel superficial está vacío mientras que el nivel profundo está parcialmente ocupado. La fracción de electrones que ocupan el nivel profundo depende de la profundidad del nivel, que a su vez depende de la composición de Al de la aleación. A medida que la temperatura de la red disminuye, las trampas profundas capturan más electrones alcanzándose un máximo a aproximadamente 100K. A partir de esta temperatura se puede decir que el nivel profundo está totalmente ocupado y por lo tanto, la concentración de portadores libres coincide con la concentración de donores superficiales. Si se sigue bajando la temperatura de la muestra en oscuridad, la concentración de portadores libres se mantiene aproximadamente, pero si por el contrario se ilumina la muestra, el nivel profundo emite electrones y el número de portadores libres aumenta. Si manteniendo la muestra a baja temperatura se oscurece, ésta no recupera el número de portadores que tenía en principio en oscuridad hasta que no pasan incluso días. A este fenómeno se le denomina fotoconductividad persistente (PPC). La razón de que al oscurecerse la muestra no recupere el número de portadores original puede deberse a la presencia de una barrera energética que dificulte que el electrón pueda ser recapturado por el donador profundo como puede ser que éste sea un centro aceptor doblemente cargado[56]. La variación de portadores con la luz es menor en una estructura de dopado modulado que en una aleación en volumen, ya que si suponemos una capa separadora nula la relación entre el número de portadores en el pozo triangular y la concentración de impurezas ionizadas es (ecuación 3.8):

$$n_{s0} \propto N_{DD}^{1/2} \quad (3.26)$$

mientras que en la aleación en volumen es:

$$n \propto N_{DD} \quad (3.27)$$

Por lo tanto la influencia de la luz en la densidad de portadores es menor en una estructura de dopado modulado que en un AlGaAs dopado Si en volumen. Al iluminar a bajas temperaturas una aleación de AlGaAs de $x=0.35$ en volumen se puede observar un aumento en el número de portadores en aproximadamente un orden de magnitud mientras que en las estructuras de dopado modulado la variación es de un factor 2 o 3. Aunque el efecto de la PPC es menor en una estructura de dopado modulado que en una aleación en volumen, este efecto sigue siendo lo suficientemente grande como para suponer un importante problema a la utilización de estos dispositivos de efecto campo que funcionen a bajas temperaturas ya que su rendimiento disminuye mucho si el dispositivo está en oscuridad[57].

El efecto de la fotoconductividad persistente también va a influir en la movilidad de las estructuras. Los portadores fotogenerados puede llevar consigo un aumento de la movilidad si éstos ocupan la subbanda fundamental o una disminución, si empiezan a ocupar la primera subbanda excitada. Cómo hemos visto anteriormente el comienzo de la ocupación de la primera subbanda excitada ocurre cuando en el gas bidimensional hay

aproximadamente una densidad de portadores de $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Para solucionar este problema hemos sustituido las dos primeras capas de aleación por una superred $(\text{AlAs})_9(\text{GaAs})_9$. La superred fue dopada únicamente en las siete monocapas centrales del GaAs para impedir que átomos de Ga, Al y Si estén juntos ya que es un hecho conocido que el nivel donador profundo aparece cuando coexisten en la red cristalina átomos de Ga, Al y Si[58].

La interrupción de crecimiento para crecer el resto de la estructura mediante MBE ha sido realizado justo después del crecimiento de la superred que fue intencionadamente finalizada en una subcapa de GaAs. Seguidamente se creció como capa separadora una aleación sin dopar como en las anteriores estructuras. Como la intercara GaAs/AlGaAs es la misma que en las anteriores estructuras no es esperable una mejora de movilidad con respecto a las muestras anteriormente crecidas. De esta forma se ha obtenido una movilidad a 10K de $50000 \text{ cm}^2/\text{Vseg}$ con una densidad de portadores de $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Aunque en esta ultima muestra no se haya obtenido ninguna mejora en movilidad si hemos conseguido reducir el efecto de la PPC. Como se puede observar en la figura 3.19b la dependencia de la densidad de portadores con la luz y la temperatura es mucho menor en esta estructura que en las anteriores.

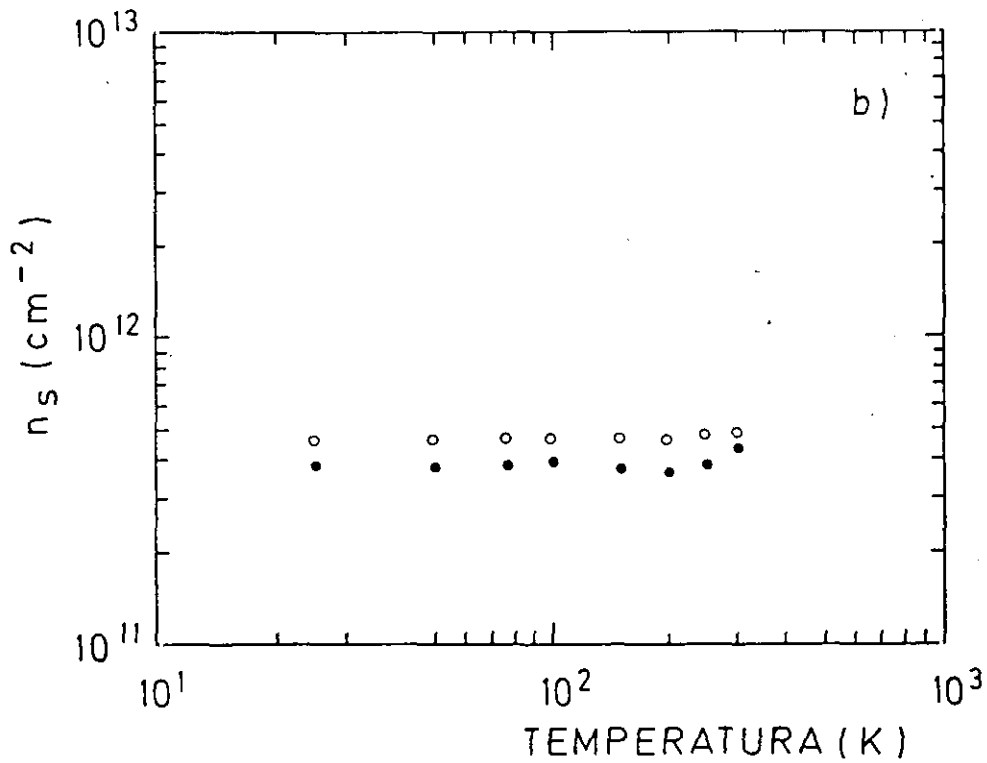
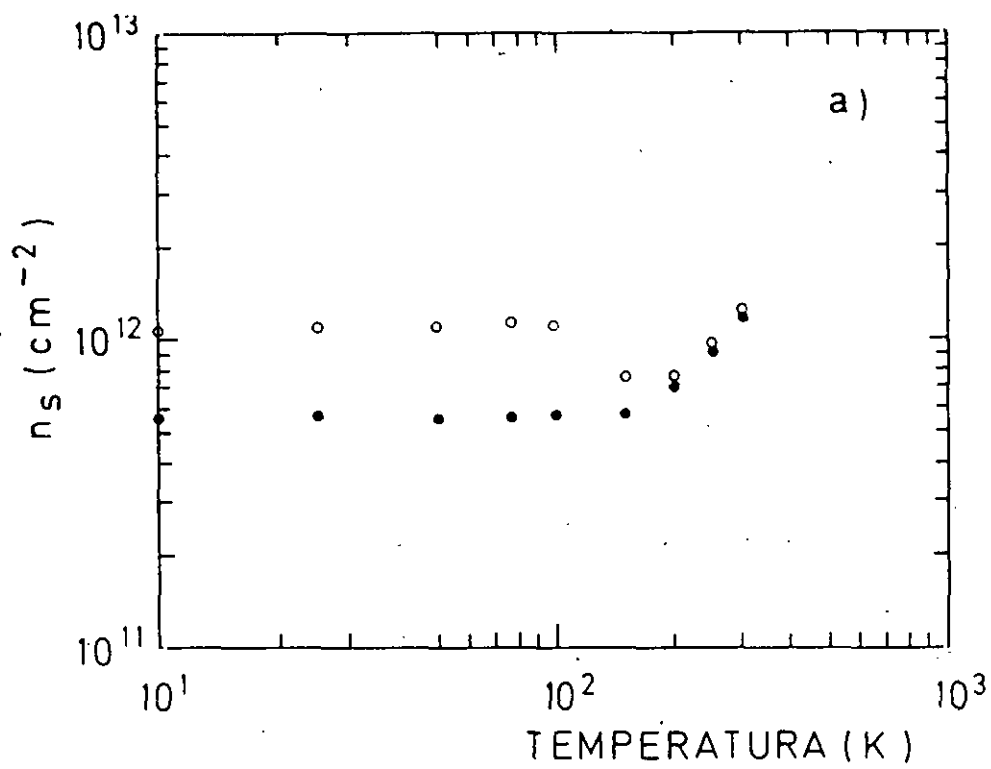


Fig. 3.19: Influencia de la luz y la temperatura en la densidad de portadores de:
 a) Una estructura invertida de dopado modulado n-AlGaAs/GaAs (muestra G68—2).
 b) Una estructura invertida de dopado modulado donde la barrera dopada es una superred AlAs/n-GaAs.
 Los puntos blancos corresponden a la muestra iluminada y los puntos negros a la muestra en oscuridad.

5. - TRANSISTORES DE ALTA MOVILIDAD ELECTRONICA (HEMT).

En los apartados siguientes nos centraremos en la descripción y modelo de funcionamiento del dispositivo HEMT, para seguidamente detallar la fabricación y caracterización de un dispositivo HEMT basado en estructuras invertidas de dopado modulado desarrollado totalmente en el laboratorio. El funcionamiento de este dispositivo es similar al de cualquier otro dispositivo FET, pero con unas características muy superiores debido a sus mayores velocidades electrónicas y a que el canal conductor está situado en un plano cercano a la superficie. En figura 3.20 se puede observar la estructura básica de un dispositivo HEMT invertido.

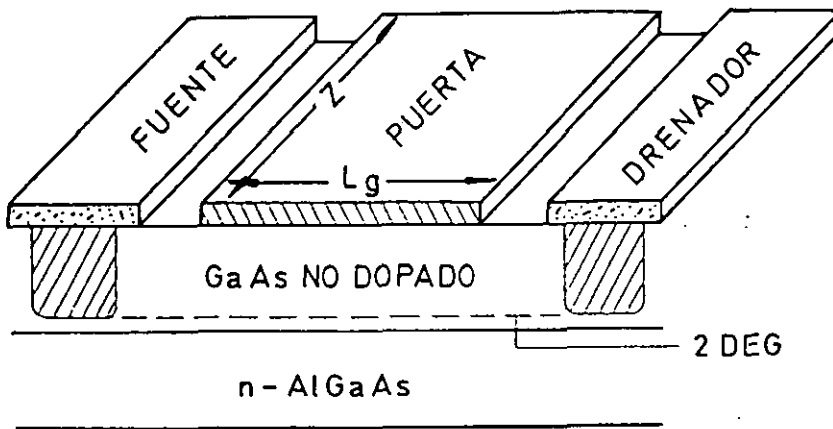


Fig. 3.20: Esquema básico de un dispositivo HEMT invertido.

Un transistor de efecto campo es un dispositivo con tres electrodos: fuente, drenador y puerta.

Los electrodos de fuente y drenador son contactos ohmicos conectados al canal

conductor. Al aplicar una diferencia de potencial entre ambos se crea un campo eléctrico en el canal conductor que acelera a los electrones.

Una característica muy importante en el funcionamiento de un dispositivo FET es la velocidad con que los electrones viajan a lo largo del canal conductor ya que existe una relación lineal entre la corriente y la velocidad de los portadores:

$$I = n_s q v Z \quad (3.28)$$

siendo n_s la concentración de portadores del canal que se puede obtener mediante el cálculo expuesto anteriormente, v la velocidad de los electrones y Z la longitud de la puerta.

Esta dependencia de la velocidad electrónica con el campo eléctrico depende de la magnitud de éste: el movimiento de los electrones a través del canal conductor no es un movimiento libre. Los electrones colisionan con las imperfecciones de la red, ya sean éstas impurezas donadoras, defectos o vibraciones térmicas. Por lo tanto, en vez de moverse libremente los electrones se desplazan a través del cristal siendo dispersados por diferentes mecanismos de dispersión. Al someter a los electrones a un campo eléctrico los electrones son acelerados en la dirección del campo por lo que su movimiento se realiza en promedio en la dirección de éste. Cuanto mayor sea el campo eléctrico mayor será la aceleración y por lo tanto mayor será la velocidad media del electrón. De esta

forma en el rango de bajos campos eléctricos la velocidad de los electrones depende linealmente del campo eléctrico. En este aumento lineal, el factor de proporcionalidad es la movilidad electrónica. Pero, hay que tener en cuenta que en un transistor de efecto campo se aplican campos muy intensos (en nuestro caso se aplican diferencias de potencial de 10V en distancias de $12 \mu\text{m}$ lo que constituyen campos eléctricos del orden de 10kV/cm). A campos eléctricos tan altos, los electrones tienen la energía suficiente para difundirse a otros mínimos de la banda de conducción donde su masa efectiva es superior y por lo tanto su velocidad menor. Esto hace que la velocidad ya no aumente con el campo eléctrico alcanzando un valor de saturación.

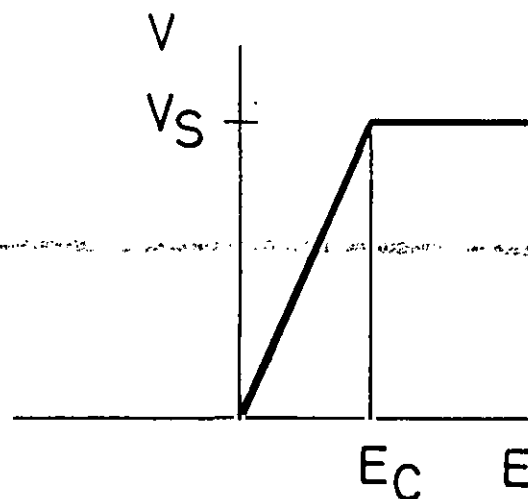


Fig. 3.21: Dependencia de la velocidad electrónica con el campo eléctrico en un semiconductor.

En resumen la velocidad electrónica aumenta linealmente con el campo eléctrico para valores de éste menores que el campo crítico, E_c (del orden de 200V/cm). A partir de este valor la velocidad alcanza un valor de saturación v_s . Aunque en realidad existe

una zona de transición entre el régimen lineal y de saturación de una manera simplificada el comportamiento de la velocidad de los electrones con el campo eléctrico es el representado en la figura 3.21 [59].

En el régimen de saturación los campos eléctricos son lo suficientemente altos para que en primera aproximación se pueda suponer que todos los electrones van a la velocidad de saturación por lo que la corriente de saturación [60], I_{sat} , será:

$$I_{sat} = n_s q v_s Z \quad (3.29)$$

Como se puede observar la velocidad de saturación, y no la movilidad (solo aplicable a campos bajos), es el parámetro más importante a la hora de obtener altas velocidades de respuesta en un dispositivo. La velocidad de saturación en un semiconductor sin impurezas donadoras es superior que en un semiconductor dopado. La velocidad de saturación en un HEMT (2×10^7 cm/seg), donde el canal conductor está libre de impurezas ionizadas, a temperatura ambiente sea un 30% superior que en un MESFET (1.5×10^7 cm/seg), donde en el canal coinciden impurezas ionizadas y electrones. Esta diferencia aumenta hasta un 60% cuando se disminuye la temperatura hasta 77K [61]. Aún no siendo un aumento tan grande como en la movilidad electrónica esta mejora es significativa.

Además de depender del dopado, la velocidad de saturación de los electrones

depende del material (la velocidad de saturación en GaAs es superior que en Si) y de la temperatura (cuanto menor sea la temperatura habrá menos vibraciones de la red y por lo tanto los electrones tendrán un recorrido libre mayor).

El otro electrodo, la puerta, es un contacto Schottky con el que se modula la corriente que pasa entre la fuente y el drenador. Aplicando una diferencia de potencial entre la fuente y la puerta se modifica la estructura de bandas de la heterounión de forma que se controla la corriente que circula entre la fuente y el drenador. La variación de la corriente que circula por el canal con el potencial de puerta se denomina transconductancia. Este parámetro es muy importante en el funcionamiento del dispositivo ya que está relacionada directamente con la velocidad de respuesta de éste por lo que interesa que sea lo mayor posible.

Otra ventaja de los transistores de efecto campo de alta movilidad electrónica sobre los convencionales MESFETs de GaAs, es que el canal conductor es muy estrecho y está situado muy cerca de la superficie (aproximadamente 400 Å) por lo que es posible controlar la corriente del canal con voltajes de puerta muy pequeños. Si a esto le añadimos las mayores velocidades de los electrones en los HEMTs hace que las transconductancias en éstos sean mayores que las de los MESFETs.

Si consideramos el contacto de puerta como un condensador el número electrones en el canal dependerá linealmente del voltaje de puerta de la forma:

$$en_s L_g Z = C(V_G - V_{off}) \quad (3.30)$$

siendo V_{off} el potencial de corte (potencial aplicada en la puerta a partir del cual el canal no conduce) y L_g la anchura de puerta. En la figura 3.22 se puede observar como varía la densidad de portadores en el canal con el potencial de puerta. A partir de un determinado valor para el potencial de puerta se tiene que la densidad de portadores es independiente del potencial de puerta. Esto es debido a que en el canal están conduciendo todos los electrones de la estructura. La dependencia lineal [28] de la densidad de portadores con el potencial de puerta, ha sido demostrada mediante medidas Hall.

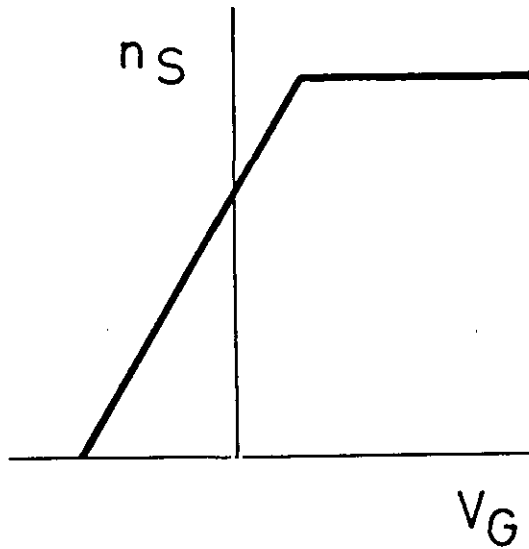


Fig. 3.22: Dependencia de la densidad de portadores con el voltaje de puerta.

En la figura 3.23 se observa como el control de n_s es realizado mediante la variación de la posición energética del pozo con respecto al nivel de Fermi en un HEMT

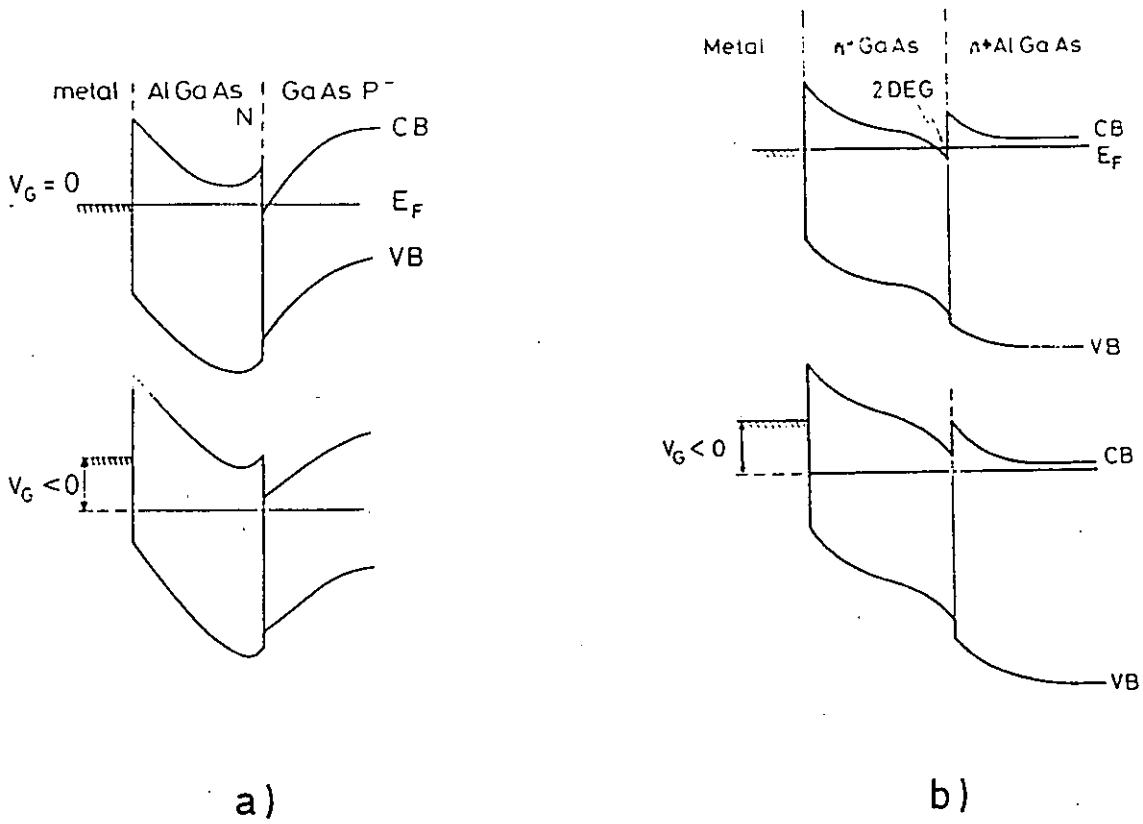


Fig. 3.23: Estructura de bandas en una estructura de dopado modulado (a)directa y (b)invertida. Influencia de la aplicación de un voltaje de puerta en la estructura de bandas.

directo y en uno invertido. La alta velocidad de los electrones en el canal conductor permitirá una rápida respuesta de los electrones a la modulación de puerta.

5.1 - Modelo de funcionamiento de un dispositivo HEMT.

Para estudiar un modelo más completo hemos de tener en cuenta la dependencia de la velocidad de los portadores con el campo eléctrico. Nosotros hemos elegido el modelo lineal [59] en el que la velocidad es proporcional al campo eléctrico para valores de éste menores de E_c , al partir del cual la velocidad alcanza un valor de saturación, v_s .

Teniendo en cuenta la dependencia de la velocidad con el campo eléctrico y que

el potencial a lo largo del canal varía con la posición en éste, $V_{ch}=V(x)$, al aplicar un potencial entre la fuente y el drenador se tiene la intensidad:

$$I=Zen_s(x)v(x)=\frac{\mu C}{L_g}(V_G-V_{off}-V_{ch}(x))\frac{dV}{dx} \quad (3.31)$$

siendo x la posición en el canal entre la fuente y el drenador tomando como origen la fuente.

Integrando a lo largo del canal a ambos lados de la igualdad, teniendo en cuenta que la corriente en el canal es constante se tiene:

$$Ix = \mu \frac{C}{L_g} \int_{V(x)}^{IR_s} (V_G - V_{off} - V) dV \quad (3.32)$$

siendo R_s la resistencia de la fuente y $V(x)$ el potencial en x.

A partir de esta ecuación se obtiene el valor del potencial para cualquier valor de x y por lo tanto el valor del campo eléctrico. Teniendo en cuenta que I_{sat} se define como la corriente que circula por el canal cuando el campo en el drenador es E_c se puede obtener la siguiente expresión para I_{sat} :

$$I_{sar} = g_{m0} \left[\sqrt{(V_G - V_{off} - I_{sar}R_s)^2 + E_c^2 L_g^2} - E_c L_g \right] \quad (3.33)$$

siendo $g_{m0}=(C\mu E_c)/L_g$.

Para los casos limites se tiene:

1) $E_c L_g \ll V_G - V_{off} R_s I_{sat}$. Cuando el valor del voltaje de puerta es mucho mayor que el potencial de corte:

$$I_{sat} = \frac{g_{m0}}{1 + g_{m0}} [(V_G - V_{off}) - E_c L_g] \quad (3.34)$$

2) $E_c L_g \gg V_G - V_{off} R_s I_{sat}$. Cuando el valor del voltaje de puerta es muy cercano al potencial de corte:

$$I_{sat} = \frac{g_{m0}}{2E_c L_g + R_s g_{m0}} (V_G - V_{off})^2 \quad (3.35)$$

Por lo que para valores del voltaje de puerta muy cercanos al potencial de corte la relación entre la intensidad de saturación y el voltaje de puerta es cuadrática, mientras que para valores del voltaje de puerta mayores la relación es lineal (ver figura 3.24).

Existen otros modelos analíticos de funcionamiento del HEMT que calculando de una manera similar la densidad de portadores en el canal introducen una relación entre la velocidad y el campo eléctrico más exacta. Los modelos según la dependencia de la velocidad con el campo eléctrico pueden ser divididos en dos grupos: aproximación global y por tramos.

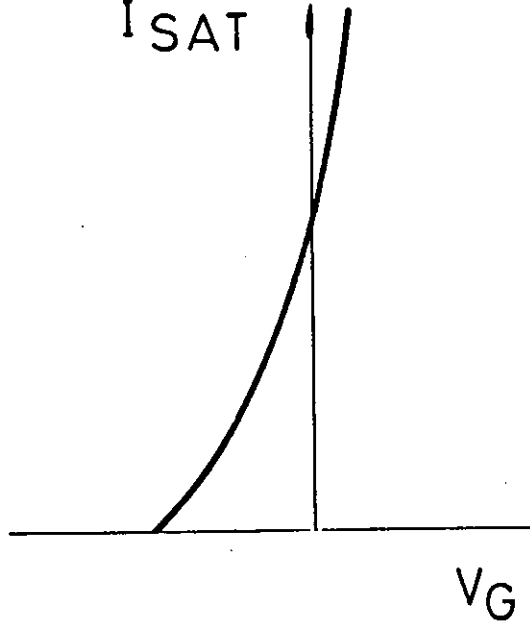


Fig. 3.24: Relación entre la corriente de saturación y el potencial de puerta.

Un ejemplo de la aproximación global es la ecuación propuesta por Chang y colaboradores [62]:

$$v = v_{sat} (1 - e^{-E/E_c}) \quad (3.36)$$

Como ejemplos de modelos de dependencia de la velocidad con el campo eléctrico a tramos ya explicamos el más sencillo que es el modelo lineal pero existen otros modelos como el de Hida y colaboradores [63] que utiliza un modelo de dos tramos de tipo parabólico:

$$v(E) = (v_s/E_s) (2 - E/E_s) E \quad 0 < E < E_c \quad (3.37)$$

$$v(E) = v_s \quad E > E_c \quad (3.38)$$

Otros autores estudian el funcionamiento del HEMT mediante cálculos numéricos en dos dimensiones [64] o utilizando cálculos Montecarlo [65] basados en la ecuación de transporte de Boltzman.

5.2 - Fabricación y caracterización de un dispositivo HEMT.

En este apartado describiremos los pasos realizados para la fabricación de un dispositivo HEMT a partir de las estructuras invertidas de dopado modulado que hemos crecido en nuestro laboratorio y que han sido descritas previamente en este capítulo.

Para la fabricación de los dispositivos FET de alta movilidad además de tener un material con alta velocidad electrónica es necesario que la superficie este libre de defectos. Los defectos ovales tienen dimensiones del orden de la micra por lo que son comparables al tamaño de los circuitos LSI afectando seriamente la característica I-V de los dispositivos [66]. La técnica de crecimiento ALMBE ha demostrado ser especialmente útil para la eliminación de estos defectos [67].

En la figura 3.25 está representado esquemáticamente el proceso de fabricación de un dispositivo HEMT y en la figura 3.26 se puede observar las fotografías de algunos pasos del proceso de nuestro dispositivo.

El primer paso a realizar sobre la epitaxia es el aislamiento del dispositivo. Un mal aislamiento puede hacer que la aplicación de un potencial en el substrato o en un

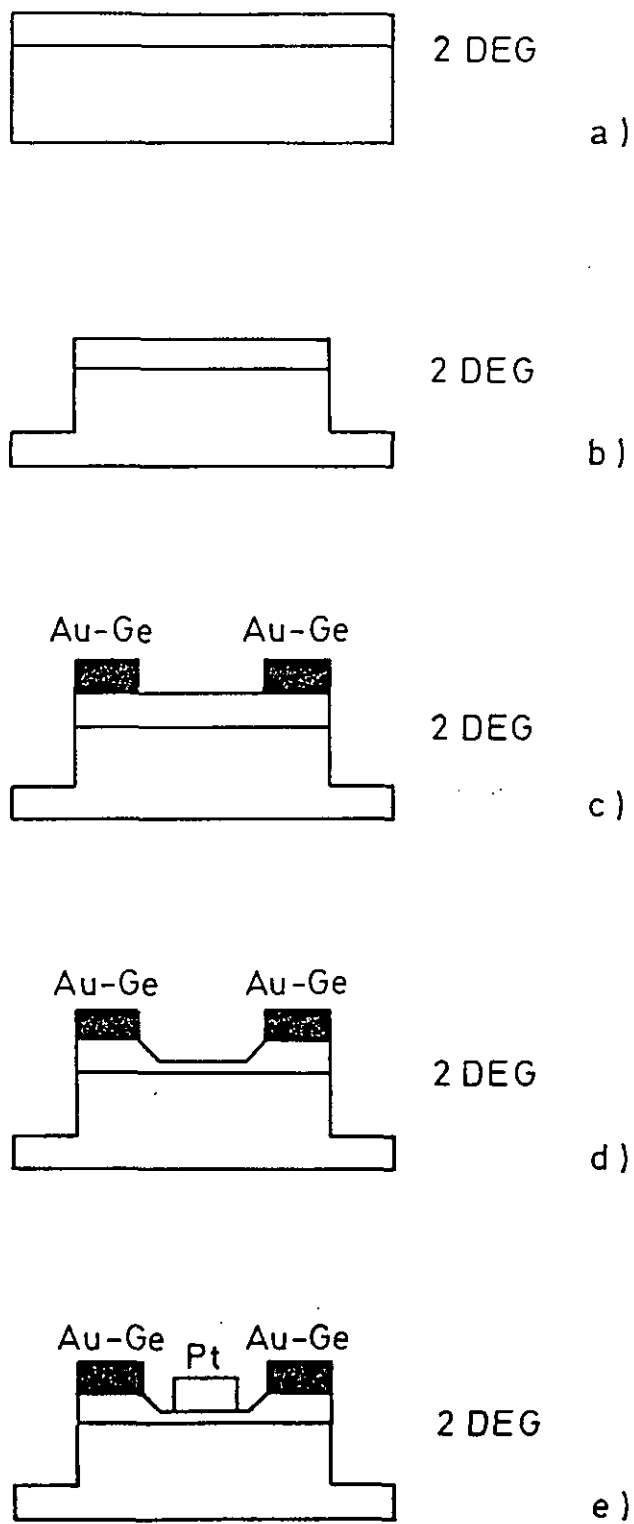


Fig. 3.25: Pasos tecnológicos para la fabricación de un dispositivo HEMT:
a) Crecimiento de la estructura.
b) Aislamiento de cada dispositivo.
c) Metalización y recocido de los contactos ohmicos.
d) Ataque en donde va a ir situada la puerta.
e) Metalización de la puerta.

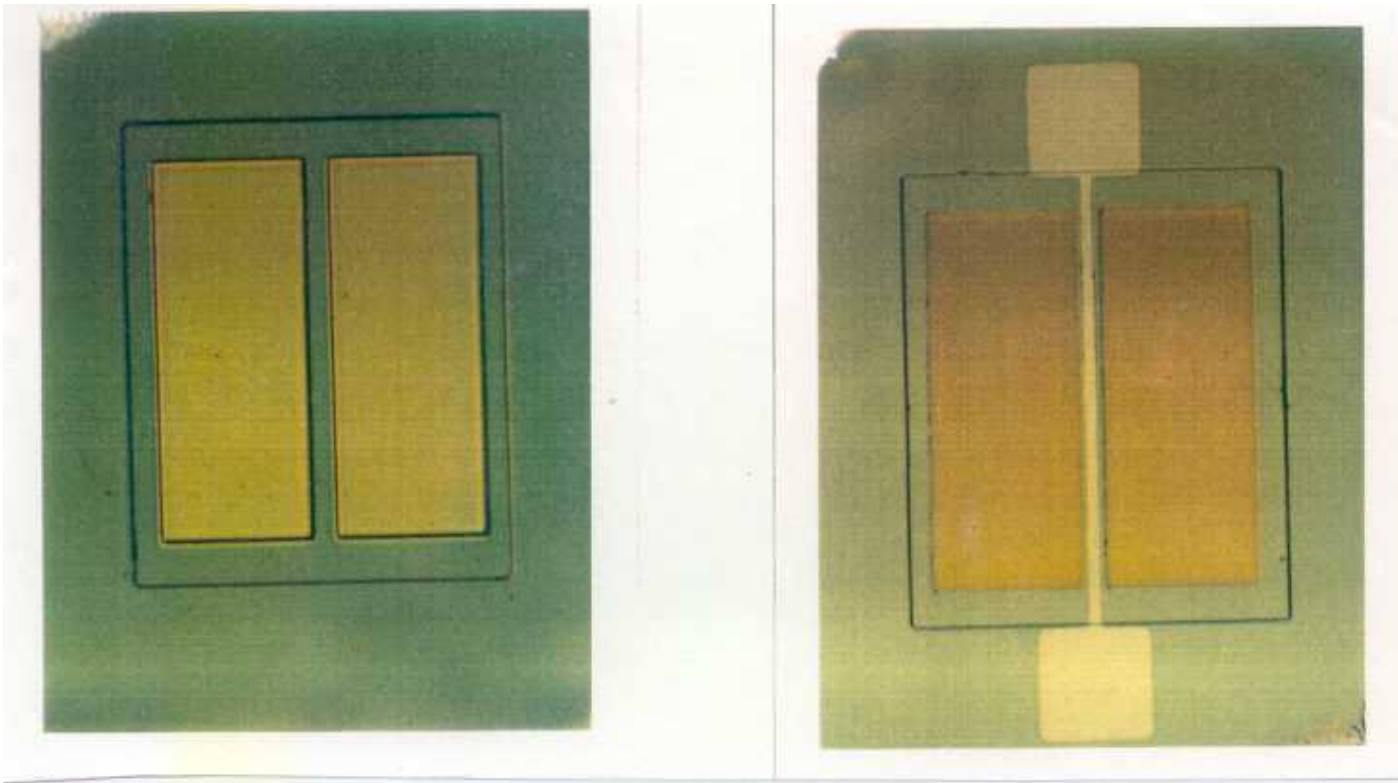


Foto 3.26: Vista superior de diversos pasos tecnológicos:
a: Contactos ohmicos (corresponde con 3.25c)
b: Dispositivo final (corresponde con 3.25e)

electrodo cercano del circuito integrado influya en las características del dispositivo (efecto backgating y sidegating) [68]. El aislamiento del dispositivo se realizó mediante un ataque en forma de mesa (fig. 3.25b) de tamaño $200 \times 300 \mu\text{m}$ (primer paso de fotolitografía). Se realizó un ataque HCK [38] ($1:1:1 = 1\text{ClH}:1\text{CH}_3\text{COOH}:1\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$) ya que ataca el GaAs y el AlGaAs por igual y no ataca a la resina que define la mesa.

Para conseguir un perfecto aislamiento también es necesario que la buffer sea de alta resistividad para que la corriente que circula por el canal no dependa de los

potenciales de los otros electrodos del circuito integrado o del sustrato. Arnold y colaboradores [69] observaron que este efecto aumenta linealmente con el espesor de la buffer crecida por MBE convencional por lo que va a ser necesario obtener buffers de mayor resistividad. Se han intentado diversas buffers que han disminuido este efecto tales como superredes [69] o aleaciones pero no lo han llegado a eliminar hasta que Smith y colaboradores [70] en 1988 crecieron buffers de GaAs a tan solo 200°C. Estas buffers son de una resistividad mucho mayor que las crecidas a temperaturas de crecimiento convencionales [71,72]. A pesar de que estas laminas son ópticamente inactivas las capas crecidas sobre ellas son de una calidad comparable que las crecidas sobre buffers convencionales. Parece ser que la alta resistividad de estas laminas está asociada a la formación y actividad de defectos relacionados con un crecimiento rico en As (aglomerados de As, As situado en sitios de Ga) como recientemente se ha puesto de manifiesto mediante microscopía electrónica de transmisión [73]. Brown y colaboradores [74] obtuvieron también buffers de alta resistividad creciendo AlInAs entre 150°C y 200°C, para heteroestructuras crecidas sobre InP.

Seguidamente es necesario situar en cada mesa los contactos ohmicos (ver figura 3.25c y 3.26a) que formarán la fuente y drenador del transistor. Para ello es necesario definirlos previamente mediante un proceso de fotolitografía. Para la fabricación de este contacto es coevaporado Au-Ge con una composición eutéctica del 12% de Ge en peso. Seguidamente el contacto es recocido en una atmósfera reductora (una mezcla de H₂ y Ar) durante 1 minuto a 450°C con una rampa de calentamiento de 400°C/min. Durante

este recocido el Ge se difunde hacia el interior de la epitaxia incorporándose en la red en las vacantes de Ga formando una capa de GaAs altamente dopada en la superficie.

A veces es necesario hacer un ataque donde va a estar situada la puerta (ver figura 3.25d). Las características del dispositivo dependerán de la profundidad de este ataque. El ataque también es necesario para eliminar la capa dopada que se crecen en las estructuras de alta movilidad en la superficie para obtener buenos contactos ohmicos. La eliminación de la capa dopada superficial permitirá obtener buenos contactos rectificadores (barrera Schottky). Para la realización de este ataque es necesario un paso de fotolitografía ya que hay que proteger los contactos ohmicos previamente formados de un posible daño durante este ataque de GaAs. Además este ataque tiene que ser de velocidad muy lento para que la profundidad atacada sea controlable y tiene que dejar la superficie lisa y sin impurezas que impidan la realización de un buen contacto Schottky. Para el ataque de la puerta de estos FETs se ha usado el ataque húmedo $3\text{PO}_4\text{H}_3:1\text{H}_2\text{O}_2:50\text{H}_2\text{O}$ [39] que cumple los requisitos previamente citados.

Seguidamente se realizó el contacto Schottky (ver figura 3.25e y 3.26b). El proceso de metalización de la puerta se ha realizado mediante la técnica de "lift-off" [75]. Esta técnica tiene la gran ventaja de que la metalización se realiza después de la exposición y revelado de la resina. El hecho de que la metalización se defina mediante una apertura en la fotoresina en vez de un ataque en la metalización hace que el control de las dimensiones sea superior y además se evita el posterior ataque para quitar la

metalización que puede dañar la superficie de la muestra y las otras metalizaciones.

Después de la evaporación se levanta la resina con la metalización que hay encima. Si la resina tiene forma vertical y no existe discontinuidad entre la metalización (fig.3.27a) que está sobre la resina y la que está sobre la muestra al levantar la resina se corre el peligro de levantar toda la metalización. Si por el contrario, la resina tiene forma de visera (figura 3.27b), que haga sombra, entonces existirá una discontinuidad de la metalización y al levantar la resina sólo se levantará en la zona deseada. El perfil en forma de visera se puede conseguir sumergiendo la muestra con resina en un disolvente aromático como clorobenceno [75,76] de forma que se lleve alguno de los componentes de menor peso molecular reduciendo la solubilidad de la resina al revelador. La figura 3.28 corresponde a un fotografía del dispositivo antes de retirar la resina, realizada en un microscopio electrónico de barrido y en ella se observa el perfil en forma de visera obtenido durante el procesado de nuestro dispositivo.

Estos HEMT, fabricados íntegramente en el Centro Nacional de Microelectrónica, fueron caracterizados mediante la obtención de las curvas características ($I_{DS}-V_{DS}$ para diferentes potenciales de puerta). En la figura 3.29 se observa que la intensidad de saturación es del orden de 15 mA (50 mA/mm de longitud de drenador). También se puede observar que, en comparación con los HEMT publicados en la literatura se observa que para vaciar el canal conductor se necesita un alto potencial de puerta (4V en comparación con valores del orden de 1V o inferiores que se obtienen en otros HEMT).

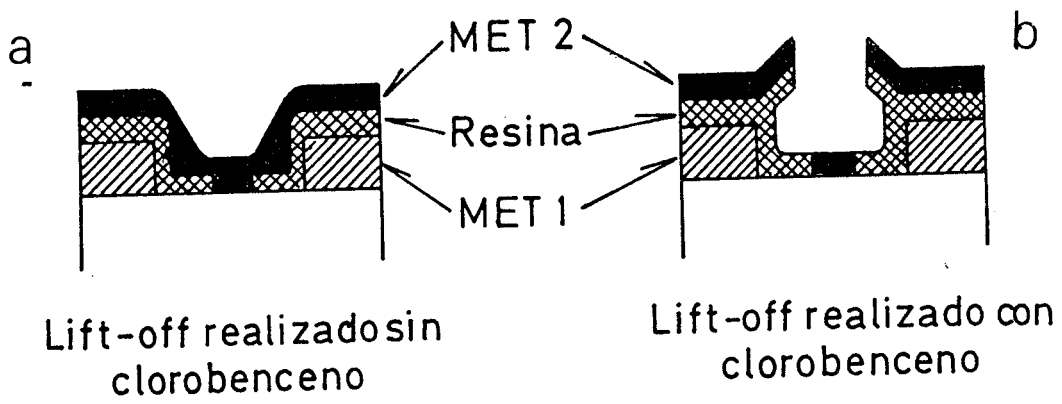


Fig. 3.27: Perfil de la resina y de la segunda metalización durante un proceso lift-off donde:

- a) la resina no ha sido tratada con clorobenceno,
- b) la resina ha sido tratada con clorobenceno.

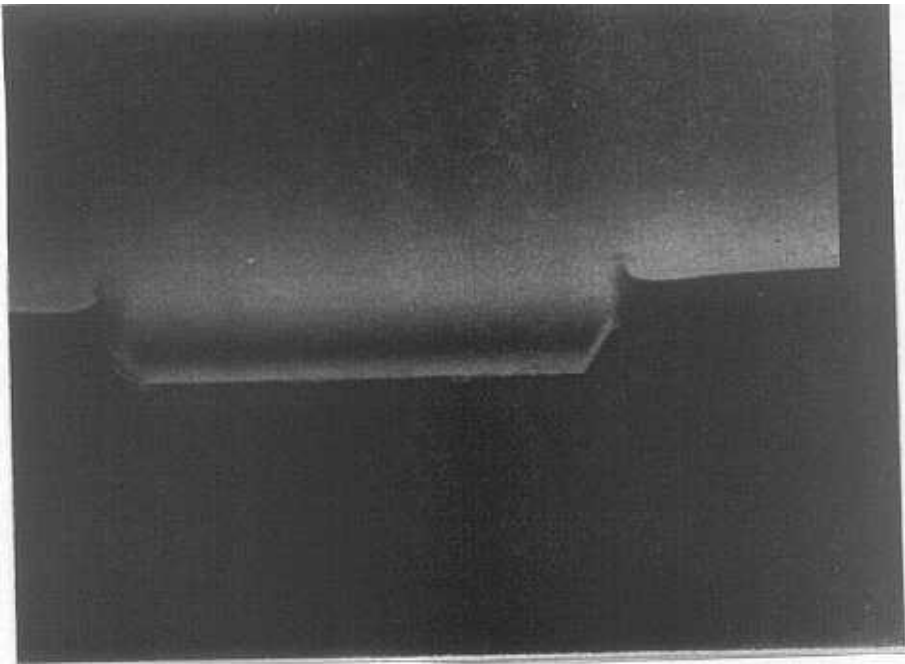


Fig. 3.28: Fotografía realizada con microscopio electrónico de barrido donde se observa el perfil de la resina durante el proceso lift-off.

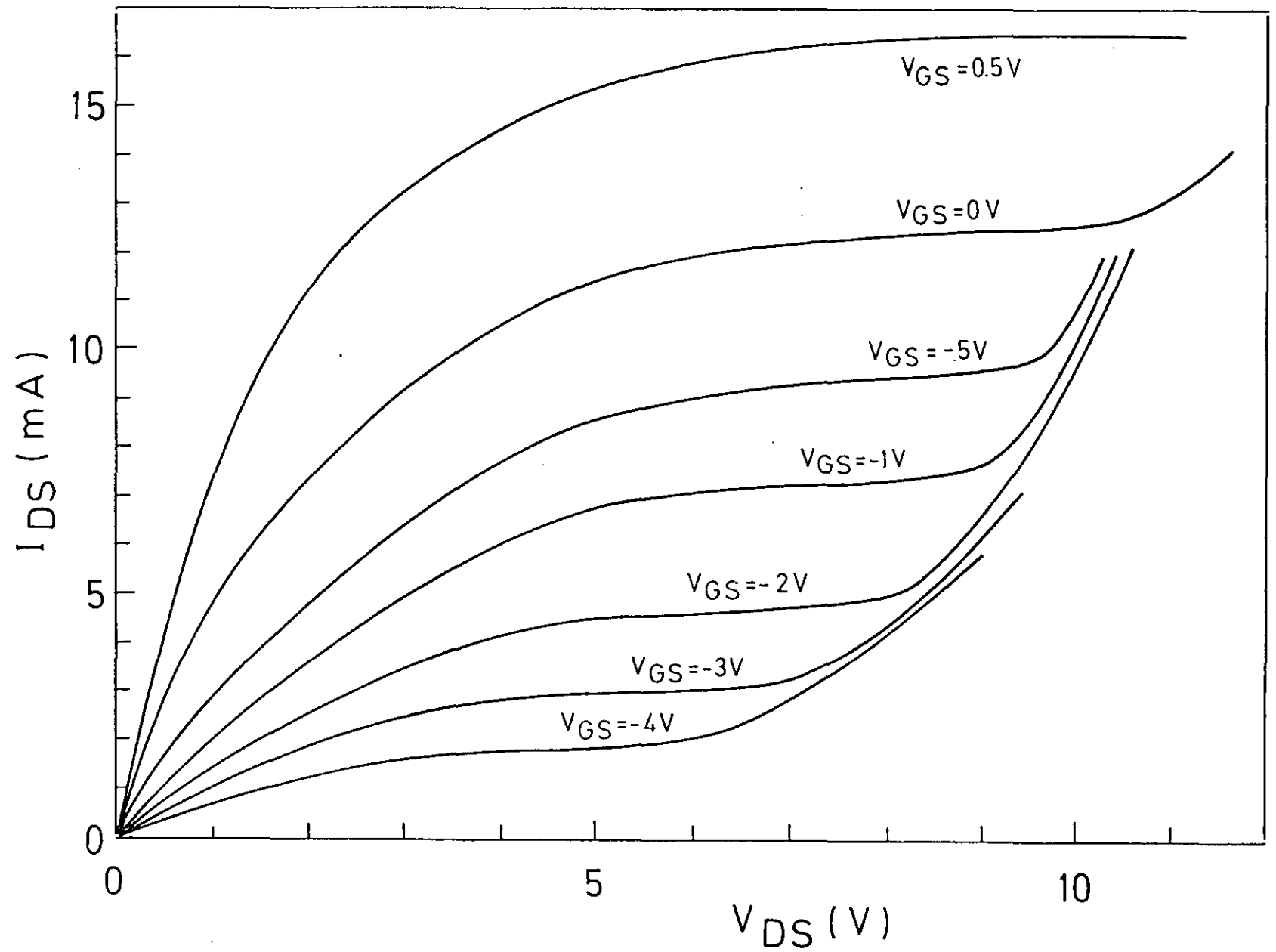


Fig. 3.29: Curva característica de un HEMT fabricado en nuestro laboratorio.

Para explicar este hecho hay que tener en cuenta que la longitud de la puerta de nuestro HEMT ($4\mu\text{m}$) es mucho mayor que la de los transistores publicados en los últimos años (de hasta $0.1\ \mu\text{m}$) [78].

Para obtener más información de las medidas se representó la intensidad de saturación del drenador en función del voltaje de puerta (ver figura 3.30). Como describimos anteriormente en un HEMT la relación entre la intensidad de saturación y el voltaje de puerta es lineal para voltajes de puerta mucho mayores que el potencial de corte y siendo cuadrática cuando el voltaje de puerta se acerca al potencial de corte.

A partir de la relación entre la intensidad del drenador y el voltaje de puerta se puede obtener la transconductancia del dispositivo:

$$g_m = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \quad (3.39)$$

A partir de la curva representada en la figura 3.30 se obtiene una transconductancia máxima de $30\ \text{mS/mm}$. Este valor es entre 15 y 20 veces inferior que los valores de transconductancias típicos encontrados en la literatura [78]. Como ya hemos indicado anteriormente esta diferencia es debida principalmente a las limitaciones tecnológicas de nuestro dispositivo en comparación con los mejores HEMT.

La investigación de los dispositivos HEMT es un tema todavía muy abierto y en

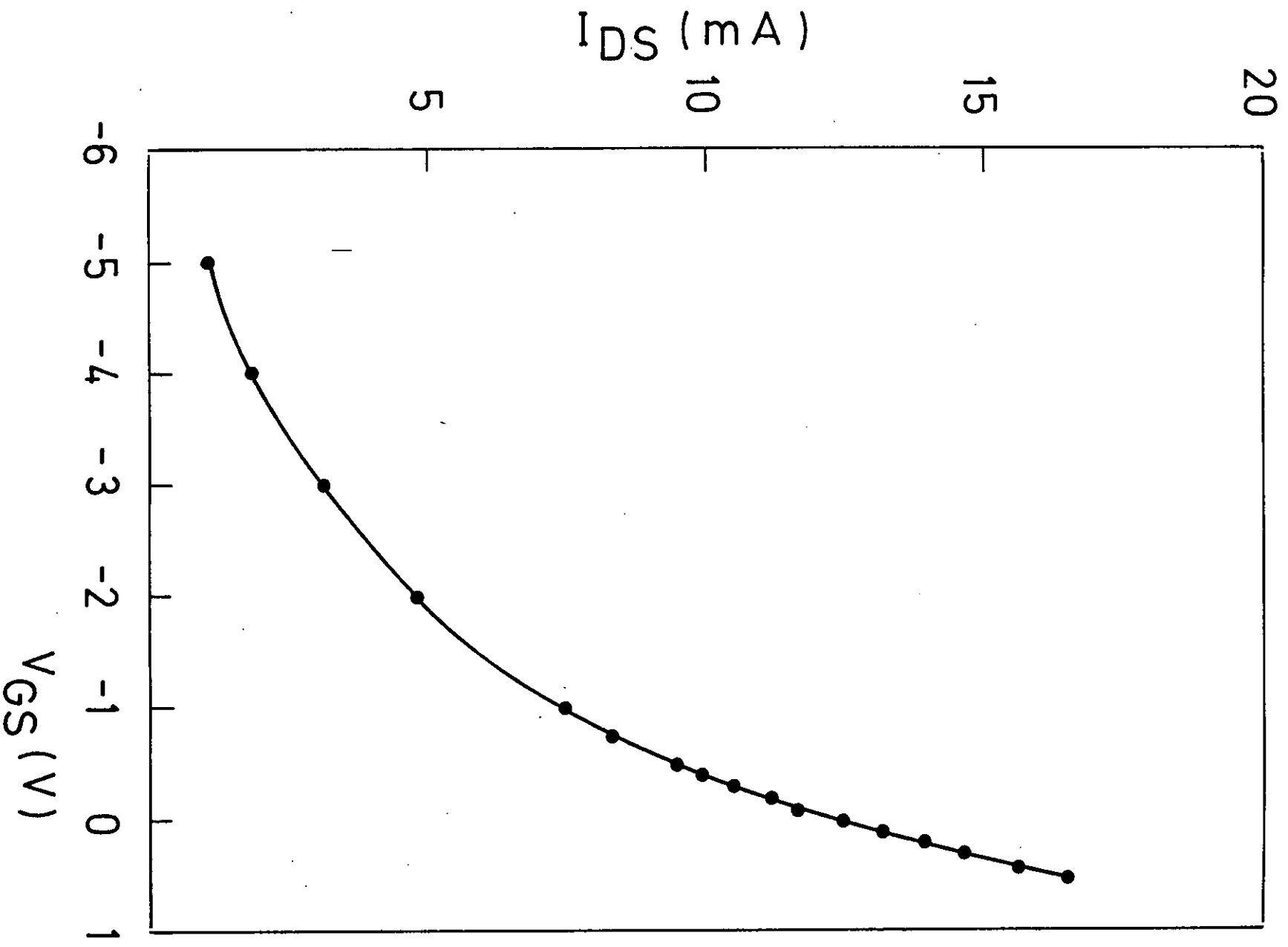


Fig. 3.30: Corriente de saturación en función del voltaje de puerta tomados de la curva característica anterior.

el que se espera que se produzcan grandes avances en los próximos años:

-Por un lado desde el punto de vista del material base del dispositivo la investigación va dirigida hacia el crecimiento de nuevas heteroestructuras de alta movilidad donde los componentes tengan diferente parámetro de red y superiores propiedades electrónicas. Como veremos en el capítulo siguiente, en los últimos meses están apareciendo numerosas publicaciones de estructuras de alta movilidad en las que el canal conductor es de GaInAs [79] (que tiene superiores velocidades electrónicas que el GaAs) ya sea sobre sustratos de GaAs o de InP.

-Desde el punto de vista del dispositivo discreto la investigación va dirigida hacia la fabricación de dispositivos con anchura de puerta cada vez menor. El estado del arte, en cuanto a las dimensiones de la anchura de la puerta se refiere, está $0.1\mu\text{m}$ [77]. Para la fabricación de transistores con longitud de puerta tan pequeñas es necesario la utilización de técnicas de litografía con haz de electrones[80] donde la resolución de los motivos es mucho mayor.

-Desde el punto de vista de la tecnología de microondas, el desarrollo se concentrará principalmente en conseguir que todas las funciones de los circuitos analógicos de tipo híbrido actualmente en producción, sean incorporados en un mismo chip monolítico (circuitos integrados monolíticos de microondas = MMICs). Con la integración monolítica se puede llevar a cabo en un tamaño de pocos

milímetros funciones que requerían normalmente la utilización de circuitos mucho mayores constituidos por tubos de vacío y guías de onda. Además de esta reducción en peso y tamaño la integración monolítica supone una disminución del precio y, permitiendo al mismo tiempo una mayor reproducibilidad y fiabilidad en los circuitos. Recientemente se han fabricado los primeros amplificadores MMICs basados en HEMTs [81].

En conclusión se ha realizado todo el proceso tecnológico para la fabricación de un dispositivo HEMT. Que nosotros sepamos es el primer HEMT que se desarrolla totalmente en España. De la caracterización eléctrica previa del material y posterior del dispositivo se puede deducir:

- Las estructuras invertidas de alta movilidad crecidas son adecuadas para la utilización como material base en la fabricación del HEMT.
- Las limitaciones del dispositivo en comparación con los publicados en la literatura no vienen dadas por la calidad del proceso tecnológico sino por el tamaño de la puerta.

REFERENCIAS CAPITULO 3

- [1] B. R. Nag.
"Electron transport ion compound semiconductor" Springer Series in Solid State Sciences **11** (Springer-Verlag, 1985).
- [2] K. Seeger.
"Semiconductor Physics. An Introduction" Springer Series in Solid State Sciences **40** (Springer-Verlag, 1985).
- [3] R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard and W. Wiegmann.
Appl. Phys. Lett. **33**, 665 (1978).
- [4] C. T. Foxon, J. J. Harris, D. H. Iton, J. Hewett and C. Roberts.
Semicond. Sci. Technol. **4**, 582 (1989).
- [5] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer and K. W. Baldwin.
Appl. Phys. Lett. **55**, 1888 (1989).
- [6] T. Saku, Y. Hirayama and Y. Horikoshi.
Jpn. J. Appl. Phys. **30**, 902 (1991).
- [7] N. T. Linh.
"Two-dimensional electron gas FETs: Microwave applications" Semiconductors and Semimetals **24**, 203, Editor R. Dingle, Academic Press Inc. (1987).
- [8] H. L. Stormer, A. C. Gossard, W. Wiegmann and K. Baldwin.
Appl. Phys. Lett. **39**, 912 (1981).
- [9] T. J. Drummond, W. Kopp, R. Fisher and H. Morkoç.
J. Appl. Phys. **53**, 1028 (1982).

- [10] L. C. Witskonski, T. J. Drummond, C. M. Stanchak and H. Morkoç.
Appl. Phys. Lett. **37**, 1033 (1980).
- [11] H. Hirakawa, H. Sakaki and J. Yoshino.
Appl. Phys. Lett. **45**, 253 (1984).
- [12] D. Delagebeaudeuf and N. T. Linh.
IEEE Trans. on Electron. Devices **ED-29**, 955 (1982).
- [13] T. Y. Drummond, H. Morkoç, K. Lee and M. Shur.
IEEE Electron. Device Lett. **EDL-3**, 338 (1982).
- [14] K. Lee, M. Shur, T. J. Durmmond and M. Morkoç.
IEEE Electron. Device Lett. **EDL-30**, 207 (1983).
- [15] E. F. Schubert, K. Ploog, H. Dambkes and K. Heine.
Appl. Phys. A **33**, 63 (1984).
- [16] N. Chand, T. Henderson, J. Klem, T. Masselink, R. Fisher, Y. Chang and H. Morkoç.
Phys. Rev. B **30**, 4481 (1984).
- [17] E. F. Schubert and K. Ploog.
Phys. Rev. B **30**, 7021 (1984).
- [18] T. Ando, B. Fowler and F. Stern.
Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [19] P. M. Mooney.
J. Appl. Phys. **67**, R1 (1990).
- [20] A. J. Hill and P. H. Landbrooke.
Electron. Lett. **22**, 218 (1986).

- [21] T. Baba.
Microelectronic Engineering **4**, 195 (1986).
- [22] T. Baba, T. Mizutani and M. Ogawa.
J. Appl. Phys. **59**, 526 (1986).
- [23] B. Etiene and V. Thierry-Mieg.
Appl. Phys. Lett. **52**, 1237 (1988).
- [24] H. L. Stormer, A. C. Gossard and W. Weigmann.
Solid State Comm., **41**, 707 (1982).
- [25] H. L. Stormer.
Surface Sci. **132**, 519 (1983).
- [26] H. Hirakawa and H. Sakaki.
Phys. Rev. B **33**, 8291 (1986).
- [27] C. T. Foxon, J. J. Harris, R. G. Wheeler and D. E. Lacklison.
J. Vac. Sci. Technol. **B4**, 511 (1986).
- [28] K. Hirakawa and H. Sakaki.
Phys. Rev. B **33**, 8291 (1986).
- [29] R. L. Petritz.
Phys. Rev, **110**, 1254 (1984).
- [30] T. J. Drummond, R. Fisher, H. Morkoç and P. Miller.
Appl. Phys. Lett. **40**, 430 (1982).
- [31] S. Hiyamizu, T. Fujii, T. Mimura, K. Nanby, J. Saito and H. Washimoto.
Jpn. J. Appl. Phys. **20**, 455 (1981).

- [32] C. T. Foxon.
"Growth of ultra-high mobility 2DEGs by MBE" Seminario impartido en Max Planck Institut (Stuttgart, Alemania Oct. 1990).
- [33] H. Morkoç, L. C. Witkovski, T. J. Drummond, C. M. Stanchak, A. Y. Cho and B. G. Streetman.
Electron. Lett. **16**, 753 (1980).
- [34] H. Shtrikman, M. Heiblum, K. Seo, D. E. Galbi and L. Osterling.
J. Vac. Sci. Technol. **B6**, 2, 670 (1988).
- [35] L. Pfeiffer, E. F. Schubert, K. W. West and C. W. Magee.
Appl. Phys. Lett. **58**, 2258 (1991).
- [36] T. J. Drummond, W. Kopp, M. Keever, H. Morkoç and A. Y. Cho.
J. Appl. Phys. **53**, 1023 (1982).
- [37] D. Kim, A. Madhukar, Ke-Zhong Hu and Wei Chen.
Appl. Phys. Lett. **56**, 1874 (1990).
- [38] S. Adachi and K. Oe.
J. Electroch. Soc. **131**, 126 (1984).
- [39] S. D. Mukherjee and D. W. Woodard.
"Etching and surface preparation of GaAs for device fabrication" Gallium Arsenide p. 119, Ed. M. J. Hower and D. V. Morgan (John Wiley & Sons Ltd, 1985).
- [40] A. L. Powell, J. S. Roberts and P. I. Rockett.
Electron. Lett. **25**, 1147 (1989).

- [41] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka and T. Matsusue.
Appl. Phys. Lett. **51**, 1934 (1987).
- [42] T. Noda, M. Tanaka and H. Sakaki.
Appl. Phys. Lett. **57**, 1651 (1990).
- [43] T. Noda, M. Tanaka and H. Sakaki.
Sixth International Conference on MBE. La Jolla, CA, USA (27-31 Agosto 1990). Publicado en J. Cryst. Growth **111**, 348 (1991).
- [44] F. Alexandre, J. L. Lievin, M. H. Meynader and C. Delalaide.
Surface Sci. **168**, 454 (1986).
- [45] N. M. Cho, D. J. Kim, A. Madhukas, P. G. Newman, D. D. Smith, T. Aucoin and G. T. Iafrate.
Appl. Phys. Lett. **52**, 2037 (1988).
- [46] T. Achtnich, G. Burri, M. A. Py and M. Ilegems.
Appl. Phys. Lett. **50**, 1730 (1989).
- [47] T. Achtnich, G. Burri and M. Ilegems.
J. Vac. Sci. Technol. **A7**, 2537 (1989).
- [48] P. G. Newman, N. M. Cho, D. J. Kim, A. Madhukar, D. D. Smith, T. R. Avcoin and G. J. Iafrate.
J. Vac. Sci. Technol. **B6**, 1483 (1988).
- [49] J. J. Harris, J. B. Clegg, R. B. Beall, J. Castagné, K. Wodbridge and C. Roberts.
Sixth International Conference on MBE. La Jolla, CA, USA (27-31 Agosto 1990). Publicado en J. Cryst. Growth **111**, 239 (1991).

- [50] K. Kohler, P. Ganser, K. H. Bachem, M. Maier, J. Hornung and A. Hulsman.
17th International Symposium on GaAs and Related Compounds, Jersey 1990.
- [51] K. Köhler, P. Ganser, M. Maier and K. H. Bachem.
Sixth International Conference on MBE. La Jolla, CA, USA (27-31 Agosto
1990). Publicado en *J. Cryst. Growth* **111**, 295 (1991).
- [52] M. Heiblum.
J. Vac. Sci. Technol. **B3**, 820 (1985).
- [53] F. Briones, L. González, M. Recio and M. Vázquez.
Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L1125 (1987).
- [54] H. Burkhard, N. Schlapp and G. Weiman.
Surface Sci. **174**, 387 (1986).
- [55] A. Kastalski and J. C. M. Hwang.
Appl. Phys. Lett. **44**, 333 (1984).
- [56] D. J. Chadi and K. J. Chang.
Phys. Rev. Lett. **61**, 873 (1988).
- [57] R. Fisher, T. J. Drummond, J. Klem, W. Kopp, T. Henderson, D.
Perrachione and H. Morkoç.
IEEE Trans. Electron. Device **ED-31**, 1028 (1984).
- [58] N. Iwatam Y. Matsumoto, T. Baba and M. Ogawa.
Jpn. J. Appl. Phys. **25**, L349 (1986).

- [59] H. Morkoç.
"Modulation Doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ field effect transistors (MODFETS: Analysis, fabrication and performance". Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures, p. 625 Editado por L. L. Chang y K. Ploog. NATO ASI Series (1985).
- [60] R. Vinter.
"The two-dimensional gas field effect transistor" Curso de Heterouniones y superredes semiconductoras, Les Houches (12-21 marzo 1985).
- [61] T. J. Drumond, W. Kopp, H. Morkoç and M. Keevex.
Appl. Phys. Lett. **41**, 277 (1982).
- [62] C. Chang and H. R. Fetterman.
IEEE Trans. on Electron. Devices **ED-34**, 1456 (1987).
- [63] H. Hida and T. Itoh.
IEEE Trans. on Electron. Devices **ED-33**, 1580 (1986).
- [64] K. Yokoyama and K. Hess.
J. Appl. Phys. **59**, 3798 (1986).
- [65] U. Radaiolly and D. K. Ferry.
IEEE Trans. on Electron. Devices **ED-33**, 677 (1986).
- [66] M. Abe, T. Mimuro, N. Nishiuchi, A. Shibatomi, M. Kobayashi and T. Misugi.
"Ultra-high-speed HEMT integrated circuits" Semiconductors and Semimetals **24**, 249, editor R. Dingle, Academic Press Inc. 1987.

- [67] F. Briones, L. González and A. Ruiz.
Appl. Phys. A **49**, 543 (1989).
- [68] A. Ezis and W. Langer.
IEEE Electron. Device Lett. **EDL-6**, 494 (1985).
- [69] D. Arnold, J. Kleim, T. Hendusor, H. Morkoç and R. P. Grikson.
Appl. Phys. Lett. **45**, 764 (1984).
- [70] F. W. Smith, A. R. Calaa, C. Chen, M. J. Manfra and L. J. Mahorey.
IEEE Electron. Device Lett. **9**, 77 (1988).
- [71] J. N. Miller and T. S. Low.
Sixth International Conference on MBE. La Jolla, CA, USA (27-31 Agosto 1990). Publicado en J. Cryst. Growth **111**, 30 (1991).
- [72] R. S. Berg, N. Mavalvala and T. Steinberg.
J. Electr. Mat. **19**, 1323(1990).
- [73] R. S. Melloch, K. Mahalingam, N. Otsuka, J. M. Woodwal and A. C. Walen.
Sixth International Conference on MBE. La Jolla, CA, USA (27-31 Agosto 1990). Publicado en J. Cryst. Growth **111**, 39 (1991).
- [74] A. S. Brown, U. K. Mishra, C. S. Chou, C. E. Hooper, M. A. Melendes, M. Thompson, L. E. Larsen, S. E. Rosenbaum and M. J. Delaney.
IEEE Electron. Device Lett. **10**, 565 (1989).
- [75] M. Hatzakis, B. J. Canavello and J. M. Shaw.
IBM J. Res. Decelop. **24**, 452 (1980).
- [76] J. M. Frary and P. Seese.
Semicond. Int. **72** (1981).

- [77] T. Enocki, K. Arai, Y. Ishi and T. Tamamura.
Electron. Lett. **27**, 115 (1991).
- [78] Mizutani, K. Arai, K. Oe, S. Fujita and F. Yamagawa.
Electron. Lett. **21**, 638 (1985).
- [79] C. F. Krumm.
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques **37**, 1279 (1989).
- [80] W. A. Hugles.
G.E.C. Journal of Research **4**, 211 (1986)
- [81] M. Weiss, G. I. Ng and D. Paulidis
Electron. Lett. **26**, 264 (1990).

4.-HETEROESTRUCTURAS CON DIFERENTE PARAMETRO DE RED.

1.-INTRODUCCION.

En un principio el crecimiento epitaxial de capas semiconductoras se centró en heteroestructuras con prácticamente el mismo parámetro de red. Así, si analizamos la figura 4.1 donde está representada la energía de la anchura de banda prohibida en función de la constante de red de diferentes semiconductores se observa que un sistema muy atractivo son las heteroestructuras de $Al_xGa_{1-x}As$ -GaAs sobre substratos de GaAs ya que cubre un rango de energías muy amplio con una diferencia de parámetro de red muy pequeña ($(a_{AlAs}-a_{GaAs})/a_{GaAs})=0.12\%$).

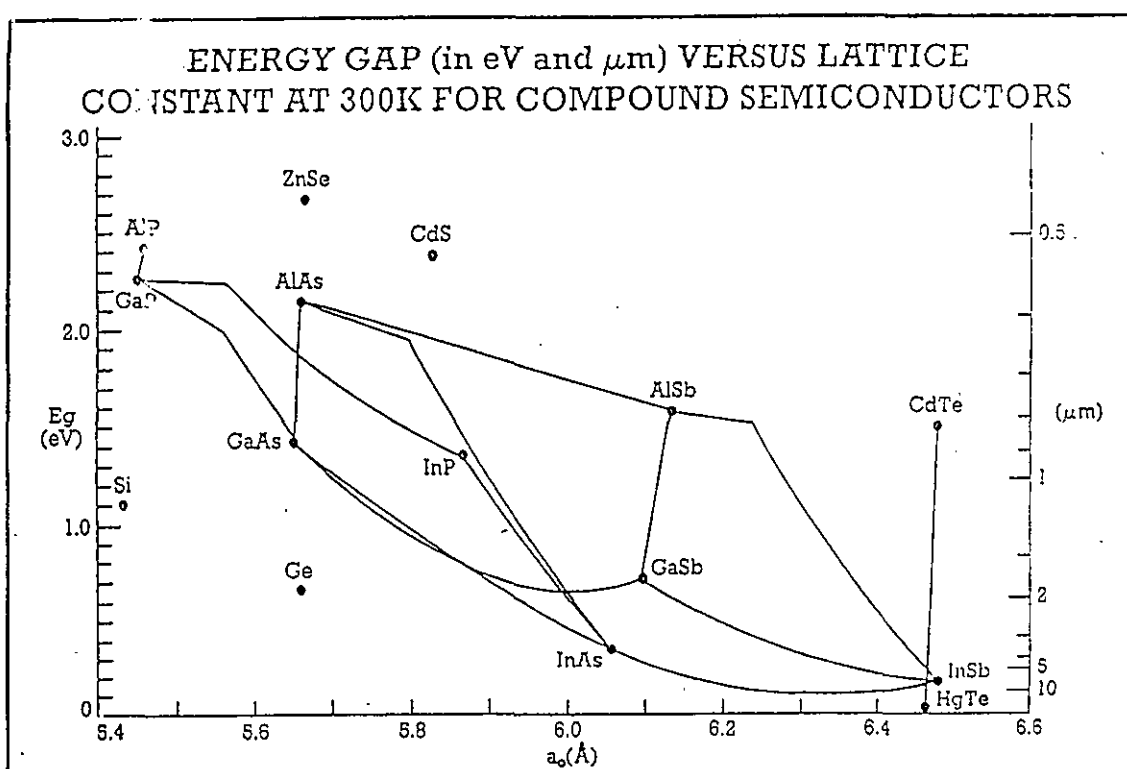


Fig. 4.1: Energía de la anchura de banda prohibida (en eV y μm) en función de la constante de red para diferentes semiconductores.

El crecimiento de heteroestructuras a partir de materiales con diferente parámetro de red empezó a recibir una especial atención a partir de que en 1982 Osbourn[1-2] dio a conocer la posibilidad de crecer superredes GaAsP/GaP acopladas elásticamente, con las que se obtenían unos nuevos efectos sobre las propiedades electrónicas debidos a que las tensiones a que están sometidos los diferentes componentes se sumaban a los efectos de confinamiento cuántico.

La tensión biaxial produce un desdoblamiento que rompe la degeneración en la banda de valencia[3]. Así, cuando se aplica una compresión en el plano de crecimiento la banda de huecos ligeros se levanta energéticamente con respecto a la de huecos pesados. Esta propiedad hace que las estructuras tensionadas sean especialmente útiles para su utilización en dispositivos optoelectrónicos. De esta manera las estructuras tensionadas en las que la transición de menor energía tiene un carácter ligero son especialmente interesantes para su utilización en láseres[4] y en estructuras de alta movilidad de huecos[5].

El interés que presentan estos sistemas tensionados ha hecho que en estos momentos existan numerosos grupos trabajando en el crecimiento de sistemas con diferencia de parámetro de red[6,7]. Las principales ventajas de estos sistemas son:

- Posibilidad de aumentar la flexibilidad en el diseño de propiedades electrónicas y ópticas.

-Posibilidad de aprovechar las tensiones presentes en la red cómo una nueva herramienta para modificar la estructura de bandas y obtener nuevas propiedades electrónicas y ópticas que no se habían observado en materiales sin tensiones.

2.-ESPESOR CRITICO.

Para el crecimiento de estructuras con diferente parámetro de red hay que tener en cuenta que si la diferencia de parámetro de red entre los dos materiales, f , no es muy grande es posible crecer una capa delgada de material, cuyo espesor no exceda un valor crítico, h_c , de forma que esta capa se deforma elásticamente acoplándose al substrato en el plano sin la aparición de dislocaciones. A las capas que tienen diferente parámetro de red que el substrato y están acopladas a éste se les denominan pseudomórficas.

El espesor crítico depende de la diferencia relativa de parámetro de red entre los dos materiales, f , de manera que cuanto mayor sea la diferencia de parámetro de red menor es el espesor crítico. Cuando se alcanza este espesor crítico h_c la tensión en el plano de crecimiento en la epitaxia es tan alta que es energéticamente más favorable la aparición de dislocaciones frente a la energía elástica acumulada. Hay que tener en cuenta que deformaciones del 1% llevan consigo tensiones en el plano del orden de 10 kilobares[8].

2.1-Determinación experimental del espesor crítico.

Las técnicas experimentales para la determinación del espesor crítico se pueden dividir en dos grupos: técnicas directas e indirectas.

Las técnicas directas se basan en la observación directa de las dislocaciones cómo son la topografía de rayos X[8], la microscopía de fotoluminiscencia[9] y la microscopía TEM[10]. En cambio las técnicas indirectas se basan en la influencia de las dislocaciones ya sea en las propiedades eléctricas[11] (movilidad Hall), ópticas[12] (anchura o posición del pico de fotoluminiscencia) o estructurales (parámetro de red paralelo o perpendicular promedio medido por rayos X[13,14] o parámetro paralelo superficial mediante RHEED[15-17]).

Dependiendo de la resolución de la técnica y de la influencia de las dislocaciones en la variable que se esta midiendo se tendrá una mayor o menor sensibilidad a la presencia de éstas, que influirá en la densidad mínima de dislocaciones detectables y por lo tanto el espesor crítico medido experimentalmente será cercano al real o mucho mayor. La dependencia de los valores del espesor crítico con la técnica experimental de detección de dislocaciones ha producido una gran dispersión de los datos referentes a espesor crítico encontrados en la literatura.

Así por ejemplo, las medidas de movilidad Hall a bajas temperaturas en heterouniones de alta movilidad de materiales con diferente parámetro de red es una técnica de alta sensibilidad a la presencia de dislocaciones y por lo tanto los valores

de espesor crítico medido experimentales serán muy cercanos a los reales. En el trabajo de Fritz y colaboradores[11] utilizan esta técnica para detectar dislocaciones en heterouniones de alta movilidad n-GaAs/GaInAs.

En cambio la difracción de rayos X de doble cristal es una técnica que detecta las dislocaciones a partir de una densidad relativamente alta. La resolución del parámetro de red paralelo a la intercara de un difractómetro de doble cristal es del orden de 1×10^{-4} . Esto significa que con esta técnica se puede detectar una dislocación por cada 10^4 átomos o lo que es lo mismo sólo detecta a partir de una dislocación cada $3 \mu\text{m}$.

Además de la técnica experimental a la hora de determinar el espesor crítico hay que tener en cuenta que éste depende también de otras muchas variables y entre ellas muy críticamente de las condiciones de crecimiento. A partir de medidas RHEED del parámetro paralelo superficial se ha observado que el espesor crítico en heteroestructuras GaInAs/GaAs aumenta cuando la temperatura de sustrato disminuye. Elman y colaboradores[18] midieron el espesor crítico en estructuras GaInAs/GaAs para diferentes temperaturas. Sus resultados evidencian que creciendo por MBE a bajas temperaturas de sustrato (460°C) el espesor crítico en heteroestructuras GaInAs/GaAs con composición de In de 0.45 es 7 veces mayor que en estructuras crecidas también por MBE pero a temperaturas superiores ($550\text{-}610^\circ\text{C}$). Gerard y Marzin[19], también con resultados RHEED, observaron que el espesor crítico en heteroestructuras InAs/GaAs es mayor en muestras crecidas por MEE que

por MBE (3 y 2 monocapas respectivamente). Esta influencia del espesor crítico con las condiciones de crecimiento evidencia que el espesor crítico está influenciado por procesos activados cinética o térmicamente.

Debido a la gran dispersión de los datos experimentales, así como a la influencia de diversos factores, en el diseño de heteroestructuras tensionadas se suelen elegir los espesores de crecimiento por debajo de los espesores críticos calculados con un margen de seguridad.

2.2-Modelos de cálculo del espesor crítico.

Para poder crecer por debajo del espesor crítico es importante conocer el espesor crítico en función de la diferencia de parámetro de red. Para ello hay diversos cálculos de espesor crítico siendo los más aceptados los de van der Merwe, Mathews - Blakslee y People - Bean. Resultados de RHEED y fotoluminiscencia demuestran que en el caso de GaInAs/GaAs para láminas muy estrechas y con composiciones de In mayores que el 30% el espesor crítico real se acerca al calculado por Mathews y Blakeslee. Para composiciones de In menores y por lo tanto menores diferencias de parámetro de red los valores de espesores críticos se aproximan al modelo de People y Bean.

2.2.1-Modelo de Van der Merwe.

El modelo de Van der Merwe (1963)[20-21] es el primer modelo aparecido para el cálculo de espesores críticos y nos centraremos en él debido a que es muy sencillo

y gráfico. Van der Merwe estudió la intercara entre el substrato (material A semiinfinito) y un material B de espesor d_B . Ambos materiales tienen la misma estructura cristalina pero diferente parámetro de red (a_A y a_B). En la intercara entre ambos materiales pueden ocurrir dos situaciones límites:

-El material B se acopla en el plano de crecimiento al substrato con la correspondiente tensión biaxial en el plano (Fig. 4.2a). A esta intercara se le denomina coherente o pseudomórfica. Debido a la tensión presente en la intercara se acumulará una energía por unidad de superficie cuyo valor viene dado por:

$$\xi_{elas} = 2G \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) h f^2 \quad (4.1)$$

siendo ν es el módulo de Poisson, $G = C_{11} + C_{12} - 2C_{12}^2 / C_{11}$, donde C_{ij} son las constantes elásticas del material B, f es la diferencia de parámetro de red entre los dos materiales y h es el espesor crecido del material B.

Cómo se puede observar la energía elástica aumenta linealmente con el espesor de la epitaxia.

-El material B se relaja totalmente respecto del substrato y crece con su propio parámetro de red (Fig. 4.2b). La energía acumulada por unidad de superficie en este caso es la necesaria para la generación de suficientes dislocaciones para desacoplar la epitaxia del substrato :

$$\xi_{plas} = 9.5f \left(\frac{Gb}{4\pi^2} \right) \quad (4.2)$$

siendo ν la constante de Poisson y b el vector de Burgers.

Se puede observar que esta energía es independiente del espesor crecido.

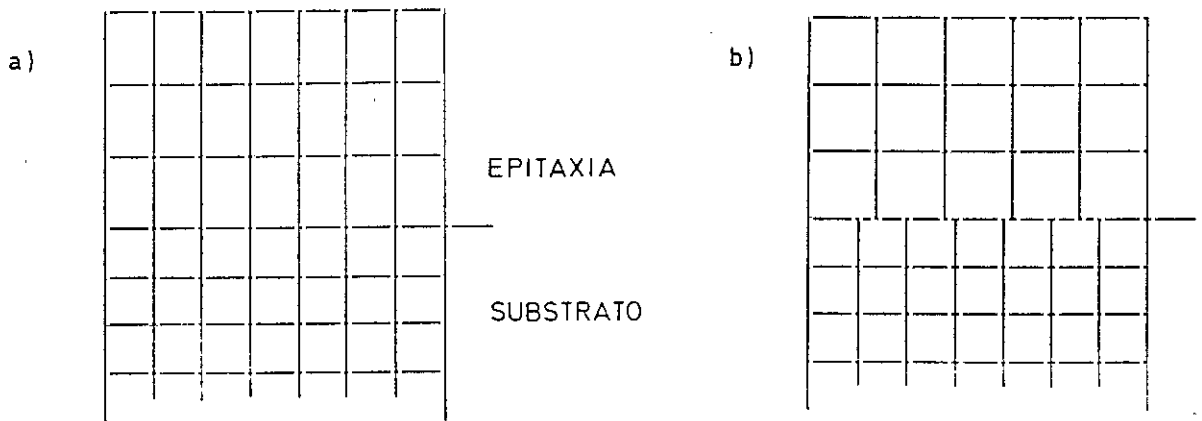


Fig. 4.2: a) Distorsión tetragonal de una epitaxia acoplada al sustrato.
 b) Epitaxia relajada con respecto al sustrato.

Por lo tanto, para una determinada diferencia de parámetro de red, dependiendo del espesor de la epitaxia la heteroestructura se encontrará en un régimen u otro. Para pequeños espesores crecidos es energéticamente más favorable que el material se acople elásticamente. En cambio, para espesores mayores es más favorable que el material se relaje mediante dislocaciones. Igualando las dos ecuaciones anteriores se puede hallar el espesor crítico:

$$h = \frac{9.5b}{8\pi^2} \left(\frac{1-\nu}{1+\nu} \right) \frac{1}{f} \quad (4.3)$$

A partir de esta formula se obtiene que existe una relación inversa entre el espesor crítico y la diferencia de parámetro de red, de forma que cuanto mayor sea la diferencia de parámetro de red entre la epitaxia y el substrato menor será el espesor a partir del cual aparecerán las dislocaciones.

En el modelo desarrollado por Matthews y Blakslee [22,23] (1974-1975) el espesor crítico es determinado por la anchura crecida a la cual la tensión elástica presente en la intercara es lo suficientemente grande para que dislocaciones ya presentes en el substrato se desvíen formando una línea de dislocación en la intercara capaz de relajar la red. Aunque los cálculos de Matthews y Blakeslee reproducen muy bien determinados resultados experimentales el mecanismo propuesto por ellos no parece plausible ya que la densidad de dislocaciones de los substratos es mucho menor que la presente en heteroestructuras donde el material se ha relajado. Hay que tener en cuenta que la densidad de dislocaciones de un substrato de alta calidad de Si es del orden de tan sólo 1cm^{-2} mientras que la densidad de dislocaciones necesaria para relajar el 4% de diferencia de parámetro de red existente entre el GaAs y el Si es del orden de 10^{+12}cm^{-2} .

El modelo de People y Bean[24] (1985) es muy parecido al de van der Merwe sólo que tratan la energía de una dislocación aislada en vez de una distribución regular

de dislocaciones.

En la figura 4.3 está representado el espesor crítico en función de la diferencia de parámetro de red tomados a partir de los modelos de cálculo de espesor crítico más utilizados.

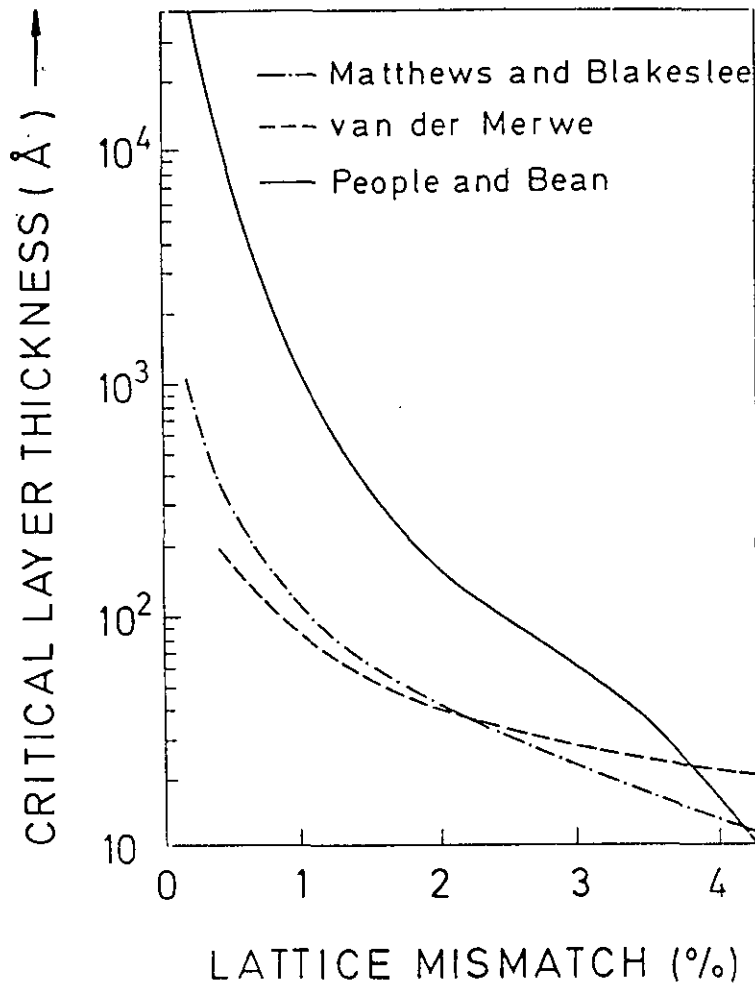


Fig. 4.3: Relación entre el espesor crítico y la diferencia de parámetro de red entre epitaxia y sustrato, según los diferentes modelos.

Cammarata y Sieradzki[25] (1989) han desarrollado un cálculo donde estudia la influencia del signo de la diferencia de parámetro de red en el espesor crítico. Estos cálculos demuestran que los espesores críticos son superiores si la epitaxia tiene un

parámetro de red mayor que el sustrato, y por lo tanto está bajo compresión biaxial, que si la epitaxia tiene un parámetro de red menor. Por ejemplo para una diferencia de parámetro de red del 4% se predicen espesores críticos del orden de 45Å cuando el material está bajo extensión biaxial mientras que será del orden de 200Å si la epitaxia esta en compresión. Si no se tiene en cuenta el signo de la tensión tendríamos un espesor crítico de 120Å.

A la hora de crecer una epitaxia de alta calidad que esté compuesta de materiales con diferente parámetro de red tenemos dos posibilidades:

-Crecimiento de capas suficientemente estrechas para que no se alcance el espesor crítico. En este caso estudiaremos las superredes AlAs/InAs donde se han obtenido superredes de alta calidad cristalina cuando las subcapas crecidas eran menores que el espesor crítico.

-Crecimiento de epitaxias gruesas de forma que sobrepasen con mucho el espesor crítico y la estructura activa se encuentre muy alejada de la zona con dislocaciones que es de baja calidad cristalina. Dentro de esta posibilidad estudiaremos heteroestructuras GaInAs con diferente composición de In sobre sustratos de GaAs. El espesor de las epitaxias de GaInAs es lo suficientemente grande, 1.7 μm , para que sobrepase con mucho el espesor crítico.

Seguidamente mostraremos el crecimiento y caracterización estructural de estas

muestras. La caracterización estructural se realizó mediante difracción de rayos X con un difractómetro θ - 2θ y otro de doble cristal de los que se obtuvo información de:

- Calidad estructural de la epitaxia.
- Parámetros de red paralelo y perpendicular de una lámina epitaxiada.
- Período y composición de una superred.
- Inclinación de la epitaxia respecto al sustrato.

Por último, como aplicación de estructuras tensadas, expondremos el crecimiento y la caracterización eléctrica de una estructura de dopado modulado pseudomorfica n-GaAs/GaInAs.

3.-SUPERREDES AlAs/InAs.

Las heteroestructuras constituidas por materiales con diferente parámetro de red han sido propuestas para la mayoría de dispositivos de semiconductores como FETs[26], láseres[4,27,28] , fotodetectores[29,30]... Son de especial interés tecnológico los materiales con anchura de banda prohibida entre 1.3 y 1.55 μm [30] que es donde está situada una ventana de absorción de las fibras ópticas. Si observamos la gráfica que representa la anchura de banda prohibida y la constante de red de diferentes semiconductores III-V se observa que es posible obtener superredes con la anchura de banda prohibida antes citada combinando capas de InAs (Arseniuro de Indio) y GaAs (Arseniuro de Galio) o InAs y AlAs (Arseniuro de Aluminio). Sin

embargo a pesar de su potencial utilidad, debido a la dificultad de crecimiento de estas superredes, en la literatura solo se encuentra algún trabajo sobre superredes GaAs/InAs[31-33] y ninguno de superredes AlAs/InAs. En esta memoria presentaremos el crecimiento de superredes AlAs/InAs que presenta dos grandes dificultades:

-La gran diferencia de parámetro de red entre el AlAs y el InAs (con una diferencia de parámetro de red relativa del 7%) que supone un espesor crítico de tan solo una o dos monocapas, lo que restringe la composición de las subcapas de las superredes AlAs/InAs a una capa de AlAs(InAs) relativamente ancha (15 monocapas en nuestro caso) y una capa de InAs(AlAs) estrecha (1,2 y 3 monocapas en nuestro caso) para impedir la presencia de dislocaciones dentro de la superred.

-Las temperaturas de substrato óptimas de AlAs e InAs crecidos por MBE son muy diferentes. Para crecer InAs con una alta incorporación de In y sin difusión de las intercaras es necesario crecerlas a una temperatura de substrato inferior a 530°C[34] (Fig.4.4). El crecimiento de InAs o compuestos ternarios que contienen In a temperaturas de substrato superiores presenta el problema de que la incorporación del In disminuye al aumentar la temperatura de crecimiento siendo muy difícil de controlar la composición y la velocidad de crecimiento reales.

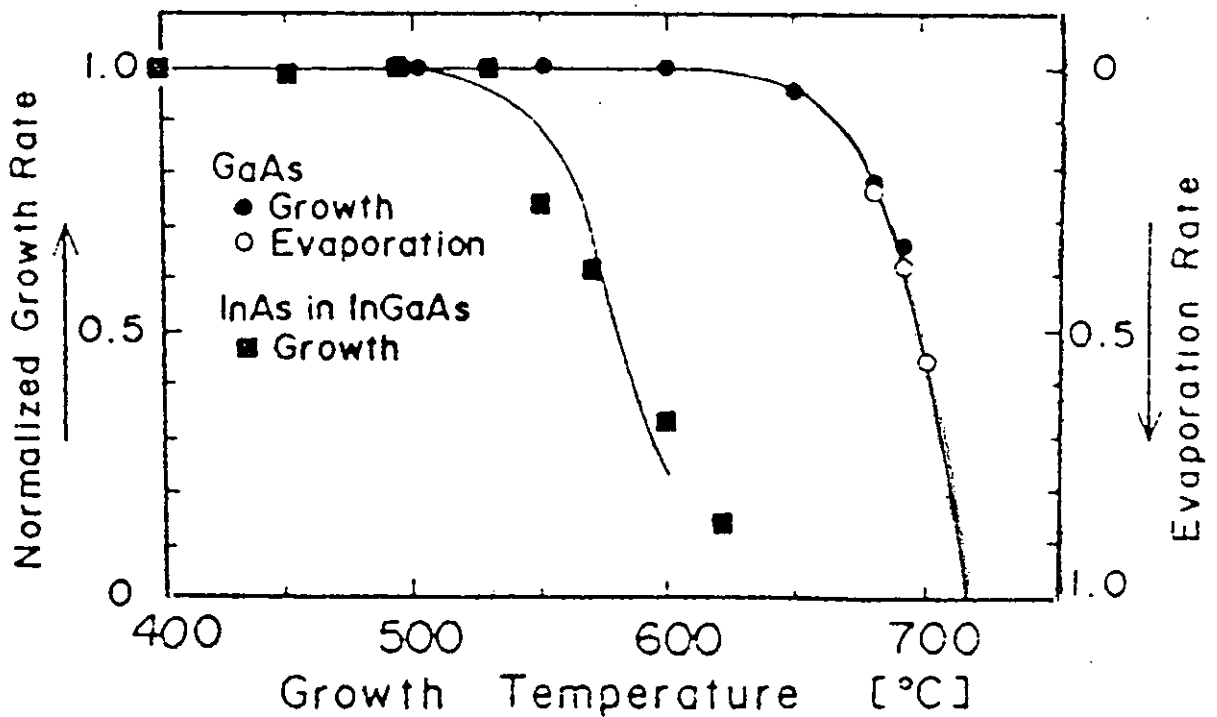


Fig. 4.4: Influencia de la temperatura de sustrato en la incorporación de In en GaInAs y Ga en GaAs [3,4].

Además la baja movilidad superficial y alta reactividad química del AlAs hace que sea muy difícil de crecer AlAs de alta calidad por MBE con temperatura de sustrato por debajo de 700°C a velocidades de crecimiento típicas de MBE. Heiblum [35] demostró que reduciendo la velocidad de crecimiento hasta 0.14 $\mu\text{m}/\text{h}$. se pueden obtener láminas de AlGaAs de alta calidad a una temperatura de sustrato de tan sólo 600°C. Por otro lado como vimos en el capítulo 2, mediante ALMBE, se pueden conseguir heteroestructuras con AlAs de alta calidad a tan sólo 400°C[36]. A esta misma temperatura de sustrato se ha demostrado que también es posible crecer, también mediante ALMBE, InAs de alta calidad cristalina[37].

3.1-Crecimiento de superredes AlAs/InAs.

Mientras por MBE convencional el crecimiento bidimensional (en competición con otros mecanismos de crecimiento tales como la propagación de escalones y la formación de islas tridimensionales) sólo se alcanza sobre un rango optimizado de temperatura de crecimiento, relación de flujos V/III y baja densidad de escalones superficiales, el proceso de ALMBE amplía el rango de condiciones de un crecimiento bidimensional. En particular, materiales como AlAs e InAs que por MBE necesitan condiciones de crecimiento muy diferentes para conseguir epitaxias de alta calidad cristalina, pueden ser obtenidas a una temperatura de sustrato común (400°C) por ALMBE. Este hecho abre la posibilidad de crecer superredes de alta calidad cristalina a partir de materiales tan distintos desde el punto de vista de crecimiento MBE como son AlAs e InAs. Además, una baja temperatura de sustrato es esencial para el crecimiento de intercaras abruptas y estructuras bien definidas ya que la reducción de temperatura reduce también la difusión de los materiales en las intercaras.

Cómo ya se indicó en el capítulo 2, creciendo por ALMBE, se obtienen epitaxias con la misma alta calidad cristalina cuando se pulsa únicamente el haz del elemento del grupo V que pulsando el haz de ambos grupos. Cómo cuando se pulsa sólo el elemento del grupo V la velocidad de crecimiento es doble y tiene un menor uso de pantallas que cuando se pulsan ambos elementos las siguientes muestras se han crecido por ALMBE pulsando sólo el haz del elemento del grupo V.

Se han crecido las siguientes series de muestras[39-43]:

1) Superredes ricas en AlAs:

Se ha crecido una serie de cuatro muestras en las que la anchura del componente mayoritario, AlAs, es constante (15 monocapas) y la anchura del componente minoritario InAs varía (1, 2, 3 y 5 monocapas). Debido a que el AlAs es un material que se oxida muy fácilmente al final de cada superred se ha crecido una capa protectora de GaAs de 20 monocapas (aproximadamente 60Å).

2) Superredes ricas en InAs:

Se ha crecido una serie de cuatro muestras en las que la anchura del componente mayoritario, InAs, es constante (15 monocapas) y se varía la anchura del componente minoritario, AlAs, (1, 2, 5 y 10 monocapas). En esta serie de muestras la última capa crecida fue la de InAs para proteger a la superred de una posible oxidación.

La anchura total de todas las superredes es de $0.3\mu\text{m}$ lo que corresponde con 57 períodos de la superred. En ambas series antes del crecimiento de cada superred se creció una capa de GaAs, buffer, de $0.3\mu\text{m}$. Esta homoepitaxia sirve para separar la superred de las impurezas de la superficie del substrato. Otra razón del crecimiento de esta capa de GaAs es que el material crecido por MBE es de una calidad cristalina superior a la del substrato y para el crecimiento de una superred de calidad es necesario partir de una superficie de alta calidad.

La presión de As_4 en la posición de la muestra durante el crecimiento de estas muestras fue del orden de 4×10^{-6} Torr. Las temperaturas de crecimiento de Al e In fueron calibradas en una muestra previa mediante oscilaciones RHEED para conseguir velocidades de crecimiento de una monocapa por segundo. Debido a la gran diferencia de parámetro de red entre el InAs y el sustrato de GaAs (7%) no es posible observar oscilaciones RHEED en el crecimiento de InAs sobre GaAs por lo que es necesario medir las velocidades de GaInAs (con una diferencia de parámetro de red con el sustrato menor) y de GaAs a una determinada temperatura de In y Ga. La diferencia entre ambas velocidades corresponderá a la velocidad de crecimiento del InAs.

El procedimiento de ALMBE utilizado en el crecimiento de estas muestras consiste en el suministro continuo del elemento del grupo III (In o Al) y pulsos periódicos de As_4 (0.3 segundos abierto y 0.7 segundos cerrado) coincidiendo con la deposición completa de una monocapa.

Antes de crecer las superredes AlAs/InAs se estudió mediante RHEED el proceso de relajación de los materiales en volumen. El estudio se hizo creciendo un material en volumen sobre el otro en las mismas condiciones en que luego se crecieron las superredes. Con la técnica RHEED y midiendo la posición y anchura de las barras de difracción podemos obtener información del parámetro de red superficial en el plano y de la rugosidad superficial.

Mediante estas medidas[38] se ha observado que existe una gran asimetría entre

el crecimiento de AlAs sobre InAs y el de InAs sobre AlAs. El crecimiento de InAs sobre AlAs es bidimensional alcanzando su parámetro de red en tan sólo siete monocapas y la misma anchura de las barras de difracción que en el AlAs en volumen después de sólo 16 monocapas. Por otro lado en el crecimiento de AlAs sobre InAs se observa un proceso de relajación más lento alcanzándose el parámetro de red en el plano del AlAs después de aproximadamente 30 monocapas con un frente de crecimiento rugoso. Como se verá esta asimetría en el crecimiento de los materiales en volumen tendrá su influencia en el crecimiento de las superredes.

3.2- Caracterización estructural de láminas epitaxiadas mediante rayos X.

Después del crecimiento las muestras fueron caracterizadas estructural[38,43] y ópticamente[39-42]. En la presente memoria exponemos la caracterización estructural realizada mediante un difractómetro de rayos X θ - 2θ y un difractómetro de doble cristal. De esta caracterización hemos obtenido información de:

- Calidad estructural de la epitaxia.
- Parámetro de red paralelo y perpendicular de las láminas.
- Período y estado de tensiones de la superred.

3.2.1- Calidad estructural de láminas epitaxiadas.

Una de las informaciones que se puede obtener de la difracción de rayos X es de la calidad estructural de la lámina epitaxiada. Si aplicáramos la ley de Bragg en un sistema experimental perfecto (haz de rayos X perfectamente monocromáticos y

paralelos) y a una muestra perfecta e infinita obtendríamos un máximo de difracción a un ángulo de difracción determinado y en el resto del barrido angular tendríamos una intensidad nula. En la descripción del sistema experimental ya hemos indicado cual es la influencia del sistema experimental en la resolución de la medida. A continuación estudiaremos como influye el espesor y las imperfecciones de la epitaxia en la anchura de los picos de rayos X.

Las muestras epitaxiadas no son perfectas ni pueden ser tratadas como si fueran infinitas. Un parámetro muy importante en la anchura de los máximos de rayos X es la longitud de coherencia o espesor de la epitaxia que difracta coherentemente. Según la teoría cinemática la relación entre la anchura de rayos X y la longitud de coherencia es[44]:

$$\Delta\theta_{FWHM} = \frac{\lambda \text{sen}\theta_B}{l_1 \text{sen}2\theta_B} \quad (4.4)$$

siendo: λ la longitud de onda del haz de rayos X

θ_B es la longitud de Bragg de la reflexión correspondiente

$\Delta\theta_{FWHM}$ es la anchura del máximo de rayos X

l_1 es la longitud coherente de difracción en la reflexión que se está caracterizando.

En el caso de que la epitaxia sea desde el punto de vista de rayos X perfecta la longitud de coherencia y el espesor de la epitaxia en la dirección que se está

caracterizando coincidirán. De esta forma de la anchura de rayos X, o lo que es lo mismo de la longitud de coherencia, podemos obtener información de la calidad estructural de la epitaxia.

3.2.2-Medida de los parámetros de red paralelo y perpendicular de una lámina epitaxiada.

Para la obtención del parámetro de red perpendicular al plano de crecimiento de una epitaxia basta hacer un barrido angular alrededor de una reflexión (00L) del sustrato. A estas reflexiones se las denomina simétricas porque la ley de Bragg se produce de forma simétrica con la superficie de la muestra, habitualmente (001). Una vez realizado el difractograma se observa que además del máximo correspondiente al sustrato existe uno o más máximos correspondientes a la epitaxia. Tomando como referencia la posición angular del sustrato y, si la diferencia de parámetro de red entre la epitaxia y el sustrato es pequeña, diferenciando la ley de Bragg[45] se obtiene el parámetro de red perpendicular de la epitaxia en función de la distancia angular entre la epitaxia y el sustrato:

$$\frac{\Delta d}{d} = -\cot\theta \Delta\theta \quad (4.5)$$

siendo: θ la posición angular del sustrato de la reflexión de Bragg correspondiente

$\Delta\theta$ la distancia angular entre la epitaxia y el sustrato.

d el parámetro de red del sustrato en la reflexión correspondiente.

Δd la diferencia de parámetro de red entre la epitaxia y el sustrato.

De la posición del parámetro de red perpendicular se puede obtener información de la composición de la aleación o de la superred que se está caracterizando. Para ello en principio vamos a suponer que la epitaxia y el sustrato tienen prácticamente el mismo parámetro de red como es el caso de las heteroestructuras $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. En este tipo de heteroestructuras la intercara es coherente y por lo tanto el parámetro de red paralelo al plano de crecimiento de la epitaxia y del sustrato es el mismo. Debido a que el espesor del sustrato ($300\mu\text{m}$) es mucho mayor que el de la epitaxia (del orden de décimas de micra) es la epitaxia la que se acopla al sustrato. En el caso de la heteroestructura $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ la epitaxia está comprimida en el plano de crecimiento para acoplarse al sustrato. Al comprimirse en el plano de crecimiento la epitaxia sufre una extensión en la dirección perpendicular. Si esta extensión se produce de forma elástica, es decir sin que se produzcan tensiones en el plano perpendicular, del tensor de elasticidad se puede obtener que la relación entre la deformación en el plano de crecimiento y en la dirección perpendicular[46-48] es :

$$e_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}} e_{xx} \tag{4.6}$$

siendo: e_{xx} , $(a_{xx}-a_0)/a_0$, la deformación relativa en el plano de crecimiento,
 e_{zz} , $(a_{zz}-a_0)/a_0$, la deformación relativa en la dirección perpendicular
 a_{xx} , a_{zz} y a_0 son los parámetros de red paralelo, perpendicular y en volumen de la epitaxia a estudiar y C_{ij} las constantes elásticas del material que se deforma.

Por lo tanto, cuando la epitaxia se acopla al sustrato pasa de tener una

estructura cúbica a una estructura tetragonal. A esta deformación se le denomina distorsión tetragonal. De esta forma una vez conocido el parámetro de red perpendicular de la epitaxia y suponiendo que se cumple la ley de Vegard, el parámetro de red de un material ternario es intermedio al de los dos binarios correspondientes siguiendo una relación lineal, se puede determinar la composición de una aleación[46] o la composición media de una superred[47-49].

En el caso en que la epitaxia tenga un parámetro de red en el plano distinto al del substrato para conocer la composición de una aleación o una superred ya no basta con conocer únicamente el parámetro perpendicular de la epitaxia sino que también es necesario conocer el estado de tensiones de la epitaxia y por lo tanto el parámetro de red en el plano. Para ello hay que medir la estructura en una reflexión de la que podamos obtener información del parámetro de red en el plano, es decir en planos que formen un ángulo con la superficie de forma que al obtener la distancia interplanar tenga una componente paralela al plano de crecimiento y otra componente perpendicular. La reflexión más utilizada para la caracterización del parámetro de red paralelo es la (115) debido a que es una reflexión bastante intensa y a que es relativamente cercana de la reflexión (004).

Supongamos que medimos la muestra en una reflexión asimétrica que forma un ángulo ϕ con la superficie de la muestra y el ángulo de Bragg del substrato en esta reflexión es Θ . Cuando la epitaxia es crecida sobre un substrato de diferente parámetro puede sufrir una distorsión tetragonal y/o tener alguna inclinación entre el substrato

y la epitaxia. Por lo tanto la distancia angular entre los máximos de difracción del sustrato y de la epitaxia tienen dos componentes:

- $\Delta\phi$, componente debido a la posible inclinación entre el plano de la epitaxia y del sustrato.
- $\Delta\theta$, componente debido a la diferencia de distancia interplanar correspondiente a la familia de planos que se está caracterizando, entre epitaxia y sustrato.

Para obtener $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$ separadamente es necesario hacer dos barridos diferentes en la misma reflexión. Un desplazamiento $\Delta\theta_1$ es medido de forma que el ángulo que forman el haz incidente y la superficie de la muestra forman un ángulo $(\theta + \phi)$. Otro desplazamiento angular $\Delta\theta_2$ es medido rotando la muestra 180° y buscando el máximo de Bragg de forma que el ángulo que forma el haz incidente con la muestra es $(\theta - \phi)$. En la figura 4.5 se pueden observar las configuraciones $\theta + \phi$ y $\theta - \phi$ en la medida de una reflexión que forma un ángulo ϕ con respecto a la superficie de la muestra.

Midiendo en estas dos configuraciones se puede obtener experimentalmente $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$ a partir de:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\theta_1 + \Delta\theta_2}{2} \quad (4.7)$$

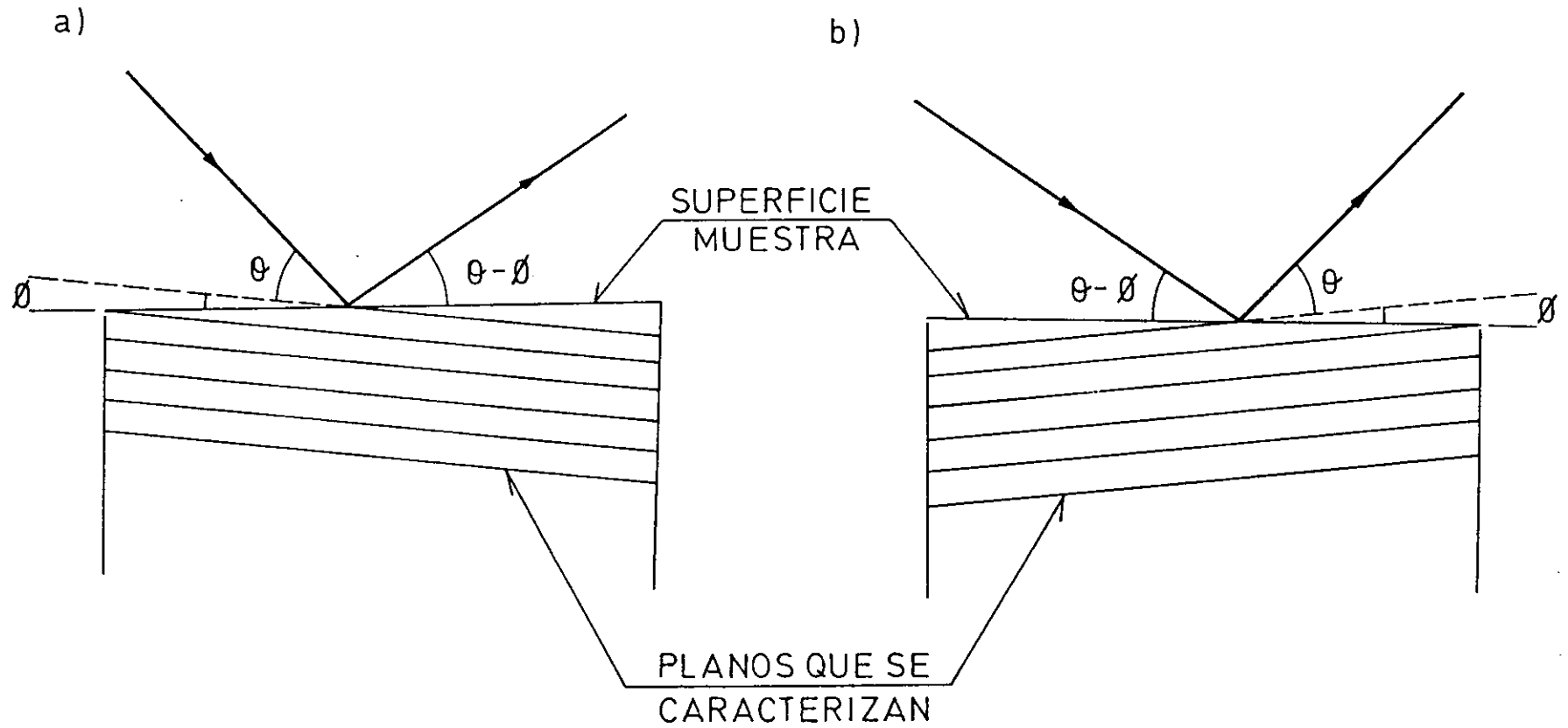


Fig. 4.5: Configuración $\theta - \phi$ y $\theta + \phi$ y haz incidente y reflejado en una reflexión asimétrica.

$$\Delta\phi = \frac{\Delta\theta_1 - \Delta\theta_2}{2} \quad (4.8)$$

La diferencia de distancia interplanar entre la epitaxia y el substrato en la reflexión que se está midiendo vendrá dada por:

$$\frac{\Delta d_{hkl}}{d_{hkl}} = -\cot\theta_{B\ hkl} \Delta\theta_{B\ hkl} \quad (4.9)$$

siendo $\Delta d_{hkl}/d_{hkl}$ la diferencia relativa de distancia interplanar entre la epitaxia y el substrato en la reflexión hkl que se está midiendo y $\theta_{B\ hkl}$ el ángulo de Bragg del substrato en la reflexión hkl.

Si Δd_{\perp} y Δd_{\parallel} ($\Delta d_{\perp} = d_{\perp} - d_0$ y $\Delta d_{\parallel} = d_{\parallel} - d_0$ siendo d_{\perp} y d_{\parallel} los parámetros de red paralelo y perpendicular al plano de crecimiento de la epitaxia y d_0 es el parámetro de red del substrato) son las diferencias de parámetro de red perpendicular y paralela al plano de crecimiento entre la epitaxia y el substrato, y asumiendo que las deformaciones a lo largo de las direcciones (010) y (100) son equivalentes (existe una simetría en el plano de crecimiento) se pueden determinar las diferencias de parámetro de red entre epitaxia y substrato en el plano y perpendicularmente a partir de $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$ [45,50]:

$$\frac{\Delta d_{\perp}}{d_0} = \Delta \phi \tan \phi + \Delta \theta \cot \theta \quad (4.10)$$

$$\frac{\Delta d_{\parallel}}{d_0} = -\Delta \phi \cot \phi + \cot \theta \Delta \theta \quad (4.11)$$

siendo ϕ el ángulo entre el plano (hkl) y la superficie (001) de la muestra y θ el ángulo de Bragg de la reflexión (hkl) del substrato. Si los valores del parámetro de red paralelo y perpendicular son distintos la celda unidad estará deformada. Para determinar, por ejemplo, la composición de la epitaxia a partir del valor del parámetro de red sería deseable conocer el parámetro de red del material sin deformar. A partir de los valores del parámetro de red paralelo y perpendicular y teniendo en cuenta la teoría elástica se puede calcular cual sería el parámetro de red de la epitaxia relajada y a partir de éste mediante la ley de Vegard obtener la composición de la epitaxia bajo estudio.

3.2.3- Caracterización estructural de superredes.

La celda unidad de una superred está compuesta por n_A monocapas del material A cuyo parámetro de red perpendicular es d_A y n_B monocapas del material B cuyo parámetro de red perpendicular es d_B y, por lo tanto, el período de la superred será $C = (n_A d_A + n_B d_B) / 2$ (Fig. 4.6). Al caracterizar mediante rayos X las superredes, debido a la superperiodicidad de estas se observa un efecto similar a la periodicidad de la red de un cristal, obteniéndose unos máximos de intensidad que corresponden a la solución

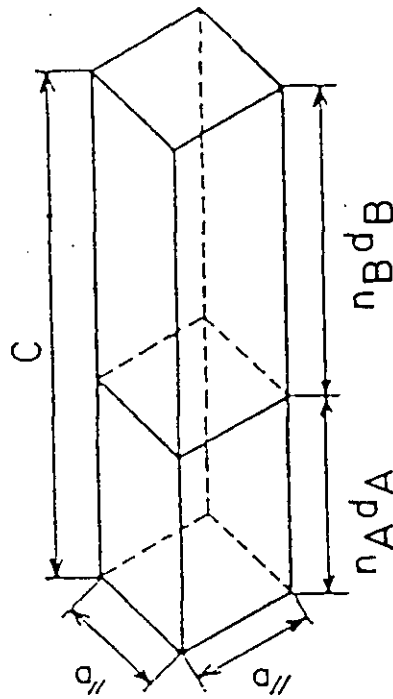


Fig. 4.6: Celda unidad de una superred compuesta por n_A monocapas de un material A de parámetro de red perpendicular d_A y n_B monocapas de un material B de parámetro de red perpendicular d_B .

de la ecuación de Bragg aplicada al período de la superred. Estos máximos de difracción están situados aproximadamente equidistantes en ángulo alrededor del máximo correspondiente al substrato. A estos máximos correspondientes de la superred se les denominan satélites de la superred. De la posición de un máximo de la superred conociendo cual es el orden del máximo, n , y aplicando la ley de Bragg se puede conocer el período de la superred:

$$2 C \text{ sen } \theta = n \lambda \quad (4.12)$$

siendo: n el orden del satélite correspondiente,

θ la posición angular del satélite ,

C el período de la superred.

Pero esta no es una forma útil de medir los períodos de la superred debido a que normalmente no se hace un barrido desde bajos ángulos sino que se hace un barrido alrededor de un máximo de difracción del substrato y por lo tanto el valor de n es desconocido. El período de la superred se obtendrá a partir de las distancias angulares entre los diferentes satélites[46].

Uno de los satélites el de orden $n=n_A+n_B=L$ estará en una posición angular que corresponde al parámetro de red d_L :

$$d_L = \frac{C}{L} = \frac{n_A d_A + n_B d_B}{n_A + n_B} \quad (4.13)$$

Este máximo es fácilmente identificable ya que está situado entre los máximos correspondientes a los dos componentes de la superred de parámetro de red perpendicular d_A y d_B . A este máximo, L , se le denomina orden cero de la superred y de su posición se puede obtener el parámetro de red perpendicular promedio de la superred. A partir del parámetro de red perpendicular promedio de la superred y con los cálculos de elasticidad descritos con anterioridad para las aleaciones se puede determinar la composición media de la superred.

Alrededor del satélite de orden cero, L , cuyo valor es desconocido en principio están situados otros máximos correspondientes a la superred. A los satélites situados a ángulos menores que el orden cero se les denomina sucesivamente $L-1$, $L-2$, $L-3$... mientras que a los que están situados a ángulos mayores se les denominan $L+1$, $L+2$,

$L+3\dots$ A partir de las posiciones angulares de dos satélites cualquiera $L-i$ y $L+j$ y siendo $d_{L-i}=C/(L-i)$ y $d_{L+j}=C/(L+j)$, igualando el período de la superred en ambas ecuaciones y operando se puede obtener el valor de L [46]:

$$L = \frac{d_{L-i}-d_{L+j}}{d_{L+j}} (i+j) + i$$

Una vez conocido L y d_L , el período de la superred se puede obtener fácilmente ya que $C=Ld_L$.

Además de la posición de los satélites otro factor importante en la caracterización mediante rayos X de las superredes es la intensidad de los satélites. Para ello partimos de la teoría cinemática y suponemos que el parámetro de red perpendicular dentro de cada una de las subcapas es único siendo el resultante de aplicar la distorsión tetragonal a cada componente de la superred. Esta suposición implica que las intercaras entre ambos materiales de la superred son perfectamente abruptas con un crecimiento bidimensional y sin ningún tipo de segregación ni difusión. Teniendo en cuenta que la intensidad del satélite L es proporcional al cuadrado del factor de estructura $F_c(00L)$

$$F_c(00L) = \sum_{j=1}^N f_j \exp(2\pi Lz_j) \quad (4.15)$$

siendo N el número total de átomos de la celda unidad de la superred, f_j el factor de dispersión del átomo j y z_j la coordenada fraccional del átomo j .

Al desarrollar este sumatorio se observa que existen una serie de extinciones en los satélites $L_{\pm i}$ cuando $i=k(1+n_A/n_B)$ es un número entero, siendo k también un número entero[46]. Por ejemplo si $n_A=n_B$ todos los satélites $L_{\pm 2k}$ serán una extinción. A la hora de caracterizar un difractograma de rayos X de una superred es importante tener en cuenta estas extinciones para no obtener valores falsos del período.

Las intensidades de los satélites de orden superior disminuyen en gran medida cuando la calidad de la superred empeora, bien porque el crecimiento no es bidimensional bien por la existencia de difusión en las intercaras. Intuitivamente esto puede entenderse si tenemos en cuenta que si la superred se desordena totalmente pasara a ser una aleación y por tanto presenta solamente un máximo de difracción entre los dos materiales que la constituyen, apareciendo en la misma posición que el orden cero de la superred, y desapareciendo el resto de los satélites. La intensidad de los satélites de orden superior está directamente relacionada con la calidad de la superred y hay diversos trabajos en los que provocando una difusión en la intercara mediante recocidos observan como disminuyen la intensidad de los satélites de orden superior[51].

Además de depender de la calidad estructural la intensidad de los satélites depende de un factor intrínseco a la estructura de la superred. Así cuanto mayor sea la diferencia entre el número de monocapas de los materiales que constituyen la superred el factor de estructura de la superred para satélites de orden superior disminuye. En otras palabras cuanto menor sea $\Delta n/(n_A+n_B)$, mayor será la intensidad

de los satélites de orden superior[46]. Por lo tanto, no se puede comparar la calidad de dos superredes con composiciones diferentes simplemente con una comparación de intensidades.

Otro factor a tener en cuenta en relación con las intensidades de una superred es la reflexión en que la superred se está midiendo ya que el factor de dispersión de un material varía mucho de una reflexión a otra. Por otro lado el factor de estructura de una superred tiene valores importantes cerca de las posiciones angulares de difracción de los materiales que constituyen la superred. Quillec y colaboradores [52] basándose en la teoría cinemática realizaron un diagrama esquemático del factor de estructura de una superred que está detallado en la figura 4.7. En ella se puede observar que las intensidades de los satélites siguen dos envolventes centradas cada una de ellas en la posición angular del parámetro de red perpendicular de cada subcapa donde la anchura de cada envolvente es $2/Z_i$ siendo Z_i la anchura de cada subcapa.

En el caso de superredes AlAs/GaAs donde la diferencia de parámetro de red entre los materiales constituyentes es muy pequeña las dos envolventes están centradas prácticamente en la misma posición angular y por lo tanto existe una simetría en la intensidad de los satélites con respecto al orden cero de la superred.

En el caso de superredes con una gran diferencia de parámetro de red, como es el caso de superredes AlAs/InAs, las envolventes están centradas en posiciones distantes $1/a_1$ y $1/a_2$ en la figura 4.7 y hay una asimetría de la intensidad de los

satélites con respecto al orden cero de la superred.

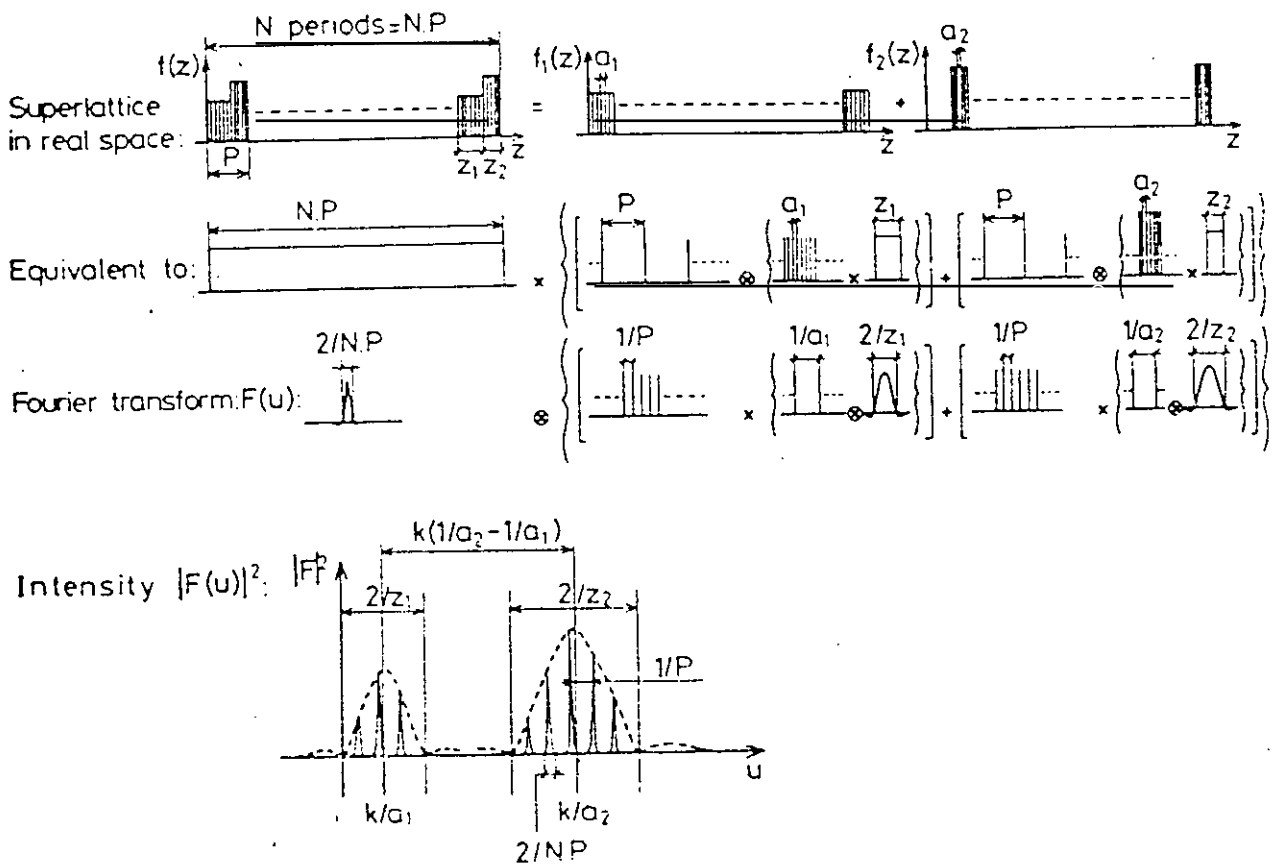


Fig. 4.7: Diagrama esquemático de la intensidad de los satélites según su posición angular según la teoría cinemática [52].

3.3- Caracterización de superredes AlAs/InAs mediante un difractómetro θ - 2θ .

A las dos series de superredes AlAs/InAs, las hemos caracterizado realizando barridos de 20° en 2θ alrededor de la reflexión (002) del sustrato con el difractómetro θ - 2θ . En las figuras 4.8 y 4.9 se pueden observar los difractogramas obtenidos de las dos series de superredes. En ellos se observan una serie de máximos de intensidad, equidistantes en ángulo, alrededor del máximo correspondiente al sustrato. Estos máximos son reflexiones correspondientes a la superperiodicidad de la superred y son denominados satélites de la superred. De la posición de estos máximos hemos calculado tanto el período de la superred como el valor perpendicular

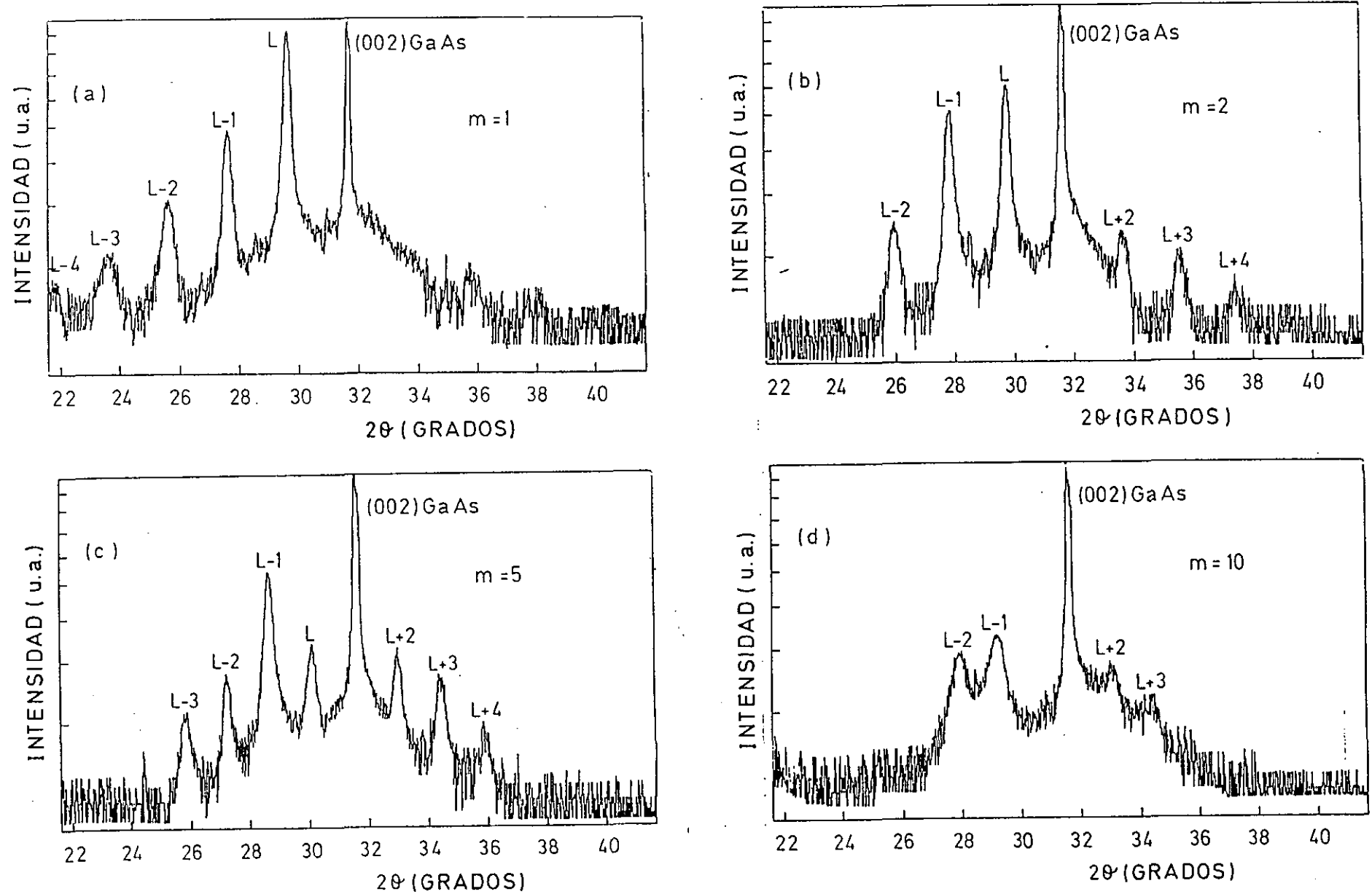


Fig. 4.8: Difractogramas θ - 2θ en la proximidad de la reflexión (002) del GaAs de las superredes $(\text{AlAs})_m(\text{InAs})_{15}$; (a) $m = 1$, (b) $m = 2$, (c) $m = 5$ y (d) $m = 10$.

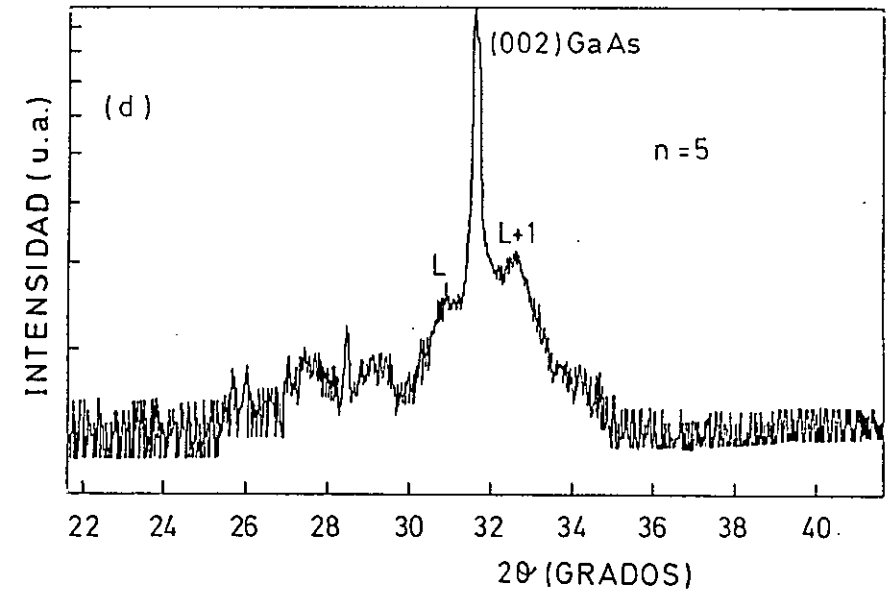
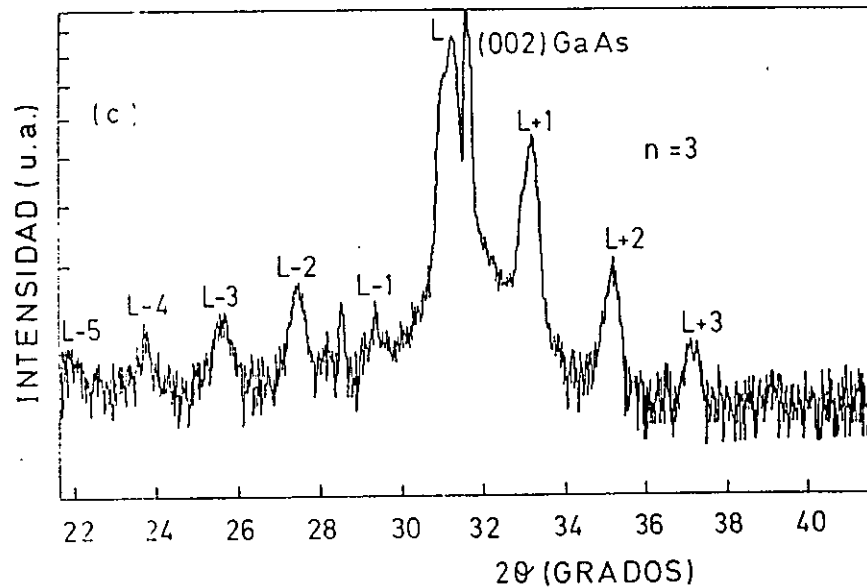
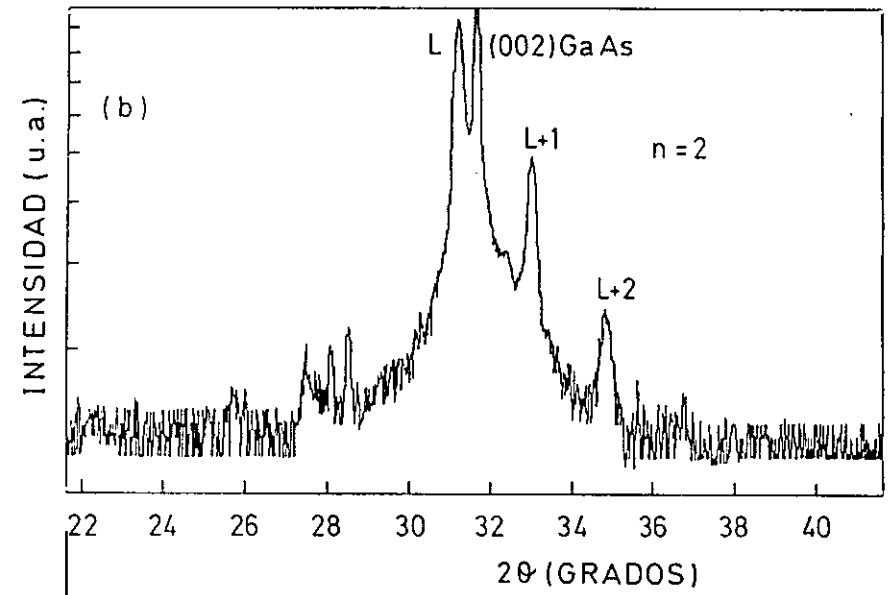
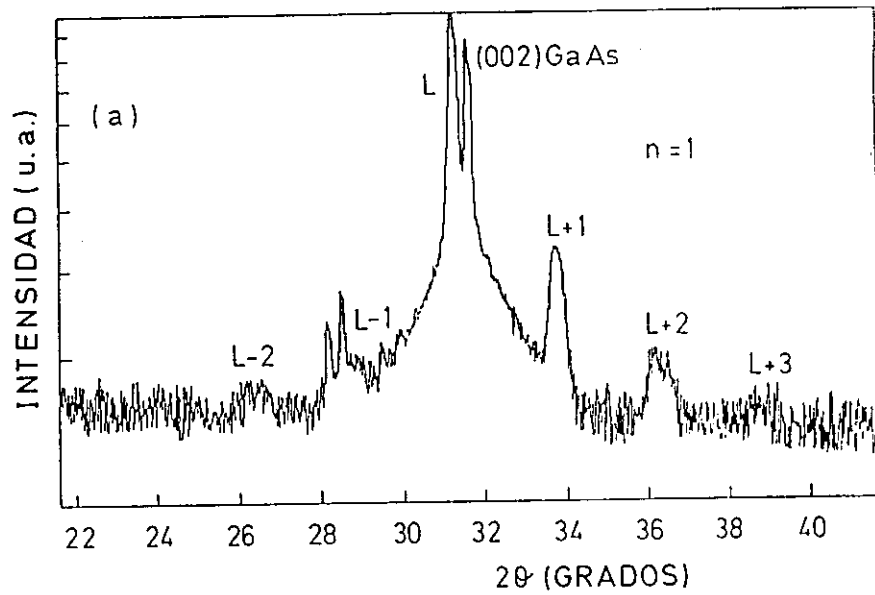


Fig. 4.9: Difractogramas θ - 2θ en la proximidad de la reflexión (002) del GaAs de las superredes $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_n$; (a) $n = 1$, (b) $n = 2$, (c) $n = 3$ y (d) $n = 5$.

del parámetro de red promedio y por lo tanto el número de monocapas de cada período. El número de monocapas por período en cada superred concuerda con los diseñados dentro de un error de un 5%.

Como vimos en el apartado 3.2.3 las intensidades de los satélites siguen dos envolventes centradas en $1/a_1$ y $1/a_2$ siendo a_1 y a_2 el parámetro de red de cada componente en el plano que se está caracterizando. Debido a que en las superredes AlAs/InAs existe una gran diferencia de parámetro de red entre los materiales que las componen los centros de ambas envolventes están muy distanciados. En los difractogramas de las figuras 4.8 y 4.9 se observa que en las superredes ricas en InAs (AlAs) los satélites con intensidad máxima están alrededor de la posición angular del InAs(AlAs). Esto es debido a que la intensidad de cada envolvente es función del espesor de la subcapa del material al que corresponde.

Si la anchura de las subcapas de los materiales que componen la superred son lo suficientemente anchas y por lo tanto las envolventes son muy estrechas pueden llegar a estar ambas envolventes totalmente separadas[52]:

$$k \left[\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} \right] > \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \quad (4.16)$$

siendo k el orden de la reflexión en la que se está midiendo a_1 y a_2 los parámetros de red perpendiculares de los dos materiales que constituyen la superred y Z_1 y Z_2 la anchuras de las subcapas.

Y cómo $\Delta a = a_2 - a_1 \ll a_1$ se tiene:

$$\left[\frac{\Delta a}{a} \right] > \frac{a_1}{k} \left[\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \right] \quad (4.17)$$

En el caso de las superredes AlAs/InAs la diferencia relativa de parámetro de red es del 7% y en la reflexión (002) $k=2$ por lo que operando en la ecuación anterior se obtiene que la superred $(\text{AlAs})_5(\text{InAs})_{15}$ en esta reflexión tiene las dos envolventes separadas y como se puede observar en la figura 4.10 el orden cero, L , que está entre las dos envolventes, tiene menor intensidad que el satélite $L-1$ que está en la envolvente correspondiente al InAs.

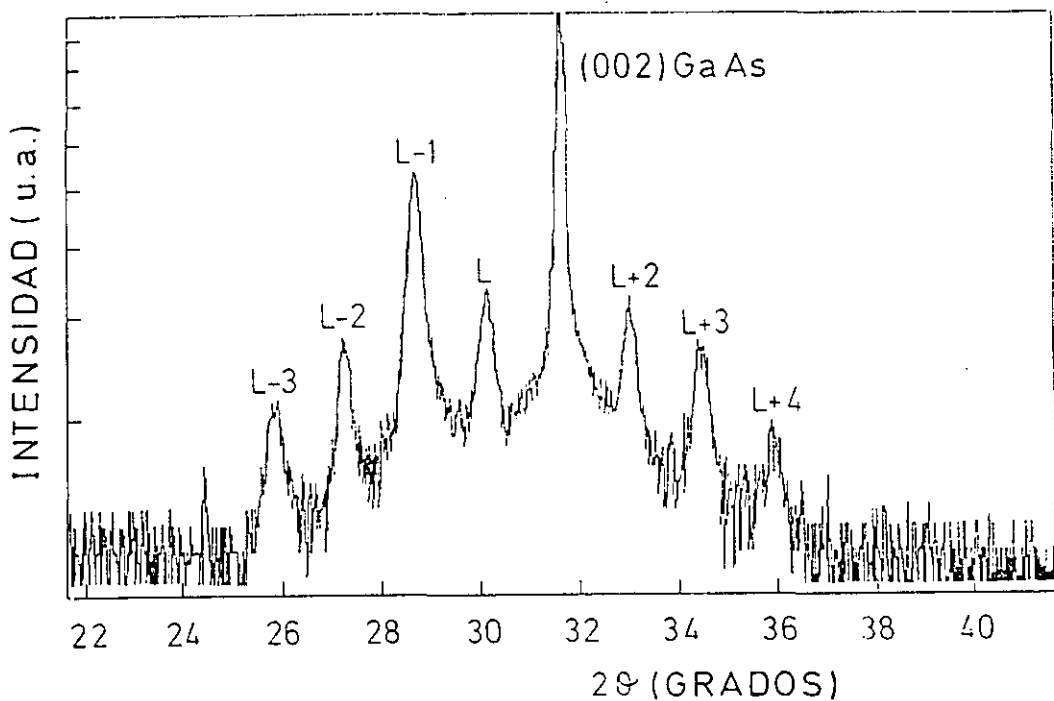


Fig. 4.10: Digractograma θ - 2θ en la proximidad de la reflexión (002) del GaAs, de la superred $(\text{AlAs})_5(\text{InAs})_{15}$.

También se puede obtener información de la calidad de la superred mediante el estudio de la anchura de los satélites. Los difractogramas de rayos X realizados con un difractómetro Θ - 2Θ no son los más adecuados para el estudio de la calidad estructural de las epitaxias ya que no detectan el ensanchamiento debido a una estructura tipo mosaico que aparece en la epitaxia cuando la red se relaja mediante dislocaciones[53-55]. Además hay que tener en cuenta a la hora de estudiar la anchura de los satélites es la baja resolución que tiene esta técnica ya que la anchura del máximo correspondiente al sustrato es de 8 minutos de arco, si se compara con la medida de la anchura del máximo correspondiente al sustrato en el difractómetro de doble cristal que es del orden de 30 segundos de arco. Pero a pesar de ello con la anchura del orden cero de la superred podemos obtener una idea relativa de la calidad de las superredes.

Ya a primera vista se observa que las superredes $\text{AlAs}_{10}/\text{InAs}_{15}$ y $\text{AlAs}_{15}/\text{InAs}_{10}$ son de baja calidad pues no se observa el orden cero y el resto de los picos son muy anchos. Para comparar la calidad del resto de las superredes se han calculado la anchura a altura media del orden cero de cada superred que se exponen en la tabla 4.1.

El continuo deterioro de la superred cuando aumenta la anchura de la subcapa minoritaria es debido a que el espesor crítico de las heteroestructuras con una diferencia de parámetro de red tan grande es de tan solo una o dos monocapas dependiendo de las condiciones de crecimiento. De estos resultados[38], comparando

n	m	FWHM(min.arco)
1	15	9
2	15	11
3	15	15
15	1	11
15	2	12
15	5	15

Tabla 4.1: Anchura a media altura del orden cero de la superred en la proximidad de la reflexión (002) del GaAs para las diferentes superredes $(AlAs)_m(InAs)_n$ medidas con el difractor de polvo ($\Theta-2\Theta$).

la anchura del satélite de orden cero de las superredes se observa que las superredes ricas en AlAs tienen una más rápida degradación con el aumento de la anchura de la subcapa del elemento minoritario que las superredes ricas en InAs. Resultados Raman[38] confirman estos datos observándose que la calidad de la superred $InAs_{15}/AlAs_5$ es mucho mayor que la de la superred $AlAs_{15}/InAs_5$. Esta asimetría coincide con los resultados RHEED anteriormente expuestos donde se observaba que el proceso de relajación en el crecimiento de InAs sobre AlAs es mucho más rápido que el inverso. Nosotros atribuimos este comportamiento a la asimetría existente debido a que el InAs crecido sobre AlAs crece en compresión mientras que el AlAs crecido sobre InAs crece en tensión y su influencia en la cinética de crecimiento y en la formación de defectos. Un estudio más detallado debería considerar las diferencias

energéticas para la formación de defectos que relajen la red (dislocaciones) en ambos materiales.

3.4- Caracterización de superredes AlAs/InAs mediante un difractómetro de doble cristal

Como ya se indicó el difractómetro de polvo no es la técnica más apropiada para obtener información de la calidad cristalina de las epitaxias semiconductoras debido a su baja resolución y a que con esta técnica no se detecta el ensanchamiento debido a las estructuras tipo mosaico[53-55] que se forman con la aparición de dislocaciones. Un análisis más detallado requiere la utilización de un difractómetro de doble cristal en el que la resolución experimental es mucho menor y la anchura del máximo correspondiente al sustrato medida con este difractómetro es de tan solo 30 segundos de arco. Otra ventaja de la técnica de difractómetro de doble cristal es la posibilidad de obtener los diagramas de difracción en las proximidades de reflexiones de Bragg asimétricas y por lo tanto obtener información del parámetro de red en el plano. Por otro lado, la desventaja que tiene esta técnica con respecto al difractómetro de polvo es la menor intensidad de los máximos debido a que el haz de rayos X incidente es reflejado primero en un cristal monocromador. Esto junto al menor paso de medida hace que los barridos sean mucho más lentos y por lo tanto no se hagan barridos angulares tan grandes. De hecho los barridos realizados con el difractómetro de doble cristal son mucho menores que los del difractómetro Θ - 2Θ y nosotros sólo hemos realizado barridos para medir la separación angular entre el orden cero de la reflexión y el máximo del sustrato.

Se ha medido la serie de superredes $\text{AlAs}_{15}/\text{InAs}_n$ en las reflexiones (004) y (115) con un difractómetro de doble cristal de alta resolución con un paso de medida de 7.2 segundos de arco. Esta serie tiene un parámetro de red más cercano al sustrato que la serie inversa por lo que podremos estudiar la influencia del desacople del sustrato en la calidad cristalina de las superredes.

En la figura 4.11 se observan los difractogramas de doble cristal de la superred $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_1$ en las reflexiones (002) y (004). En estos difractogramas se puede observar que en la reflexión (002) el pico de orden cero de la superred es mayor que el del sustrato a pesar de que el espesor de la superred es mucho menor que el del sustrato. Esto es debido al menor factor de estructura del GaAs en esta reflexión en comparación el del AlAs material mayoritario de esta superred ($F_{\text{hGaAs}}=6.93$ y $F_{\text{hAlAs}}=65.67$).

De la anchura a media altura del máximo de orden cero se puede obtener información de la calidad cristalina de las capas epitaxiales. Hemos medido la anchura del satélite de orden cero de la figura 4.11b obteniendo un valor de anchura a altura media de 115 segundos de arco. Que nosotros conozcamos es el pico de difracción de rayos X más estrecho de superredes con tan alta diferencia de parámetro de red. La alta calidad de esta superred se confirma en la fotografía obtenida por microscopía electrónica de transmisión de la superred $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_1$ (Fig. 4.12). En ella se puede observar que además de no observarse dislocaciones dentro de la superred las intercaras son perfectamente paralelas. Esto evidencia que se ha conseguido un

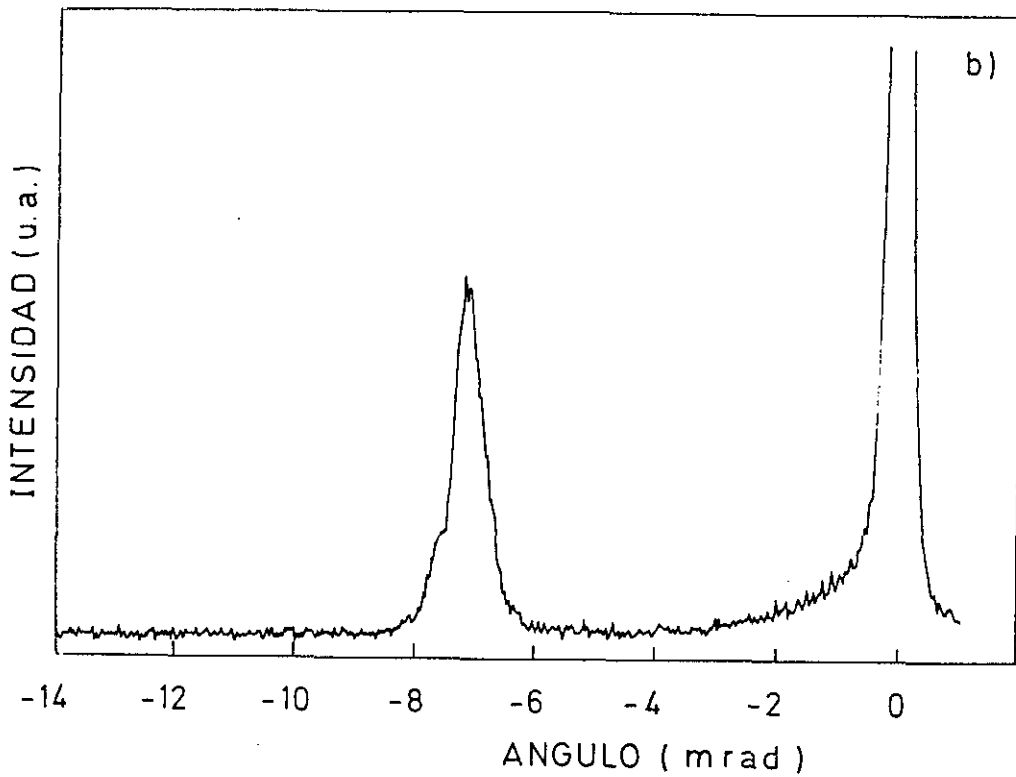
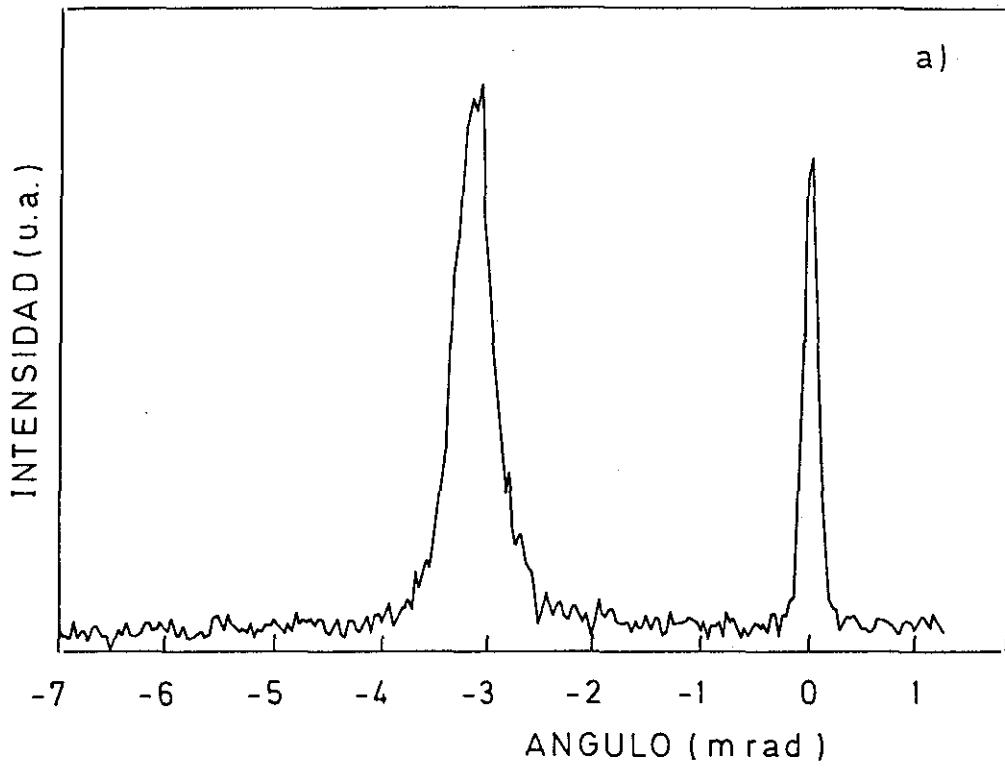


Fig. 4.11: Diffractogramas realizados en un difractómetro de doble cristal de la superred $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_1$: a) en la reflexión (002) y b) en la reflexión (004). El origen angular está tomado en el máximo correspondiente al sustrato.

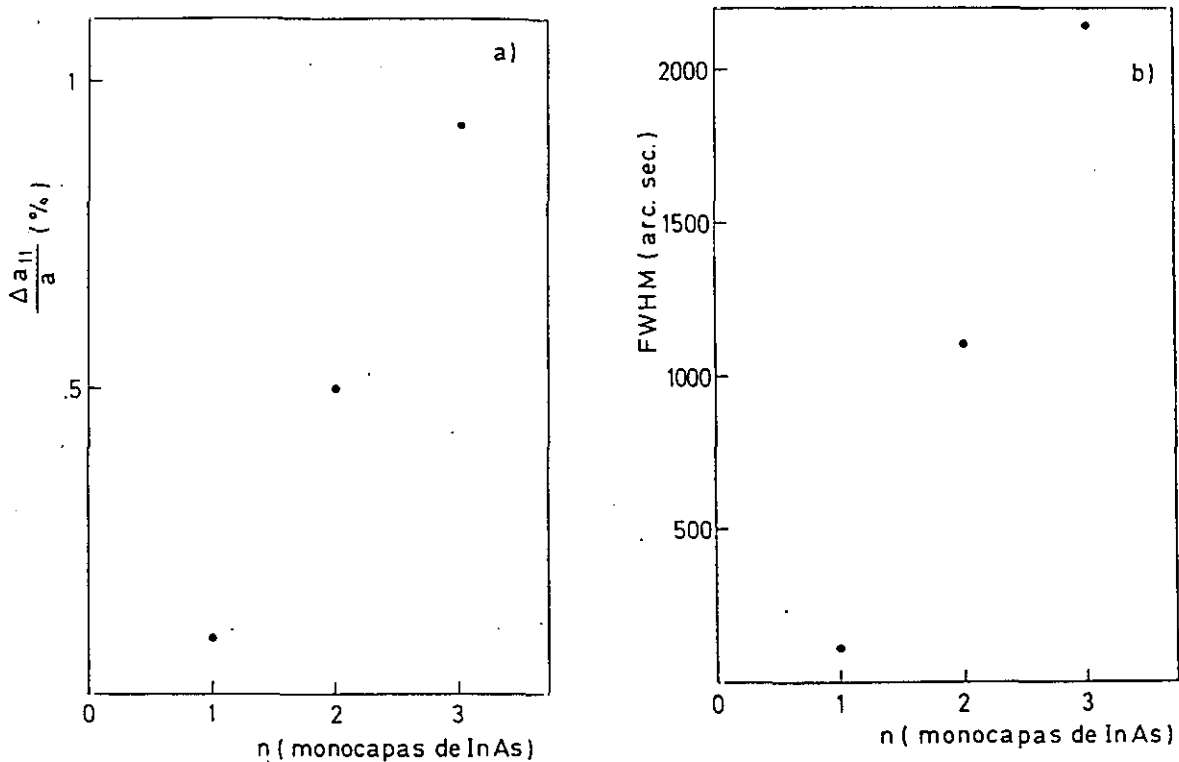


Fig. 4.12: a) Diferencia relativa del parámetro de red en el plano entre la epitaxia y el sustrato medidas a partir de las reflexiones (115) en el difractómetro de doble cristal y b) anchuras de los máximos de orden cero en la reflexión (004) de las superredes $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_n$ en función de n (número de monocapas de InAs).

crecimiento bidimensional en una superred constituida por materiales en los que las condiciones de crecimiento por MBE son muy diferentes.

Gerard y colaboradores[32] han publicado valores de anchura a media altura de 150 segundos de arco para el máximo de orden cero de una superred GaAs/InAs sobre sustrato de InP donde el sustrato tiene un parámetro de red intermedio entre el InAs y el GaAs. Otros resultados publicados que se han obtenido en un difractómetro de doble cristal para superredes similares tienen anchuras a media altura del orden de 0.4-0.5°[57].

Aunque la anchura obtenida en esta superred es muy estrecha para la gran

diferencia de parámetro de red existente entre los dos componentes la anchura de esta superred es mayor que la de una superred perfecta según la teoría cinemática. A partir de la ecuación [44] para una epitaxia de $0.3\mu\text{m}$ medida en la reflexión $(004)(\Theta_B=33.0268)$ se tiene que en el caso de que toda la superred difractara coherentemente la anchura a altura media sería de tan solo 63 segundos de arco. Valores de este orden se obtienen rutinariamente en muestras crecidas por MBE en sistemas no tensados como heteroestructuras o superredes AlAs/GaAs sobre substratos de GaAs.

Hemos medido las anchuras de los satélites de orden cero de las superredes $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_n$ y se han representado en la figura 4.13a en función del número de monocapas de InAs, observándose un rápido ensanchamiento del orden cero a medida que la subcapa de InAs aumenta. Esto es esperable debido a la gran diferencia de parámetro de red existente entre el InAs y el AlAs lo que lleva a que a medida que aumenta la capa de InAs la red se vaya relajando mediante la aparición de dislocaciones. Para estudiar la relajación de la superred cuando la subcapa de InAs aumenta se ha medido el parámetro de red en el plano de la superred observándose un mayor desacople de red con respecto al substrato a medida que la subcapa de InAs aumenta como se puede observar en la figura 4.13b. Hay que tener en cuenta que la anchura de las superredes, $0.3\mu\text{m}$, sobrepasa el espesor crítico de aleaciones con la misma composición. Por lo que se observa la existencia de una gran relación entre la calidad cristalina y la coherencia de la superred. Para el estudio del parámetro de red en el plano de la superred se pueden estudiar dos casos extremos:

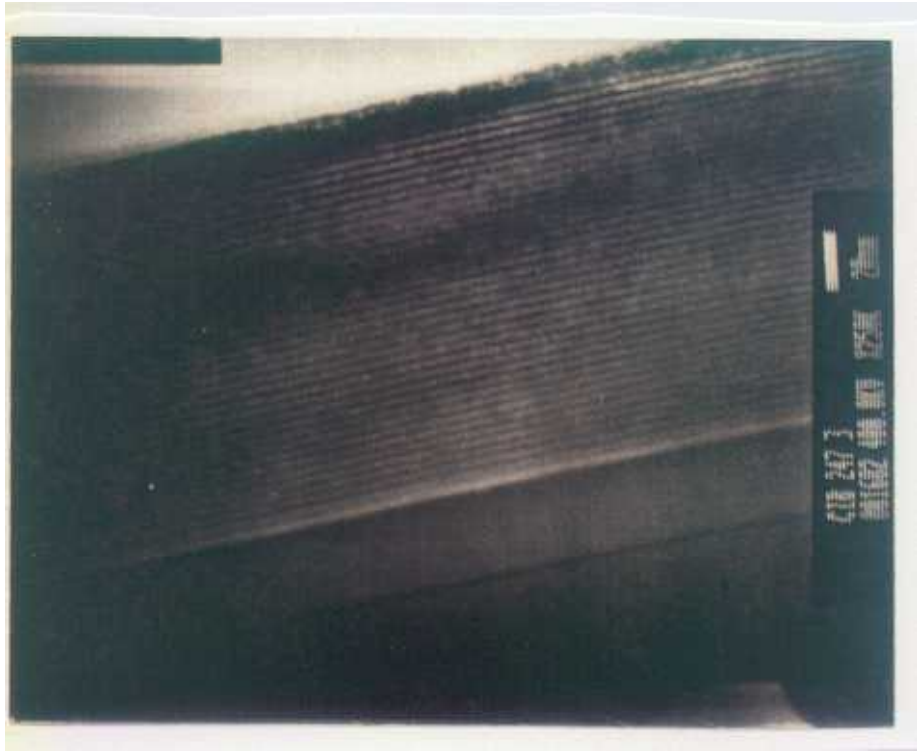


Fig. 4.13: Fotografía obtenida en un microscopio electrónico de transmisión de la superred $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_1$.

-La superred sufre una deformación elástica sufriendo una distorsión tetragonal y tomando el mismo parámetro de red en el plano que el sustrato.

-La superred está desacoplada del sustrato y éste no influye en el parámetro de red en el plano de la superred. Suponiendo que no hay dislocaciones dentro de la superred y que por lo tanto ambos materiales tienen el mismo parámetro de red en el plano, habrá un parámetro de red que minimice la energía de elástica dentro de la superred.

Para hacer este cálculo partimos del tensor de deformación de un cristal cúbico

que es el siguiente:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_{xx} \\ e_{yy} \\ e_{zz} \\ 2e_{xy} \\ 2e_{yz} \\ 2e_{zx} \end{bmatrix} \quad (M4.1)$$

Debido a que suponemos que no hay deformación de cizalla ($\sigma_{xy} = \sigma_{yz} = \sigma_{zx} = 0$) se tiene que $C_{44} = 0$ y por lo tanto el tensor de deformación se puede reducir a:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= C_{11}e_{xx} + C_{12}(e_{yy} + e_{zz}) \\ \sigma_{yy} &= C_{11}e_{yy} + C_{12}(e_{xx} + e_{zz}) \\ \sigma_{zz} &= C_{12}(e_{xx} + e_{yy}) + C_{11}e_{zz} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Además al existir una simetría en el plano de crecimiento e_{xx} y e_{yy} son iguales y suponiendo que el material se deforma elásticamente, $\sigma_{zz} = 0$, se tiene:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= (C_{11} + C_{12})e_{xx} + C_{12}e_{zz} \\ \sigma_{yy} &= (C_{11} + C_{12})e_{xx} + C_{12}e_{zz} \\ 0 &= 2C_{12}e_{xx} + C_{11}e_{zz} \end{aligned} \quad (4.19)$$

De esta última ecuación se puede hallar la relación entre el parámetro de red perpendicular y paralelo cuando existe una deformación elástica :

$$e_{xx} = -2 \frac{C_{12}}{C_{11}} e_{xx} \quad (4.20)$$

A partir del valor de la tensión en el plano σ_{xx} podemos obtener la energía por unidad de superficie en esa dirección, E_{xx} :

$$E_{xx} = \left[C_{12} \left(1 - 2 \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \right] d \quad (4.21)$$

Si la superred no tiene dislocaciones dentro de ella el parámetro de red en el plano para ambos materiales es el mismo:

$$a_0^A (1 + e_{xx}^A) = a_0^B (1 + e_{xx}^B) \quad (4.22)$$

Por lo tanto la energía elástica por unidad de superficie será:

$$E_{el} = \frac{1}{2} d_A \sum e_{ij}^A \sigma_{ij}^A + \frac{1}{2} d_B \sum e_{ij}^B \sigma_{ij}^B = d_A \alpha_A (e_{xx}^A - f)^2 + d_B \alpha_B (e_{xx}^B)^2 \quad (4.23)$$

siendo d_A y d_B los espesores de las dos subcapas, e_{xx}^A y e_{xx}^B las deformaciones en el plano de los dos materiales y $\alpha = [C_{12}(1 - 2C_{12}/C_{11}) + C_{11}]e_{xx}$. Minimizando la energía con respecto al parámetro de red en el plano de la superred obtendremos el valor de este que hace que el material se deforme de modo que la energía elástica acumulada sea mínima:

$$a_0^I = \frac{d^A \alpha_A a_0^A + d^B \alpha_B a_0^B}{d^A \alpha_A + d^B \alpha_B} \quad (4.24)$$

En la tabla 4.2 se muestran los valores del parámetro de red en el plano calculado según la fórmula expuesta y la hemos comparado con el valor experimental de las superredes $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_n$. Hay que tener en cuenta que en el cálculo de a_0^I se ha supuesto que el sustrato no influye sobre la estructura de la epitaxia.

$a_{II} \text{calc.} (\text{Å})$	$a_{II} \text{exp.} (\text{Å})$	n(monocapas)
2.838	2.829	1
2.846	2.841	2
2.853	2.853	3

Tabla 4.2: Valores del parámetro de red calculados, suponiendo que el sustrato no influye en el parámetro de red de la superred, y experimentales de las superredes $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_n$ ($n = 1, 2, 3$).

Se observa que las superredes con poco contenido de InAs tienen un valor del parámetro de red en el plano menor que el calculado. Esto es debido a que estas superredes están prácticamente acopladas al sustrato ya que la diferencia de parámetro de red promedio de la superred con el sustrato es menor. A medida que la subcapa de InAs aumenta la superred se desacopla del sustrato disminuyendo su influencia sobre la superred y aproximándose el parámetro de red experimental al calculado.

4-HETEROESTRUCTURAS GaInAs/GaAs.

Las aleaciones GaInAs son de gran interés debido a que la energía de la aleación varía con la composición en un rango de espectro muy amplio, desde 0.9 hasta 3 μm . Esto hace que las aleaciones de GaInAs sean especialmente interesante para su utilización como diodos y detectores de infrarrojos[29-30].

Además, las aleaciones de GaInAs también están siendo utilizadas en los últimos años como canal activo de heterouniones de alta movilidad n—AlInAs/GaInAs[26]. Estas heterouniones tienen ventajas con respecto a las heterouniones n-AlGaAs/GaAs:

-La velocidad electrónica en GaInAs es superior que en GaAs.

-La diferencia energética entre la anchura de banda prohibida en la banda de conducción en heterouniones AlInAs/GaInAs es mayor (del orden de 0.51eV) que en AlGaAs/GaAs(del orden de 0.3eV) por lo que el confinamiento en aquellas es mucho mayor y por lo tanto se pueden conseguir mayor número portadores en el canal activo.

Estos dos factores hace que los transistores de efecto campo fabricados a partir de heteroestructuras n-AlInAs/GaInAs tengan mejores propiedades que los realizados con n-AlGaAs/GaAs. Con estas buenas propiedades eléctricas el GaInAs es un

material muy atractivo pero crecer heteroestructuras con esta aleación es especialmente difícil. El problema más importante en el crecimiento epitaxial de GaInAs es la gran diferencia de parámetro de red existente en un amplio rango de composiciones de In entre el GaInAs y los substratos binarios. Sólo es posible crecer capas pseudomórficas, acopladas elásticamente, relativamente anchas en aleaciones de GaInAs con muy poco contenido en In sobre substratos de GaAs o en composiciones de In cercanas a 0.53 sobre substratos de InP. Además el parámetro de red de la aleación GaInAs tiene una gran variación con la composición de In por lo que pequeñas variaciones en la composición implica grandes variaciones de parámetro de red. Esto hace necesario un gran control en la composición para que no haya diferencias de parámetro de red en heteroestructuras AlInAs/GaInAs.

4.1-Crecimiento de heteroestructuras GaInAs/GaAs.

Ultimamente se está trabajando en heterouniones de dopado modulado n -AlInAs/GaInAs en las que las dos aleaciones tienen prácticamente la misma composición de In pero sin la restricción de tener el mismo parámetro de red que un substrato. De esta forma existen diversos grupos que han obtenido estructuras de alta movilidad en todo el rango de composiciones de In sobre substratos de GaAs[58,59].

Para poder crecer estas epitaxias de alta calidad cristalina habrá que sobrepasar el espesor crítico y confinar las dislocaciones en la intercara creciendo capas suficientemente anchas. Un factor muy importante en el crecimiento de estas estructuras desacopladas es el proceso de relajación de la red ya que este influirá en

la posterior calidad de la epitaxia. Como habíamos indicado el proceso de relajación depende de las condiciones de crecimiento por lo que si se quiere crecer una epitaxia gruesa con alta diferencia de parámetro de red con el sustrato y por lo tanto totalmente relajada del sustrato sería interesante un rápido proceso de relajación y que los defectos que relajen la red degraden lo menos posible la calidad posterior de la epitaxia.

Nosotros hemos estudiado mediante RHEED el proceso de relajación de las aleaciones de GaInAs sobre GaAs. Los diagramas RHEED se han grabado en video y seguidamente se ha estudiado la distancia entre las barras de difracción (10) y $(\bar{1}0)$ correspondiente a la superficie. La inversa de la distancia entre barras nos da una medida del parámetro de red paralelo en el plano. Se puede medir la evolución del parámetro de red en el plano de crecimiento simplemente repitiendo estas medidas sobre imágenes consecutivas del video. La evolución del parámetro de red en el plano nos dará información de la velocidad del proceso de relajación durante el crecimiento. En la figura 4.14 se observa que durante las tres primeras monocapas el GaInAs se mantiene totalmente tensado. A partir de este valor la red se empieza a relajar alcanzando una total relajación, y por lo tanto su parámetro de red en volumen, en tan sólo diez monocapas. Un proceso de relajación muy parecido se observa en el crecimiento de ALMBE de InAs sobre GaAs[37] obteniéndose además una epitaxia con una morfología plana.

Munekata y colaboradores[60] hicieron un trabajo similar en heteroestructuras

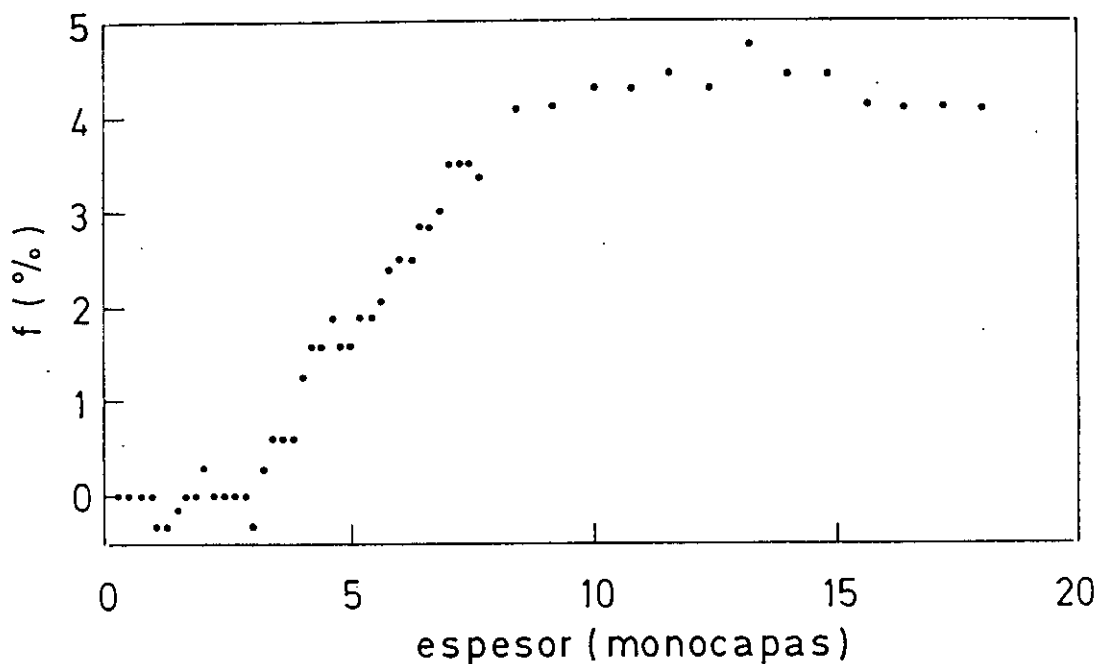


Fig. 4.14: Evolución del parámetro de red en el plano de crecimiento medido por RHEED durante las primeras monocapas de una de las heteroestructura GaInAs/GaAs crecida por ALMBE.

de InAs sobre GaAs crecidas por MBE observando que si el InAs era crecido en condiciones ricas en As también era posible obtener un proceso de relajación rápido pero con una superficie muy rugosa. Por otro lado también observaron que el InAs crecido por MBE en condiciones ricas en In tiene un proceso de relajación más lento alcanzando su parámetro de red en volumen en 350 monocapas y obteniéndose muestras con morfología plana.

Además de un proceso de relajación rápido es importante que el proceso de relajación degrade lo menos posible la calidad epitaxial. Para ello es conveniente conocer los diferentes tipos de dislocaciones de ajuste y su influencia en la posterior calidad de la epitaxia. La relajación de las tensiones debida a la diferencia de parámetro de red entre substrato y epitaxia tiene lugar principalmente mediante la

formación de dos tipos de dislocaciones de desajuste denominadas de tipo I y de tipo II [61,62] (Fig. 4.15):

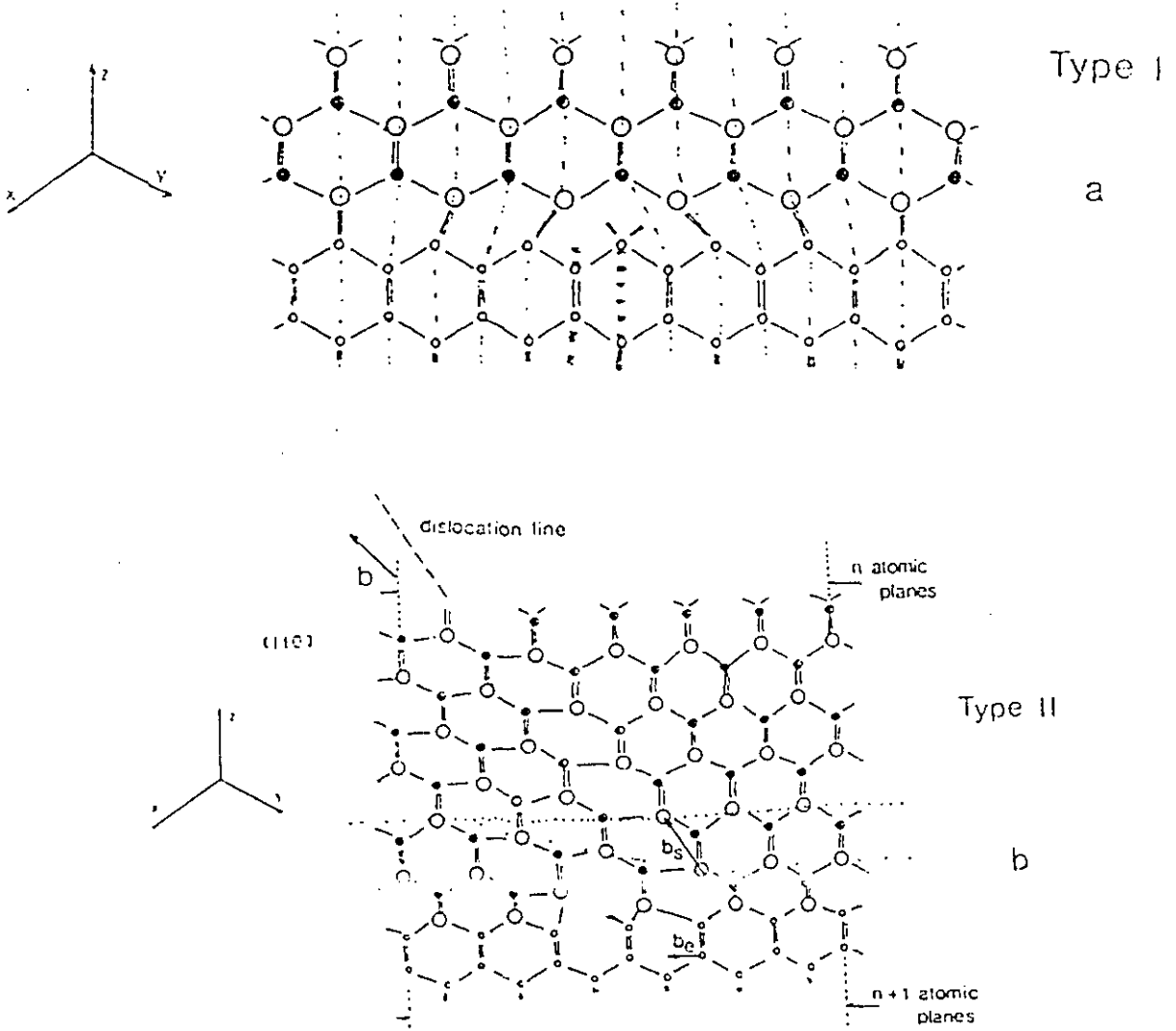


Fig. 4.15: Disposición de los átomos en la intercara entre una capa epitaxial y el sustrato, ambos con estructura zinc-blenda y diferente parámetro de red, con una dislocación de desacople (a) de tipo I y (b) de tipo II.

Las dislocaciones de tipo I tienen un carácter puramente en arista y sus vectores de Burgers son paralelos a la intercara. Además el plano de deslizamiento de este tipo de dislocaciones coincide con el plano de crecimiento que no es un plano de fácil deslizamiento en una estructura zinc-blenda por lo que las dislocaciones quedan confinadas a una zona próxima a la intercara.

Las dislocaciones de tipo II son de tipo mixto y su vector de Burgers forma un ángulo de 45° con el plano de crecimiento y de 60° con la línea de dislocación. Estas dislocaciones tienen el gran inconveniente que sus vectores de Burgers están contenidos en planos de la familia $\{1,1,1\}$ que en una estructura zinc-blenda son de fácil deslizamiento por lo que la dislocación se propaga por la epitaxia degradando la posterior calidad. Las componentes del vector de Burgers de las dislocaciones paralela a la intercara son las responsables del desacoplo de la diferencia de parámetro de red.

Dado que las dislocaciones de tipo I tienen una mayor componente paralela a la intercara que las de tipo II serían necesarias menos dislocaciones de tipo I que de tipo II para relajar una determinada diferencia de parámetro de red. Las componentes del vector de Burgers perpendicular a la intercara dan lugar a que aparezca un ángulo β , que puede alcanzar valores de hasta de 1° [63,64], entre una misma familia de planos de la epitaxia y el sustrato. Debido a que el vector de Burgers de las dislocaciones de tipo I solo tiene componente paralela a la intercara son las dislocaciones de tipo II las responsables de la inclinación de la epitaxia con respecto al sustrato. Esto, unido a que las dislocaciones de tipo II se deslizan a lo largo de la

epitaxia degradando la calidad cristalina hace necesario una buena relajación de la diferencia de parámetro de red en la que predominen las dislocaciones de tipo I.

Esta inclinación de la epitaxia respecto al sustrato ha sido observado en diversos sistemas en donde la epitaxia tiene un parámetro de red distinto al sustrato cómo GaInAs sobre GaAs[63], GaInAs sobre InP[65], GaAs sobre Si[61] e InP sobre Si[64].

En este trabajo se han obtenido y estudiado sistemáticamente una serie de láminas epitaxiales de aleación $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ sobre sustratos de GaAs. Las muestras se han crecido por ALMBE a temperaturas de sustrato aproximadamente 400°C y velocidad de crecimiento de 1 monocapa por segundo. La serie de muestras obtenidas y caracterizadas estructuralmente consisten en cuatro muestras de $1.7\mu\text{m}$ de espesor y composiciones de In de $x=0.35, 0.46, 0.71$ y 1. Previamente se calibraron las velocidades de crecimiento del Galio y del Indio midiendo oscilaciones RHEED. Debido a que a temperaturas de sustrato superiores a 530°C parte del In no se incorpora en la epitaxia las medidas de velocidad de crecimiento del GaInAs fueron realizadas a una temperatura de sustrato de 500°C .

4.2- Caracterización estructural de heteroestructuras GaInAs/GaAs.

Seguidamente las muestras se caracterizaron con un difractómetro de rayos X de doble cristal alrededor de la reflexión (004). Como ya hemos visto en el apartado el difractómetro de doble cristal es una técnica muy potente en la caracterización

estructural de epitaxias. Así, además de poder obtener información de los parámetros de red y de la calidad cristalina de la epitaxia se puede conocer la inclinación de la epitaxia respecto del sustrato.

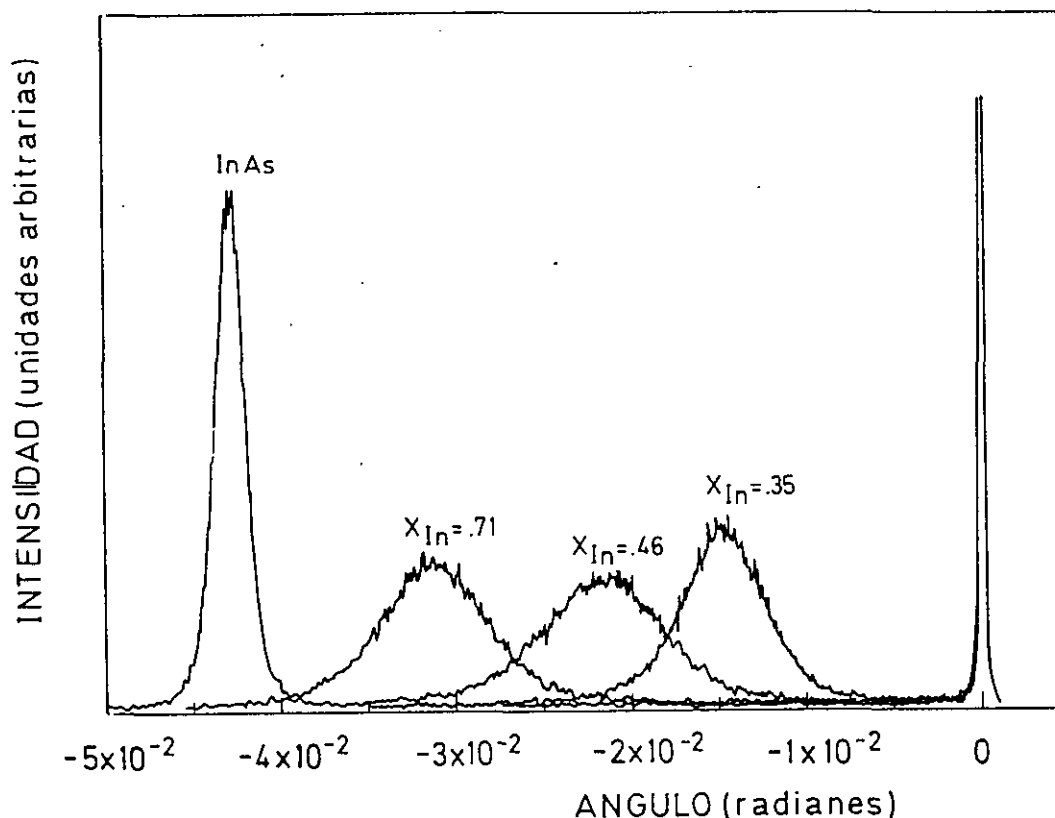


Fig. 4.16: Diffractogramas de doble cristal alrededor de la reflexión (004) de la serie de heteroestructuras GaInAs/GaAs en un acimut arbitrario.

Para obtener el valor del parámetro de red perpendicular se han medido las muestras en la reflexión (004). En la figura 4.16 están representados los diffractogramas realizados con el difractómetro de doble cristal alrededor de la reflexión (004) de la serie de muestras en un acimut cualquiera. Si hacemos dos diffractogramas en acimuts diferentes, se pasa de un acimut a otro rotando la muestra alrededor de un eje perpendicular a los planos de medida, en la reflexión (004) observamos que la distancia angular entre el máximo del sustrato y de la epitaxia varía. Esto es debido a que la separación angular entre el máximo correspondiente al

GaAs y al GaInAs además de tener una contribución debida a la diferencia de parámetro de red entre el sustrato y la epitaxia que es independiente del acimut, tiene otra contribución debida a la inclinación de la epitaxia respecto al sustrato que depende del acimut de medida.

Supongamos que la epitaxia forma un ángulo β con respecto al sustrato. Si medimos la muestra en el acimut en que el haz incidente coincide con la dirección de la inclinación, la ley de Bragg para sustrato y epitaxia no se producirá en planos paralelos ya que una misma familia planos atómicos con idénticos de Miller de la epitaxia y el sustrato forman entre sí un ángulo β . De la figura 4.17 se puede obtener la distancia angular entre el máximo del sustrato y de la epitaxia en este acimut:

$$\Delta\theta_1 = \theta_{B_{subs}} - \theta_{B_{epi}} - \beta = \Delta\theta_B - \beta \quad (4.25)$$

siendo: $\theta_{B_{subs}}$ el ángulo de Bragg correspondiente al espaciado interplanar del sustrato.

$\theta_{B_{epi}}$ el ángulo de Bragg correspondiente al espaciado interplanar de la epitaxia.

Si rotamos la muestra con respecto a la normal a la superficie 180° los haces difractados y la inclinación de la epitaxia estarán en la misma dirección como se puede observar en figura 4.18 La distancia angular en este acimut será:

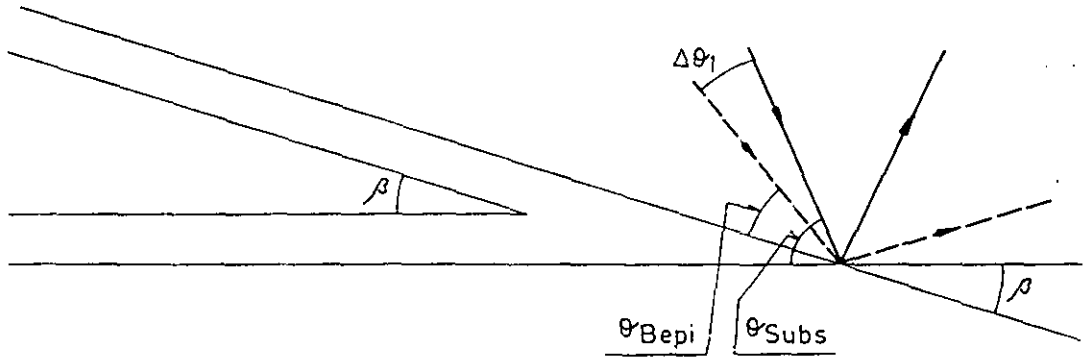


Fig. 4.17: Disposición de los haces incidentes y reflejados de Bragg de la epitaxia y el substrato en el acimut en que la dirección del haz incidente y la inclinación de la epitaxia con respecto al substrato coinciden.

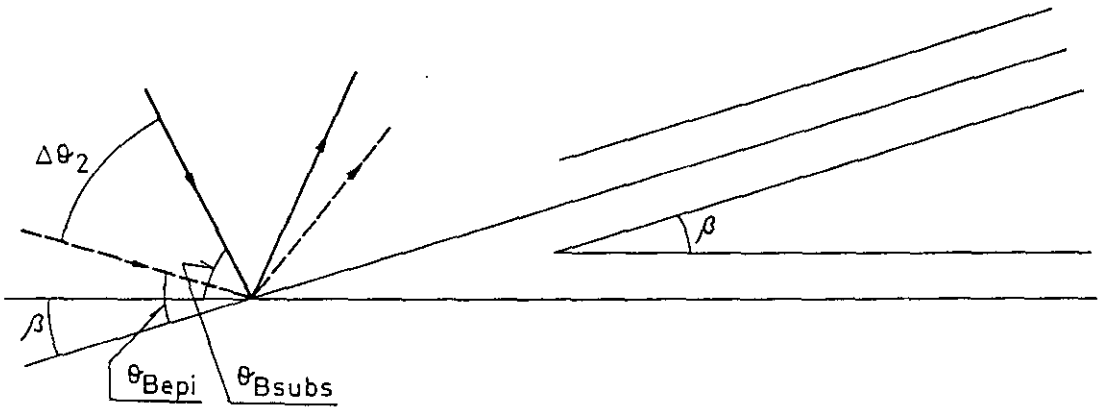


Fig. 4.18: Disposición de los haces incidentes y reflejados de Bragg de la epitaxia y el substrato en el acimut en que la dirección del haz reflejado y la inclinación de la epitaxia con respecto al substrato coinciden.

$$\Delta\theta_2 = \theta_{Bsubs} - \theta_{Bepi} + \beta = \Delta\theta_B + \beta \quad (4.26)$$

Por lo que de la semisuma y semidiferencia de la distancia angular en estos dos acimuts se puede obtener el parámetro de red perpendicular y la inclinación de la epitaxia.

Para separar ambas contribuciones es necesario medir la distancia angular entre la epitaxia y el substrato en diferentes acimuts. De esta manera observamos que la dependencia en la distancia angular en la reflexión (004) viene dada por[66]:

$$\Delta\theta = \Delta\theta_B + \beta \cos\varphi \quad (4.27)$$

donde $\Delta\theta_B$ es la diferencia angular correspondiente a la diferencia de parámetro de red, β es el ángulo de inclinación que forma la epitaxia respecto al substrato y φ es el acimut.

La distancia angular promedio entre dos acimuts, uno girado del otro 180° , nos da $\Delta\theta_B$ de donde podemos obtener el parámetro perpendicular promedio como vimos en el apartado.

Debido a que el espesor de las epitaxias ha sobrepasado con mucho el espesor crítico se puede suponer que las epitaxias están totalmente relajadas del substrato y por lo tanto a partir del parámetro de red perpendicular se puede obtener la composición

de In simplemente utilizando la ley de Vegard (el parámetro de red de un material ternario es intermedio entre los parámetros de red de los materiales binarios que lo constituyen siguiendo una relación lineal).

Debido a que no conocemos a priori la dirección de la inclinación si queremos obtener el valor de la inclinación de la epitaxia respecto al sustrato es necesario medir la muestra en diferentes acimuts para obtener la máxima diferencia angular. Una vez obtenida esta se puede conocer tanto la dirección como el ángulo de inclinación.

En la figura 4.19 se muestra cómo varía la diferencia angular entre los máximos de intensidad correspondientes al GaInAs y al sustrato en la reflexión (004) para diferentes acimuts en la serie de epitaxias de GaInAs sobre GaAs. Se observa que la diferencia angular sigue una función sinusoidal con respecto al acimut como corresponde a que la epitaxia está inclinada respecto al sustrato.

De la diferencia angular entre la epitaxia y el sustrato en diferentes acimuts hemos obtenido el parámetro perpendicular de la epitaxia y la inclinación de esta con respecto al sustrato en la serie de aleaciones de GaInAs. Asimismo, como vimos en el capítulo anterior, de la anchura del pico correspondiente a la aleación se puede obtener información de la calidad cristalina de la epitaxia.

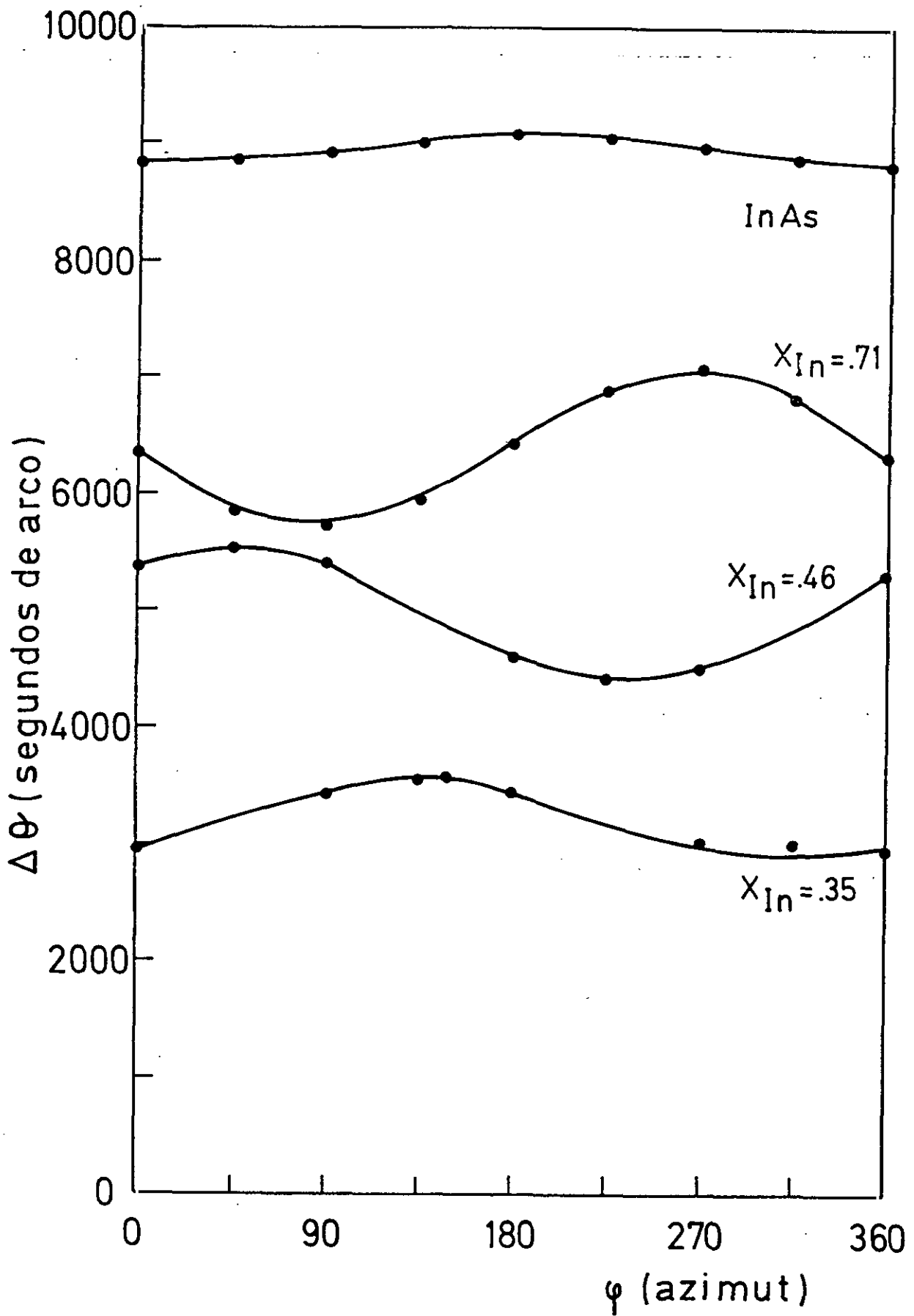


Fig. 4.19: Distancia angular entre la epitaxia y el sustrato en la reflexión (004) para la serie de heteroestructuras GaInAs/GaAs medidas en diferentes acimuts.

x(In)	$\beta(^{\circ})$	FWHM (seg arco)	d (μm)
0.35	0.09	1085	1.7
0.46	0.16	1630	1.7
0.71	0.19	1405	1.7
1	0.03	390	2.0

Tabla 4.3: Valores de la inclinación de la epitaxia respecto al sustrato y anchuras del máximo de difracción de la aleación medidos en la reflexión (004).

En la tabla 4.3 están expuestos los valores de la inclinación de la epitaxia con respecto al sustrato y la anchura del máximo de rayos X medidas con el difractómetro de doble cristal para las aleaciones con diferentes composiciones de In. Aunque no hay valores en la literatura de la inclinación en este tipo de aleaciones sobre sustrato de GaAs para diferentes composiciones de In, estas muestras crecidas por ALMBE tienen una inclinación mucho menor que aleaciones de GaInAs crecidas sobre InP[65] con la misma diferencia de parámetro de red. Otros autores han observado que en heteroestructuras de GaAs/Si crecidas por ALMBE tienen una inclinación de la epitaxia es menor y por lo tanto menor densidad de dislocaciones de tipo II que en heteroestructuras crecidas por MBE[67] en el mismo sistema de crecimiento.

De la tabla se puede observar que la inclinación de la epitaxia sigue la misma

tendencia con la composición de In que la anchura de rayos X salvo para la muestra de composición intermedia. Esto es debido a que el tipo de dislocaciones que crean la inclinación de la epitaxia son dislocaciones que no se quedan confinadas en la intercara sino que se deslizan hacia la superficie empeorando la calidad cristalina de la epitaxia.

También se observa que la calidad epitaxial no depende exclusivamente de la diferencia de parámetro de red, relacionado con el número de dislocaciones presentes, sino que las aleaciones con alta composición de In son de mejor calidad cristalina que las de composiciones de In intermedias. Así, el InAs es de mejor calidad cristalina que materiales con menor diferencia de parámetro de red. Este mismo comportamiento se ha observado en aleaciones $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [68] donde se ha observado una degradación de la calidad cristalina para composiciones de Ge intermedias. Esto es debido a que en estructuras con gran diferencia de parámetro de red y muestras de espesor suficiente para alejarse de la intercara es más importante el tipo de dislocaciones presentes en la intercara que el número de ellas. Otro factor a tener en cuenta es la influencia del desorden de aleación en la anchura de rayos X. La aleación con composición de In $x=0.71$ tiene una inclinación epitaxial con respecto al substrato mayor que la aleación $x=0.46$ pero es de mejor calidad debido a la influencia del desorden debido a aleación que es máximo para un valor de composición de 0.5.

En resumen se ha estudiado mediante RHEED el proceso de relajación de heteroestructuras GaInAs/GaAs observándose que mediante ALMBE se produce una

rápida relajación. Se ha observado que la calidad y la inclinación de la epitaxia en estas series de muestras sigue la misma tendencia debido a que las dislocaciones de tipo II son las principales causantes de ambas. También se ha observado que en estructuras desacopladas es más importante el proceso de relajación, la relación de dislocaciones de un tipo u otro presentes, que la diferencia de parámetro de red o lo que es lo mismo la densidad de dislocaciones necesarias.

A partir de la influencia de las diferentes dislocaciones de desacoplo en la calidad estructural e inclinación de la epitaxia y debido a que los valores de inclinación de la epitaxia en estas muestras crecidas por ALMBE son mucho menores que las de aleaciones crecidas por MBE con la misma diferencia de parámetro de red se puede indicar que creciendo por ALMBE se favorece una relajación mediante dislocaciones de tipo I que quedan confinadas en la intercara.

5-ESTRUCTURAS PSEUDOMORFICAS DE DOPADO MODULADO

n—AlGaAs/GaInAs

5.1-Introducción

Ya hemos visto que existe la posibilidad de crecer estructuras con diferente parámetro de red perfectamente acopladas al substrato siempre que se crezcan con un espesor por debajo del crítico. Este hecho permite una mayor flexibilidad a la hora de elegir los materiales de la heterounión de dopado modulado. Esta mayor flexibilidad para

elegir los materiales permite obtener estructuras con propiedades superiores que las convencionales como son las siguientes:

-Utilizar en el canal conductor un material que tenga una mayor velocidad electrónica que el GaAs. Las aleaciones de GaInAs debido a su menor masa efectiva en comparación con el GaAs posee una mayor velocidad electrónica que el GaAs.

-Obtener heteroestructuras cuya diferencia energética en la banda de conducción, ΔE_c , sea superior a las convencionales y por lo tanto se tendrá un mayor confinamiento y un mayor número de electrones en el canal.

Las estructuras pseudomórficas de dopado modulado sobre substratos de GaAs más utilizadas son n-AlGaAs/GaInAs o n-GaAs/GaInAs. El problema de estas estructuras es la gran variación del parámetro de red del GaInAs con la composición de In. Esto hace que para crecer GaInAs acoplado al GaAs, el espesor de aquel tiene que ser menor que un espesor crítico que depende inversamente de la diferencia de parámetro de red entre ambos materiales. Esto hace que normalmente en este tipo de estructuras n-AlGaAs/GaInAs las composiciones de In de la aleación de GaInAs sean del orden del 15-20% [69-72] aunque se han llegado a utilizar composiciones de In de hasta el 35% [73]. Además, las capas de GaInAs tienen que ser suficientemente estrechas, aproximadamente 150Å, para no sobrepasar el espesor crítico.

Otra de las ventajas de este tipo de estructuras es la posibilidad de tener un buen confinamiento, con una discontinuidad energética en la banda de conducción del orden de 300 meV, sin necesidad de que la aleación de AlGaAs exceda del 20% de composición de Aluminio por lo que se puede evitar la presencia de la fotoconductividad persistente y por lo tanto obtener estructuras donde la densidad de portadores no dependa prácticamente ni de la iluminación de la muestra ni de la temperatura. Además con menores composiciones de Al es posible conseguir dopados mayores.

De esta forma se han obtenido transistores HEMT basados en estructuras pseudomórficas [26] n-AlGaAs/GaInAs con mayores transconductancias (900 mS/mm en comparación con 700 mS/mm) y frecuencias de corte (150 GHz en comparación con 120 GHz) que los convencionales n-AlGaAs/GaAs.

Matsumara y colaboradores [74] han obtenido un mayor confinamiento en la heterounión n-AlGaAs/GaInAs insertando una monocapa de InAs en la capa de GaInAs. Estos autores calculan previamente el confinamiento y la diferencia energética entre los niveles del pozo triangular en función de la distancia de la monocapa de InAs a la heterounión. Del cálculo obtienen que el confinamiento máximo y la mayor diferencia energética entre los niveles del pozo triangular se producirá cuando la monocapa de InAs se inserta en el GaInAs a una distancia entre 30 y 70Å de la heterounión. De esta forma con un mayor confinamiento se tendrá una mayor densidad de portadores en el pozo triangular y con una mayor diferencia energética entre los niveles del pozo triangular se

tendrá una mayor densidad de portadores en la subbanda fundamental y por lo tanto una mayor movilidad electrónica en la estructura. Experimentalmente estos mismos autores observaron que introduciendo la monocapa de InAs a 60Å de la intercara se obtiene una densidad de portadores y una movilidad superior que en la misma estructura sin la monocapa de InAs.

5.2-Resultados experimentales: crecimiento y caracterización.

En este apartado describiremos el crecimiento y la caracterización eléctrica de una estructura pseudomórfica de dopado modulado n-GaAs/GaInAs. La estructura de dopado modulado n-GaAs/GaInAs fue crecida por MBE siendo crecido a una temperatura de substrato de 570°C en el GaAs y 550°C en el GaInAs para impedir la desorción del In de la superficie y consta de las siguientes capas (Fig 4.20):

- Una precapa de GaAs o capa "buffer" de 1µm para mejorar la calidad superficial con respecto al substrato y poder crecer una buena heterounión.
- Una capa de GaInAs de baja composición de In, 17%, para que la diferencia de parámetro de red con el GaAs sea baja. Con una composición de In del 17% la diferencia de parámetro de red con el GaAs es del orden de 1.2%. La capa de GaInAs que es donde va a estar situado el gas bidimensional tiene que ser lo suficientemente estrecha para que no sobrepase el espesor crítico. De resultados experimentales[75] de medidas Hall en estructuras de dopado modulado

n-GaAs/GaInAs se obtiene que estructuras de GaInAs de la composición que hemos utilizado tienen espesores críticos de alrededor de 170Å. Para evitar la presencia de dislocaciones de desacople la anchura de la capa de GaInAs crecida, 120Å, está por debajo de este valor.

-Una capa de GaAs no dopada de 50Å que actúa como capa separadora entre las impurezas presentes en la capa de GaAs dopada y los electrones que se han dirigido al GaAs.

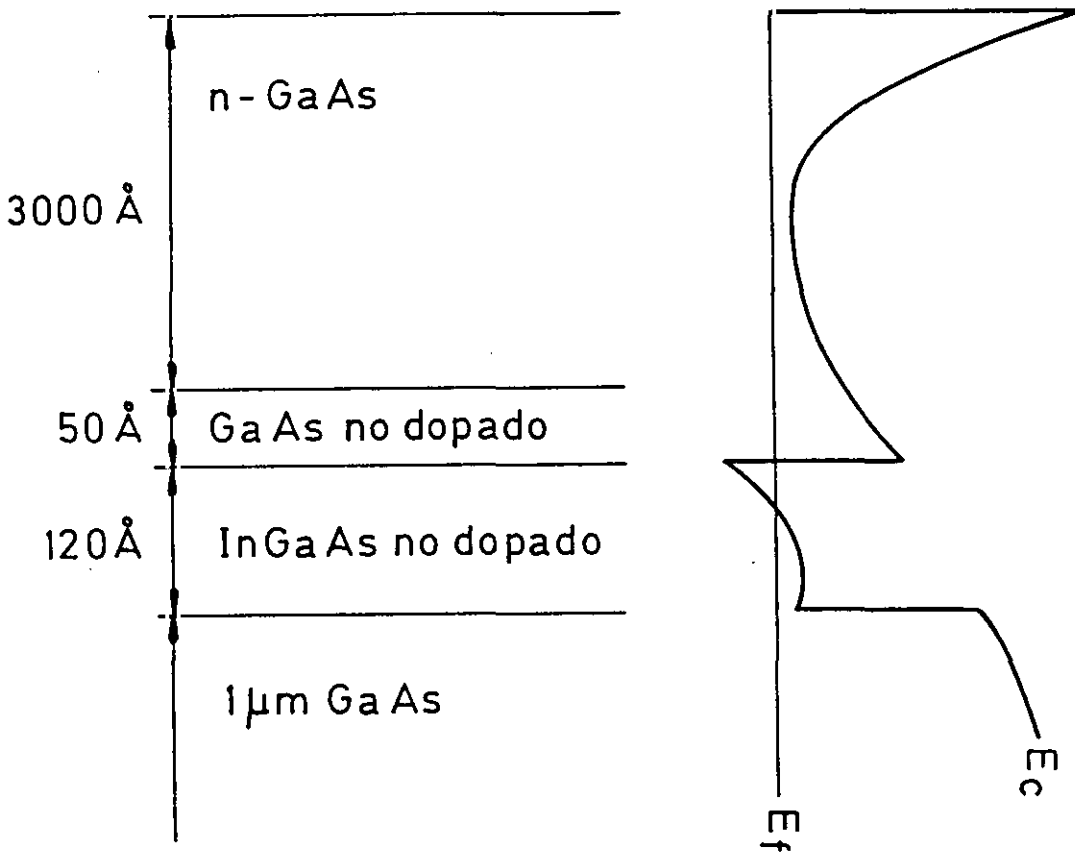


Fig. 4.20: Diseño de la heterounión n-GaInAs/GaAs y su estructura de bandas (muestra G153-1).

-Una capa de GaAs dopada de 2000Å que es la que suministra los portadores a la heterounión. Debido a lo ancho de esta capa la aleación de GaAs no está totalmente vaciada de portadores y además del canal bidimensional existe una conducción paralela proveniente de la aleación.

Esta muestra fue caracterizada eléctricamente mediante la técnica de efecto Hall. Debido a que la capa de GaAs dopada es muy ancha, 2000Å, además del gas bidimensional conduce la capa conductora. Ya explicamos en el capítulo 1, al describir la técnica de efecto Hall, la influencia de la conducción paralela en las medidas Hall y la necesidad de realizar las medidas en este tipo de estructuras a bajo campo magnético para obtener un resultado fiable.

En la figura 4.21 se observa el comportamiento de la movilidad con la temperatura de la muestra anteriormente citada realizadas con un campo magnético de 1 KGauss. La movilidad de esta muestra, a pesar de la diferencia de parámetro de red entre los materiales que la constituyen, tiene un comportamiento típico de gas bidimensional ya que aumenta a medida que disminuye la temperatura obteniéndose una movilidad máxima de 26000 cm²/V seg que es comparable a los valores en estructuras similares de la literatura más reciente[75-76]. Estos resultados preliminares sobre estructuras tensadas abren un campo muy importante para la fabricación de transistores HEMT con superiores características.

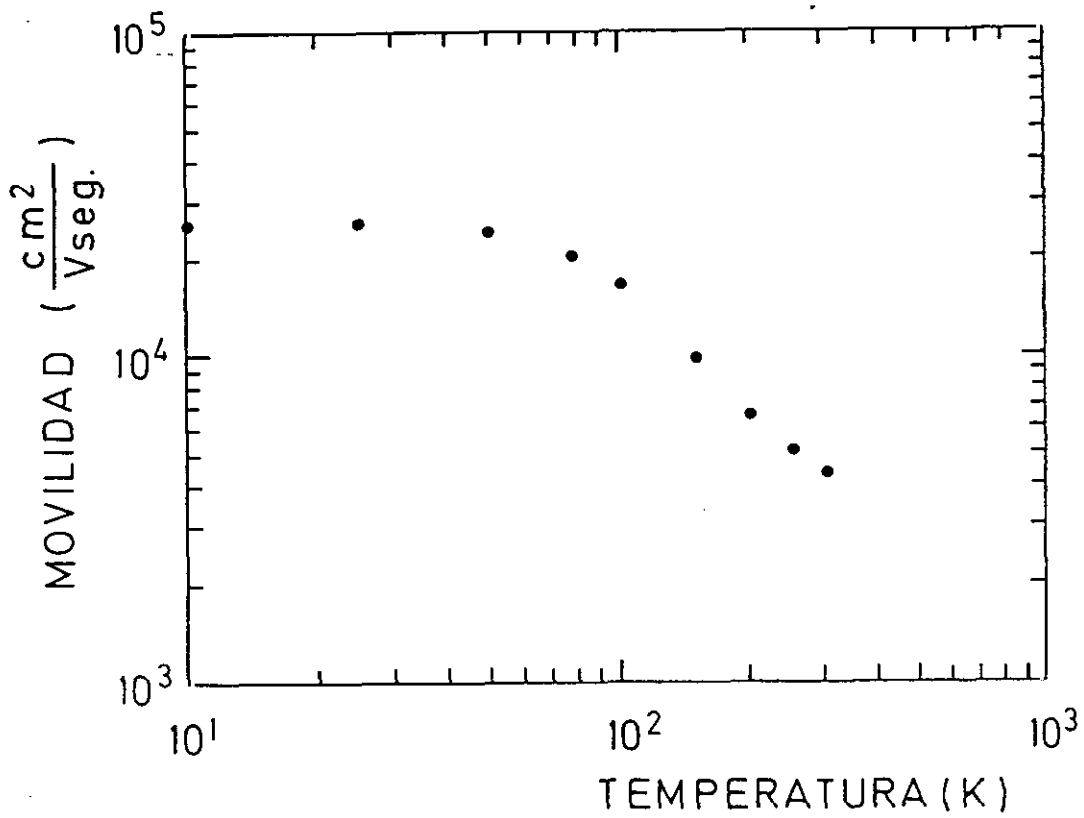


Fig. 4.21: Dependencia de la movilidad Hall con la temperatura en la muestra G153-1 medida con un campo magnético de 1 kG.

REFERENCIAS CAPITULO 4

- [1] G.C. Osbourn , R.M. Biefeld and P. L. Gourley.
Appl. Phys. Lett. **41** , 172 (1982).
- [2] G.C. Osbourn.
J. Vac. Sci. Technol. **21**,469 (1982).
- [3] C.P. Kuo, S.K. Vong, R.M. Cohen and G.B. Stringfellow.
J. Appl. Phys. **57**, 5428 (1985).
- [4] T.J. Drummond, T.E. Zipperian, I.J. Fritz, J.E. Schirber and T.A. Plut.
Appl. Phys. Lett. **49**, 461 (1986).
- [5] D.E. Grider, R.E. Horning, D.K. Arch, P.P. Ruden, T.E. Nohava, D.N. Narum
and R.R. Daniels.
J. Vac. Sci. Technol. **B7**, 371 (1989).
- [6] "Compound Semiconductor Strained-Layer Superlattices."
Edit. R. M. Biefeld.
Trans. Tech. Publications (1989).
- [7] " Strained-Layer Superlattices: Physics."
Editor: T.P. Pearsall.
Semiconductors and Semimetals Vol 32 (1990).

- [8] "Optical studies of strained III-V heterolayers"
J. Y. Marzin, J. M. Gerard, P. Voisin and J. A. Braun.
Strained-layers superlattices physics, cap. 3, p. 55, ed. T. P. Pearsall.
Semiconductor and Semimetals **32** (1990).
- [9] P.L. Gourley, I.J.Fritz and L.R. Dawson.
Appl. Phys. Lett. **52**, 377 (1988)
- [10] J.P. Reithmaier, H. Cerva and R. Losch.
Appl. Phys. Lett. **54**, 48 (1989).
- [11] I.J. Fritz, S.T. Picraux, L.R. Dawson, T.J. Drummond, W.D. Laidig and N.G. Anderson.
Appl. Phys. Lett. **46**, 967 (1985).
- [12] M. Gal, P.C. Taylor, B.F. Usher and P.J. Orders.
J. Appl. Phys. **62**, 3898 (1987).
- [13] P.J. Orders and B.F. Usher.
Appl. Phys. Lett. **50**, 980 (1987).
- [14] C.R. Wie.
J. Appl. Phys. **65**, 2267 (1989).
- [15] G.L. Price.
Appl. Phys. Lett. **53**, 1288 (1988).
- [16] H. Nakao and T. Yao.
Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L352 (1989).

- [17] G.J. Whaley and P.I. Cohen.
Appl. Phys. Lett. **57**, 144 (1990).
- [18] B. Elman, E. S. Koteles, P. Melman and M. Rothman.
SPIE Int. Conference Aachen (Alemania) Oct-Nov 1990.
- [19] J. M. Gerard and J. Y. Marzin.
Appl. Phys. Lett. **53**, 568 (1988).
- [20] Van der Merwe.
J. Appl. Phys. **34**, 117 (1963).
- [21] Van der Merwe.
J. Appl. Phys. **34**, 123 (1963).
- [22] J. W. Mathews and Blakslee.
J. Cryst. Growth. **27**, 118 (1974).
- [23] J. W. Mathews.
J. Vac. Sci. Technol. **12**, 126 (1975).
- [24] R. People and J.C. Bean.
Appl. Phys. Lett. **47**, 322 (1985).
- [25] R.C. Cammarata and K. Sieradzki.
Appl. Phys. Lett. **55**, 1197 (1989).
- [26] U.K. Mishra, A.S. Brown, H.J. Delaney, P.T. Greiling and C.F. Krum.
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques **37**, 1279 (1989).
- [27] C.J. Nuese and G.H. Olsen.
Appl. Phys. Lett. **26**, 528 (1975).

- [28] W.D. Laidig, P.J. Caldwell, Y.F. Lin and C.K. Peng.
Appl. Phys. Lett. **44**, 653 (1984).
- [29] R.U. Martinetti, T.J. Zamerowski and P.A. Longeway.
Appl. Phys. Lett. **53**, 989 (1989).
- [30] M. Razeghi, J. Ramdani, H. Verrielle, D. DEcoaster, M. Constant and J. Vanbremeersch.
Appl. Phys. Lett. **49**, 215 (1986).
- [31] F.J. Grunthaner, M.Y. Yen, R. Fernandez, T.C. Lee, A. Madhukar and B.F. Lewis.
Appl. Phys. Lett. **46**, 983 (1985).
- [32] J.M. Gerard, J.Y. Marzin , B. Juserand, F. Glas and J. Primot.
Appl. Phys. Lett. **54**, 30 (1989).
- [33] N. NIshiyama, H. Yano, S. Nakayima y H. Hayashi.
Electronics Lett. **26**, 885 (1990).
- [34] S. Chika, H.Kato, M. Nakayama and N. Sano.
Jpn. J. Appl. Phys. **25**, 1441 (1986).
- [35] Heiblum.
J. Vac. Sci. Technol. **B3**, 820 (1985).
- [36] F. Briones, L. González, M. Recio and M. Vázquez.
Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L1125 (1987).
- [37] A. Ruiz, L. González, A. Mazuelas and F. Briones.
Appl. Phys. A **49**, 543 (1989).

- [38] M. Vázquez, J.P. Silveira, L. González, M. Pérz, G. Armelles, J. L. de Miguel and F. Briones.
J. Cryst. Growth **102**, 891 (1990).
- [39] J. M. Rodriguez, G. Armelles, J.P. Silveira, M. Vázquez and F. Briones.
Phys. Rev. B, **40**, 8570 (1989).
- [40] G. Armelles, M. Recio, J.M. Rodriguez, and F. Briones.
Phys. Rev. B, **40**, 8573 (1989).
- [41] J. Arriaga, G. Armelles, M.C. Muñoz, J.M. Rodriguez, P. Castrillo, M. Recio, V.R. Velasco, F. Briones and F. García Moliner.
Phys. Rev. B, **43**, 2050 (1991).
- [42] G. Armelles, P. Castrillo, M.Recio, M.L. Sanjuan, J.Arriaga, J.P. Silveira, M. Vázquez and F. Briones.
Phys. Rev. B, **44**, 3020 (1991).
- [43] C. Ballesteros, J. Piqueras, M. Vázquez, J.P. Silveira, L.González and F. Briones.
Proceedings of the XIIth Congress for Electron Microscopy. San Francisco (1990).
- [44] A.T. Macrander, G.P. Schwartz and G.J. Gualteri.
J. Appl. Phys. **64**, 6733 (1988).
- [45] X.R. Wang, X.Y. Chi. H. Zheng, Z.L. Miao and J. Wang.
J. Vac. Sci. Technol. **B6**, 34 (1988).
- [46] J. Kervarec, M. Baudet, J. Caulet, P. Auvray , J.M. Emery and A. Regreny.
J. Appl. Cryst. **17**, 196 (1984).

- [47] K. Ishida, J. Matsui, T. Kamejima and I. Sakima.
Phys. Stat. Sol.(a) **31**, 255 (1975).
- [48] A. Segmuller, P. Krishna, and L. Esaki.
J. Appl. Cryst. **10**, 1 (1977).
- [49] L. Tapfer and K. Ploog.
Phys. Rev. **B33**, 5565 (1986).
- [50] J. Matsui, K. Onabe, T. Kamejima and I. Hayashi.
J. of the Electrochemical. Soc. **126**, 664 (1979).
- [51] R. M., Fleming, D. B. McWhan, A. C. Gossard and R. A. Logan.
J. Appl. Phys. **51**, 357 (1980).
- [52] M. Quillec, L. Goldstein, G. Le Roux, J. Burgeat and J. Primot.
J. Appl. Phys. **55**, 2904 (1984).
- [53] H. Kamigaki, H. Sakasita, H. Kato, N. Sano and H. Terauchi.
Appl. Phys. Lett. **49**, 1071 (1986).
- [54] N. Itoh and K. Okamoto.
J. Appl. Phys. **63**, 1486 (1988).
- [55] "X ray characterization of heteroepitaxial structures with large mismatches"
A.T. Macrander, R.D. Dupuis, J.C. Bean and J.M. Brown.
Semiconductor based heterostructures. Interfacial structure and stability.
Proceedings of the Northeast Regional Meeting of Metallurgical Society. ATT Bell
Laboratories, Murray Hill, New Jersey 1-2 Mayo 1986.

- [56] "Optical Studies of Strained III-V Heterolayers".
Y.J. Marzin, J.M. Gerard, P. Voisin and J.A. Brum.
Strained-Layer Superlattices.
Semiconductors and Semimetals **32**.
- [57] Y. Matsui, H. Hayashi, M. Takahashi, K. Kikushi and K. Yoshida.
J. Cryst. Growth **71**, 280 (1985).
- [58] D. E. Grides, S. E. Swirhun, D. H. Narum, A. I. Akinwande, T. E. Nohara, W.
R. Stuart and P. Joslyn.
J. Vac. Sci. Technol. **58**, 301 (1990).
- [59] K. Irove, J. C. Harmand and T. Matsuno.
Proceedings of the Sixth International Conference on Molecular Beam Epitaxy La
Jolla, CA, USA, 27-31 agosto 1991.
Publicado en J. Cryst. Growth **111**, 313 (1991).
- [60] Munekata , L.L. Ghang, S.C. Woronick and J.H. Kan.
J. Cryst. Growth. **81**, 237 (1987).
- [61] R.J. Matyi, J.W.Lee and H.F. Schaake.
J. of Electr. Mat, **17**, 87 (1988)
- [62] N. Otsuka, C. Choi, Y. Nakamura, S. Nagakura, R. Fisher, C.K. Peng and H.
Morkoç.
Appl. Phys. Lett. **49**, 277 (1986).
- [63] M.D. Lind, G.J. Sullivan, T.Y. Liu and H. Kroemer.
J. Appl. Phys. **64**, 2746 (1988).

- [64] T.E. Crumbaker, H.Y. Lee, M.J.Hafich and G.J.Robinson.
Appl. Phys. Lett. **54**, 140 (1989).
- [65] Y. Matsui, N.Nishiyama, H. Hayashi and K. Yoshida.
Proceedings of Int. Symp. GaAs and Related Compounds. p 179. Heraklion
(Grecia) 1987.
- [66] W.Stolz, F.E. Guimaraes and K. Ploog.
J. Appl. Phys. **63**, 492 (1988).
- [67] J. Varrio, A. Salokatve, H. Asonen, M. Hovinen and M. Pessa.
Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **116**, 91. Materials Research Society (1988).
- [68] J.M. Baribeau, T.E. Jackman, D.C. Houghton, P. Maigné and M.W. Denhoff.
J. Appl. Phys. **63**, 5738 (1988).
- [69] A. A. Ketterson, W. T. Masselink, J. S. Gedymin, J. Klem, C. Perg, W. F.
Kopp, H. Markoç and K. R. Gleason.
IEEE Trans. on Elect. Devices **ED-33** 564 (1986).
- [70] R. F. Kopf, J. M. Kuo, J. Kovalchick, S. J. Pearton, E. F. Jones and A,
Ourmazed.
J. Appl. Phys. **68**, 4029 (1990).
- [71] W. E. Hoke, P. S. Lyman, W. H. Labossier, J. C. Huang, M. Zaitlin, M.
Hendriks and G. Flynn.
J. Vac. Sci. Technol. **B8**, 397 (1990).
- [72] J. Dickmann, A. Geyer, H. Daembres, H. Nickel, R. Lösch and N. Schalapp.
Electronics Lett. **27**, 501 (1991).

- [73] P. C. Chao, P. Ho, K. H. G. Duh, P. M. Smith, J. M. Ballingal, A. A. Jobra, N. Lewis and E. L. Hall.
Electronics Lett. **26**, 27 (1990).
- [74] K. Matsumara, D. Inove, H. Nakano, M. Sawada, Y. Harada and T. Nakakado.
Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L166 (1991).
- [75] K. T. Chan, C. L. Kirschbaum and K. M. Yu.
Appl. Phys. Lett. **58**, 1305 (1991).
- [76] W. Lin, W. C. Hsu, S. Z. Chang, C. Wang and C. Y. Chang.
Appl. Phys. Lett. **58**, 2681 (1991).

5.-CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos a lo largo de la memoria se pueden resumir en las siguientes conclusiones:

Mediante la técnica Atomic Layer Molecular Beam Epitaxy (ALMBE) desarrollada en nuestro laboratorio se han obtenido heteroestructuras AlAs/GaAs de alta calidad óptica a una temperatura de crecimiento de tan sólo 400°C, 300°C más baja que la temperatura de substrato óptima para el crecimiento de AlAs por MBE convencional. Esta técnica nos ha permitido a lo largo del trabajo obtener estructuras que requieren baja temperatura de crecimiento para evitar difusión o segregación de impurezas, para obtener intercaras abruptas o para compatibilizar el crecimiento de superredes de materiales cuyas temperaturas de crecimiento óptimas por MBE son muy diferentes.

Se ha aplicado la técnica ALMBE y la posibilidad de obtener epitaxias de alta calidad a bajas temperaturas de substrato en dos campos paralelos:

Por un lado en las heterouniones invertidas de alta movilidad electrónica y por otro lado en unas nuevas estructuras de dopado modulado donde los materiales constituyentes no tienen el mismo parámetro de red. En estas estructuras, del tipo n-AlInAs/GaInAs ó n-AlGaAs/GaInAs, se está trabajando intensamente en los últimos meses debido a que tienen una mayor densidad de electrones y una mayor velocidad

electrónica que las estructuras convencionales. Para ello hemos estudiado el crecimiento y la caracterización de superredes AlAs/InAs como posible sustituto de la aleación de AlInAs y el crecimiento de GaInAs sobre GaAs en un amplio rango de composiciones de In para finalmente obtener una heteroestructura en donde los materiales tienen diferente parámetro de red.

En cuanto a los resultados obtenidos en estructuras invertidas de alta movilidad electrónica:

- Se han crecido estructuras invertidas de alta movilidad electrónica mediante ALMBE a baja temperatura ($T_s = 400^\circ\text{C}$). De este modo se ha conseguido impedir la segregación de Si hacia la intercara, obteniéndose estructuras con una movilidad máxima de $57000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$.
- Se han crecido asimismo estructuras invertidas de alta movilidad electrónica donde se ha sustituido la aleación dopada por una superred AlAs/n-GaAs. De este modo se ha conseguido evitar el problema de la fotoconductividad persistente, que es el principal problema desde el punto de vista tecnológico de estas estructuras.
- A partir de estructuras invertidas de dopado modulado se ha fabricado y caracterizado un transistor de efecto de campo de alta movilidad electrónica (HEMT) de $4 \mu\text{m}$ de anchura de puerta. Hasta el momento, creemos que este

es el primer dispositivo HEMT que ha sido fabricado íntegramente en España. La caracterización del dispositivo muestra que, a pesar de las limitaciones impuestas por sus dimensiones, las epitaxias obtenidas son adecuadas para su utilización en este tipo de dispositivos.

- También se ha realizado un programa basado en el modelo de Delagebeaudeuf y Linh que nos ha permitido calcular la densidad de portadores de la heterounión a partir de los parámetros de diseño de la estructura. El conocimiento de la densidad de portadores es un parámetro fundamental tanto para la obtención de estructuras de alta movilidad como para la fabricación de transistores de efecto de campo.

En cuanto a estructuras en las que los materiales constituyentes tienen diferente parámetro de red:

- Se han crecido series de superredes, $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_n$ y $(\text{AlAs})_m(\text{InAs})_{15}$ ($n, m = 1, 2, 3, 5, 10$ monocapas) mediante ALMBE a $T = 400^\circ\text{C}$. Este modo de crecimiento ha permitido compatibilizar a una temperatura de crecimiento común (400°C) estos dos materiales con temperaturas de crecimiento óptimas por MBE muy diferente (AlAs : $T_s \simeq 700^\circ\text{C}$, e InAs $T_s \simeq 500^\circ\text{C}$).

Dichas superredes se han caracterizado exhaustivamente mediante difracción de rayos X (doble cristal y de polvo). Se ha estudiado la intensidad

y la forma de los satélites correspondientes a la supraperiodicidad de la superred. Los resultados obtenidos indican que las superredes $(\text{AlAs})_{15}(\text{InAs})_n$ son de mayor calidad estructural que las $(\text{AlAs})_m(\text{InAs})_{15}$, en total acuerdo con los resultados RHEED. Este comportamiento puede atribuirse al diferente estado de tensión de ambos materiales en la superred. Asimismo, los resultados obtenidos con el difractor de rayos X de doble cristal y TEM demuestran que mientras los espesores de las subcapas estén por debajo de su espesor crítico las superredes son de muy alta calidad cristalina.

- Se han crecido mediante ALMBE aleaciones $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0.35 < x < 1$) desacopladas del sustrato de GaAs. Mediante las medidas de rayos X hemos obtenido información de la calidad cristalina de las muestras y de la inclinación de la epitaxia sobre el sustrato. Los valores de la inclinación de estas epitaxias son mucho menores que los obtenidos por otros autores en aleaciones de GaInAs sobre InP crecidas por MBE con la misma diferencia de parámetro de red. Como la inclinación de la epitaxia está directamente relacionada con la densidad de dislocaciones de tipo II estos resultados indican que mediante ALMBE se favorece una relajación de la red principalmente a través de la formación de dislocaciones de tipo I. Dichas dislocaciones están confinadas en la intercara, no degradando la calidad de la epitaxia.

Se ha observado una relación directa entre el grado de inclinación de la capa epitaxial y la degradación de la calidad cristalina debido a que la causante

principal de ambas son las dislocaciones de tipo II. Por lo tanto, la calidad cristalina de las estructuras desacopladas del sustrato depende de la relación de densidad de las diferentes dislocaciones (inclinación de la epitaxia) más que de la densidad total de las mismas (directamente relacionada con la diferencia de parámetro de red) por encontrarse estas confinadas en la intercara con el sustrato.

- Por último, combinando la experiencia adquirida en estructuras de alta movilidad electrónica y estructuras con diferente parámetro de red se ha crecido y caracterizado una estructura pseudomórfica de alta movilidad electrónica n-GaAs/GaInAs. Los resultados obtenidos son comparables a los de las publicaciones más recientes en estructuras similares.