

**Centro de Investigación Científica y de  
Educación Superior de Ensenada**



**MODELADO Y CARACTERIZACION DE LOS  
ELEMENTOS PARASITOS DEL CIRCUITO ELECTRICO  
EQUIVALENTE Y ANALISIS ESPECTRAL DEL  
DIODO LASER DE SEMICONDUCTOR**

**TESIS**

**DOCTORADO EN CIENCIAS**

**HORACIO LUIS MARTINEZ REYES**

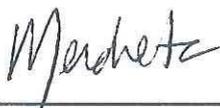
**ENSENADA B.C., MEXICO**

**ENERO DEL 2001**

TESIS DEFENDIDA POR

**Horacio Luis Martínez Reyes**

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



---

**Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez**

Codirector del Comité



---

**Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández**

Codirector del Comité



---

**Dr. Heriberto Márquez Becerra**

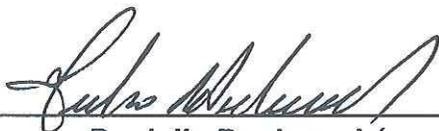
Miembro del Comité



---

**Dr. Enrique Mitrani Abenchuchan**

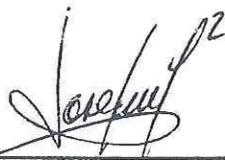
Miembro del Comité



---

**Dr. Julio Perdomo López**

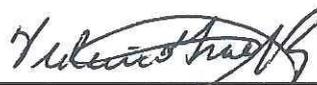
Miembro del Comité



---

**Dr. José Luis Medina Monroy**

Jefe del Departamento de Electrónica y  
Telecomunicaciones



---

**Dr. Federico Graef Ziehl**

Director de Estudios de Posgrado

13 de julio del 2000

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA  
Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA.



DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA  
DEPARTAMENTO DE ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES

MODELADO Y CARACTERIZACIÓN DE LOS ELEMENTOS PARÁSITOS DEL  
CIRCUITO ELÉCTRICO EQUIVALENTE Y ANÁLISIS ESPECTRAL DEL DIODO  
LÁSER DE SEMICONDUCTOR

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de DOCTOR  
EN CIENCIAS presenta:

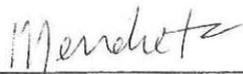
HORACIO LUIS MARTÍNEZ REYES

Ensenada, Baja California, México. Enero del 2001.

RESUMEN de la tesis de Horacio Luis Martínez Reyes, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES. Ensenada, Baja California, México, enero del 2001.

## MODELADO Y CARACTERIZACIÓN DE LOS ELEMENTOS PARÁSITOS DEL CIRCUITO ELÉCTRICO EQUIVALENTE Y ANÁLISIS ESPECTRAL DEL DIODO LÁSER DE SEMICONDUCTOR.

Resumen aprobado por:



Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez  
Co-director de tesis



Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández  
Co-director de tesis

Los láseres de semiconductor de alta velocidad son dispositivos esenciales para los sistemas actuales de: comunicaciones digitales, transmisión de subportadora analógica, dispositivos de microondas, e instrumentación. En la transmisión de señales de microondas por fibra óptica se tienen grandes ventajas sobre los sistemas de microondas terrestres y de cable coaxial por: el gran ancho de banda, la baja atenuación, la baja dispersión, la inmunidad a la interferencia electromagnética, etc. Para las aplicaciones enunciadas anteriormente se requieren dispositivos láser con: gran ancho de banda, bajo ruido de intensidad, baja anchura espectral, alta eficiencia de modulación, gran intervalo de temperatura, baja distorsión, etc.

Esta tesis presenta un estudio de los factores que limitan el ancho de banda intrínsecos y extrínsecos del diodo láser de semiconductor. En particular, se presenta una contribución a la vez teórica y experimental acerca de la extracción de los elementos parásitos (extrínsecos) del circuito eléctrico equivalente del diodo láser. Se introducen nuevas técnicas de medición para la extracción de la resistencia serie en diodos láser de semiconductor. Se validan los estudios teóricos de las técnicas propuestas de medición de la resistencia serie en DC y RF. Asimismo, se muestra la relevancia del conocimiento del valor de la resistencia serie parásita en aplicaciones de simulación de sistemas optoelectrónicos y en el acoplamiento eléctrico de fuentes generadoras de señales de microondas al dispositivo láser.

En este trabajo también se hace una revisión de las características espectrales de la emisión de láseres de semiconductor monofrecuenciales. Se presenta el principio de la técnica interferométrica con la relación de Schawlow-Townes modificada y la técnica interferométrica autohomodina, describiendo los montajes experimentales utilizados para la medición del espectro del campo óptico y se presentan mediciones realizadas sobre un láser DFB. En la medición de la anchura espectral por medio de un interferómetro heterodino con fibra monomodo para diferentes valores de la corriente de inyección se observó un producto anchura espectral por potencia óptica de una decena de MHz.mW.

Palabras clave: comunicaciones ópticas, láseres de semiconductor, resistencia serie, circuito equivalente, características espectrales, anchura espectral.

ABSTRACT of the thesis of Horacio Luis Martínez Reyes presented as a partial requirement for obtaining the degree of DOCTOR OF SCIENCE, Ensenada, Baja California, México. January 2001.

**MODELLING AND CHARACTERIZATION FOR PARASITIC ELEMENTS OF THE EQUIVALENT ELECTRICAL CIRCUIT AND SPECTRAL ANALYSIS OF A SEMICONDUCTOR LASER DIODE.**

Approved by:



Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez

Thesis advisors



Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández

High speed semiconductor lasers are key devices for: digital communications, analog subcarrier transmission, microwave devices, and instrumentation. Microwave signal transmission using optical fibers have many advantages over the terrestrial microwave systems and coaxial due to: wide bandwidth, low attenuation, low dispersion, immunity to electromagnetic interference, etc. For this kind of applications it is required laser devices with: broadband, low intensity noise, low linewidth, high modulation efficiency, wide temperature range, low distortion, etc.

This disertation presents a study about bandwidth limiting factors (intrinsic and extrinsic) in semiconductor laser diodes. Particularly, is presented a theoretical and experimental work concerning the parasitic element extraction (extrinsic) for the laser diode equivalent electrical circuit. Furthermore, using DC and RF measurements, new techniques for the series resistance extraction in semiconductor laser diodes are presented. The theoretical studies about measurement techniques proposed for series resistance in DC and RF are validated. Likewise, the importance of the parasitic series resistance in opto-electronic systems and in the electrical matching of microwave sources to the laser device is presented.

On the other hand, a review of the spectral characteristics of the single-frequency semiconductor laser emission is presented. The principle of an auto-homodyne interferometric technique for the linewidth measurement is described and an experimental set-up for the measurement of the field spectrum of a DFB laser is reported. In addition a linewidth measurement set-up with heterodyne interferometric technique using singlemode fiber is presented and an experimental set-up is described, leading to the measurement of a product linewidth optical power about 10 MHz-mW.

Keywords: optical communications, semiconductor laser, series resistance, equivalent circuit, spectral characteristics, linewidth.

## DEDICATORIA

Con todo cariño y respeto a mi madre Celia Reyes por el apoyo que me ha brindado durante toda mi existencia. Su ejemplo de superación y lucha ha sido fundamental para lograr la culminación de una de mis gandes metas.

A mis hermanos: Silvia Ma. Azucena, Hector Pablo, Lorena Hortencia, Arcelia Verónica, Francisco Javier, y Humberto por el apoyo y la convivencia que he recibido de su parte. Creo conveniente agregar de colado al Geri †.

A mis sobrinos: Gustavo, Luis Miguel, Juli, Edson, Panchito, Liliana, César, Paola, y Emily. Hasta el momento son nueve, pero no se excluyen a los que vienen.

A Denisse por el apoyo que me ha dado. Gracias por darme estabilidad y por darle sentido a mi vida.

## AGRADECIMIENTOS

A mis directores de tesis Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez y Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández por sus consejos y apoyo para la realización de este trabajo.

A los miembros del comité de tesis: Dr. Heriberto Márquez Becerra, Dr. Enrique Mitrani Abenchuchan, y Ph. D. Julio Perdomo López por sus valiosos comentarios y correcciones al manuscrito.

Al M. C. Benjamín Ramírez y al Sr. Raúl Moreno, por su ayuda en la soldadura del diodo láser y en el diseño de la base de pruebas.

A todos mis profesores, amigos, y compañeros. Sin olvidar al glorioso equipo de futbol del CICESE.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología.

## CONTENIDO

	<u>Página</u>
I. INTRODUCCIÓN	1
II GENERALIDADES DE LOS LÁSERES DE SEMICONDUCTOR	4
II.1 Introducción	4
II.2 Funcionamiento estático del láser de semiconductor	4
II.3 Modulación del láser de semiconductor	6
II.3.1 Modulación directa del láser de semiconductor	6
II.3.2 Modulación externa del láser de semiconductor	8
II.4 Anchura espectral	10
II.5 Conclusión	12
III RESPUESTA EN FRECUENCIA DEL LÁSER DE SEMICONDUCTOR	13
III.1 Introducción	13
III.2 Láseres de semiconductor de alta velocidad	13
III.2.1 Generalidades de los láseres de semiconductor de gran ancho de banda de modulación	13
III.2.2 Respuesta en frecuencia intrínseca del láser de semiconductor	16
III.2.2.1 La frecuencia de relajación y el factor K	17
III.2.2.2 Ganancia Diferencial	19
III.2.2.2.1 Efectos térmicos	20
III.2.2.2.2 Efectos de desintonización	20
III.2.2.2.3 Efectos de pozos cuánticos esforzados	21
III.2.2.2.4 Efectos de dopado	21
III.2.2.2.5 Efectos de amortiguamiento	21
III.2.2.3 Fenómenos de transporte	22
III.3 Acoplamiento eléctrico del diodo láser de semiconductor	23
III.4 Circuitos eléctricos equivalentes del diodo láser para pequeña señal	27
III.4.1 Circuito eléctrico equivalente intrínseco del diodo láser	28
III.4.2 Elementos parásitos del diodo láser de semiconductor	33
III.4.2.1 Efectos de los parásitos	34
III.4.2.2 Características y reducción de los elementos parásitos	36
III.4.2.3 Cálculo de los elementos parásitos	41
III.4.2.3.1 Cálculo de la resistencia parásita	42
III.4.2.3.2 Cálculo de la inductancia parásita	50
III.4.2.3.3 Extracción de los parásitos	51
III.4.3 Consideraciones de los diodos láser de semiconductor modulados para gran señal	58
III.5 Conclusión	60
IV CARACTERÍSTICAS ESPECTRALES DE LA EMISIÓN DE LÁSERES DE SEMICONDUCTOR	62

## CONTENIDO (Continuación)

IV.1	Introducción	62
IV.2	Descripción fenomenológica de la anchura espectral	63
IV.3	Densidad espectral de la fotocorriente.	68
IV.3.1	Densidad espectral de potencia óptica con interferometría heterodina/ homodina	69
IV.3.2	Densidad espectral de potencia óptica con interferometría autoheterodina	70
IV.4	Mediciones	72
IV.5	Conclusión	79
V	CONCLUSIÓN GENERAL	80
	LITERATURA CITADA	83

## LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
1	Diagrama esquemático de la modulación directa del láser de semiconductor.	6
2	Diagrama esquemático de la modulación externa del láser de semiconductor.	10
3	Respuesta en frecuencia del láser de semiconductor modulado con pequeña señal.	18
4	Acoplamiento del generador de señales de microondas al láser semiconductor: (a)acoplamiento resistivo, (b) red de acoplamiento reactivo.	24
5	Filtro Chebyshev genérico para la implementación de la red de acoplamiento reactiva.	25
6	Diagrama de bloques del láser de semiconductor ilustrando los diferentes niveles de modelado de circuito eléctrico equivalente.	28
7	Circuitos eléctricos equivalentes intrínsecos de diodos láser de semiconductor para pequeña señal; (a) para corrientes mayores a la corriente de umbral del láser “bulk” [Tucker y Pope, 1983], (b) para corriente menores a la corriente de umbral de láser “bulk” [Morishita et al., 1979], (c), (d) para láseres de pozo cuántico QW [Esquivias et al., 1999], [Lu et al., 1995], y (e), (f) para láseres VCSEL [Giudice et al., 1998], [Tatum et al., 1997].	31
8	Modelo equivalente del láser de semiconductor con elementos distribuidos.	32
9	Circuito eléctrico equivalente del diodo láser simplificado debido a los parásitos del diodo láser.	33
10	Principales contribuciones de la resistencia serie del diodo láser.	39
11	Circuito eléctrico equivalente intrínseco del diodo láser utilizado para calcular a los elementos parásitos.	41
12	Circuito eléctrico equivalente utilizado para el cálculo de los elementos parásitos.	42
13	Modelo del diodo láser de semiconductor para el análisis en DC.	43
14	Diagrama esquemático del banco de medición de DC para la determinación de la resistencia serie del diodo láser.	52
15	Curva de la potencia óptica en unidades arbitrarias (u.a.) en función de la corriente suministrada del diodo láser DFB FLD150F2RH.	52
16	Variación de la resistencia serie en función de la temperatura. La recta superior corresponde al método de Cheung y Cheung, y la recta inferior al método de Benett.	53
17	Partes real e imaginaria medidas de la impedancia del láser DFB FLD150F2RH. (a) Parte real de la impedancia, (b) parte imaginaria de la impedancia. (x) valores medidos, (o) ajuste de datos (fitting). Parámetros ajustados: $R_s = 5.6 \Omega$ , $C = 0.1327 \text{ nF}$ , $L = 9754 \text{ pH}$ , $R_d = 5.82 \Omega$ .	55

## LISTA DE FIGURAS (Continuación)

<u>Figura</u>		<u>Página</u>
18	Valores de la parte real de $Z_{11}$ para muy baja frecuencia a corrientes de polarización sub-umbral (5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, y 12 mA) considerando curvas ajustadas de mediciones del láser DFB FLD150F2RH.	56
19	Parte real de $Z_{11}$ en función de $1/I$ para corrientes de subumbral de 5 a 12 mA y ajuste de datos del láser DFB FLD150F2RH.	56
20	Parte real de la impedancia medida del láser DFB FLD150F2RH para una corriente superior al umbral ( $I = 25$ mA).	57
21	Representación fasorial del campo láser afectado por fluctuaciones aleatorias de fase.	64
22	Diagrama de bloques del proceso de fotodetección homodina/heterodina.	69
23	Esquema de detección heterodina cuando las ondas detectadas Proviene de la misma fuente.	71
24	Relación entre la anchura espectral de la fotocorriente y la del campo óptico normalizadas al inverso del tiempo de retardo.	73
25	Transposición espectral del dominio óptico al radioeléctrico.	73
26	Montaje experimental utilizado de la fotodetección homodina/heterodina.	74
27	Densidad espectral de la fotocorriente	75
28	Diagrama de bloques del interferómetro heterodino.	76
29	Espectro de la fotocorriente resultante de la fotodetección heterodina.	77
30	Anchura espectral en función del inverso de la potencia óptica emitida.	78
	a) relación de Schawlow Townes modificada con $n_{sp} = 1$ .	
	b) relación de Schawlow Townes modificada con $n_{sp} = 2.5$ .	
	c) Resultado experimental 0.	
	d) Corrección de Henry para ( $= 5.4$ y $n_{sp} = 1$ ).	
	e) Corrección de Henry para ( $= 5.4$ y $n_{sp} = 2.5$ ).	

## LISTA DE TABLAS

<u>Tabla.</u>		<u>Página.</u>
I	Estado del arte de los mayores anchos de banda de modulación para los sistemas de comunicación óptica.	15
II	Redes de acoplamiento de diodos láser y sus principales características de diseño.	26
III	Comparación de resultados publicados para anchos de banda intrínsecos y la reducción de anchos de banda por los elementos parásitos de diodos láser de semiconductor.	35
IV	Valores de desvanecimiento por los parásitos RC y su correspondiente ancho de banda parásito de algunos láseres de semiconductor.	36
V	Comparación de técnicas de DC y RF y el valor de ajuste del circuito eléctrico equivalente para la estimación de la resistencia serie del láser DFB FLD150F2RH.	57

# MODELADO Y CARACTERIZACIÓN DE LOS ELEMENTOS PARÁSITOS DEL CIRCUITO ELÉCTRICO EQUIVALENTE Y ANÁLISIS ESPECTRAL DEL DIODO LÁSER DE SEMICONDUCTOR.

## I. INTRODUCCIÓN.

Los láseres de semiconductor han desempeñado un papel tecnológico importante desde su invención a principios de los años 1960s. Con respecto a otras clases de láseres como los de Helio-Neón, CO<sub>2</sub>, etc. los láseres de semiconductor presentan un mayor impacto económico debido a la gran diversidad de aplicaciones (transmisión de señales, lectores de códigos de barras, impresoras láser, etc.) y a la creciente invasión de nuevos dominios (médicos, soldadura, etc.).

Los láseres de semiconductor de alta velocidad se aplican en sistemas de telecomunicaciones de alta velocidad (2.4 Gbit/s, 10 Gbit/s), transmisión de subportadora analógica (CATV, distribución de señal de microondas, y "Phase Array Radar"), dispositivos de microondas (modificadores de fase, aisladores, y amplificadores), y en instrumentación (osciladores de ultra bajo ruido de fase, y generadores de ultra corto pulso óptico).

La transmisión de señales de microondas por fibra óptica presenta grandes ventajas sobre los sistemas de microondas terrestres y cable coaxial por el gran ancho de banda (25,000 GHz), la baja atenuación (a 1.3  $\mu\text{m}$  - 1.6  $\mu\text{m}$ ), la baja dispersión, la inmunidad a la interferencia electromagnética, etc.

Para las aplicaciones enunciadas anteriormente se requieren dispositivos láser con gran ancho de banda, bajo ruido de intensidad RIN, baja anchura espectral, alta eficiencia de modulación, gran intervalo de temperatura, baja distorsión, etc.

El propósito principal de esta investigación es el estudio teórico y experimental de los factores limitantes del ancho de banda (en especial los elementos parásitos del diodo láser) y de la anchura espectral del diodo láser de semiconductor de alta velocidad.

Esta tesis propone una contribución en la extracción de la resistencia serie parásita del circuito eléctrico equivalente del diodo láser de semiconductor.

El capítulo 2 “Generalidades de los láseres de semiconductor” da una descripción general de las herramientas analíticas de las principales características de diseño en la aplicación del dispositivo láser de semiconductor de alta velocidad que serán utilizadas en los capítulos siguientes. Se presenta en particular a la característica estática, se examinan a los esquemas de modulación (directa y externa), y a las características espectrales del dispositivo láser de semiconductor.

El capítulo 3 “Respuesta en frecuencia del láser de semiconductor” presenta un estudio completo dedicado a la respuesta en frecuencia del diodo láser de alta velocidad dividido en tres secciones. En la primera sección se presentan a las principales limitaciones del ancho de banda del diodo láser y los avances realizados hasta la fecha en el mejoramiento del desempeño de los sistemas de comunicaciones vía fibra óptica modulados con señales de microondas. En la segunda sección se examina el empleo del circuito eléctrico equivalente para lograr un adecuado acoplamiento eléctrico con la señal moduladora de microondas. En la tercera sección se examinan los efectos, las contribuciones y el mejoramiento de los elementos intrínsecos y extrínsecos del circuito

eléctrico equivalente del dispositivo. Se presenta un estudio de los elementos parásitos destacando la importancia en la consideración de la resistencia serie del diodo láser en aplicaciones de simulación de sistemas ópticos, en el diseño del acoplamiento eléctrico, etc. Se introducen nuevas técnicas de medición para la caracterización de la resistencia serie en diodos láser de semiconductor. Se validan los estudios teóricos de las técnicas de medición de la resistencia serie en DC y RF propuestas en este trabajo de investigación. También se muestra un análisis teórico práctico del comportamiento de la resistencia serie del diodo láser en función de la temperatura. Finalmente, se presentan las principales consideraciones del dispositivo láser modulado con gran señal.

El capítulo 4 “Características espectrales de la emisión de láseres de semiconductor” presenta una revisión de las características espectrales de la emisión de láseres de semiconductor monofrecuenciales; se plantea el principio de la técnica interferométrica autohomodina, describiendo el montaje experimental utilizado para la medición del espectro del campo óptico y se presentan mediciones realizadas sobre un láser de InGaAsP. Se presenta el estudio del espectro óptico de emisión de láseres de semiconductor GaAlAs de tipo Fabry-Perot monofrecuenciales, con la relación de Schawlow-Townes modificada para la anchura espectral.

## II GENERALIDADES DE LOS LÁSERES DE SEMICONDUCTOR.

### II.1 Introducción.

En este capítulo se presentan las características estáticas, dinámicas, y de ruido de fase del diodo láser de semiconductor. Este dispositivo emisor de potencia óptica es controlado por corriente. De esta forma, en esta sección se muestra su comportamiento en corriente directa DC donde se observa la existencia de una corriente de umbral para lograr emisión espontánea o emisión estimulada en el dispositivo. Se comparan los métodos de modulación directa y de modulación externa utilizados en los sistemas de comunicación ópticas. También se presenta una revisión de las características espectrales de la emisión de láseres de semiconductor monofrecuenciales.

### II.2 Funcionamiento estático del láser de semiconductor.

El medio activo del láser de semiconductor se caracteriza por una constante dieléctrica compleja en el cual la parte real representa al índice de refracción y la parte imaginaria representa a la ganancia neta. Para tener una oscilación estable, el campo óptico en la cavidad debe permanecer sin cambio después de una ida y retorno. Para un diodo láser en el cual las reflectividades de las facetas son definidas por  $r_1$  y  $r_2$  y la longitud por  $L$ , esa condición está dada por [Duan, 1991]:

$$r_1 r_2 \exp(g - \alpha_L)L \exp(j2KL) = 1. \quad (1)$$

Donde:  $g$  es la ganancia del material,  $\alpha_L$  las pérdidas internas, y  $K = \omega_n / C$  la constante de propagación real en el medio activo. La ganancia se supone lineal con respecto a la densidad de los portadores e independiente de la intensidad del campo:

$$g = g_0 (N - N_0). \quad (2)$$

Donde:  $g_0$  es la ganancia diferencial y  $N_0$  la densidad de los portadores correspondientes a la ganancia nula. El factor de confinamiento está incluido por el término de la ganancia diferencial.

Separando la parte real y la parte imaginaria de la ecuación (1), se obtiene:

$$g = \alpha_L + \alpha_m \quad (3)$$

$$\omega_0 = \frac{C}{2\pi L} 2m\pi. \quad (4)$$

Donde:  $m$  es un entero. La ecuación (3) indica que la ganancia debe compensar a las pérdidas totales y (4) corresponde a la condición de estacionariedad del campo en la cavidad láser. El efecto de la cavidad se traduce por las pérdidas equivalentes de los espejos. Las pérdidas equivalentes de los espejos por el láser Fabry-Perot están dadas por:

$$\alpha_m = -\frac{1}{L} \log(r_1 r_2). \quad (5)$$

En un láser "Distributed FeedBack" DFB y "Distributed Bragg Reflector" DBR, se pueden definir las partes equivalentes de los espejos en el cual la forma es más complicada.

Con la condición de oscilación satisfecha, la corriente inyectada va a ser convertida en fotones emitidos. La conservación del número de los portadores lleva a la ecuación:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_e} - V_g g \frac{P}{V}. \quad (6)$$

Donde:  $N$  es la densidad de los portadores,  $q$  es la carga de un electrón,  $V$  el volumen de la capa activa,  $\tau_e$  la duración de vida de los electrones,  $I$  la corriente de inyección y  $P$  el número de fotones. En el caso estático ( $\frac{dn}{dt} = 0$ ), el valor promedio del número de fotones  $\bar{P}$  esta ligado simplemente a la corriente inyectada por:

$$\bar{P} = \frac{\tau_p}{q} (I - I_{th}). \quad (7)$$

Donde:  $\tau_p^{-1} = Vg(\alpha_m + \alpha_L)$  es la duración de vida de los fotones e  $I_{th} = qVN_{th}/\tau_e$  la corriente de umbral,  $N_{th} = 1/(v_g \tau_p g_d)$  la densidad de portadores al umbral.

### II.3 Modulación del láser de semiconductor.

Para transmitir información en una fibra óptica, se debe modular a la luz por señales eléctricas para generar encendido-apagado o señales de luz con variación en intensidad. Este es un proceso de conversión de la señal portadora de electrones a fotones. Hay dos formas principales de enviar señales ópticas: (a) modulación directa del láser, en la cual se modula directamente a la corriente del diodo láser, y (b) modulación externa, en la cual se usa un modulador externo para modular a la salida de onda continua de un láser. En las siguientes subsecciones se verán estos dos esquemas de modulación del láser de semiconductor.

#### II.3.1 Modulación directa del láser de semiconductor.

En la figura 1 se muestra un enlace de fibra óptica con modulación directa del láser. Las señales eléctricas se envían a un amplificador, el cual amplifica a la señal de entrada entregando una corriente para manejar al diodo láser. La intensidad de luz del láser es una función de la corriente de inyección, por lo tanto, las señales ópticas se envían por la fibra óptica modulando directamente a la potencia de salida del láser con un manejador de corriente.

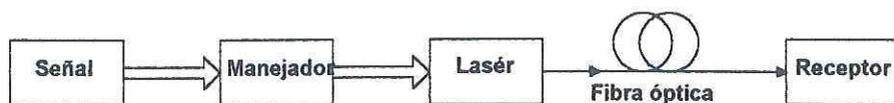


Figura 1. Diagrama esquemático de la modulación directa del láser de semiconductor.

La modulación directa del láser es simple y relativamente fácil de implementar. El desempeño del sistema está directamente relacionado a las características de estructura del diodo láser, obteniéndose buenos resultados con diodos láser “Distributed FeedBack” DFB, “Multiple Quantum Well” MQW. Los límites de ancho de banda y distancia de transmisión asociada con este esquema de modulación debida a las características de frecuencia del láser con modulación de alta frecuencia dependen en gran medida de las siguientes características:

a) Frecuencia de oscilación de relajación. Esta frecuencia representa a la frecuencia de resonancia natural del diodo láser, la cual junto con el factor  $K$  representan a la frecuencia más alta a la cual puede ser modulado el láser semiconductor de alta frecuencia.

b) Ruido de intensidad relativo RIN. La potencia emitida de un láser de semiconductor fluctúa alrededor de su valor en estado estable debido a que la emisión espontánea es un proceso aleatorio. De esta forma, el RIN está definido por;  $RIN = Sp(\omega)/P^2$ . Donde:  $Sp(\omega)$  es la densidad espectral a la frecuencia  $\omega$ , y  $P$  es la potencia de salida. El ruido RIN depende de la potencia y de la frecuencia de la oscilación de relajación. Los valores típicos del RIN de los láseres de alta velocidad están en el intervalo de 125-150-dB/Hz, mostrando menores valores los dispositivos DFB sobre los dispositivos Fabry-Perot. La relación señal a ruido (SNR) a la salida de un enlace está limitada por el ruido de intensidad del láser [Dagli, 1999].

c) “Chirp”. Este es un efecto de mayor anchura espectral del diodo láser debido a la modulación de la corriente para alta velocidad. El efecto de “chirp” es causado por la variación del índice refractivo de la capa activa debida a la variación de la densidad de

electrón durante la modulación, el cual varía a la longitud óptica de la cavidad del láser y por lo tanto cambia su longitud de onda de resonancia. Esta ampliación del espectro tiene efectos adversos de dispersión en la transmisión de la señal de alta velocidad a través de un sistema de comunicaciones de fibra óptica.

Las limitaciones del desempeño del láser para alta frecuencia descritas anteriormente se pueden minimizar operando al láser a una corriente de polarización más alta. Sin embargo, para altos niveles de corriente, la disipación de calor llega a ser importante porque las características del láser también se degradan con la alta temperatura. Otro problema son las grandes disipaciones de potencia para DC, que también aumentan a las dificultades en la implementación de la fuente y los circuitos de manejador de alta velocidad para el láser.

### **II.3.2 Modulación externa del láser de semiconductor.**

Se pueden obtener mayores anchos de banda o mayor relación de bit de la señal de transmisión óptica evitando las limitaciones mencionadas anteriormente con modulación externa del láser semiconductor [Liao, 1997].

En la figura 2 se muestra el esquema de modulación externa, en lugar de modular directamente a la corriente del láser, se pone un modulador externo entre la salida del láser y la entrada a la fibra para desarrollar a la modulación de la señal. En este caso, el láser trabaja sólo como una fuente de luz de una sola longitud de onda y es operado en el modo de onda continua. Por lo tanto, no se ensanchará la anchura espectral debida a la

modulación de la corriente. Esto mejorará a la distancia de transmisión de la señal y a la relación de bit.

Para la modulación externa el desempeño del sistema depende principalmente del modulador óptico. Los moduladores externos pueden ser electro-ópticos o de electro-absorción. Los moduladores electro-ópticos pueden producir modulación en amplitud, frecuencia, o fase de una señal óptica aprovechando el efecto electro-óptico, en el cual las propiedades ópticas de un cristal se pueden alterar por el campo eléctrico aplicado. Los cristales empleados para una respuesta de buen desempeño son los de potasio dihidrogeno fosfato (KDP), peroeskitas ferroeléctricas como  $\text{LiNbO}_3$  y  $\text{LiTaO}_3$ , así como semiconductores de materiales GaAs y CdTe. Las estructuras más usuales en estos dispositivos son la de interferómetro de Mach-Zender y la de acoplador direccional. En lugar de cambiar los índices refractivos del material como en los moduladores electro-ópticos, los moduladores de electro-absorción modulan directamente a la intensidad de la luz cambiando a la luz transmitida a través del material. En el material semiconductor, los pares electrón-hueco se pueden generar por fotones, por lo tanto, la energía de la luz de entrada puede ser absorbida por el material para formar pares electrón-hueco. Los moduladores más populares de electro-absorción en el sistema de semiconductor III-V son los moduladores “Franz-Keldysh Effect” FKE y los moduladores “Quantum Confined Stark Effect” QCSE. Ambos moduladores son diodos PIN con la región central no dopada utilizada como la región de modulación activa.

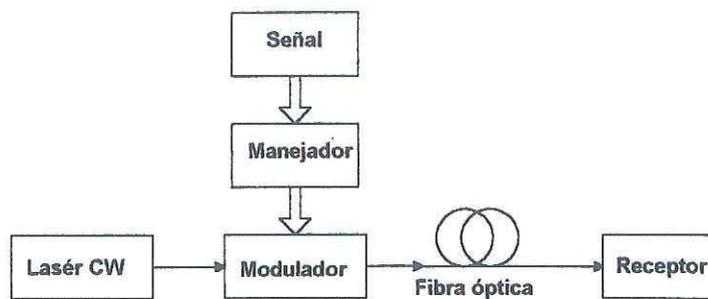


Figura 2. Diagrama esquemático de la modulación externa del láser de semiconductor.

Actualmente el modulador externo comercial que está en uso es el modulador Mach-Zehnder interferométrico (MZI) fabricado con el material niobato de litio. Para el niobato de litio la condición de acoplamiento de velocidad es difícil de obtener para una impedancia de  $50 \Omega$ . Para el mejor acoplamiento de velocidad se ha obtenido un ancho de banda eléctrico 3-dB de 70 GHz. Aunque el MZI de niobato de litio es el estándar de la industria, tiene sus desventajas. Su función de transferencia da insuficiente linealidad para la distribución de CATV y otras aplicaciones más demandantes, es difícil de integrar con semiconductores electrónicos, y el costo es alto [Cox III *et. al.*, 1997]. Con el modulador de electro absorción (EA) se han obtenido anchos de banda eléctricos de 60 GHz a  $1.55 \mu\text{m}$ . También se han fabricado dispositivos similares con anchos de banda de 40 GHz a  $1.3 \mu\text{m}$  [Dagli, 1999].

#### II.4 Anchura espectral.

El estudio espectral de la emisión de láseres de semiconductor monofrecuenciales es de gran importancia para aplicaciones en comunicaciones por fibras ópticas. La anchura espectral finita resultante de fluctuaciones inevitables de fase impuestas por la existencia de la emisión espontánea, es el origen del fenómeno de la dispersión cromática en las fibras ópticas unimodales, siendo una limitante fundamental en el alcance de los enlaces de telecomunicaciones. Además, cuando el láser semiconductor es directamente modulado con

información de alta frecuencia, actuando sobre su corriente de inyección, se produce el efecto de ensanchamiento espectral dinámico, incidiendo en dispersión adicional en la fibra.

En la actualidad existe un gran interés en el estudio de las técnicas de transmisión coherente, pues presentan las siguientes ventajas sobre las incoherentes (con detección directa):

- Distancia de transmisión substancialmente superior.
- Posibilidad de uso de modulación angular (frecuencia y fase ópticas, e incluso polarización).
- Posibilidad de multicanalización por división en longitud de onda, con gran densidad de canales en una sola fibra.

Sin embargo, para la aplicación de estas técnicas, tienen que ser resueltas diversas dificultades fundamentales asociadas tanto al transmisor como al canal de comunicaciones y al receptor.

La anchura espectral finita (e incluso la forma del perfil espectral) producida por el ruido de fase en los osciladores láseres es factor limitante en el proceso de la fotodetección coherente, puesto que el campo láser proveniente de la fibra óptica es superpuesto de manera coherente con otro oscilador local láser independiente sobre la superficie del fotodetector, en cuya salida repercuten los efectos de las fluctuaciones instantáneas de fase relativas entre ambos láseres. Aparte de las comunicaciones ópticas, otros sistemas que utilizan fotodetección coherente son fuertemente afectados por el espectro de láser utilizado, tales como los sensores interferométricos de fibra óptica u otros dispositivos en los que existe conversión fase-amplitud, tales como los sensores polarimétricos de fibra, así como en los sistemas de amplificación óptica (en fibras o en semiconductor) y en esquemas de encadenamiento por inyección óptica.

Por lo anterior, existe gran actividad a nivel internacional para la obtención de láseres de semiconductor que exhiban una anchura espectral reducida, conservando por supuesto características de bajo ruido, estabilidad en la frecuencia central de emisión y respuesta eficiente a la modulación. Diversas alternativas para láseres de alta coherencia

han sido propuestas, basados en estructuras DFB, DBR, C<sup>3</sup>, etc., o bien en configuraciones con elementos ópticos adicionales tales como los láseres de cavidad externa.

## **II.5 Conclusión.**

En este capítulo, se presentó al funcionamiento estático del diodo láser de semiconductor, se resumieron los esquemas de modulación del láser de semiconductor, se mostró una breve introducción de la anchura espectral. Este capítulo constituye la base de los siguientes capítulos.

### **III RESPUESTA EN FRECUENCIA DEL LÁSER DE SEMICONDUCTOR.**

#### **III.1 Introducción.**

En este capítulo se desarrolla el formalismo necesario de la respuesta en frecuencia acerca de las limitaciones intrínsecas (de la región activa del diodo láser) y extrínsecas (debido a elementos parásitos) de los diodos láser de semiconductor de alta velocidad. Se muestra la necesidad de un acoplamiento eléctrico adecuado de la fuente de la señal moduladora al diodo láser para evitar el derroche de esta señal a través de un acoplamiento resistivo. Se presenta un estudio de la representación del diodo láser de semiconductor por un circuito eléctrico equivalente intrínseco y extrínseco. Se proponen métodos de medición de los elementos parásitos, y se muestran resultados de mediciones realizadas en el laboratorio.

#### **III.2 Láseres de semiconductor de alta velocidad.**

##### **III.2.1 Generalidades de los láseres de semiconductor de gran ancho de banda de modulación.**

Los láseres de semiconductor de alta velocidad son esenciales para la transmisión de señales analógicas microondas/milimétricas y señales digitales de alta relación de bit sobre fibras ópticas [Dagli, 1999], i. e., sistemas CATV multicanal y radio móvil

microcelular [Liang *et al.*, 1999]. Estos dispositivos son: fuentes de luz coherente, compactos, robustos, rentables, de larga vida, y relativamente baratos. Asimismo, pueden ser fácilmente modulados en amplitud o en frecuencia hasta muy altas velocidades [Nagarajan, 1994].

En la actualidad se han logrado diseñar láseres de semiconductor con anchos de banda de hasta 48 GHz como se muestra en la tabla I. El dispositivo con el valor máximo de ancho de banda de modulación fue fabricado con los materiales InGaAs/GaAs. En la tabla se muestran los máximos anchos de banda que se han obtenido a la fecha para los materiales GaAs/InGaAs/AlGaAs e InGaAlAs/InGaAsP/InP, para las regiones activas “bulk” y de pozo cuántico QW, para las cavidades láser Fabry-Perot (FP) y realimentación distribuida DFB, así como para las longitudes de onda de 1.3  $\mu\text{m}$  y 1.55  $\mu\text{m}$  [Bowers, 1999; Ram, 1999].

Todavía existe una gran discrepancia entre la realidad experimental y las estimaciones teóricas que predicen un ancho de banda de modulación de 60-90 GHz. Por lo tanto, es de gran interés el estudio teórico de las principales limitaciones en el ancho de banda de modulación de los láseres de semiconductor [Tsai *et al.*, 1997].

Se considera que el máximo ancho de banda de modulación está limitado principalmente por los parásitos RC, el calentamiento del dispositivo o portador, la ganancia no lineal, y la máxima capacidad de manejo de potencia del láser, [Nagarajan *et al.*, 1992a]. Por otra parte, las propiedades intrínsecas de la capa activa presentan el límite máximo en la velocidad de operación [Esquivias *et al.*, 1999].

Tabla I. Estado del arte de los mayores anchos de banda de modulación para los sistemas de comunicación óptica.

Material y estructura	Tipo	Ancho de banda	Referencia
GaAs/InGaAs/AlGaAs			
GaAs	Bulk, FP	11 GHz	[Lau <i>et al.</i> , 1984]
GaAs/Al <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As	3 QW, RWG, FP	16 GHz	[Lang <i>et al.</i> , 1991]
In <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As/GaAs	4 QW, RWG, FP	48 GHz	[Zhang <i>et al.</i> , 1997]
InGaAlAs/InGaAsP/InP			
InGaAsP/InP (1.3 μm)	Bulk, FP	24 GHz	[Meland <i>et al.</i> , 1990]
InGaAsP/InP (1.3 μm)	10 QW, Strain, FP	20 GHz	[Lipsanen <i>et al.</i> , 1992]
InGaAsP/InP (1.3 μm)	Bulk, FE-doped, DFB	18 GHz	[Wang <i>et al.</i> , 1989]
InGaAsP/InP (1.3 μm)	10 QW, Strain, DFB	20 GHz	[Chen <i>et al.</i> , 1995]
InGaAsP/InP (1.55 μm)	Bulk, FP	10 GHz	[Blondeau <i>et al.</i> , 1990]
InGaAsP/InP (1.55 μm)	20 QW, Strain, FP	30 GHz	[Matsui <i>et al.</i> , 1997]
InGaAsP/InP (1.55 μm)	Bulk, -10 nm detuned, DFB	17 GHz	[Uomi <i>et al.</i> , 1989]
InGaAsP/InP (1.55 μm)	7 QW, Strain p-doped DFB	22.5 GHz	[Morton <i>et al.</i> , 1994]

Los principales avances en el campo de los láseres de semiconductor de alta velocidad han sido como se indica a continuación. En los años 1980s el desarrollo de estructuras de dispositivo de bajos parásitos llevó a un gran incremento en el ancho de banda de modulación directa de los láseres de semiconductor "bulk". Al final de la década, utilizando técnicas de crecimiento de cristal avanzadas como "Molecular Beam Epitaxy" (MBE) y "Metal Organic Chemical Vapour Deposition" (MOCVD), se realizaron láseres de pozo cuántico. Los láseres con regiones activas de pozo cuántico tienen una ganancia diferencial mayor a los láseres "bulk". La flexibilidad para variar el aumento de confinamiento cuántico y la longitud de onda de emisión cambiando la composición y la

amplitud de los pozos cuánticos y las regiones de barrera resultaron en grados de libertad adicionales para diseñar láseres de semiconductor con mayores velocidades [Nagarajan, 1994].

### III.2.2 Respuesta en frecuencia intrínseca del láser de semiconductor.

Utilizando las ecuaciones de ritmo, se puede expresar a la respuesta a la modulación para pequeña señal de un láser de semiconductor modulado directamente como una función de transferencia de segundo orden [Nagarajan y Bowers, 1998], la cual está dada por  $|M(\omega)|$ , donde:  $M(\omega) = s(\omega)/(i/q)$ ,  $i$  es la corriente de modulación y  $s(\omega)$  es la salida óptica.

La función  $M(\omega)$  completa esta dada por [Nagarajan *et al.*, 1992b]:

$$M(w) = \left( \frac{1}{1 + jw\tau_r} \right) \frac{A}{w_r^2 - w^2 + jw\gamma} \quad (8)$$

$$A = \frac{\Gamma (v_g g_o / \chi) S_o}{V_w (1 + \epsilon S_o)} \quad (9)$$

$$w_r^2 = \frac{(v_g g_o / \chi) S_o}{\tau_p (1 + \epsilon S_o)} \left( 1 + \frac{\epsilon}{v_g g_o \tau_n} \right) \quad (10)$$

$$\gamma = \frac{(v_g g_o / \chi) S_o}{(1 + \varepsilon \cdot S_o)} + \frac{\varepsilon \cdot S_o / \tau_p}{(1 + \varepsilon \cdot S_o)} + \frac{1}{\chi \tau_n} \quad (11)$$

Donde: A es un factor constante,  $\omega_r = 2\pi f_r$  es la frecuencia de resonancia de relajación,  $\gamma$  es el factor de amortiguamiento,  $\omega$  es la frecuencia de modulación angular,  $\Gamma$  es el factor de confinamiento óptico,  $v_g$  es la velocidad de grupo del campo óptico,  $g_o$  es la ganancia diferencial,  $\chi = 1 + (\tau_r/\tau_e)$  es el factor de transporte (para el caso de efectos de transporte despreciables las expresiones anteriores se reducen haciendo  $\chi = 1$ ),  $S_o$  es la potencia óptica de salida,  $V_w$  es el volumen de los pozos cuánticos,  $\varepsilon$  es el coeficiente de ganancia no lineal,  $\tau_n$  es el tiempo de vida de portador debido a la recombinación espontánea,  $\tau_r$  es el tiempo de difusión a través de la región SCH,  $\tau_p$  es el tiempo de vida del fotón debido a las pérdidas de propagación y de espejo, y  $\tau_e$  es el tiempo de escape del portador.

La función de transferencia de la respuesta a la modulación tiene un comportamiento típico como se muestra en la figura 3. La frecuencia de relajación así como el factor de amortiguamiento determinan el ancho de banda de modulación y el pico de una respuesta de un sistema de segundo orden.

### III.2.2.1 La frecuencia de relajación y el factor K.

La frecuencia de oscilación de relajación  $f_r$  es la frecuencia natural de resonancia de la respuesta en frecuencia para pequeña señal del láser de semiconductor [Bjerkkan *et al.*, 1996], la cual es proporcional al cuadrado de la potencia de salida del diodo láser

[Esquivias *et al.*, 1999; Kakimoto y Watanabe, 1998]. A esta relación de proporcionalidad se le conoce como coeficiente D [Bowers, 1987], y se ha observado que se incrementa con el número de pozos y disminuyendo la longitud de la cavidad [Matsui *et al.*, 1998].

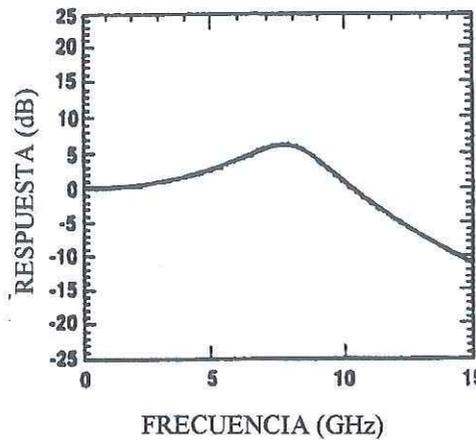


Figura 3. Respuesta en frecuencia del láser de semiconductor modulado con pequeña señal.

Una figura de mérito comúnmente utilizada para caracterizar al máximo ancho de banda intrínseco de modulación posible de los láseres de semiconductor de alta velocidad es el factor K [Zhang *et al.*, 1997; Simpson y Liu, 1997]. El máximo ancho de banda de modulación se puede expresar como  $f_{-3dB \max} = 2^{3/2} \pi/K$  [Zhang *et al.*, 1997; Ralston *et al.*, 1993].

El factor K se definió originalmente como  $\gamma = Kf_r^2$ , para caracterizar a la pendiente de la dependencia lineal de la relación de amortiguamiento al cuadrado de la frecuencia de resonancia. Sin embargo, experimentalmente, se ha observado un corrimiento en DC, y en consecuencia una definición más exacta es  $\gamma = Kf_r^2 + \gamma_0$  [Nagarajan, 1994].

Del análisis de las ecuaciones de ritmo para pequeña señal para láseres con áreas activas “bulk”,  $K$  se puede escribir como  $4\pi^2(\tau_p + \varepsilon/v_g g_0)$ , donde:  $v_g$  es la velocidad de grupo en la cavidad,  $g_0$  es la ganancia diferencial,  $\varepsilon$  es el factor de la ganancia de compresión, y  $\tau_p$  es el tiempo de vida del fotón [Nagarajan, 1992b].

En la práctica el factor  $K$  y el factor de desplazamiento del amortiguamiento  $\gamma_0$  se obtienen experimentalmente de la respuesta a la modulación del láser a diferentes corrientes de polarización y graficando  $\gamma$  contra,  $f_r^2$ . La pendiente y la intersección de esta línea dan  $K$ , y  $\gamma_0$  respectivamente [Dagli, 1999].

Para una densidad de corriente dada se han logrado mayores frecuencias de resonancia obteniendo una ganancia diferencial mayor, longitudes de cavidad más cortas, y pequeños volúmenes de modo [Bowers, 1999].

### III.2.2.2 Ganancia Diferencial.

La ganancia diferencial  $g_0$  es definida como la relación de cambio de la ganancia con la densidad de portadores  $dg/dN$ . Donde:  $g$  es el coeficiente de ganancia del material, el cual describe a la dependencia de la ganancia de potencia óptica del material de la región activa en la densidad de portador,  $N$ , dentro de la región activa [Morthier, 1999]. La ganancia óptica en los semiconductores depende de la densidad de portador (i.e. inversión), la reducida densidad de estados, y el elemento de la matriz de transición [Bowers, 1999].

El coeficiente de ganancia diferencial se ha hecho mayor: enfriando el láser, desintonizando al láser de la longitud de onda del pico de ganancia (ganancia diferencial

mayor a longitudes de onda menores que la ganancia máxima), confinando a los electrones en una o más dimensiones (incrementando la densidad de estados y el elemento de la matriz), con esfuerzo compresivo, y dopando a la región activa [Nagarajan y Bowers, 1998].

#### **III.2.2.2.1 Efectos térmicos.**

Se ha demostrado que se pueden degradar a la respuesta en frecuencia del láser de semiconductor al tener un incremento en la temperatura del dispositivo [Zhang *et al.*, 1997; Klotzkin *et al.*, 1998; Klotzkin *et al.*, 1997a; Ralston *et al.*, 1994; Yu *et al.*, 1994]. Por lo tanto, es muy importante la disipación del calor para operación de alta velocidad debido a que se utilizan corrientes de polarización muy superiores al umbral y se produce calentamiento en el dispositivo [Cox III *et al.*, 1997].

Las características de modulación están limitadas por efectos térmicos y el ancho de banda RC causado por grandes resistencias serie del láser [Matsui *et al.*, 1997]. De esta forma, se pueden mejorar las características de alta velocidad reduciendo a la resistencia serie [Klotzkin *et al.*, 1998].

#### **III.2.2.2.2 Efectos de desintonización.**

Con el efecto de carga desintonizada se puede aumentar a la frecuencia de resonancia y disminuir al amortiguamiento [Kjebon *et al.*, 1997; Otsuka *et al.*, 1996].

### III.2.2.2.3 Efectos de pozos cuánticos esforzados.

Se han obtenido mayores valores de ganancia diferencial utilizando materiales de pozo cuántico en lugar de doble heteroestructura y se han obtenido mucho mayores valores de ganancia diferencial con materiales de pozo cuántico esforzados [Dutta, 1998; Han *et al.*, 1996a; Ralston *et al.*, 1993]. Lo anterior se logra debido a la modificación (disminución de la densidad de estados) de la estructura de la banda de valencia en la capa activa [Morton *et al.*, 1992b; Naragajan *et al.*, 1991a]. El material esforzado también reduce a la corriente de umbral [Morton *et al.*, 1992a], e incrementa el coeficiente de ganancia no lineal con lo cual se tienen mayores relaciones de amortiguamiento del láser de semiconductor [Matsui *et al.*, 1998].

### III.2.2.2.4 Efectos de dopado.

El dopado p en la región activa incrementa a la ganancia diferencial a expensas de incrementar a la densidad de corriente de umbral [Coldren *et al.*, 1995].

### III.2.2.2.5 Efectos de amortiguamiento.

El ancho de banda de modulación también es limitado por el amortiguamiento debido a la ganancia no lineal  $g = g_0 / (1 + \varepsilon S)$ . Las causas importantes de la ganancia no lineal es el “spectral hole burning”, y el calentamiento de portador. El amortiguamiento

causa una reducción significativa en el pico de resonancia, y una pequeña reducción en el ancho de banda, para una potencia de salida constante. Con una no linealidad grande el ancho de banda pico se obtiene a un nivel de potencia menor, y con una ganancia idealmente lineal ( $\epsilon=0$ ), el ancho de banda se incrementa incrementando a la potencia de forma lineal.

### III.2.2.3 Fenómenos de transporte.

El otro factor que limita el ancho de banda de modulación de los láseres de semiconductor de alta velocidad de pozo cuántico son los efectos de transporte. Estos efectos son de difusión o de efecto túnel limitados en la heteroestructura de confinamiento separada (SCH) del láser [Nagarajan *et al.*, 1991b].

Para el tiempo de transporte entre dos pozos cuánticos en un láser de múltiples pozos cuánticos con barreras estrechas el transporte es dominado por el efecto túnel, y con barreras más gruesas el proceso de transporte dominante es la emisión termoiónica. Para tiempos de difusión mayores (aumento de la amplitud de la región SCH) se reduce a la frecuencia resonante y se introduce una atenuación progresiva de baja frecuencia. Sin embargo, la amplitud de la región SCH óptima, está dada por el compromiso que existe entre el tiempo de transporte y las bajas pérdidas (abajo del umbral) [Nagarajan *et al.*, 1992c].

Un mejor confinamiento en los pozos (i.e. AlGaAs tiene un mejor confinamiento que GaAs) da un  $\chi$  menor lo cual resulta en una mayor ganancia diferencial, y por lo tanto un mayor ancho de banda [Nagarajan *et al.*, 1992c].

El aumento en el número de pozos cuánticos reduce a la dependencia de la temperatura y mejora el confinamiento de portador resultando en un mejor ancho de banda [Ishikawa, 1992].

A mayores temperaturas el tiempo de escape del portador termoionico de los pozos cuánticos es muy corto, lo cual se refleja en un valor de  $\chi$  mayor, y en consecuencia una disminución en la ganancia diferencial efectiva [Nagarajan, 1990].

La longitud de la cavidad presenta un compromiso con el número de pozos cuánticos del láser de semiconductor [Nagarajan *et al.*, 1992a].

### **III.3 Acoplamiento eléctrico del diodo láser de semiconductor.**

Los sistemas que emplean modulación directa de alta frecuencia con diodos láser de semiconductor presentan un gran desacoplamiento eléctrico entre los  $50 \Omega$  típicos de las fuentes moduladoras de señales de microondas y la baja impedancia del diodo láser (alrededor de  $2-6 \Omega$ ). Usualmente, en sistemas comerciales se emplea un elemento resistivo en serie con el diodo láser para reducir el coeficiente de reflexión como se muestra en la figura 4(a). Aunque esta técnica es efectiva, la mayoría de la potencia de RF es disipada en el resistor en lugar de ser deliberada al diodo láser, i.e. para una impedancia de láser de  $5 \Omega$  la potencia disipada en la resistencia de  $45 \Omega$  que esta en serie con el láser es del 90 % del

total de la potencia suministrada. Alternativamente, el láser se puede acoplar al sistema de  $50 \Omega$  utilizando una red de acoplamiento reactivo como se muestra en la figura 4(b).

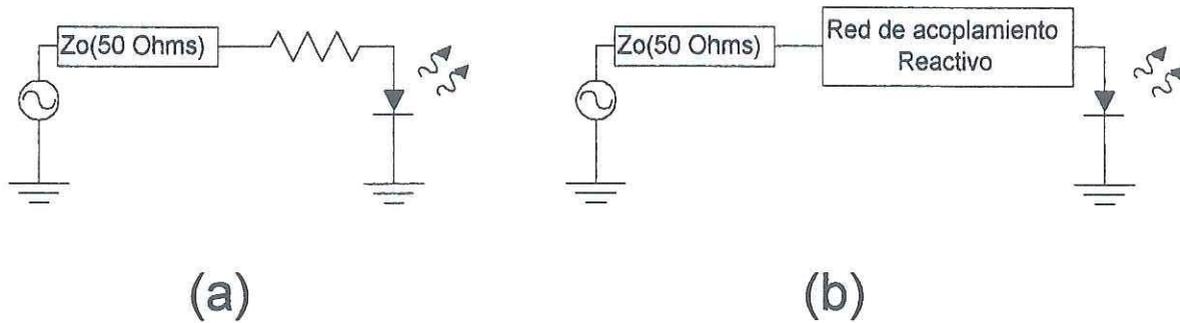


Figura 4. Acoplamiento del generador de señales de microondas al láser semiconductor: (a) acoplamiento resistivo, (b) red de acoplamiento reactivo.

En la tabla II se muestran las principales características de redes de acoplamiento que han sido publicadas [Martínez-Reyes *et al.*, 1996]. Se han demostrado mejoras en las pérdidas de inserción ( $S_{21}$ ) cercanas a los 10 dB en la mayoría de los casos utilizando un acoplamiento reactivo en lugar de un acoplamiento resistivo. Como es de esperarse en los sistemas de microondas se realizan las redes de acoplamiento con pérdidas de retorno ( $S_{11}$ )  $< -10$  dB en la banda de frecuencias de interés. Se han reportado en estas referencias anchos de banda relativamente estrechos a excepción del reportado por Cioffi, y se han logrado acoplar a los diodos láser hasta 14.5 GHz. Sin embargo, debido a que en la actualidad se han logrado fabricar láseres con anchos de banda de hasta 48 GHz es necesario el diseño de sistemas de acoplamiento a mayores frecuencias y con mayores anchos de banda que las reportadas a la fecha. Usualmente se han empleado filtros Chebyshev como el que se

muestra en la figura 5 con elementos concentrados y distribuidos, aunque, también De la Berre y Cioffi han empleado circuitos activos.

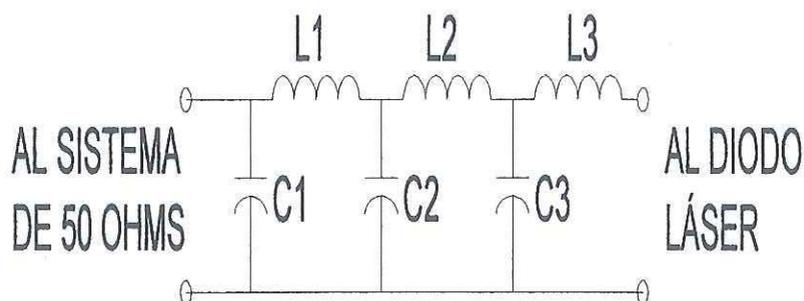


Figura 5. Filtro Chebyshev genérico para la implementación de la red de acoplamiento reactiva.

Para lograr un buen diseño de la red de acoplamiento es necesario conocer con certeza el circuito eléctrico equivalente del diodo láser. Como se puede observar en la tabla II se han utilizado circuitos eléctricos equivalentes intrínsecos del diodo láser como una aproximación del circuito eléctrico equivalente completo (intrínseco y extrínseco). El circuito eléctrico equivalente más referenciado es el propuesto por Tucker [Tucker, 1985] y también se hace referencia al propuesto por Lau [Lau y Yariv, 1989]. El elemento dominante en el circuito eléctrico equivalente es la resistencia serie parásita. De esta forma, se considera que Cioffi [Cioffi, 1989] ha empleado una aproximación bastante acertada de circuito eléctrico equivalente la cual considera a la resistencia serie del diodo láser con la inductancia debida a los electrodos del dispositivo. Los resultados de la tabla II han sido reportados de simulaciones de redes de acoplamiento y solamente Maricot [Maricot et al., 1993] presenta la implementación práctica de una red de acoplamiento.

Tabla II. Redes de acoplamiento de diodos láser y sus principales características de diseño.

REFERENCIA	ACOPLAMIENTO	MODELO DEL CIRCUITO ELÉCTRICO EQUIVALENTE	BANDA DE FRECUENCIAS [GHz]	-PÉRDIDAS DE RETORNO -COEFICIENTE DE REFLEXIÓN	-PÉRDIDAS DE INSERCIÓN
[De la Berre et al., 1995]	Circuito de mando con acoplamiento de elementos concentrados	Tucker (intrínseco)	10.7-14.5	-S <sub>11</sub>	8 dB de mejora
[Goldsmith y Kanack, 1993]	-Filtro Chebyshev -Concentrados y distribuidos	Similar a Tucker (Intrínseco)	2-4	< -13 dB	10 dB de mejora
[Maricot et al., 1993]	-Filtro Chebyshev de 2do. Orden -Distribuidos	Diferente e intrínseco	f <sub>c</sub> = 6 BW = 0.6	-----	11.4 dB de mejora Tx-Rx
[Kanack y Goldsmith, 1992]	-Red Chebyshev de seis elementos -Concentrados	Similar a Tucker (Intrínseco)	2-4	< -10 dB	10 dB de mejora
[Ghiasi y Gopinath, 1990]	-Filtro Chebyshev -Concentrados y distribuidos	Lau and Yariv (Intrínseco)	F <sub>o</sub> = 10.5 BW = 9	< -10 dB	1.5 dB
[Ackerman et al., 1990]	-----	R  C	f <sub>c</sub> = 0.9 BW = 0.09	-----	-----
[Cioffi, 1989]	Amplificador Distribuido	RL serie	0.5 - 12.5	< -10 dB	-----

### III.4 Circuitos eléctricos equivalentes del diodo láser para pequeña señal.

El modelo de circuito eléctrico equivalente del diodo láser es de gran utilidad práctica para: evaluar la modulación en alta frecuencia, analizar las propiedades de ruido, y diseñar las redes de acoplamiento del sistema modulador al diodo láser [Tatum *et al.*, 1997; Katz *et al.*, 1981; Kan y Lau, 1992]. Este modelo puede ser empleado con programas de diseño asistido por computadora [Zhang y Conn, 1999; Esqueda *et al.*, 1997], y se puede utilizar en la estimación de parámetros como: el ancho de banda de modulación [Tucker y Pope, 1983; Majewski y Novak, 1991], el “chirp” [Flynn, 1999], el tiempo de vida de portador diferencial [Giudice *et al.*, 1998], el límite de dispersión, la relación de supresión, la máxima relación de bit, y la distancia requerida para un desempeño óptimo de un enlace óptico [Tafti *et al.*, 1993; Haldar *et al.*, 1995]. Los modelos propuestos de circuito eléctrico equivalente han sido para pequeña señal, para gran señal, y para ruido.

En el análisis para pequeña señal y gran señal de modulación el modelado se compone de dos partes: el modelo intrínseco del dispositivo descrito por las ecuaciones de ritmo, y el modelo extrínseco que representa a los componentes parásitos del “chip” y de empaquetado. En la figura 6 se ilustra un diagrama de bloques del modelo de un circuito transmisor de láser de semiconductor [Sum y Gomes, 1998].

El diodo láser es un dispositivo de un puerto eléctrico. Sin embargo, se han propuesto modelos de circuitos eléctricos equivalentes de dos puertos considerando a la corriente de entrada (portador) y el voltaje de salida (luz) [Lu *et al.*, 1995a].

Se considera que para tener pequeña señal, la potencia de la señal de modulación de microondas del láser puede estar entre -10 y 0 dBm [Zhang *et al.*, 1997]. Sin embargo, para

la modulación directa de amplitud del diodo láser es necesario emplear el modelo para gran señal debido a las grandes corrientes de mando que se requieren típicamente [Ralston *et al.*, 1993].

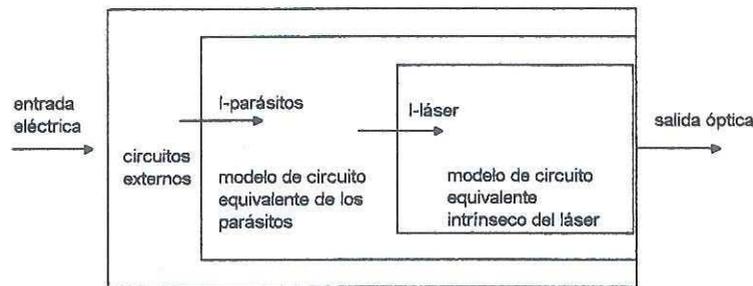


Figura 6. Diagrama de bloques del láser de semiconductor ilustrando los diferentes niveles de modelado de circuito eléctrico equivalente.

Existe más investigación en el modelado para pequeña señal con respecto al de gran señal debido a que presenta una solución más sencilla. El modelo para pequeña señal ha sido útil como una buena aproximación en sistemas modulados en amplitud y representa una solución correcta para los esquemas de modulación de frecuencia.

#### III.4.1 Circuito eléctrico equivalente intrínseco del diodo láser.

El modelo intrínseco del láser de semiconductor describe a la dinámica de la región activa del dispositivo basándose analíticamente en las ecuaciones de ritmo.

Se han hecho análisis de la dinámica del diodo láser basándose en la solución numérica o analítica de las ecuaciones de ritmo. Sin embargo, alternativamente se han transformado a las ecuaciones de ritmo en un modelo de circuito eléctrico, el cual, se puede resolver utilizando técnicas de análisis de circuitos [Madhan *et al.*, 1999].

Los primeros modelos de circuitos eléctricos se hicieron para pequeña señal en láseres “bulk” a corrientes abajo y arriba del umbral [Morishita *et al.*, 1979; Katz *et al.*, 1981]. Tucker con las ecuaciones de ritmo modificadas desarrolló circuitos eléctricos equivalentes para pequeña señal, y para gran señal [Tucker, 1981; Tucker y Pope, 1983]. Con el advenimiento de los láseres de pozo cuántico QW se han propuesto diversos circuitos eléctricos equivalentes para esta estructura basados en ecuaciones de ritmo que consideran a los procesos de captura y escape en el pozo cuántico y la difusión en la heteroestructura de confinamiento separada SCH [Kan *et al.*, 1992; Weisser *et al.*, 1994; Lu *et al.*, 1995b; Esquivias *et al.*, 1999]. A la familia de modelos de circuitos del láser se han agregado circuitos equivalentes de láseres VCSEL “Vertical-Cavity Surface-emitting Laser” [Giudice *et al.*, 1998; Zhang y Conn, 1999], y circuitos basados en ecuaciones de ritmo multimodo [Tafti *et al.*, 1993; Madhan *et al.*, 1999], entre otros, por ejemplo [Sum y Gomes, 1998; Wang *et al.*, 1998; Haldar *et al.*, 1995; Elkadi *et al.*, 1994].

Todos los circuitos equivalentes se obtienen de manera similar a la desarrollada por Tucker. A continuación se presenta de manera general la determinación de dicho circuito.

Dadas las ecuaciones de ritmo básicas:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I_j}{\alpha} - \frac{N}{\tau_n} - GS \quad (12)$$

$$\frac{dS}{dt} = GS - \frac{S}{\tau_p} + \beta \frac{N}{\tau_n} \quad (13)$$

$$G = \gamma(N - N_g).$$

Donde: N es la densidad de portadores, S es la densidad de fotones, G es la ganancia óptica,  $I_j$  es la corriente inyectada,  $\tau_p$  es la duración del fotón,  $\tau_n$  es la duración del electrón,

$\alpha = qv_a$ ,  $v_a$  es el volumen de la capa activa,  $\beta$  es el coeficiente de emisión espontánea, y  $N_g$  es la densidad de electrones para una ganancia cero.

El voltaje de unión  $v_j$  esta dado por:  $N = N_e [\exp(qv_j / 2KT) - 1]$ . Donde:  $N_e$  es la densidad de electrones en equilibrio. Para  $v_j$  de unos cuantos mV:  $n = v_j \frac{qN_0}{2KT}$ , y  $N = N_0 + n$ .

Desarrollando a las ecuaciones de ritmo, se tiene la admitancia  $Y_d$ , con la cual se determina el circuito eléctrico equivalente intrínseco para pequeña señal, teniéndose:

$$Y_d = \frac{1}{R_1} + j\omega C_d + \frac{1}{R_x + j\omega L_x} \quad (14)$$

La capacitancia de difusión  $C_d$  modela a la capacitancia de la zona de diserción. La inductancia  $L_x$  modela al almacenamiento de fotón. La oscilación de relajación es una resonancia entre el capacitor y el inductor representando un intercambio de energía entre portadores y fotones. El amortiguamiento de la resonancia se determina por las resistencias  $R_1$  y  $R_x$ .

En la figura 7 se ilustran algunos circuitos eléctricos equivalentes intrínsecos de láseres de semiconductor; para corrientes mayores a la corriente de umbral del láser "bulk", para corrientes menores a la corriente de umbral del láser "bulk", para láseres de pozo cuántico QW, y para láseres "Vertical Cavity Surface-Emitting Lasers" VCSEL.

El análisis de las ecuaciones de ritmo para pequeña señal estándar de láseres de semiconductor considera que la corriente de modulación que bombea al láser es uniforme en amplitud y fase sobre toda la banda. De esta forma, se ha propuesto que el modelado de los dispositivos láser sea tratado con elementos eléctricos distribuidos, debido a que se considera que el modelado concentrado de los láseres de semiconductor no es válido para

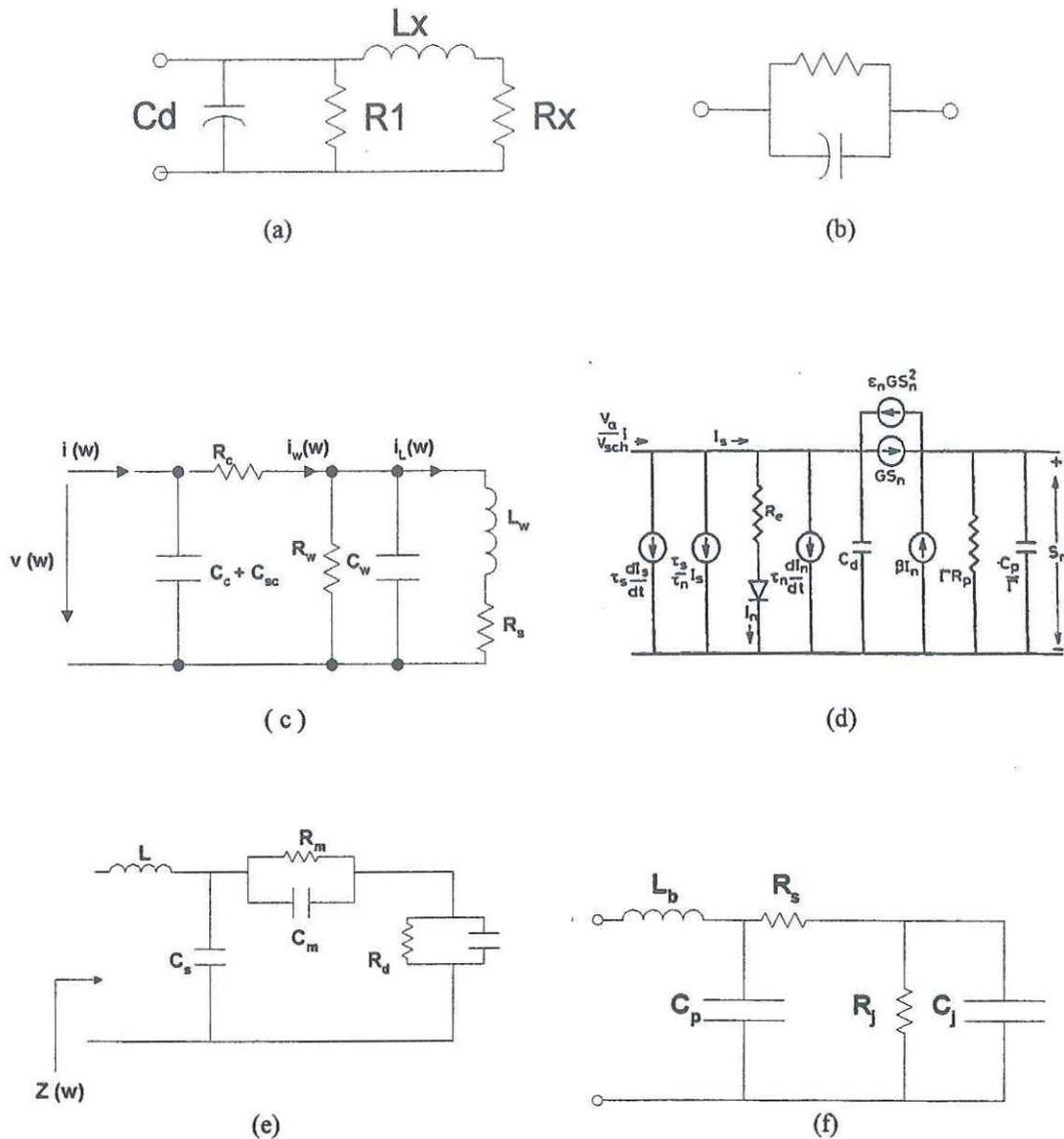


Figura 7. Circuitos eléctricos equivalentes intrínsecos de diodos láser de semiconductor para pequeña señal; (a) para corrientes mayores a la corriente de umbral de láser “bulk” [Tucker y Pope, 1983], (b) para corriente menores a la corriente de umbral del láser “bulk” [Morishita et al., 1979], (c), (d) para láseres de pozo cuántico QW [Esquivias et al., 1999], [Lu et al., 1995], y (e), (f) para láseres VCSEL [Giudice et al., 1998], [Tatum et al., 1997].

longitudes del orden de  $300 \mu\text{m}$  operando a frecuencias superiores a  $25 \text{ GHz}$  [Tauber *et al.*, 1994a].

Esto es importante para láseres de pozo cuántico debido a que generalmente son construidos con esta longitud o mayor para asegurar bajas densidades de corriente de umbral, alta ganancia diferencial, y buenas propiedades térmicas. En la figura 8 se muestra un modelo equivalente propuesto con elementos eléctricos distribuidos [Tauber *et al.*, 1994b].

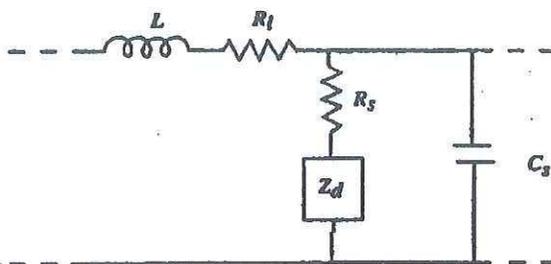


Figura 8. Modelo equivalente del láser de semiconductor con elementos distribuidos.

Adicionalmente se ha propuesto un modelo intrínseco de láser de línea de transmisión el cual está basado en el método de "Transmission Line Matrix" (TLM) el cual se desarrolló para resolver ecuaciones de campo en guías de onda pasivas. En este modelo la cavidad láser se divide en  $N$  secciones de longitud  $\Delta l$ . Donde: cada sección se modela por una matriz de dispersión que representa a la ganancia estimulada, la cual es dependiente de la longitud de onda, y las facetas son modeladas por terminaciones desacopladas [Wong y Ghafouri-Shiraz, 1999].

### III.4.2 Elementos parásitos del diodo láser de semiconductor.

El circuito eléctrico equivalente del diodo láser generalmente se divide en tres subsecciones principales en cascada: los parásitos de empaquetado o montaje, los parásitos asociados con el “chip” semiconductor, y el láser intrínseco [Tucker, 1985], en muchos casos se consideran solamente como dos subsecciones denominadas como el modelo intrínseco y el modelo extrínseco.

Los parásitos del dispositivo varían de acuerdo a la estructura del láser, en ocasiones se utiliza únicamente una resistencia en serie [Weisser *et al.*, 1994], una resistencia en serie combinada con una capacitancia en paralelo [Tucker, 1985], o alguna otra red más compleja. En la figura 9 se muestra el modelo más aceptado de circuito eléctrico equivalente simplificado del dispositivo y del empaquetado del láser de semiconductor [Boers, 1999]. Donde:  $C$  es la capacitancia de unión,  $C_{bp}$  es la capacitancia de la superficie de contacto,  $R_s$  es la resistencia serie, y  $L$  es la inductancia debida a los electrodos.

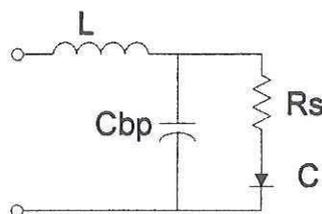


Figura 9. Circuito eléctrico equivalente del diodo láser simplificado debido a los parásitos del diodo láser.

Los parásitos del empaquetado pueden incluir la inductancia de los electrodos y una pequeña capacitancia entre las terminales de entrada, normalmente se consideran lineales a estos elementos de circuito pero en algunos casos son no lineales con valores que dependen de la corriente de mando [Tucker, 1985].

#### III.4.2.1 Efectos de los parásitos.

En el dominio de la frecuencia, los parásitos producen un desvanecimiento de alta frecuencia en la corriente de mando para pequeña señal del láser intrínseco. Esto resulta en una respuesta de filtro paso bajas debido a los parásitos del láser [Matsui *et al.*, 1997].

El efecto de los parásitos en el dominio del tiempo se refleja en: el retraso de transitorios, el incremento del tiempo de encendido total, y la reducción del sobrepaso de la forma de onda de la corriente de mando [Tucker, 1985].

En la tabla III se ilustra la reducción del ancho de banda de láseres de semiconductor con resultados publicados. De esta forma, se puede observar que los elementos parásitos juegan un papel relevante en la limitación de la respuesta en frecuencia aunque se tenga una excelente respuesta en frecuencia intrínseca del diodo láser. Como se puede observar la limitación ha llegado a ser bastante significativa, así, la reducción de los elementos parásitos ha sido un motivo importante de investigación para el diseño de láseres de alta velocidad.

Como una buena aproximación se considera que la frecuencia parásita esta limitada principalmente por la resistencia serie parásita y la capacitancia parásita del empaquetado.

El desvanecimiento en frecuencia usualmente esta dado por la relación  $1/2\pi RC$  [Bowers et al., 1986]. Para ilustrar este desvanecimiento se muestran en la tabla IV algunos valores publicados con su respectivo ancho de banda parásito asociado. Por lo tanto, la principal meta en el diseño de cualquier dispositivo láser de alta velocidad consiste en minimizar a la resistencia serie y a la capacitancia parásita.

Tabla III. Comparación de resultados publicados para anchos de banda intrínsecos y la Reducción de los anchos de banda por los elementos parásitos de diodos láser de semiconductor.

BW intrínseco	BW medido	Comentarios	Referencia
~40 GHz	26 GHz	Esta discrepancia se atribuye usualmente a parásitos eléctricos.	[Weisser <i>et al.</i> , 1996]
40 GHz	25 GHz	El BW es limitado por los parásitos del dispositivo.	[Morton <i>et al.</i> , 1992a]
1.5 GHz	> 1 GHz	Se obtuvo con reducción de parásitos del empaquetado.	[Maeda <i>et al.</i> , 1978]
45 GHz	18.2 GHz	Es limitado por la capacitancia parásita a través de la capa delgada de oxido.	[Thibeault et.al., 1997]

Como se ha mostrado el ancho de banda se degrada por el efecto de los parásitos pero pueden existir otros efectos adicionales que perjudican el desempeño de los diodos láser como son el calentamiento del dispositivo [Matsui *et al.*, 1997] y la capacidad de la máxima potencia manejada del láser, especialmente de las facetas [Nagarajan *et al.*, 1992]. También se mencionan como efectos de influencia a la respuesta en frecuencia a las resonancias electro-ópticas que aumentan a los picos de la respuesta, y a la capacitancia de

la zona de diserción [Tucker y Pope, 1983], así como por espacial o espectral “hole burning” [Bowers *et al.*, 1986; Thibeault *et al.*, 1997].

Tabla IV. Valores de desvanecimiento por los parásitos RC y su correspondiente ancho de banda parásito de algunos láseres de semiconductor.

RC	BW parásito	Comentarios	Referencia
6.4 ps	25 GHz		[Nagarajan <i>et al.</i> , 1992]
Para C = 2 pF	20 GHz	Estructura SACM.	[Suzuki y Ishikawa, 1993]
C = 1.74 pF, Rs = 2.3Ω, L = 0.25 nH	24 GHz		[Morton <i>et al.</i> , 1992]
C= 0.55 pF @ longitud de la cavidad =120-μm, Rs=9 a 2.5 Ω con el aumento de la cavidad	30 GHz @ longitud de la cavidad de 120 μm.		[Matsui <i>et al.</i> , 1997]
143 ps	1.1 GHz		[Tucker y Kaminow, 1984]
30 ps	5.3 GHz		[Way, 1987]

### III.4.2.2 Características y reducción de los elementos parásitos.

Se han reducido los parásitos bajo las siguientes condiciones:

- Montando los láseres en empaquetados de microondas, con muy grandes anchos de banda [De Salles, 1990].
- Diseñando adecuadamente la estructura del dispositivo y el proceso de fabricación [Wang *et al.*, 1996].

- Integrando monolíticamente al láser con su circuitería de manejo [Tucker, 1985].
- Teniendo substratos conductores y modificando a las estructuras del láser [Tucker, 1985].
- Seleccionando una forma de onda senoidal a alta frecuencia para la corriente [Bjerkkan et al., 1996].
- Los parásitos disminuyen con la disminución de la temperatura [Bowers *et al.*, 1986].

#### a) Capacitancia Parásita.

La capacitancia parásita se debe principalmente a la capacitancia de la zona de contacto y la capacitancia de la corriente confinada de estructura (uniones p-n típicas) [Bowers *et al.*, 1986].

La capacitancia parásita es proporcional a la longitud del “chip” [Bowers *et al.*, 1986], y se puede reducir con: capas semiaislantes delgadas [Morton *et al.*, 1992b], una baja constante dieléctrica [Nagarajan *et al.*, 1991; Harder *et al.*, 1990], el grabado de una mesa estrecha en la oblea alrededor de la barra activa [Chen *et al.*, 1992].

La capacitancia parásita asociada con la capa aislante de nitruro de silicio se puede reducir en láseres de resalte “ridge” y láseres CMBH así como en otras estructuras reduciendo el área de contacto. Este método podría ser de uso limitado para láseres de substrato canalado debido a los efectos dominantes de la difusión de portador y a la capacitancia parásita no asociada con la capa de nitruro de silicio [Tucker y Kaminow, 1984; Morton *et al.*, 1993].

También se puede reducir a la capacitancia parásita con dopado Fe de la capa semiaislante de corriente de bloqueo en láseres de alta velocidad de base InP o utilizando una capa “polyimide” [Huang *et al.*, 1992].

### **b) Inductancia parásita.**

La inductancia parásita se debe a los electrodos o alambres que están soldados al dispositivo para proporcionar la corriente de polarización, y de modulación; y conexión a tierra [Morishita *et al.*, 1979; Bowers *et al.*, 1986]. Estrictamente hablando, no es un parámetro del dispositivo pero tiene una influencia significativa en las propiedades de modulación del diodo láser.

La componente inductiva parásita se puede minimizar utilizando alambres cortos o mallas en lugar de alambres para soldar el dispositivo. Otra técnica es el uso de estructuras de diodo láser “triple mesa” (tierra señal tierra) en oblea la cual permite realizar mediciones directas del láser con pruebas coplanares de microondas para reducir las inductancias parásitas asociadas con los electrodos [Offsey *et al.*, 1990].

### **c) Resistencia serie.**

La resistencia total que presenta el diodo láser es la combinación en serie de una resistencia serie parásita y una resistencia dinámica intrínseca.

La resistencia dinámica del diodo láser esta dada por  $\eta kT / qI_0$ . Donde:  $I_0$  es la corriente de polarización y  $\eta$  es el factor de idealidad. El valor de la resistencia dinámica es muy pequeño para las mayores corrientes de polarización (alrededor de  $0.5 \Omega$  para  $I_0 = 100$

mA y  $\eta = 2$ , el cual es típico en diodos láser) utilizadas en los experimentos de modulación para alta velocidad, la cual parece ser un corto circuito [Nagarajan y Bowers, 1998].

La figura 10 muestra las dos principales contribuciones de la resistencia serie parásita total del dispositivo  $R_s$ : la primera es la resistencia de contacto  $R_C$ , y la segunda es la resistencia volumétrica de la capa del revestimiento superior  $R_B$ , es decir, depende de la resistencia de contacto y la resistencia del sustrato, y de forma casi despreciable de las componentes de resistencia debidas a la soldadura del alambre [Shtengel *et al.*, 1995; Morishita *et al.*, 1979; Bowers *et al.*, 1986].

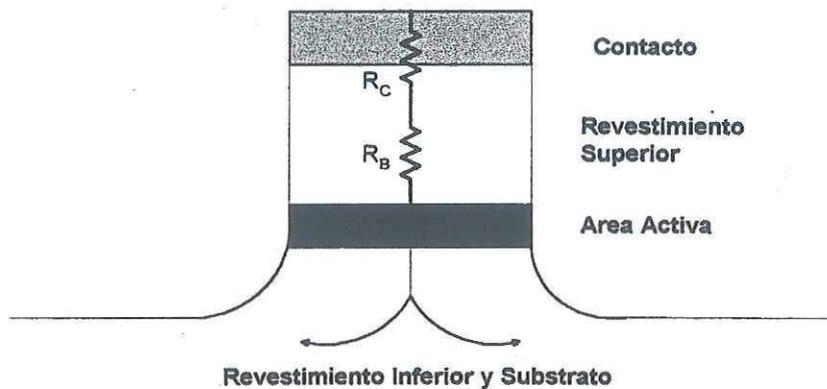


Figura 10. Principales contribuciones de la resistencia serie del diodo láser.

La resistencia de contacto se determina por la resistividad de contacto  $\Omega_C$  de la interfaz metal-semiconductor, la cual es una función del dopado en la capa contacto/cápsula de la estructura del láser y el metal en serie utilizado como el electrodo. Asimismo, se debe considerar la longitud de la cavidad  $L_C$  y la amplitud de mesa  $L_S$ . La resistencia volumétrica depende del espesor del revestimiento superior  $L_b$ , del nivel de

dopado, y del valor de movilidad  $\mu$ . En la siguiente ecuación se pueden observar valores típicos de estas resistencias [Nagarajan y Bowers, 1998].

$$R_s = R_c + R_B = \frac{\Omega_c}{L_s L_c} + \frac{L_h}{en\mu L_s L_c} = 0.4 + 2.8 = 3.2\Omega.$$

Valores típicos de la resistencia serie para diodos láser son alrededor de 2 a 3  $\Omega$ . Para una resistividad de contacto dada, la resistencia de contacto es grande para una geometría pequeña de dispositivo, pero la capacitancia parásita del dispositivo escala inversamente con el área ( producto  $L_c L_s$ ), y por lo tanto no se cambia al producto RC con respecto a la componente de la resistencia de contacto.

Como se puede observar la contribución dominante de la resistencia serie  $R_s$  es de  $R_B$ . Para reducir a la resistencia serie se ha sugerido hacer más delgadas a las regiones de revestimiento (reduciendo  $L_h$ ), pero a expensas de un más pobre confinamiento de modo óptico en la dirección lateral. También se ha sugerido contar con una amplia capa de contacto y fabricada con material de baja resistencia [Morton *et al.*, 1992a; Bowers, 1987; Ralston *et al.*, 1993; Harder *et al.*, 1990]. Por otra parte se ha sugerido el dopado p (para substratos n) en el revestimiento superior de los sistemas InP [Elenkrig *et al.*, 2000], y la utilización de estructuras CMBH [Morton *et al.*, 1993].

Se ha observado experimentalmente que la resistencia volumétrica del láser de semiconductor es significativamente mayor para altas temperaturas [Elenkrig *et al.*, 2000]. Debido a que la resistencia serie causa calentamiento hay una gran correlación entre la resistencia serie y la máxima potencia óptica de operación, donde: una baja resistencia corresponde a la máxima potencia [Tauber *et al.*, 1992; Elenkrig *et al.*, 2000].

### III.4.2.3 Cálculo de los elementos parásitos.

Como se mencionó en la sección anterior la respuesta a la modulación de un diodo láser de semiconductor se puede evaluar fácilmente utilizando un circuito eléctrico equivalente. En la figura 11 se muestra el circuito equivalente intrínseco, este circuito se obtiene [Tucker y Pope, 1983] a partir de las ecuaciones de ritmo (12), y (13), las cuales representan la dinámica de portadores y fotones en la cavidad y la región activa del diodo láser.

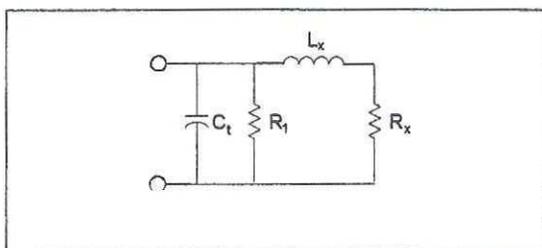


Figura 11. Circuito eléctrico equivalente intrínseco del diodo láser utilizado para calcular a los elementos parásitos.

Para corrientes inferiores al umbral el circuito de la figura 11 se reduce a un simple circuito RC. El circuito eléctrico equivalente de un diodo láser semiconductor para pequeña señal abajo del umbral se muestra en la figura 12 [Shtengel y Morton, 1995]. Se considera una resistencia serie parásita  $R_s$  introducida por contactos y por la estructura del “chip” semiconductor y una inductancia de los electrodos de contacto (alambres)  $L$ .

Generalmente los elementos intrínsecos y extrínsecos del circuito eléctrico equivalente de láseres de semiconductor se determinan por medio de modelos analíticos o

por medio de métodos de optimización matemática (ajustando el coeficiente de reflexión modelado  $S_{11\text{mod}}$  al coeficiente de reflexión medido  $S_{11\text{med}}$ ) [Tucker y Pope, 1983; Shtengel y Morton, 1995].

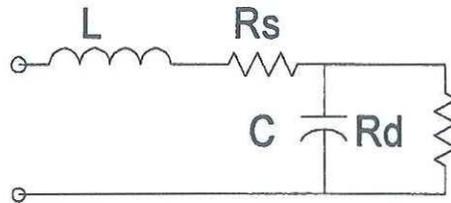


Figura 12. Circuito eléctrico equivalente utilizado para el cálculo de los elementos parásitos.

#### III.4.2.3.1 Cálculo de la resistencia parásita.

A continuación se presentan 2 técnicas en DC [Bennet, 1987 ; Cheung y Cheung, 1986] que han sido empleadas en diodos y transistores de microondas [Reynoso-Hernández y Rangel-Patiño, 1996], y 3 técnicas en RF para calcular la resistencia serie parásita de láseres de semiconductor. Esto se basa en la teoría de circuitos eléctricos para transistores de microondas [Martínez-Reyes et al., 1999a].

##### a) Métodos de extracción de $R_S$ basados en mediciones de DC.

La característica corriente voltaje de un diodo láser se describe por la siguiente ecuación:

$$I = I_s \left[ \exp\left(\frac{V_D}{nU_T}\right) - 1 \right]. \quad (15)$$

Donde:  $U_T = kT/q$ ,  $I$  es la corriente que circula a través del diodo ( $A$ ),  $I_s$  es la corriente de saturación ( $A$ ),  $q$  es la carga del electrón ( $C$ ),  $V_D$  es el voltaje de unión " Junction voltage" ( $V$ ),  $n$  es el factor de idealidad (sin unidades),  $k$  es la constante de Boltzmann ( $J/^\circ K$ ),  $T$  es la temperatura absoluta ( $^\circ K$ ).

Un diodo láser real puede representarse por una resistencia  $R_s$  en serie con un diodo láser ideal (DLI); esto se ilustra en la figura 13. Bajo la influencia de una polarización directa, la caída de potencial en el diodo ideal se expresa por:  $V_D = V - IR_s$ . Sustituyendo el valor de  $V_D$  en la ecuación (15), y para  $V > 3kT/q$ , dicha ecuación se reduce a:

$$I = I_s \cdot \exp\left(\frac{V - R_s I}{nU_T}\right). \quad (16)$$

De la ecuación (16) la expresión de  $V$  en función de  $I$  se escribe como:

$$V = R_s I + nU_T \ln(I) - nU_T \ln(I_s). \quad (17)$$

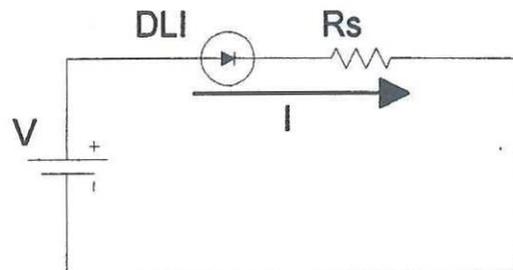


Figura 13. Modelo del diodo láser de semiconductor para el análisis en DC.

**a1) Primer método para calcular la resistencia serie de un diodo Láser [Bennet, 1987].**

Este método consiste en encontrar una función analítica simple que relacione V e I y donde  $R_S$  intervenga como coeficiente. Al determinar los coeficientes de esta función, por medio de un método de regresión se deduce la resistencia  $R_S$  que se busca.

La ecuación (17) se puede expresar de la siguiente manera:

$$V = R_S I + a \ln(I) - b. \quad (18)$$

Donde:  $a = nU_T$ ,  $b = -a \ln(I_S)$ . Los coeficientes de esta función son  $R_S$ ,  $a$  y  $b$ , y además son las incógnitas por determinar. En cambio, las variables de esta función son V e I, y son, por otra parte, los parámetros obtenidos de la medición.

Para calcular los valores de  $R_S$ ,  $a$ , y  $b$  se efectúa un conjunto de (m) mediciones de corriente  $\{I_1, I_2, I_3, \dots, I_i, \dots, I_m\}$  para (m) valores de tensión  $\{V_1, V_2, V_3, \dots, V_i, \dots, V_m\}$ . A continuación se utiliza el método de mínimos cuadrados. Este método consiste en minimizar la suma X de la diferencias al cuadrado entre el voltaje teórico, dado por la ecuación (18), y el voltaje fijado por cada valor de corriente que se mide. La suma X se escribe como:

$$X = \sum_{i=1}^m (R_S I_i + a \ln(I_i) + b - V_i)^2. \quad (19)$$

X es una función de  $R_S$ ,  $a$ , y  $b$ , para la que se busca un valor mínimo; cuando esto sucede, las derivadas de X con respecto a  $R_S$ ,  $a$  y  $b$  se anulan:  $\frac{\partial X}{\partial R_S} = 0$ ,  $\frac{\partial X}{\partial a} = 0$ ,

$\frac{\partial X}{\partial b} = 0$ . Estas tres condiciones generan un sistema de ecuaciones lineales simultáneas en

donde:  $R_s$ ,  $a$ , y  $b$  son las incógnitas que se buscan. Este sistema de ecuaciones se puede escribir en la forma matricial según:

$$E Y = F. \quad (20)$$

Donde:

$$E = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^m (I_i)^2 & \sum_{i=1}^m (I_i)(\ln I_i) & \sum_{i=1}^m (I_i) \\ \sum_{i=1}^m (I_i)(\ln I_i) & \sum_{i=1}^m (\ln I_i)^2 & \sum_{i=1}^m (\ln I_i) \\ \sum_{i=1}^m I_i & \sum_{i=1}^m (\ln I_i) & m \end{bmatrix} \quad (21)$$

$$Y^T = [R \quad a \quad b] \quad (22)$$

$$F^T = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^m (I_i)(V_i) & \sum_{i=1}^m (\ln I_i)(V_i) & \sum_{i=1}^m (V_i) \end{bmatrix}. \quad (23)$$

**a2) Segundo método para calcular la resistencia serie del diodo láser [Cheung y Cheung, 1986].**

Este método consiste en determinar la relación lineal que existe entre las variables

$\frac{\Delta V}{\Delta \ln I}$  e  $I$  en una cierta región de valores de  $I$ . El procedimiento para desarrollar este

método es idéntico al anterior; primero se establece una función y luego se calculan sus coeficientes por medio del método de mínimos cuadrados. La función, las variables y los coeficientes cambian, pero los pasos a seguir son los mismos. Nótese que la principal

diferencia entre el segundo y el primer método estriba en que, en el segundo método se utiliza una derivada de V mientras que en el primer método se trabaja directamente con V.

Encontremos la función lineal entre  $\frac{\Delta V}{\Delta \ln I}$  e  $I$ . A partir de la ecuación (17) y

diferenciando V con respecto a  $\ln(I)$  se obtiene:

$$\frac{\partial(V)}{\partial(\ln I)} = R_s I + nU_T. \quad (24)$$

Esta ecuación describe el comportamiento lineal de  $\frac{\partial(V)}{\partial(\ln I)}$  en función de I, donde: la

pendiente de la recta es igual a la resistencia serie y la ordenada al origen es igual a  $(nU_T)$ .

Al efectuar un conjunto de (m) mediciones de corriente  $\{I_1, I_2, I_3, \dots, I_i, \dots, I_m\}$  para (m)

valores de tensión  $\{V_1, V_2, V_3, \dots, V_i, \dots, V_m\}$  se puede calcular (m-1) valores de la derivada

$$\frac{\partial(V)}{\partial(\ln I)} : \left\{ \frac{\Delta V_1}{\Delta \ln I_1}, \frac{\Delta V_2}{\Delta \ln I_2}, \dots, \frac{\Delta V_i}{\Delta \ln I_i}, \dots, \frac{\Delta V_{(m-1)}}{\Delta \ln I_{(m-1)}} \right\}. \text{ donde: } \frac{\partial(V)}{\partial(\ln I)} = \frac{V_{(i+1)} - V_i}{\ln I_{(i+1)} - \ln I_i}. \text{ A fin de}$$

determinar el valor de los coeficientes  $R_s$  y  $(nU_T)$  se desarrolla el método de los mínimos

cuadrados para la ecuación (24), basándose en los (m-1) valores calculados de  $\frac{\partial(V)}{\partial(\ln I)}$  y en

los correspondientes (m-1) valores medidos de I. Al final de este desarrollo se llega a una

ecuación matricial de la forma:

$$E Y = F. \quad (25)$$

Donde:

$$E = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{m-1} (I_i)^2 & \sum_{i=1}^{m-1} (I_i) \\ \sum_{i=1}^{m-1} (I_i) & m-1 \end{bmatrix} \quad (26)$$

$$Y^T = [R \quad nU] \quad (27)$$

$$F^T = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{m-1} I_i \frac{\Delta V_i}{\Delta \ln I_i} & \sum_{i=1}^{m-1} \frac{\Delta V_i}{\Delta \ln I_i} \end{bmatrix}. \quad (28)$$

## b) Métodos de extracción de Rs basados en mediciones para RF.

Los métodos para RF utilizan al parámetro  $Z_{11}$  calculado a partir de la conversión del parámetro  $S_{11}$  medido en el analizador de redes.

### b1) Primer método de extracción de Rs utilizando mediciones en RF.

La impedancia del circuito eléctrico equivalente del diodo láser de la figura 12 en el régimen para pequeña señal abajo del umbral esta dada por:

$$Z(\omega) = j\omega L + R_s + \frac{R_d}{1 + j\omega R_d C} = R_s + \left[ \frac{R_d}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2} \right] + j\omega \left[ L - \frac{R_d}{\omega_c} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2} \right]. \quad (29)$$

Donde:  $\omega_c = \frac{1}{R_d C}$ ;  $R_d$  es la resistencia diferencial de la unión p-n ( $\Omega$ );  $C$  es la capacitancia del diodo (F); y  $L$  es la inductancia parásita (H).

Separando la parte real y la imaginaria, y además considerando que:

i)  $\frac{\omega}{\omega_c} < 1$ , la ecuación (29) se transforma,

$$\text{Re}(Z) = R_S + R_d \quad (30)$$

$$\text{Im}(Z) = \omega \left[ L - \frac{R_d}{\omega_c} \right]. \quad (31)$$

ii)  $\frac{\omega}{\omega_c} > 1$ , la ecuación (29) se transforma,

$$\text{Re}(Z) = R_S + R_d \left( \frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 \quad (32)$$

$$\text{Im}(Z) = \omega \left[ L - R_d \frac{\omega_c}{\omega^2} \right]. \quad (33)$$

Se observa que cuando  $\frac{\omega}{\omega_c} > 1$  la parte imaginaria del parámetro  $Z$  esta relacionada directamente a la inductancia parásita  $L$ , la resistencia dinámica  $R_d$  y la capacitancia  $C$ . Además, cuando  $\frac{\omega}{\omega_c} \gg 1$  (alta frecuencia) la parte real de la ecuación (32) está directamente relacionada a la resistencia serie  $R_S$ .

Así, el primer método consiste en tomar el valor de la parte real de la impedancia para altas frecuencias,  $\text{Re}(Z)_{\omega \rightarrow \infty} = R_S$ .

## b2) Segundo método de extracción de $R_S$ utilizando mediciones en RF.

Este método se basa en la relación que existe entre la resistencia dinámica  $R_d$  y la corriente de polarización directa  $I$  cercana a la corriente de umbral. Así, la ecuación (16) puede ser expresada como:

$$I = I_s \cdot \exp\left(\frac{qV_D}{nKT}\right). \quad (34)$$

De esta forma, la resistencia diferencial del circuito equivalente es:

$$R_d = \frac{dV_D}{dI} = \frac{nKT}{qI}. \quad (35)$$

De las ecuaciones (30) y (35) la parte real de la impedancia para el circuito eléctrico a corrientes inferiores al umbral para bajas frecuencias es:

$$\text{Re}(Z) = \frac{nKT}{qI} + R_s. \quad (36)$$

La ecuación (36) indica que existe una relación lineal entre la parte real de  $Z$  y el inverso de la corriente  $I$ . La pendiente de la recta esta directamente relacionada con el factor de idealidad  $n$  y la ordenada al origen con  $R_s$ .

De esta forma, con la gráfica de  $\text{Re}(Z)$  vs  $1/I$ , se puede obtener el valor de  $\text{Re}(Z) = R_s$  simplemente cuando  $1/I \rightarrow 0$ .

### **b3) Tercer método de extracción de $R_s$ utilizando mediciones en RF.**

Para el tercer método, a corrientes de polarización arriba de la corriente de umbral la resistencia dinámica del diodo láser es muy inferior a  $R_s$ . Además para estas condiciones de polarización todo el potencial aplicado aparece en las zonas neutras (alto nivel de inyección). La parte real de la impedancia del diodo láser se debe únicamente a la resistencia  $R_s$  y la ecuación (29) se convierte en:

$$\text{Re}(Z)_{w \rightarrow 0} = R_s.$$

### c) Optimización.

Otra forma de obtener el valor de  $R_S$  es por medio de la optimización matemática. Este método se efectúa en tres etapas: primero se mide el coeficiente de reflexión  $S_{11}$  para corrientes inferiores al umbral, segundo se propone un modelo del tipo circuito eléctrico equivalente como el mostrado en la Figura 12, y tercero se propone una función de error formada por la diferencia de  $S_{11medido} - S_{11mod}$ . Se estiman las variables  $L_S$ ,  $R_S$ ,  $C$  y  $R_d$  utilizando los métodos de optimización (gradiente) hasta que la función de error se anule.

#### III.4.2.3.2 Cálculo de la inductancia parásita.

Para la extracción de la inductancia parásita del circuito equivalente para el diodo láser de la figura 12, se ha propuesto [Martinez-Reyes et al., 1999] emplear la parte imaginaria de la ecuación (29), la cual a frecuencias lo suficientemente grandes está en función de: la inductancia parásita  $L_S$ , la capacitancia del diodo láser  $C$ , y la frecuencia  $\omega$  como se muestra en la ecuación (14).

De esta forma, para una corriente inferior a la corriente de umbral, se toman dos valores de la parte imaginaria de la impedancia del diodo láser ( $Im_1$ ,  $Im_2$ ) a dos frecuencias correspondientes ( $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ) lo suficientemente grandes. Así, evaluando a la ecuación (29) para estos dos pares de valores se tienen dos ecuaciones con dos incógnitas ( $C$  y  $L_S$ ). Desarrollando se concluye que el valor de la inductancia parásita esta dada por:

$$L_S = \frac{Im_1}{\omega_1} + \frac{\omega_2 Im_2 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1} Im_1}{\omega_2^2 - \omega_1^2} . \quad (37)$$

### III.4.2.3.3 Extracción de los parásitos.

#### a) Resistencia serie, $R_S$ .

Se hicieron mediciones con métodos de corriente directa DC de la resistencia serie de algunos dispositivos láser en el banco de caracterización estática del laboratorio de microondas del CICESE. En la figura 14 se muestra el diagrama esquemático del banco de medición en DC. Se utilizó una fuente de corriente de precisión PS 5004 para alimentar al diodo láser colocado en una base de prueba construida en el taller de mecánica fina del CICESE. Se midió a la corriente y al voltaje del diodo láser con dos multimetros programables Tektronix DM5120. Los datos de la medición se adquirieron a través de una interfaz HP-IB a una computadora personal para extraer con programación a la resistencia serie por los métodos de Bennet y Cheung & Cheung descritos anteriormente.

De esta forma, se midió a la resistencia serie de los siguientes dispositivos láser:

- LSC 2210 de la compañía BT&D con corriente de umbral  $I_{th} = 33.4$  mA, y longitud de onda  $\lambda = 1549.1$  nm.  $R_S = 5.09 \Omega$  con el método de Bennet, y  $R_S = 5.13 \Omega$  con el método de Cheung y Cheung. Con 40 datos medidos de 8 a 12 mA.
- Fabry- Perot ML9911-01 de la compañía mitsubishi con longitud de onda  $\lambda = 1500$  nm.  $R_S = 5.59 \Omega$  con el método de Bennet, y  $R_S = 5.59 \Omega$  con el método de Cheung y Cheung. Con 40 datos medidos de 4 a 8 mA.
- Láser DFB - FLD150F2RH de la compañía Fujitsu con corriente de umbral  $I_{th} = 16.47$  mA (la corriente de umbral se determinó de la gráfica de la figura 15 como un resultado de mediciones de la potencia óptica en función de la corriente de polarización y

ajustando al efecto láser con una recta), y longitud de onda  $\lambda = 1500 \text{ nm}$ .  $R_s = 5.59 \ \Omega$  con el método de Bennet, y  $R_s = 5.59 \ \Omega$  con el método de Cheung y Cheung. Con 40 datos medidos de 4 a 8 mA.

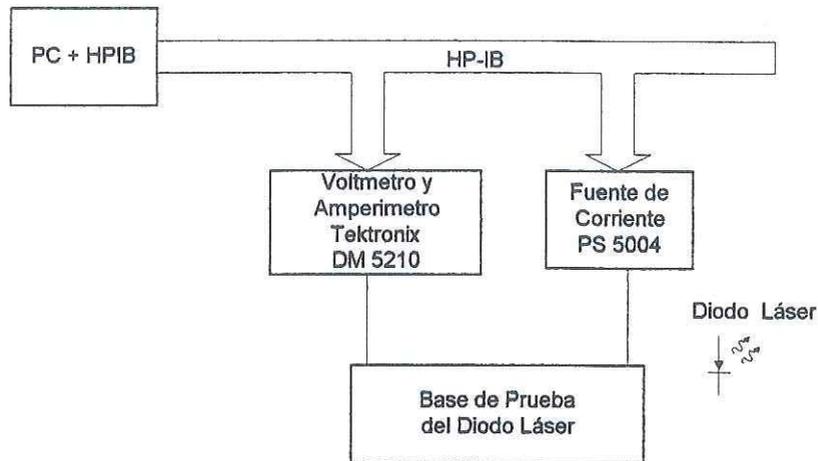


Figura 14. Diagrama esquemático del banco de medición de DC para la determinación de la resistencia serie del diodo láser.

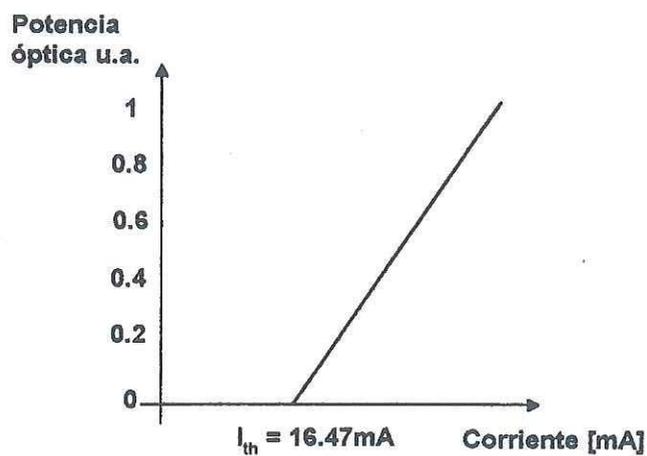


Figura 15. Curva de la potencia óptica en unidades arbitrarias (u.a.) en función de la corriente suministrada del diodo láser DFB FLD150F2RH.

Agregando un controlador de temperatura ILX-Lighthwave LDT-5910B al banco de medición de DC se hicieron mediciones de la resistencia serie del láser LSC 2210 BT&D. Los resultados se muestran en la figura 16 donde la recta inferior corresponde a los valores de la resistencia serie obtenidos con el método de Bennet, y la recta superior corresponde a los valores obtenidos con el método de Cheung y Cheung. Así, se demuestra que contrariamente a la resistencia de la heterounión la resistencia serie disminuye conforme aumenta la temperatura.

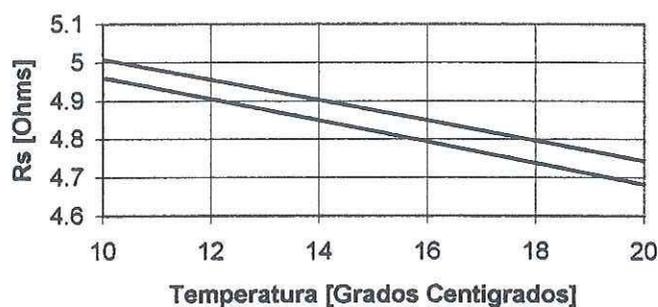


Figura 16. Variación de la resistencia serie en función de la temperatura. La recta superior corresponde al método de Cheung y Cheung, y la recta inferior al método de Benett.

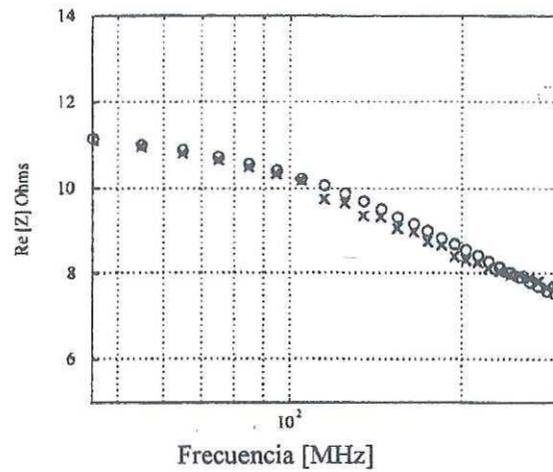
Para los métodos de RF se midió al parámetro  $S_{11}$  del láser de semiconductor en el analizador de redes HP8510C y polarizando al láser a través del analizador de redes con la fuente de corriente PS5004. Antes de hacer la medición del parámetro  $S_{11}$ , se llevó a cabo una calibración de un puerto SOL (“Short-Open-Line”).

Las mediciones se hicieron en el láser DFB FLD150F2RH polarizado para las corrientes  $I = 6 \text{ mA}$ , e  $I = 25 \text{ mA}$ , donde la corriente de umbral es  $I_{th} = 16.47 \text{ mA}$ .

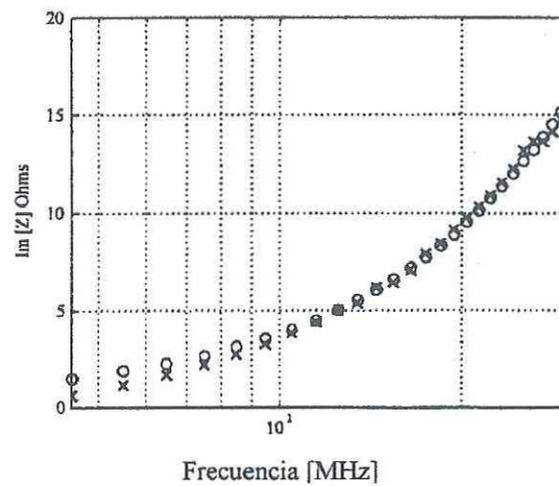
Adicionalmente a los métodos utilizados para determinar los elementos parásitos se realizó un ajuste de los datos medidos con el modelo del diodo láser de la figura 12 con el simulador de sistemas de microondas 'ACADEMY'. Los resultados de este ajuste se muestran en la figura 17.

Como se describió en la sección III.4.2.3.1, para el primer método de RF, se convirtieron los datos medidos del parámetro  $S_{11}$  en datos de parámetros  $Z_{11}$ . En la figura 17 se muestran las gráficas de la parte real e imaginaria de los datos medidos en el intervalo de 45 a 300 MHz para una corriente de polarización de subumbral de 6 mA. De la gráfica de la figura 17(a) para muy bajas frecuencias la parte real de la impedancia es igual a la resistencia serie más la resistencia diferencial y para muy altas frecuencias la parte real de la impedancia tiende al valor de la resistencia serie. El valor de la impedancia para la más alta frecuencia que se muestra en la figura ( $f = 300$  MHz) es de  $7.5 \Omega$ ; de esta forma, evaluando a la ecuación (14) con la frecuencia de 300 MHz y los valores de la capacitancia  $C$ , el inductor  $L$ , y la resistencia  $R_d$  determinados en el ajuste, se obtiene un valor de resistencia serie de  $R_s = 5.64 \Omega$ .

Para el segundo método de RF, se midió el parámetro  $S_{11}$  y se hizo la conversión al parámetro  $Z_{11}$  del láser para diferentes corrientes de polarización inferiores al umbral (5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, y 12 mA). En la figura 18 se muestran estos valores, de esta gráfica se obtienen los valores de la parte real de la impedancia de entrada del diodo láser para la frecuencia  $f \rightarrow 0$ . Estos valores son graficados en la figura 19, de la cual, para  $1/I \rightarrow 0$  se obtiene la resistencia serie  $R_s = 5.32 \Omega$ .



(a)



(b)

Figura 17. Partes real e imaginaria medidas de la impedancia del láser DFB FLD150F2RH. (a) Parte real de la impedancia, (b) parte imaginaria de la impedancia. (x) Valores medidos, (o) ajuste de datos (fitting). Parámetros ajustados:  $R_s = 5.6 \Omega$ ,  $C = 0.1327 \text{ nF}$ ,  $L = 9754 \text{ pH}$ ,  $R_d = 5.82 \Omega$ .

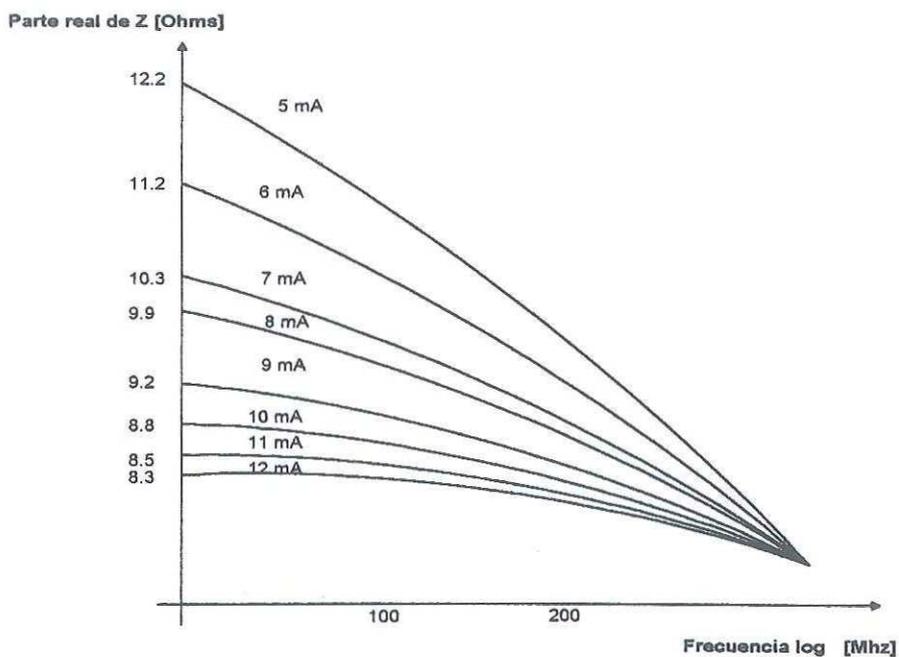


Figura 18. Valores de la parte real de  $Z_{11}$  para muy baja frecuencia a corrientes de polarización sub-umbral (5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, y 12 mA) considerando curvas ajustadas de mediciones del láser DFB FLD150F2RH.

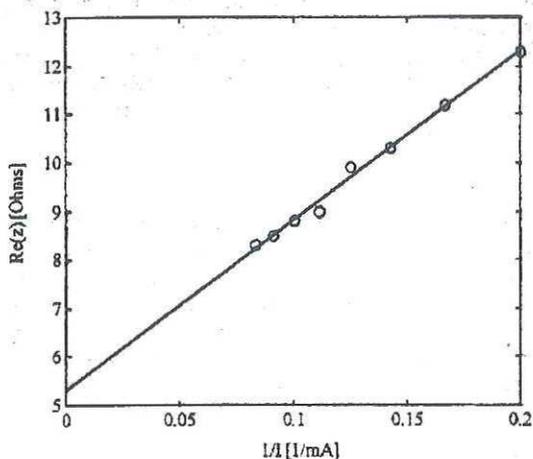


Figura 19. Parte real de  $Z_{11}$  en función de  $1/I$  para corrientes de subumbral de 5 a 12 mA y ajuste de datos del láser DFB FLD150F2RH.

Para el tercer método se hicieron mediciones para una corriente superior al umbral ( $I = 25 \text{ mA}$ ), y se graficó la parte real de la impedancia como se muestra en la figura 20. Así, para la frecuencia  $f \rightarrow 0$  se obtiene la resistencia serie del diodo láser  $R_s = 6.21 \Omega$ .

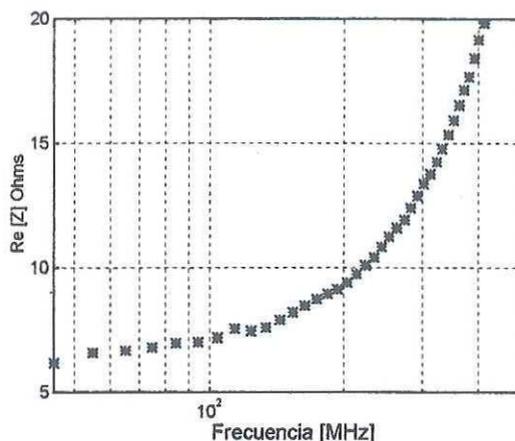


Figura 20. Parte real de la impedancia medida del láser DFB FLD150F2RH para una corriente superior al umbral ( $I = 25 \text{ mA}$ ).

En la tabla V se muestran los valores de la resistencia serie obtenida para el diodo láser DFB FLD150F2RH, haciendo el ajuste de datos medidos, con los dos métodos de DC, y los tres métodos de RF anteriormente descritos.

Tabla V. Comparación de técnicas de DC y RF y el valor de ajuste del circuito eléctrico equivalente para la estimación de la resistencia serie del láser DFB FLD150F2RH.

Parámetro	Método de DC de Bennet	Método de DC, de Cheung y Cheung	Primer método de RF $\text{Re}(Z)_{\omega \rightarrow \infty}$	Segundo método de RF, $\text{Re}(Z)$ @ $1/I \rightarrow 0$	Tercer método de RF Arriba del umbral	Ajuste del circuito eléctrico equivalente
$R_s$	$5.59 \Omega$	$5.59 \Omega$	$5.64 \Omega$	$5.32 \Omega$	$6.21 \Omega$	$5.6 \Omega$

**a) Inductancia parásita,  $L_s$ .**

Además de la resistencia serie parásita se ha determinado la inductancia parásita del láser DFB FLD150F2RH con el método descrito en la sección III.4.2.3.2. De la parte imaginaria de la impedancia de entrada que se muestra en la figura 17(b) se toman dos valores de frecuencia  $\omega_1 = 2\pi \times 200 \times 10^6$  rad/seg, y  $\omega_2 = 2\pi \times 300 \times 10^6$  rad/seg, para los cuales  $Im_1 = 10 \Omega$ , e  $Im_2 = 15 \Omega$ . Sustituyendo estos valores en la ecuación (37)  $L_s = 7957$  pH, esto demuestra un gran acercamiento al valor determinado por ajuste el cual es de 9754 pH.

**III.4.3 Consideraciones de los diodos láser de semiconductor modulados para gran señal.**

Muchas aplicaciones prácticas de láseres de alta velocidad usualmente involucran de alguna forma a la modulación para gran señal. Esas son generalmente en el área de generación de pulsos ópticos cortos o transmisión de datos utilizando técnicas de modulación directa.

Un requerimiento esencial en sistemas analógicos de transmisión de señales de microondas de fibra óptica es un buen desempeño de la relación señal a ruido. Para la transmisión multicanal es también importante una buena linealidad del sistema para prevenir distorsiones no lineales de señales. Sin embargo, para obtener una buena relación señal a ruido se requiere usualmente modulación para gran señal (típicamente de 0 a 5 dBm) del diodo láser, la cual degrada el desempeño de linealidad [Way, 1987]. Por lo tanto,

es necesario desarrollar técnicas adecuadas del modelado para gran señal con el fin de obtener un compromiso óptimo entre la relación señal a ruido y la linealidad [Iezekiel *et al.*, 1990].

La respuesta para gran señal puede ser significativamente diferente de las predicciones de la teoría para pequeña señal. En particular, el mejoramiento en la respuesta a la modulación causado por la conversión en la modulación de frecuencia a intensidad en la propagación que ocurre con la modulación para pequeña señal no se obtiene con modulación para gran señal, la cual podría afectar sistemas como la transmisión de dispersión soportada [Peral y Yariv, 2000]. También, la respuesta a la modulación para gran señal es menos sensible a reflexiones ópticas no deseadas [Wang *et al.*, 1995].

Para estructuras arbitrarias de diodo láser, los principales efectos que influyen en el desempeño dinámico para gran señal dependen del material, la estructura y la polarización.

Las causas de no linealidad pueden ser el “spatial hole burning” en el modo longitudinal, la corriente de fuga, la interacción no lineal portador-fotón, y la ganancia de compresión [Whiteaway *et al.*, 1994; Bowers, 1999].

Como la aproximación para pequeña señal no es válida, las ecuaciones de ritmo se deben de resolver numéricamente o se debe hacer alguna aproximación. Asimismo, las ecuaciones de ritmo describen a un sistema no autónomo de segundo orden el cual puede exhibir doble período y caos para ciertos parámetros. De esta forma, en el análisis para gran señal se puede considerar una posible existencia de subarmónicas y caos [Iezekiel *et al.*, 1990].

Resolviendo analíticamente a las ecuaciones de ritmo sin considerar a la emisión espontánea y asumiendo constante a la densidad de portador, se ha observado que se puede

obtener un tiempo de elevación rápido con una gran carga inyectada, o utilizando material con alta ganancia diferencial. Una solución más práctica ha sido prepolarizar al dispositivo cerca del umbral [Bowers, 1999 ].

### **III.5 Conclusión.**

En este capítulo se presentaron las limitaciones del ancho de banda del diodo láser y las más recientes investigaciones de los parámetros de diseño que mejoran el ancho de banda del diodo láser.

Se mostraron resultados experimentales que han puesto en evidencia que se pueden lograr sistemas ópticos de transmisión de señales de microondas más eficientes con una red de acoplamiento reactivo. También, se ha mostrado que es necesario el conocimiento del circuito eléctrico equivalente del diodo láser para llevar a buen termino el acoplamiento reactivo.

Se propusieron nuevas técnicas de extracción de la resistencia parásita del diodo láser de semiconductor. Hemos propuesto técnicas de extracción en DC y RF y las hemos comparado con el ajuste de datos medidos de la impedancia de entrada del diodo láser a un circuito eléctrico equivalente en el simulador de microondas "ACADEMY". Hemos mostrado buena concordancia entre estas mediciones y hemos observado una pequeña variación en el método de extracción de la resistencia serie para el método de RF para una corriente arriba del umbral. Hemos concluido que esta pequeña diferencia se debe principalmente al calentamiento del dispositivo y a la necesidad de contar con un adecuado

circuito eléctrico equivalente del diodo láser. Asimismo, hemos mostrado el efecto de la temperatura en la resistencia serie utilizando los métodos de extracción en DC.

## IV CARACTERÍSTICAS ESPECTRALES DE LA EMISIÓN DE LÁSERES DE SEMICONDUCTOR.

### IV.1 Introducción.

La anchura espectral es un parámetro importante para la utilización de los diodos láser en los sistemas ópticos coherentes. La reducción de la anchura espectral implica una reducción de la dispersión del pulso en sistemas digitales y una reducción de la distorsión de la señal en sistemas analógicos, los cuales son influenciados por la dispersión de la fibra. La primer estimación de la anchura espectral fue hecha por Schawlow y Townes considerando la influencia de la emisión espontánea. Ellos hicieron la predicción de que el espectro de un láser es de forma Lorentziana y que el producto de la anchura espectral por la potencia emitida es constante. Lax [Lax, 1966] modifico esta fórmula para los láseres abajo del umbral. A inicios de los años 1980's, se midió de manera precisa la anchura espectral del láser de semiconductor [Fleming y Mooradian, 1981] encontrándose un ensanchamiento superior a las predicciones de la fórmula de Schawlow-Townes modificada. Para explicar ese ensanchamiento excesivo, Henry [Henry, 1982] introdujo el factor de acoplamiento fase-amplitud  $\alpha_H$ , así llamado por su origen fisico. Este parámetro de Henry también es conocido como factor de mejoramiento de anchura espectral debido a que enfatiza que lleva a un mejoramiento de la anchura espectral. La idea esencial es que las fluctuaciones del número de fotones debidas a la emisión espontánea hacen variar a la densidad de portadores en la región activa. Esta última arrastra una variación del índice de refracción en la cavidad que a su vez contribuye en hacer variar a la frecuencia óptica.

En este capítulo se muestran resultados prácticos de la anchura espectral a través de métodos de interferometría heterodina/ homodina y autoheterodina y los fundamentos teóricos para determinar a la anchura espectral de una fuente láser.

#### IV.2 Descripción fenomenológica de la anchura espectral.

La razón fundamental del ensanchamiento espectral de un modo único de emisión estimulada de un láser es la coexistencia de la emisión espontánea: el campo total emitido es la suma de la contribución preponderante y casi-determinística de la emisión estimulada y de la contribución mucho más débil, pero aleatoria de la emisión espontánea. Esta última produce fluctuaciones  $\Delta I$  de la intensidad  $I$  del campo total emitido (ruido de disparo) y fluctuaciones  $\Delta\phi$  de fase  $\phi$  responsables del ancho espectral [Lax, 1966; Yariv, 1991; Petermann, 1988], (figura 21). Sea  $I^{1/2} \exp(j\phi)$  el campo emitido normalizado para que  $I$  sea igual al número promedio de fotones estimulados en la cavidad. El cambio de fase  $\Delta\phi_i$  producido por el  $i$ ésimo fotón espontáneo, es decir, por la adición de un campo de amplitud unitaria y de fase  $\phi + \theta_i$ , es, para valores de  $I \gg 1$ , que es el caso de un láser operando muy por encima del umbral de emisión estimulada:

$$\Delta\phi_i = \frac{\text{sen}\theta_i}{I^{1/2}}. \quad (38)$$

Si se designa con  $N_{sp}$  el número de fotones emitidos espontáneamente por unidad de tiempo, la fluctuación total de fase  $\Delta\phi$  correspondiente a  $N_{sp} \cdot \tau$  emisiones espontáneas es:

$$\Delta\phi = \sum_{i=1}^{N_{sp} \cdot \tau} \frac{\text{sen}\theta_i}{I^{1/2}}. \quad (39)$$

Los ángulos  $\theta_i$  están uniformemente distribuidos en el intervalo  $[0, 2\pi]$ , tenemos en promedio:

$$\langle \Delta\phi \rangle = 0, \quad \langle (\Delta\phi)^2 \rangle = \frac{N_{sp} \cdot \tau}{2I}. \quad (40)$$

donde:  $\langle \cdot \rangle$  denota promedio temporal infinito.

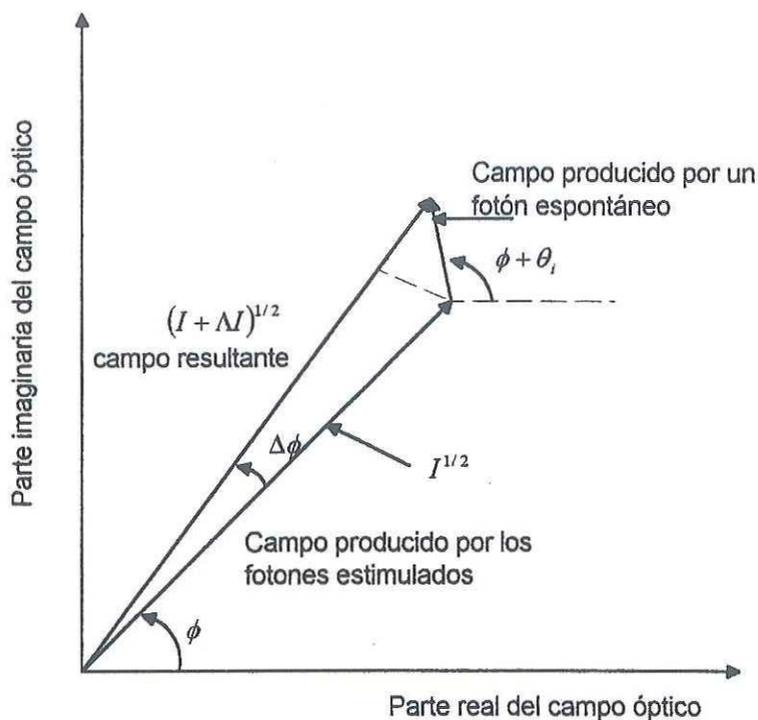


Figura 21. Representación fasorial del campo láser afectado por fluctuaciones aleatorias de fase.

Una fluctuación de fase entre los instantes  $t$  y  $t + \tau$ , de estadística gaussiana y de cuadrado promedio proporcional a  $\tau$ , es característica de un perfil de línea "Lorentziana" [Saito y Yamamoto, 1981; Henry, 1991], cuya anchura espectral angular total a media altura  $2\gamma$  está definida por:

$$\langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle = 2\gamma|\tau|. \quad (41)$$

De donde se deduce la anchura espectral angular total a media altura de la densidad espectral de energía del campo:

$$2\gamma = \frac{N_{sp}}{2I}. \quad (42)$$

Si se designa con  $t_c$  la duración de vida promedio de los fotones en el interior de la cavidad láser  $1/t_c$  designa, para un tiempo de observación unitario, el número de modos temporales, que contribuyen a la emisión espontánea;  $t_c$  está relacionado con las características optogeométricas de la cavidad láser y a su anchura espectral total a media altura  $\Delta\nu_c$  por la relación [Agrawal, 1986]:

$$t_c = \frac{1}{2\pi\Delta\nu_c} = \frac{1}{c/nL[\alpha L + \ln(r_1 r_2)^{-1/2}]}. \quad (43)$$

Donde: los parámetros de la cavidad Fabry-Perot son:  $L$  = longitud de la cavidad,  $\alpha$  = absorción lineal,  $r_1, r_2$  = reflectividades de los espejos,  $n$  = índice de refracción,  $c$  = velocidad de la luz en el vacío.

El número total de fotones espontáneos por unidad de tiempo  $N_{sp}$  se expresa como el producto del número de modos que contribuyen a la emisión espontánea por el número de fotones espontáneos por unidad de tiempo y por modo.

$$N_{sp} = 2\pi(\Delta\nu_c) \cdot N_{spo}. \quad (44)$$

$N_{spo}$  se expresa en función de la temperatura  $T$  y de los casi-niveles de Fermi  $E_{Fv}$  y  $E_{Fc}$  de la banda de valencia y conducción por:

$$N_{spo} = \left[ 1 - \exp \frac{1}{KT} (h\nu + E_{Fv} - E_{Fc}) \right]^{-1}. \quad (45)$$

El número de fotones estimulados en la cavidad I está relacionado con la potencia óptica P por el producto del número total de fotones emitidos por unidad de tiempo, la relación del número de fotones estimulados y del número total de fotones ( $\rho \sim 1$ ), y la duración de vida promedio de los fotones en la cavidad.

$$I = (P/h\nu) \cdot \rho \cdot t_c. \quad (46)$$

Escribiendo  $n_{sp} = N_{spo} / \rho$  obtenemos para la anchura espectral angular total a media altura:

$$2\gamma = \frac{2\pi^2 h\nu (\Delta\nu_c)^2}{P} \cdot n_{sp}. \quad (47)$$

$n_{sp}$  es comúnmente llamado factor de emisión espontánea.

La anchura espectral total a media altura expresada en Hz es entonces (Relación de Schawlow-Townes):

$$\Delta\nu = \pi h\nu \frac{(\Delta\nu_c)^2}{P} \cdot n_{sp}. \quad (48)$$

$\Delta\nu$  puede escribirse en función de las características de la cavidad (con facetas de idéntica reflectividad):

$$\Delta\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \cdot \frac{1}{P} \left(\frac{c}{n}\right)^2 \cdot \frac{1}{L^2} \left[\alpha L + \ln \frac{1}{r}\right]^2 \cdot n_{sp}. \quad (49)$$

Esta relación inicialmente dada por Schawlow y Townes ha sido ligeramente modificada por Melvin Lax [Lax, 1966] haciendo intervenir la relación entre la potencia P<sub>o</sub> emitida por una faceta y el número de fotones I en el interior de la cavidad:

$$I = \frac{2P_o}{h\nu} \cdot L \cdot \left(\frac{n}{c}\right) \cdot \frac{\rho}{\ln\left(\frac{1}{r}\right)}. \quad (50)$$

De donde se deduce:

$$\Delta v_1 = \frac{h\nu}{8\pi} \cdot \frac{1}{P_o} \cdot \left(\frac{c}{n}\right)^2 \cdot \frac{1}{L^2} \cdot \left[\alpha L + \ln \frac{1}{r}\right] \cdot \left(\ln \frac{1}{r}\right) \cdot n_{sp}. \quad (51)$$

La relación precedente, si bien válida para todo tipo de láseres, ha sido modificada por C. H. Henry [Henry, 1982] para el caso particular de láseres de semiconductor de inyección, considerando que el origen del ruido de fase no es únicamente debido a la fase aleatoria de la emisión espontánea sino igualmente a fluctuaciones del índice de refracción  $n$  inducidas por las fluctuaciones de la densidad de portadores, éstas últimas inducidas a su vez por fluctuaciones de la intensidad del campo láser.

La figura 21 muestra que bajo la acción de la emisión espontánea, el campo total es igualmente afectado por fluctuaciones de intensidad  $\Delta I$ . El láser mantiene un régimen permanente modificando muy ligeramente la ganancia, es decir, la parte imaginaria  $n''$  del índice de refracción  $n = n' - in''$ . Las fluctuaciones  $\Delta n''$  de  $n''$  están acopladas a la  $\Delta n'$  de  $n'$  por las relaciones Kramers-Krönig; resultan entonces fluctuaciones  $\Delta n' = \alpha_H \Delta n''$  de la parte real  $n'$  del índice de refracción y, en consecuencia, fluctuaciones de fase del láser.

La teoría desarrollada por C. H. Henry [Henry, 1982] conduce a introducir dos términos correctivos en la relación de Schawlow-Townes modificada por Lax:

1. Introducción de un término multiplicativo  $(1 + \alpha_H^2)$ .
2. Substitución de la velocidad de fase  $v_\phi = c / n$  por la velocidad de grupo  $v_g$ .

$$\Delta v_2 = \frac{h\nu}{8\pi} \cdot \frac{1}{P_o} \cdot v_g^2 \cdot \frac{1}{L^2} \cdot \left[\alpha L + \ln \frac{1}{r}\right] \cdot \ln\left(\frac{1}{r}\right) \cdot [1 + \alpha_H^2] n_{sp}. \quad (52)$$

Estos términos correctivos conducen a una anchura espectral  $\Delta v_2$  de 10 a 100 veces superior a  $\Delta v_1$  [Fleming y Mooradian, 1981; Weldford y Mooradian, 1982].

Se ha predicho teóricamente que los láseres de pozo cuántico tienen anchuras espectrales menores a las de los láseres “bulk” por la reducción del parámetro  $\alpha_H$ . Además, se ha predicho una mejor anchura espectral en láseres de un solo pozo cuántico SQW que en los láseres de múltiple pozo cuántico MQW porque el factor de emisión espontánea  $n_{sp}$  es menor en los láseres SQW.

### IV.3 Densidad espectral de la fotocorriente.

Considerando la naturaleza cuadrática del proceso de la fotodetección de un campo óptico total  $E_T(t)$  incidente sobre el receptor óptico, para la obtención de las características temporales y espectrales de la fotocorriente producida, es necesario utilizar la función de correlación de segundo orden del campo óptico:

$$g_{E_T}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E_T^*(t)E_T(t)E_T^*(t+\tau)E_T(t+\tau) \rangle}{\langle E_T^*(t)E_T(t) \rangle^2}. \quad (53)$$

Si se supone la banda de paso del detector suficientemente ancha para resolver las fluctuaciones de la intensidad del campo recibido, la función de autocorrelación de la fotocorriente producida es [Cummins y Swinney, 1970; Arecchi y Degiorgio, 1972; Mandel, 1958]:

$$R_i(\tau) = q\langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 g_{E_T}^{(2)}(\tau). \quad (54)$$

Con  $q =$  carga del electrón y  $\delta(\tau)$  impulso de Dirac en el origen.

Si hacemos  $\gamma_{E_T}^{(2)}(\tau) = g_{E_T}^{(2)}(\tau) - 1$ , la densidad espectral de potencia de la fotocorriente  $S_i(\omega)$  es la transformada de Fourier de  $R_i(\tau)$ :

$$S_i(\omega) = \frac{q}{2\pi} \langle i \rangle + \langle i \rangle^2 \delta(\omega) + \langle i \rangle^2 \Gamma(\omega) \quad (55)$$

y está compuesta por ruido cuántico (primer término) asociado a la componente continua de la corriente (segundo término):  $\Gamma(\omega)$  es la transformada de Fourier de  $\gamma_{E_r}^{(2)}(\tau)$  y representa la estadística de la intensidad detectada.

#### IV.3.1 Densidad espectral de potencia óptica con interferometría heterodina/homodina.

En el proceso de detección coherente, el campo incidente (onda señal)  $E(t)$  se superpone a un campo producido localmente (onda local)  $E_L(t)$ . Se supone que las dos ondas son monofrecuenciales y poseen una perfecta coherencia espacial sobre la superficie del fotodetector y que sus estados de polarización son idénticos (Figura 22):

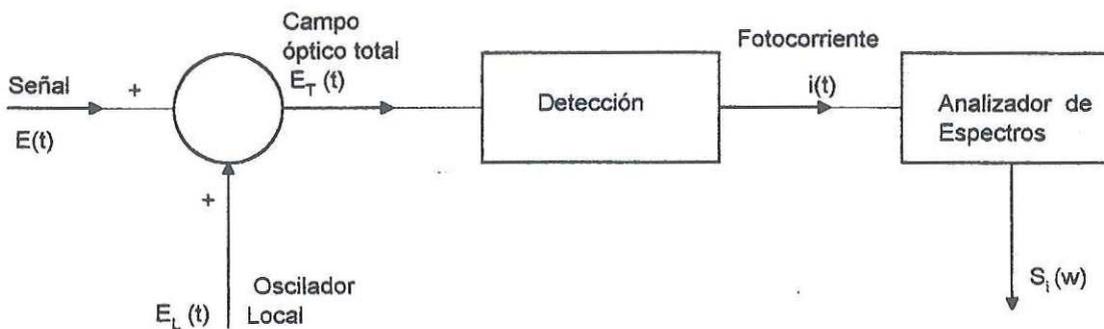


Figura 22. Diagrama de bloques del proceso de fotodetección homodina/ heterodina.

$$E_T(t) = E(t) + E_L(t). \quad (56)$$

Donde: 
$$E_T = E_O \exp\{j[\omega_o t + \phi(t)]\} \quad (57)$$

y 
$$E_L(t) = E_{Lo} \exp\{j[(\omega_o - \Omega)t + \phi_L(t)]\}. \quad (58)$$

Donde:  $\Omega$  representa la frecuencia (angular) intermedia.

Así, la función de autocorrelación de la corriente es [Mendieta *et al.*, 1996]:

$$R_i(\tau) = q\langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 + \alpha^2 \langle i \rangle^2 \exp[-(\gamma + \gamma_L)|\tau|] \cos \Omega \tau. \quad (59)$$

Y la densidad espectral de potencia

$$S_i(\omega) = \langle i \rangle^2 \delta(\omega) + \frac{q}{2\pi} \langle i \rangle + \alpha^2 \langle i \rangle^2 \frac{(\gamma + \gamma_L)/\pi}{(\gamma + \gamma_L)^2 + (\omega - \Omega)^2}. \quad (60)$$

Cuyo término de pulsación (último término) corresponde a la convolución de los perfiles espectrales de los dos campos (la convolución de dos funciones lorentzianas de anchuras espectrales  $2\gamma$  y  $2\gamma_L$  es una lorentziana de anchura  $2\gamma$  y  $2\gamma_L$ ).

En el caso general heterodino el espectro de la fotocorriente está centrado en la frecuencia intermedia  $\Omega$ ; mientras que en el caso homodino se encuentra en la frecuencia cero (banda base).

En el caso ideal de un oscilador local perfectamente monocromático  $g_{E_L}^{(1)}(\tau) = \exp[j(\omega_o - \Omega)\tau]$ , sea  $\gamma_L = 0$  el perfil espectral de la onda señal  $E(t)$  que se encuentra en  $S_i(\omega)$ .

#### IV.3.2 Densidad espectral de potencia óptica con interferometría autoheterodina.

En el proceso de fotodetección heterodina, el campo total detectado  $E_T(t)$  es la superposición de un campo  $E(t)$  y de una imagen de sí mismo desplazada en frecuencia y

retardada en el tiempo. La figura 23 esquematiza el proceso, constituyendo un interferómetro desequilibrado para obtener:

$$E_r(t) = E(t) + \alpha E(t + \tau_o) \exp(j\Omega t). \quad (61)$$

Donde:  $\tau_o$  designa el tiempo de retardo óptico,  $\Omega$  designa la diferencia de frecuencias (angular) entre las dos ondas y finalmente,  $\alpha$  representa el peso relativo de las amplitudes de los dos campos.

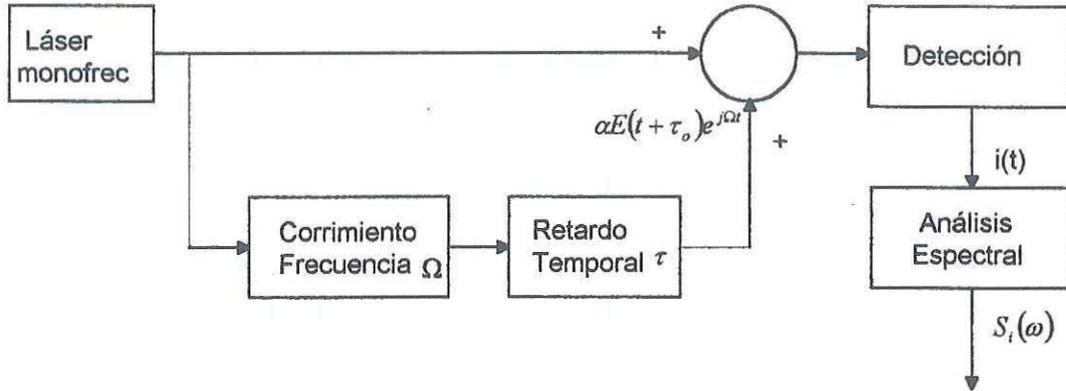


Figura 23. Esquema de detección heterodina cuando las ondas detectadas provienen de la misma fuente.

De esta forma, la hipótesis de un ruido de fase de origen cuántico nos da la función de autocorrelación de la fotocorriente [Mendieta *et al.*, 1997]:

$$R_i(\tau) = q \langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 + \begin{cases} \alpha^2 \langle i \rangle^2 \exp(-2\gamma|\tau|) \cos \Omega \tau, & |\tau| < \tau_o \\ \alpha^2 \langle i \rangle^2 \exp(-2\gamma|\tau_o|) \cos \Omega \tau, & |\tau| > \tau_o \end{cases} \quad (62)$$

Y por transformada de Fourier, la densidad espectral de energía de la fotocorriente

$$S_i(\omega) = \langle i \rangle^2 \delta(\omega) + \frac{q}{2\pi} \langle i \rangle + \alpha^2 \langle i \rangle^2 \exp(-2\gamma\tau_o) \delta(\omega - \Omega) + \alpha^2 \langle i \rangle^2 \frac{2\gamma/\pi}{2\gamma^2 + (\omega + \Omega)^2}.$$

$$\left\{ 1 - \left[ 2\gamma\tau_o \frac{\text{sen}(\omega - \Omega)\tau_o}{(\omega - \Omega)\tau_o} + \cos(\omega + \Omega)\tau_o \right] \exp(-2\gamma\tau_o) \right\}. \quad (63)$$

El primero y segundo término de esta ecuación son, respectivamente, la componente directa de la fotocorriente y el ruido cuántico asociado. El tercer término es una componente discreta a la frecuencia intermedia  $\Omega$  y representa la correlación residual entre los dos campos mezclados. Finalmente, el cuarto término, es decir, la parte Lorentziana del espectro, predomina sobre el tercero cuando el tiempo de retardo es mucho mayor que el tiempo de coherencia de la fuente láser  $1/(2\gamma)$ ; la expresión entre paréntesis es entonces cercana a la unidad, y encontramos entonces que, para una decorrelación total, la anchura espectral total a media altura (FWHM) de la fotocorriente  $4\gamma$  es dos veces la del campo óptico [Okoshi *et al.*, 1980; Reisinger *et al.*, 1979], (figuras 24 y 25).

#### IV.4 Mediciones.

##### a) con interferometría heterodina/homodina.

Como se ilustra en el montaje experimental de la figura 26, en un interferómetro homodino, el campo óptico del láser a ser analizado se divide en dos haces, uno de los cuales se propaga con una diferencia de camino óptico; las dos ondas son superpuestas sobre un fotodetector, generándose una fotocorriente cuyo espectro está centrado en la frecuencia eléctrica cero (DC).

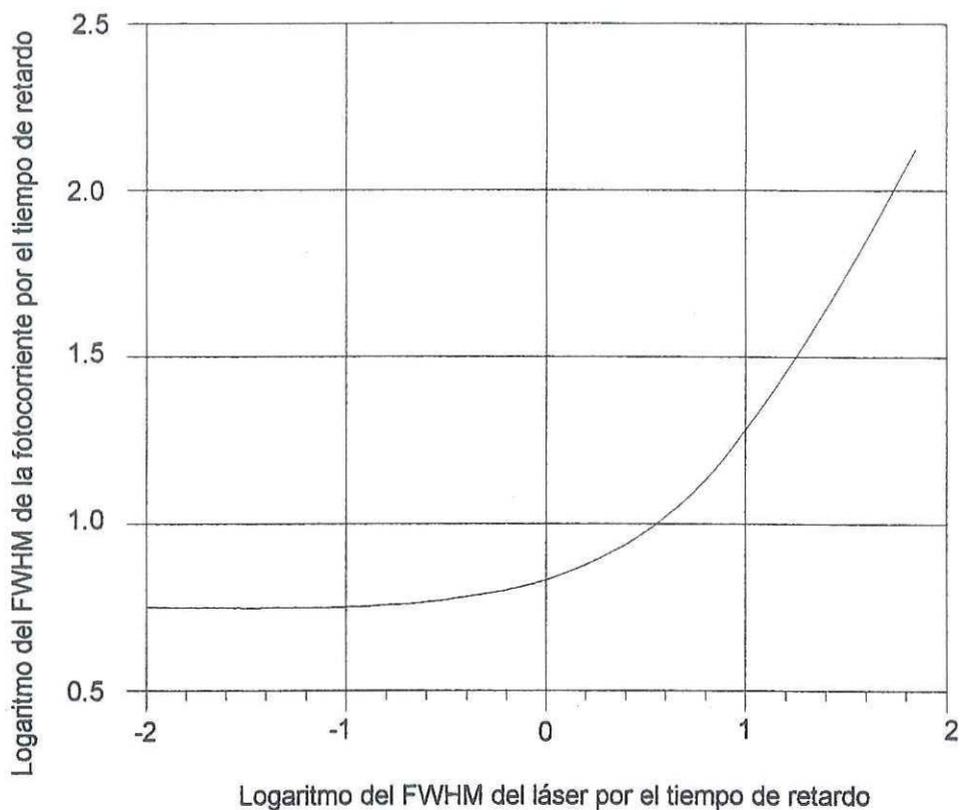


Figura 24. Relación entre la anchura espectral de la fotocorriente y la del campo óptico normalizadas al inverso del tiempo de retardo.

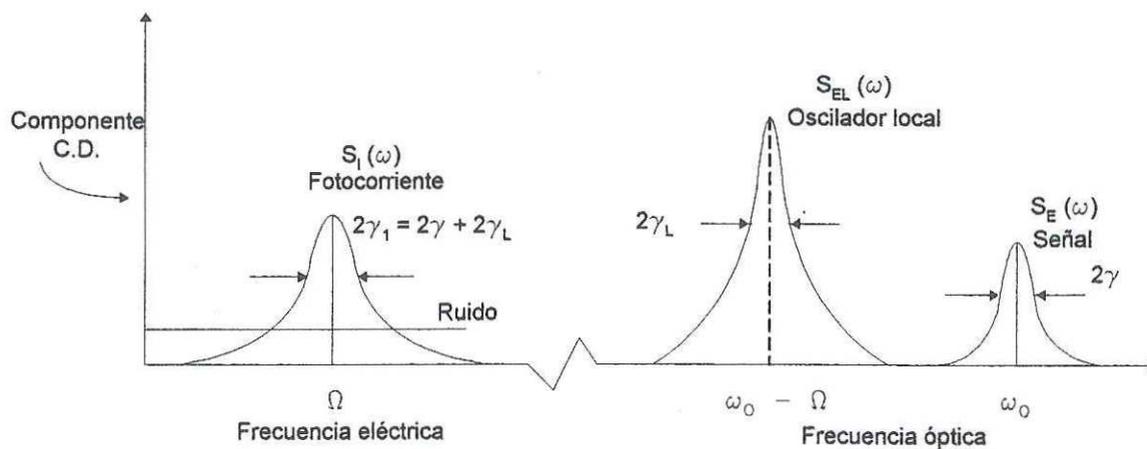


Figura 25. Transposición espectral del dominio óptico al radioeléctrico.

El láser utilizado es del semiconductor InGaAsP, de tipo DFB operando monofrecuencialmente en la longitud de onda central de 1550 nm. El láser está térmica y eléctricamente estabilizado para producir una oscilación libre de fluctuaciones inducidas por variaciones de temperatura y corriente de inyección. Contiene además un aislador óptico para reducir substancialmente cualquier señal óptica de retroalimentación hacia la cavidad láser.

Como separador de haz se utiliza un acoplador direccional de fibra óptica unimodal de 3 dB; una de las ramas consiste en una fibra óptica larga (700 m) que corresponde a un tiempo de retardo de 3.5  $\mu$ s; contiene además un controlador de onda fraccional para igualar los estados de polarización de las dos ondas, que son superpuestas utilizando otro acoplador direccional y similares al separador, y detectadas coherentemente por un fotodiodo de InGaAs de rápida respuesta, seguido por un amplificador de banda ancha sobre cuya salida se realiza análisis espectral.

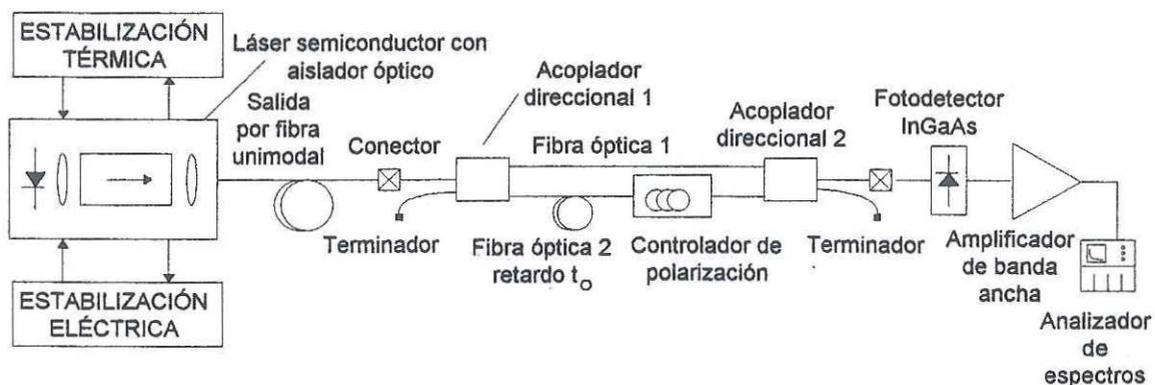


Figura 26. Montaje experimental utilizado de la fotodetección homodina / heterodina.

En la figura 27 se muestra la medición (después de 100 promedios a nivel "video") del espectro de la fotocorriente homodina en escala lineal obtenida utilizando un láser DFB de InGaAsP, estabilizado térmica y eléctricamente, y que comprende un aislador óptico para un espectro monofrecuencial estable aun en presencia de reflexiones inevitables en el montaje experimental. El efecto de una frecuencia de corte inferior se debe a las características paso altas del analizador de espectros (el circuito fotodetector y sus etapas de amplificación y filtraje subsecuentes están acoplados en DC).

De la figura 27, la medición del ancho espectral a media altura (FWHM):  $12.50 \text{ MHz} + 7.65 \text{ MHz}$  (que es la frecuencia pico de la forma de onda) =  $20.15 \text{ MHz}$ ; cantidad que es igual a la anchura total a media altura del láser (FWHM), puesto que la lorentziana de la fotocorriente posee una anchura dos veces superior a la del mismo.

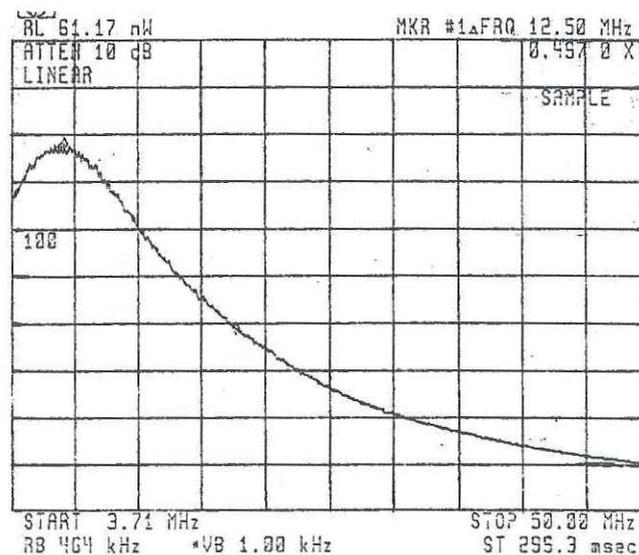


Figura 27. Densidad espectral de la fotocorriente.

### b) con interferometría autoheterodina.

El montaje experimental utilizado para la medición espectral se basa en un interferómetro Twynmann-Green heterodino y se ilustra en la figura 28. El haz emitido por la cara anterior es dividido por una placa semirreflejante. La frecuencia de uno de los dos haces (haz 1) es desviada por interacción acusto-óptica en las condiciones de Bragg (modulación de banda lateral única). El haz correspondiente al orden 1 (desviación frecuencia de 40 MHz aproximadamente) es inyectado en una fibra monomodo.

El campo a la salida (onda señal) de la fibra atraviesa un compensador de Babinet a fin de recobrar un estado de polarización idéntico al del oscilador local (haz 2).

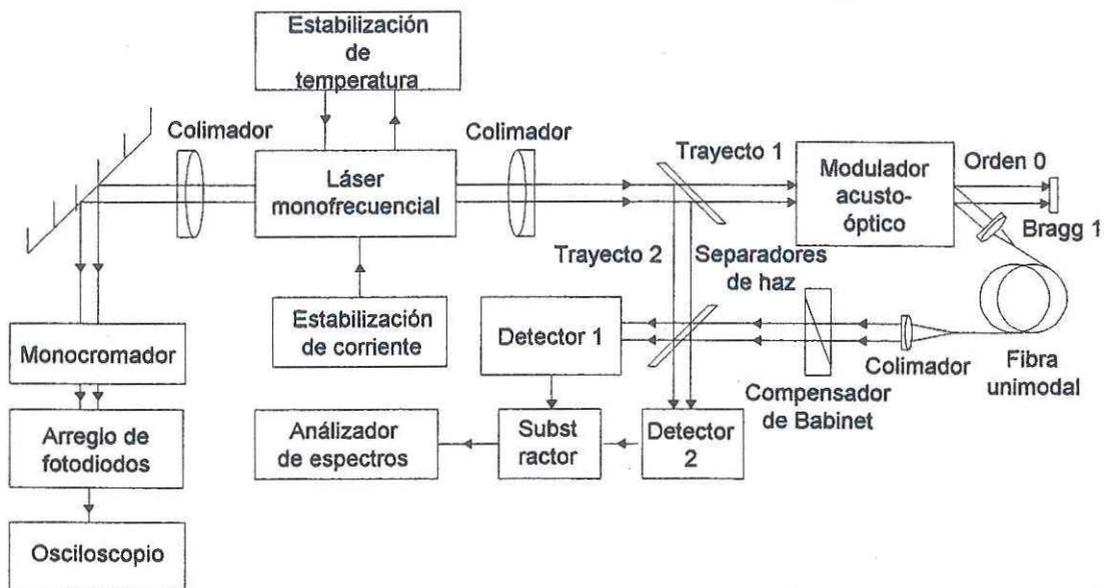


Figura 28. Diagrama de bloques del interferómetro heterodino.

El mezclador utilizado consiste de una placa semirreflejante y la detección se realiza en un esquema diferencial con fotodiodos de Si seguidos por etapas electrónicas de

amplificación y filtraje en frecuencia intermedia. El análisis espectral de la señal obtenida es realizada con el analizador de espectros HP-8568A.

La primera placa de separación ha sido elegida para obtener una preponderancia del ruido cuántico de al menos 10 dB sobre el ruido térmico de los circuitos de fotodetección. Los fotodiodos son de tipo PIN; la ausencia de un exceso de ruido nos garantiza, en estas condiciones, una relación señal a ruido óptima.

Se realizó la medición para diferentes valores de la potencia emitida por la fuente láser, cuando la temperatura del disipador está estabilizada alrededor de 21 °C. La ventana de análisis utilizada es de 100 KHz y el tiempo de barrido: 750 mseg. La figura 29 presenta el espectro obtenido para una potencia de 5.5 mW.

Después de propagación por 500 m de fibra (correspondiente a un tiempo de retardo de 2.43  $\mu$ seg), la correlación entre los campos local y señal es prácticamente nula (ausencia de componente discreta en el espectro) el espectro de la fotocorriente es la autocorrelación del de la fuente; la anchura espectral del láser es entonces la mitad del de la fotocorriente.

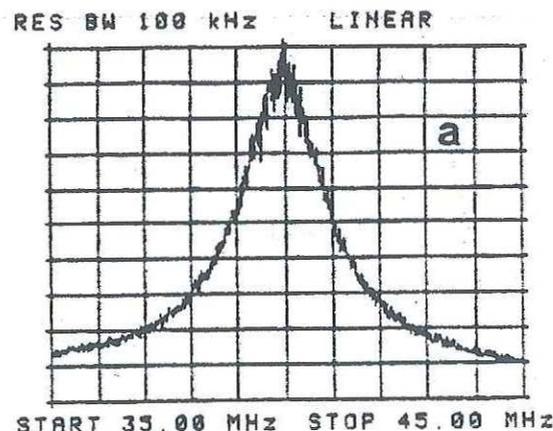


Figura 29. Espectro de la fotocorriente resultante de la fotodetección heterodina.

En la figura 30 se muestran los resultados teóricos y experimentales de la anchura espectral del láser HLP-1400 de Hitachi. Este láser es del tipo doble heterounión (DH) de tipo sustrato acanalado planar (CSP). El semiconductor es  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  con longitud de onda de 845.3 nm, con una corriente de umbral de 63 mA. Se consideraron los valores de  $\alpha_H = 5.4$ , y  $dn/d\lambda = -1.6 \mu\text{m}^{-1}$  para el láser en cuestión.

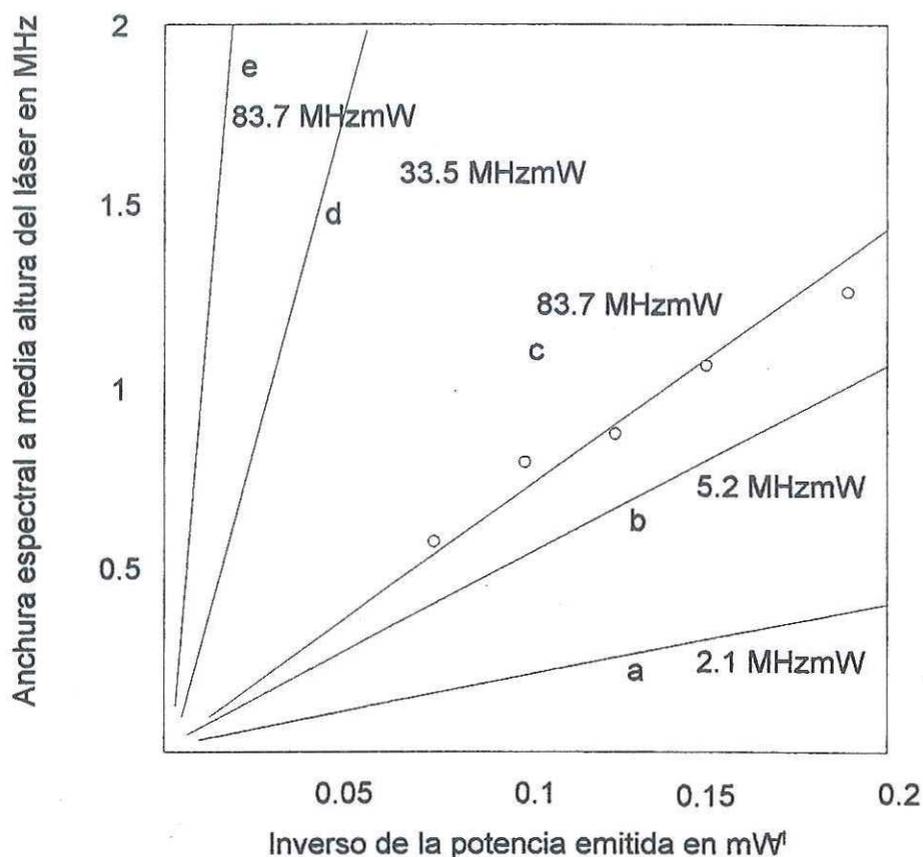


Figura 30. Anchura espectral en función del inverso de la potencia óptica emitida.

- Relación de Schawlow Townes modificada con  $n_{sp} = 1$ .
- Relación de Schawlow Townes modificada con  $n_{sp} = 2.5$ .
- Resultado experimental 0.
- Corrección de Henry para ( $\alpha_H = 5.4$  y  $n_{sp} = 1$ ).
- Corrección de Henry para ( $\alpha_H = 5.4$  y  $n_{sp} = 2.5$ ).

#### IV.5 Conclusión.

En este capítulo se ha hecho una descripción teórico práctica para la determinación de la anchura espectral de una fuente láser obtenida con métodos de interferometría heterodina/ homodina y con interferometría autohomodina.

Los resultados de la anchura espectral obtenidos en el laboratorio con interferometría heterodina/ homodina son típicos en este tipo de láseres DFB utilizados en comunicaciones ópticas con modulación directa y son bien resueltas por el esquema descrito que posee una resolución de 225 KHz para el tiempo de retardo de 3.5  $\mu$ s.

Para el método de interferometría autohomodina los resultados de las anchuras espectrales aparecen inferiores respecto a los predichos por la fórmula de Henry y reportados por otros autores. Una primera explicación posible es una reducción de la anchura espectral por retroalimentación óptica insuficiente.

## V CONCLUSIÓN GENERAL.

Los requerimientos de ancho de banda en los sistemas de comunicaciones modernos van en aumento. Por lo tanto, el diseño de dispositivos que operen a mayores velocidades ha estado en la vanguardia de la investigación de los láseres de semiconductor por varios años y continuará por los próximos años. Actualmente el principal problema de los diodos láser de alta velocidad son los parásitos del dispositivo y del empaquetado. Típicamente, estos elementos limitan a frecuencias de operación de 20-30 GHz. Se requieren nuevas técnicas de fabricación y estructuras de dispositivo para batir ese límite. Un buen empaquetado de microondas es tanto arte como ciencia, y es necesario más trabajo en este campo para hacerlo más ciencia [Bowers, 1998]. De esta forma, el desarrollo de técnicas de extracción de los elementos parásitos juega un papel importante en el diseño de láseres de semiconductor de alta velocidad.

En este trabajo hemos presentado un estudio de los láseres de semiconductor de alta velocidad, en particular, hemos presentado las limitaciones del ancho de banda del diodo láser y las más recientes investigaciones de los parámetros de diseño que mejoran el ancho de banda del diodo láser.

Hemos mostrado resultados experimentales que han puesto en evidencia que se pueden lograr sistemas ópticos de transmisión de señales de microondas más eficientes con una red de acoplamiento reactivo. También, se ha mostrado que es necesario el conocimiento del circuito eléctrico equivalente del diodo láser para llevar a buen termino el acoplamiento reactivo.

En esta tesis hemos propuesto y demostrado nuevas técnicas de extracción de la resistencia parásita del diodo láser de semiconductor. Hemos propuesto técnicas de extracción en DC y RF y las hemos comparado con el ajuste de datos medidos de la impedancia de entrada del diodo láser a un circuito eléctrico equivalente en el simulador de microondas "ACADEMY". Hemos mostrado buena concordancia entre estas mediciones y hemos observado una pequeña variación en el método de extracción de la resistencia serie para el método de RF para una corriente arriba del umbral. Hemos concluido que esta pequeña diferencia se debe principalmente al calentamiento del dispositivo y a la necesidad de contar con un adecuado circuito eléctrico equivalente del diodo láser. Asimismo, hemos mostrado el efecto de la temperatura en la resistencia serie utilizando los métodos de extracción en DC.

Hemos presentado los principios y la realización experimental de un sistema de medición del espectro de medición de láseres con la técnica de espectroscopía auto homodina. Si bien limitada a fuentes ópticas monofrecuenciales, esta técnica proporciona una muy alta resolución, dadas las grandes diferencias de camino óptico obtenibles por propagación en fibra óptica unimodal en una de las ramas del interferómetro.

Hemos medido a la anchura espectral por medio de un interferómetro heterodino con fibra monomodo para diferentes valores de la corriente de inyección. Un producto anchura espectral por potencia óptica de una decena de MHz.mW ha sido observado.

Se sugieren estudios futuros en el análisis de circuitos eléctricos equivalentes modulados con gran señal, el comportamiento de los elementos parásitos en función de la temperatura, y el diseño de redes de acoplamiento reactivas.

Los resultados de las mediciones de la anchura espectral son cercanos a los reportados por otros autores, pero son ligeramente inferiores con respecto a modelados más recientes, y se puede sugerir prolongar este trabajo profundizando en los problemas relacionados con la retroalimentación óptica.

## LITERATURA CITADA

- Ackerman, E., D. Kasemset, S. Wanuga, D. Hogue, y J. Komiak. 1990. A High-Gain Directly Modulated L-Band Microwave Optical Link. IEEE MTT-S Digest.
- Agrawal, G. P. 1986. Long wavelength Semiconductor Lasers. Van Nostrand Reinhold, New York.
- Arecchi, F. T., y V. Degiorgio. 1972. Statistical Properties of Optical Fields. En: F. T. Arecchi, E. O. Schulz-Dubois (eds.). Laser Handbook Vol 1. North Holland Pub. Co., Amsterdam.
- A. de Salles, A. A. 1990. InGaAsP DC-PBH semiconductor laser diode frequency response model. IEEE trans. on MTT. Vol. 38 (5): 677-679.
- Bennet, R. J. 1987. Interpretation of forward bias behavior of schottky barriers. IEEE Trans. Electron Devices. Vol. ED-34 (4): 935-937.
- Bjerkan, L., A. Røyset, L. Hafskjær, y D. Myhre. 1996. Measurement of Laser Parameters for Simulation of High-Speed Fiberoptic Systems. J. of Lightwave Technology. Vol. 14 (5). 839-850.
- Blondeau, R., D. Rondi, M. Krakowski, G. Glastre, y G. Vilain. 1990. New Laser Structure on Semi-Insulating Substrate Grown by MOCVD, for High Speed Operation. Electronics Letters. Vol. 26: 458-459.
- Bowers, J.E. 1999. High Speed Semiconductor Lasers. Short Course en: 1999 Optical Fiber Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. San Diego.
- Bowers, J. E.. 1987. High Speed Semiconductor Laser Design and Performance. Solid- State Electronics. Vol. 30 (1): 1-11.
- Bowers, J. E., B. R. Hemenway, A. H. Gnauck, y D. P. Wilt. 1986. High-speed InGaAsP constricted-mesa lasers. IEEE j. of Quantum Electronics. Vol. QE-22 (6): 833-844.
- Chen, T.R., J. Ungar, X.L. Yeh, y N. Bar-Chaim. 1995. Very Large Bandwidth Strained MQW DFB Laser at 1.3  $\mu\text{m}$ . IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 7 (5): 458-460.
- Chen, T. R., B. Zhao, Y. Yamada, Y. H. Zhuang y A. Yariv. 1992. Modulation Bandwidth enhancement in single quantum well GaAs/AlGaAs lasers. Electronics letters. Vol. 28 (21): 1989-1991.

## LITERATURA CITADA (Continuación)

- Cheung, S.K. y N. W. Cheung. 1986. Extraction of schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Applied Physics Letters*. Vol. 49 (2): 85-87.
- Cioffi, K.R. 1989. Broad-Band Distributed Amplifier Impedance-Matching Techniques. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. Vol. 37 (12): 1870-1876.
- Coldren, L. A., y S. W. Corzine. 1995. Diode lasers and photonic integrated circuits. John Wiley & Sons, inc. New York. 594 páginas.
- Cox III, Ch., E. Ackerman, R. Helkey, y G. E. Betts. 1997. Techniques and Performance of Intensity-Modulation Direct-Detection Analog Optical Links. *IEEE T. on Microwave Theory and Techniques*. Vol. 45 (8): 1375-1383.
- Cummins H. Z., y H. L. Swinney. 1970. Light Beating Spectroscopy. In progress in Optics. En: E. Wolf (ed.). North Holland Pub Co., Amsterdam.
- Dagli, N. 1999. Wide-Bandwidth lasers and modulators for RF Photonics. *IEEE T. on Microwave Theory and Techniques*. vol. 47.(7): 1151-1171.
- De la Berre, A. Perennec, N. Julien, S. Toutain, R. Lefevre, D. Lemaillet, R Soares. 1995. Real Frequency Method Applied to Broad-Band Laser Command Circuit Design With Lumped and Distributed Elements. *IEEE MTT-S Digest*.
- Duan, G.-H. 1991. Bruit et Modulation des Lasers a semiconducteurs a contre-reaction distribuée et a cavité composite. l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Paris, France, These Docteur.
- Dutta, N. K.. 1998. High Speed Semiconductor Lasers. *SPIE*. Vol. 3285: 40-50
- Elenkrig, B.B., S. Smetona, y J.G. Simmons. 2000. Series Resistance and its Effect on the Maximum Output Power of 1.5  $\mu\text{m}$  Strained-Layer Multiple-Quantum-Well Ridge Waveguide InGaAsP Lasers. *Journal of Applied Physics*. Vol. 87 (1): 1-4.
- Elkadi, H., R. Hamelin, J. P. Vilcot, y D. Decoster. 1994. Microwave small-signal equivalent circuit model for multielectrode lasers. *Microwave and Optical Technology Letters*. Vol. 7 (17): 816-819.

## LITERATURA CITADA (Continuación)

- Esqueda, P., H. L. Martínez-Reyes, J. A. Reynoso-Hernández, y F. J. Mendieta. 1997. Representación Gráfica del Comportamiento de Circuitos Eléctricos equivalentes de Diodos Láser a Frecuencias de Microondas. Memorias del Congreso CIECE'97 UABC-Ensenada, B. C. 123-127.
- Esquivias, I., S. Weisser, B. Romero, J. D. Ralston, y J. Rosenzweig. 1999. Carrier Dynamics and Microwave Characteristics of GaAs-Based Quantum-Well Lasers. *IEEE J. of Quantum Electronics*. Vol. 35 (4): 635-646.
- Fleming, M. W. y A. Mooradian. 1981. Fundamental Line Broadening of Single Mode GaAlAs Diode Lasers. *Applied Physics Letters*. Vol. 38. 511-513.
- Flynn, E.J. 1999. A Note on the Semiconductor Laser Equivalent Circuit. *Journal of Applied Physics*. Vol. 85 (4): 2041-2045.
- Ghiasi, A., y A. Gopinath. 1990. Novel Wide-Bandwidth Matching Technique for Laser Diodes. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. Vol. 38 (5): 673-675.
- Giudice, G. E., D. V. Kuksenkov, y H. Temkin. 1998. Measurement of differential Carrier Lifetime in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 10 (7): 920-922.
- Goldsmith, Ch. L. y B. Kanack. 1993. Broad-Band Reactive Matching of High-Speed Directly Modulated Laser Diodes. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. Vol. 3 (9).
- Haldar, M. K., J. Wang, y F.V.C. Mendis. 1995. Equivalent Circuit of Semiconductor Lasers with Weak Coherent Optical Feedback. *Electronics Letters*. Vol. 31 (5): 366-367.
- Han, H., P. N. Freeman, W. S. Hobson, N. K. Dutta, J. Lopata, J. D. Wynn, y S. N. G. Chu. 1996. High-Speed Modulation of Strain-Compensated InGa As-GaAsP-InGaP Multiple-Quantum-Well Lasers, *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 8 (9): 1133-1135.
- Han, H., P. N. Freeman, W. S. Hobson, N. K. Dutta, J. Lopata, y S. N. G. Chu. 1996. High-Speed Modulation of Strain-Compensated Modulation-Doped InGaAs-GaAsP-InGaP Multiple Quantum Well Lasers. *CLEO '96*: 44-45.
- Harder, Ch. S., B. J. Van Zeghbroeck, M. P. Kesler, H. P. Meier, P. Vettiger, D. J. Webb, y P. Wolf. 1990. High-speed GaAs/AlGaAs optoelectronic devices for computer applications. *IBM J. Res. Develop.* Vol. 34 (4): 568-585.

## LITERATURA CITADA (Continuación)

- Henry, C. H. 1991. Line Broadening of semiconductor lasers. En: Y. Yamamoto (ed.). Coherence, Amplification, and Quantum Effects in Semiconductor Lasers. John Wiley & Sons, Inc., New York, 5-76.
- Henry C. H. 1982. Theory of Linewidth of Semiconductor Lasers. IEEE J. of Quantum Electronics. Vol. QE-18. 259-264.
- Huang, R.-T., D. Wolf, W.-H. Cheng, C.-L. Jiang, R. Agarwal, D. Renner, A. Mar, y J. E. Bowers. 1992. High-Speed, Low-Threshold InGaAsP Semi-Insulating Buried Crescent Lasers With 22 GHz Bandwidth. IEEE Photonics Technology Letters. Vol. 4 (4): 293-295.
- Iezekiel, S., Ch. M. Snowden, y M. J. Howes. 1990. Nonlinear Circuit Analysis of harmonic and Intermodulation Distorsions in laser Diodes Under Microwave Direct Modulation. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. Vol. 38 (12): 1906-1915.
- Ishikawa, I., T. Fukushima, R. Nagarajan, J. E. Bowers. 1992. Temperature Dependence of Damping in High-Speed Quantum Well Lasers. Applied Physics Letters. Vol. 61: 396-398.
- Kakimoto, S. y H. Watanabe. 1998. Threshold Current, Differential Gain, and Relaxation Resonance Frequency of 1.55- $\mu\text{m}$  Bulk and MQW DFB Laser Diodes. IEEE J. of Quantum Electronics. Vol.34 (7): 1231-1239.
- Kan, S. C., D. Vassilovski, T. C. Wu, y K. Y. Lau. 1992. Quantum Capture and Escape in Quantum-Well Lasers-Implications on Direct Modulation Bandwidth Limitations. IEEE Photonics Technology Letters. Vol. 4: 428-431.
- Kan, S. C., y K. Y. Lau. 1992. Intrinsic equivalent circuit of quantum well lasers. IEEE Photonics technology letters. Vol. 4 (6): 528-530.
- Kanack, B. y Goldsmith Ch. 1992. Modelling and matching of directly modulated diode lasers for phased array radar applications. SPIE Vol. 1703: 338-349.
- Katz, J., S. Margalit, C. Harder, D. Wilt, y A. Yariv. 1981. The intrinsic electrical equivalent circuit of a laser diode. IEEE J. of Quantum Electronics. Vol. QE-17 (1): 4-7.

## LITERATURA CITADA (Continuación)

- Kjebon, O., R. Schatz, S. Lourduoss, S. Nilsson, B. Stålnacke, y L. Bäckbom. 1997. 30 GHz direct modulation bandwidth in detuned loaded InGaAsP DBR lasers at 1.55 $\mu$ m wavelength, *Electronics Letters*. Vol. 33 (6): 488-489.
- Klotzkin, D., K. Kamath, K. Vineberg, P. Bhattacharya, R. Murty, y J. Laskar. 1998. Enhanced Modulation Bandwidth (20 GHz) of In<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As-GaAs Self-Organized Quantum-Dot Lasers at Cryogenic Temperatures: Role of Carrier Relaxation and Differential Gain. *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 10 (7): 932-934.
- Klotzkin, D., K. Syao, P. Bhattacharya, C. Caneau, y R. Bhat. 1997. Modulation Characteristics of High Speed ( $f_{-3dB} = 20$  GHz) Tunneling Injection InP/InGaAsP 1.55 $\mu$ m Ridge Waveguide Lasers Extracted from Optical and Electrical Measurements. *J. of Lightwave Technology*, Vol. 15 (11). 2141-2145.
- Klotzkin, D., P. Bhattacharya, C. Caneau, y R. Bhat. 1997. Carrier Dynamics in High-Speed ( $f_{-3dB} > 40$  GHz) 0.98- $\mu$ m Multiquantum-Well Tunneling Injection Lasers Determined from Electrical Impedance Measurements. *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 9 (5): 578-580.
- Lau, K.Y., N. Bar-Chaim, I. Ury, y A. Yariv. 1984. 11-GHz Direct Modulation Bandwidth GaAlAs Window Laser on Semi-insulating Substrate Operating at Room Temperature. *Applied Physics Letters*. Vol. 45 (4): 316-318.
- Lax, M. 1966. *Physics of Quantum Electronics*. En. Kelley PL., B. Lax y PE. Tannenvald (Eds.). Mc Graw-Hill, New York.
- Liang, K., Q. Pan, y R. J. Green. 1999. Nonlinear Analysis of Quantum-Well Lasers with the effects of carrier transport. *IEEE J. of Quantum Electronics*. Vol. 35 (6): 955-960.
- Liao, H.-H. 1997. Novel Microwave Structures for Ultra High Frequency Operation of MQW Electro-Absorption Waveguide Modulators. Univeristy of california, San Diego, USA, Ph. D. Thesis.
- Lipsanen, H., D. L. Coblentz, R. A. Logan, R. D. Yadvish, P. A. Morton, y H. Temkin. 1992. High-Speed InGaAsP/InP Multiple-Quantum-Well Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 4 (7): 673-675.

### LITERATURA CITADA (Continuación)

- Lu, M. F., J. S. Deng, C. Juang, M. J. Jou, y B. J. Lee. 1995 (a). Equivalent circuit model of quantum well lasers. *IEEE j. of Quantum Electronics*. Vol. 31 (8): 1418-1422.
- Lu, M. F., C. Juang, M. J. Lou, y B. J. Lee. 1995 (b). Study of Carrier Transport Effects on Quantum Well Lasers Using a SPICE Simulator. *IEE Proc. Optoelectronics*. Vol. 142 (5): 237-240.
- Madhan, M. G., P. R. Vaya, y N. Gunasekaran. 1999. Circuit Modeling of Multimode Bistable Laser Diodes. *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 11 (1): 27-29.
- Maeda, M., K. Nagano, M. Tanaka, y K. Chiba. 1978. Buried-Heterostructure Laser Packaging for Wideband Optical Transmission Systems. *IEEE Transactions on Communications*. Vol. com-26 (7): 1076-1081.
- Majewski, M. L. y D. Novak. 1991. Method for Characterization of Intrinsic and Extrinsic Components of Semiconductor Laser Diode Circuit Model. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. Vol. 1 (9): 246-248.
- Mandel, L. 1958. Fluctuation of Photon Beams and their Correlations. *Proc. Phys. Soc.* Vol. 72. 1.037-1.048.
- Maricot, S., J. P. Vilcot, D. Decoster, J. C. Renaud, D. Rondi, P. Hirtz, R. Blondeau, y B. de Cremoux. 1993. Reactively Matched Optoelectronic Tranceivers on InP Substrate for 6 GHz Operation. *IEEE MTT-S Digest*.
- Martínez-Reyes, H. L., J. A. Reynoso- Hernández, y F. J. Mendieta. 1999. DC and RF Techniques for Computing the Series Resistance of the Equivalent Electrical Circuit for Semiconductor Lasers. *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 20 (4). 258-261.
- Martínez-Reyes, H. L., J. A. Reynoso- Hernández, y F. J. Mendieta. 1999. Elementos Parásitos del Circuito Eléctrico Equivalente del Diodo Láser de Semiconductor a Frecuencias de Microondas. Memoria del Primer Congreso Internacional en Electrónica Comunicaciones y Computación CIECC'99, Universidad Veracruzana, Poza Rica de Hgo. Veracruz. 96-102.
- Martínez-Reyes, H. L., J. A. Reynoso- Hernández, y F. J. Mendieta. 1996. Acoplamiento Reactivo en Diodos Láser para Emisión de señales de Microondas. Memoria del VI Congreso Interuniversitario de Electrónica, Computación y Eléctrica CIECE. Instituto tecnológico de Morelia. 1-5.

## LITERATURA CITADA (Continuación)

- Matsui, Y. H. Murai, S. Arahira, Y. Ogawa, y A. Suzuki. 1998. Enhanced Modulation Bandwidth for Strain-Compensated InGaAlAs-InGaAsP MQW Lasers. *IEEE J. of Quantum Electronics*. Vol 34 (10): 1970-1978.
- Matsui, Y., H. Murai, S. Arahira, S. Kutuzawa, y Y. Ogawa. 1997. 30-GHz Bandwidth 1.55- $\mu\text{m}$  Strain-Compensated InGaAlAs-InGaAsP MQW Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 9 (1): 25-27.
- Meland, E., R. Holmstrom, J. Schlafer, R.B. Lauer, y W. Powazinik. 1990. Extremely High-Frequency (24 GHz) InGaAsP Diode Lasers with Excellent Modulation Frequency. *Electronic Letters*. Vol. 26: 1827-1829.
- Mendieta, F. J., M. Corona, y H. L. Martínez-reyes. 1997. Relación de Schawlow-Townes para Láseres Fabry-Perot de GaAlAs: Experimento Interferométrico con Fotodetección Heterodina. *Óptica Pura y Aplicada (Sociedad Española de Óptica)*. Vol 30. 45-65.
- Mendieta, F. J., M. Corona, y H. L. Martínez-Reyes. 1996. Técnica Interferométrica auto-homodina para Medición del espectro de Láseres de Semiconductor Usados en comunicaciones por Fibras Ópticas en 1550 nm. *Revista Mexicana de Física*. Vol. 42 (3): 467-480.
- Morishita, M., T. Ohmi y J.-I. Nishizawa. 1979. Impedance characteristics of double-heterostructure laser diodes. *Solid State Electronics*. Vol. 22: 951-962
- Morthier, G., R. Baers, A. Lowery, R. Paoletti, P. Spano. 1999. Semiconductor Distributed Feedback Laser Diodes. En: G. Guekos (ed.). *Photonic Devices for Telecommunications How to Model and Measure*. Springer, Berlin, 149-268.
- Morton, P.A., T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, N. Chand, K. W. Wecht, A. M. Sergent, y P. F. Sciortino, Jr. 1994. Packaged 1.55  $\mu\text{m}$  DFB Laser with 25 GHz Modulation Bandwidth. *Electronics Letters*. Vol. 30 (24): 2044-2046.
- Morton, P. A., T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, P. F. Sciortino, Jun., A. M. Sergent, y K. W. Wecht. 1993. Superfast 1.55 $\mu\text{m}$  DFB Lasers. *Electronics Letters*. Vol. 29 (16): 1429-1430.
- Morton, P. A., R. A. Logan, T. Tanbun-Ek, P. F. Sciortino Jr., A. M. Sergent, R. K. Montgomery, y B. T. Lee. 1992. 25 GHz Bandwidth 1.55 $\mu\text{m}$  GaInAsP p-Doped Strained Multiquantum-Well Lasers. *Electronics Letters*. Vol. 28 (23): 2156-2157.

**LITERATURA CITADA (Continuación)**

- Morton, P. A., H. Temkin, D. L. Coblenz, R. A. Logan, y T. Tanbun-Ek. 1992. Enhanced Modulation Bandwidth of Strained Multiple Quantum Well Lasers. *Appl. Phys. Lett.*. Vol. 60 (15): 1812-1815.
- Nagarajan, R. y J. E. Bowers. 1998. High-Speed Lasers. En: Eli Kapon (ed.). *Semiconductor Lasers I*. Academic Press, San Diego, 177-290.
- Nagarajan, R. 1994. Carrier transport effects in quantum well lasers: an overview. *Optical and Quantum Electronics*. Vol. 26: S647-S666.
- Nagarajan, R., M. Ishikawa, T. Fukushima, R. S. Geels, y J. E. Bowers. 1992. High Speed Quantum-Well Lasers and Carrier Transport Effects. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. Vol. 28 (10): 1990-2008.
- Nagarajan, R., M. Ishikawa, y J. E. Bowers. 1992. Effects of Carrier Transport on Relative Intensity Noise and Critique of K Factor Predictions of Modulation Response. *Electronics Letters*. Vol. 28 (9): 846-848.
- Nagarajan, R., T. Fukushima, M. Ishikawa, J. E. Bowers, R. S. Geels, y L. A. Coldren. 1992. Transport limits in high-speed quantum-well lasers: experiment and theory. *IEEE Photonics technology letters*. Vol. 4 (2): 121-123.
- Nagarajan, R., T. Fukushima, J. E. Bowers, R. S. Geels, y L. A. Coldren. 1991. Single Quantum Well Strained InGaAs/GaAs Laser With Large Modulation Bandwidth and Low Damping. *Electronics Letters*. Vol. 27 (12): 1058-1060.
- Nagarajan, R., T. Fukushima, J. E. Bowers, R. S. Geels, y L. A. Coldren, 1991. High-speed InGaAs/GaAs strained multiple quantum well lasers with low damping. *Applied Physics Letters*. Vol. 58 (21): 2326-2328.
- Offsey, S.D., W.J. Schaff, P.J. Tasker, y L.F. Eastman. 1990. Optical and Microwave Performance of GaAs-AlGaAs and Strained Layer InGaAs-GaAs-AlGaAs Graded Index Separate Confinement Heterostructure Single Quantum Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol 2 (1): 9-11.
- Okoshi, T., K. Kikuchi, y A. Nakayama. 1980. Novel Method for High Resolution Measurement of Laser Output Spectrum. *Electronics Letters*. Vol. 16. 630-631.
- Otsuka, N., M. Kito, M. Ishino, y Y. Matsui. 1996. 1.5- $\mu\text{m}$  Strained-Layer MQW-DFB Lasers with High Relaxation-Oscillation Frequency and Low-Chirp Characteristics. *IEEE J. of Quantum Electronics*. Vol. 32 (7): 1230-1236.

### LITERATURA CITADA (Continuación)

- Peral, E. y A. Yariv. 2000. Large-Signal Theory of the Effect of Dispersive Propagation on the Intensity Modulation Response of Semiconductor lasers. *J. of Lightwave Technology*. Vol. 18 (1): 84-89.
- Petermann, K. 1988. *Laser Diode Modulation and Noise*. Kluwer Academic, Dordrecht.
- Ralston, J. D., S. Weisser, K. Eisele, R. E. Sah, E. C. Larkins, J. Rosenzweig, J. Fleissner, y K. Bender. 1994. Low-Bias-Current Direct Modulation up to 33 GHz in InGaAs/ GaAs/AlGaAs Pseudomorphic MQWRidge-Waveguide Lsers. *IEEE Photonics Technology Letters*. vol. 6 (9): 1076-1079.
- Ralston, J. D., S. Weisser, I. Esquivias, E. C. Larkins, J. Rosenzweig, P. J. Tasker, y J. Fleissner. 1993. Control of Differential Gain, Nonlinear Gain, and Damping Factor for High-Speed Application of GaAs-Based MQW Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. Vol. 29 (6): 1648-1659.
- Ram, R. J. 1999. High-Speed Semiconductor Lasers. Workshop en: el congreso Microwave Theory and Techniques. Anaheim, California.
- Reisinger A. R., C. D. David jr. K. L. Layley, y A. Yariv. 1979. Coherence of a Room Temperature CW GaAs/GaAlAs Injection Lasers. *IEEE j. of Quantum Electronics*. Vol. QE-15. 1382-1387.
- Reynoso-Hernández, J. A., F. E. Rangel-Patiño, y J. Perdomo. 1996. Full RF characterization for extracting the small-signal equivalent circuit in microwave FET's. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. Vol. 44 (12): 2625-2633.
- Saito S. y Y. Yamamoto. 1981. Direct Observation of Lorentzian Lineshape of Semiconductor Laser and Linewidth Reduction with External Grating Feedback. *Electronics Letters* Vol.17. 325-327.
- Shtengel, G. E., D. A. Ackerman y P. A. Morton. 1995. True carrier lifetime measurements of semiconductor lasers. *Electronics letters*. Vol. 31 (20): 1747-1748.
- Simpson, T. B., y J. M. Liu. 1997. Enhanced Modulation Bandwidth in Injection-Locked Semiconductor Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol 9 (10): 1322-1324.
- Sum, K.C., y N. J. Gomes. 1998. Microwave-Optoelectronic Modelling Approaches for Semiconductor Lasers. *IEE Proc. Optoelectronics*. Vol. 145 (3): 141-146.

**LITERATURA CITADA (Continuación)**

- Suzuki, N., y M. Ishikawa. 1993. A Small-Signal Frequency Response Model with Electron and Hole Transports in Multiquantum -Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 5 (7): 767-770.
- Tafti H.A., K.K. Kamath, G. Abraham, F. N. Farokhrooz, y P. R. Vaya. Circuit Modelling of Multimode Semiconductor Lasers and Study of Pulse Broadening Effect. *Electronics Letters*. Vol. 29 (16): 1443- 1445.
- Tatum, J., D. Smith, J. Guenter, y R. Johnson. 1997. High Speed Characteristics of VCSELs. *SPIE*. Vol. 3004: 151-159.
- Tauber, D. A., R. Spickermann, R. Nagarajan, T. E. Reynolds, A. L. Holmes, Jr. y J. E. Bowers. 1994 (a). Distributed Microwave Effects in High Speed Semiconductor Lasers. *IEEE MTT-S Digest*. 49-51.
- Tauber, D. A., R. Spickermann, R. Nagarajan, T. Reynolds, A. L. Holmes, Jr., y J. E. Bowers. 1994 (b). Inherent Bandwidth Limits in Semiconductor Lasers due to Distributed Microwave Effects. *Applied Physics Letters*. Vol. 64 (13): 1610-1612.
- Thibeault, B. J., K. Bertilsson, E. R. Hegblom, E. Strzelecka, P. D. Floyd, R. Naone, y L. A. Coldren. 1997. High-Speed Characteristics of Low-Optical Loss Oxide-Apertured Vertical-Cavity Lasers. Vol. 9 (1): 11-13.
- Tsai, C.-Y., F.-P. Shih, T.-L. Sung, T.-Y. Wu, C.-H. Chen, y C.-Y. Tsai. 1997. A Small-Signal Analysis of the Modulation Response of High-Speed Quantum-Well Lasers: Effects of Spectral Hole Burning, Carrier Heating, and Carrier Diffusion-Capture-Escape. *IEEE J. of Quantum Electronics*. Vol. 33 (11):2084-2096.
- Tucker, R. S. 1985. High-speed modulation of semiconductor lasers. *IEEE Trans. Electron Devices*. Vol. ED-32 (12): 2572-2584.
- Tucker, R. S., y I. P. Kaminow. 1984. High-frequency characteristics of directly modulated InGaAsP ridge waveguide and buried heterostructure lasers. *J. of Lightwave Technology*. Vol. LT-2 (4): 385-393.
- Tucker R. S. y D. J. Pope. 1983. Microwave circuit models of semiconductor injection lasers. *IEEE Transactions Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-31 (3): 289-294.

**LITERATURA CITADA (Continuación)**

- Tucker, R. S., y D. J. Pope. 1983. Circuit modeling of the effect of diffusion on damping in a narrow-stripe semiconductor laser. *IEEE J. of Quantum Electronics*. Vol QE-19 (7): 1179-1183.
- Tucker, R. S. 1981. Circuit Model of Double-Heterojunction Laser Below Threshold. *IEE Proc*. Vol 128, Pt I (3): 101-106.
- Uomi, K., H. Nakano, y N. Chinone. 1989. Ultrahigh-Speed 1.55  $\mu\text{m}$   $\lambda/4$ -Shifted DFB PIQ-BH Lasers with Bandwidth of 17 GHz. Vol. 25 (10): 668-669.
- Wang, J., M.K. Haldar, y F.V.C. Mendis. 1998. Equivalent Circuit Model of Injection-Locked Laser Diodes. *Microwave and Optical Technology Letters*. Vol. 18 (2): 124-126.
- Wang, J., M.K. Haldar, L. Li, y F.V.C. Mendis. 1996. Enhancement of Modulation Bandwidth of Laser Diodes by Injection Locking. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8 (1): 34-36.
- Wang, J., M.K. Haldar, y F.V.C. Mendis. 1995. Large-Signal Modulations Characteristics of Laser Diodes with Weak Coherent Optical Feedback. *Microwave and Optical Technology Letters*. Vol. 9 (6): 343-345.
- Way, W. I. 1987. Large signal nonlinear distortion prediction for a single-mode laser diode under microwave intensity modulation. *J. of Lightwave Technology*. Vol LT-5 (3): 305-315
- Weisser, S., E. C. Larkins, K Czotscher, W. Benz, J. Daleiden, I. Esquivias, J. Fleissner, J. D. Ralston, B. Romero, R. E. Sah, A. Schönfelder, y J. Rosenzweig. 1996. Damping-Limited Modulation Bandwidths Up to 40 GHz in Undoped Short-Cavity  $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ -GaAs Multiple-Quantum-Well Lasers, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8 (5): 608-610.
- Weisser, S., I. Esquivias, P. J. Tasker, J. D. Ralston, y J. Rosenzweig. 1994. Impedance, Modulation Response, and Equivalent Circuit of Ultra-High-Speed  $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ /GaAs MQW Lasers with p-Doping. *IEEE Photonics Technology*. Vol. 6 (7): 782-785.
- Welford, D. y A. Mooradian. 1982. Output Power and Temperature Dependence of the Linewidth of single frequency CW (GaAl) As Diode Lasers. *Applied Physics Letters*. Vol. 40. 865-867.

**LITERATURA CITADA (Continuación)**

- Whiteaway, J.E.A., A.P. Wright, B. Garrett, G.H.B. 1994. Thompson, et al. Detailed Large-Signal Dynamic Modelling of DFB Laser Structures and Comparison with Experiment. *Opt. Quantum Electron.*, Vol. 26: S817-S842.
- Wong, W.M., y H. Ghafouri-Shiraz. 1999. Integrated Semiconductor Laser-Transmitter Model for Microwave-Optoelectronic Simulation Based on Transmission-Line Modelling. *IEE Proc. Optoelectronics*. Vol. 146 (4): 181-188.
- Yariv, A. 1991. *Optical Electronics*. Saunders College Publishing.
- Yu, R., R. Nagarajan, T. Reynolds, A. Holmes, J. E. Bowers, S. P. DenBaars, y C.-E. Zah. 1994. Ultrahigh speed performance of a quantum well laser at cryogenic temperatures. *Applied Physics Letters*. Vol. 65 (5): 528-530.
- Zhang M., y D. R. Conn. 1999. A Dynamic Equivalent Circuit Model for Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. *Microwave and Optical Technology Letters*. Vol. 20 (1): 1-8.
- Zhang, X., A. Gutierrez-Aitken, D. Klotzkin, P. Bhattacharya, C. Caneau, y R. Bhat. 1997. 0.98- $\mu\text{m}$  Multiple-Quantum-Well Tunneling Injection Laser with 98-GHz Intrinsic Modulation Bandwidth. *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3 (2): 309-314.