

TESIS DEFENDIDA POR:
Marcial Castro Muñoz
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Vassili Spirine
Co-Director del Comité

Dr. Arturo Arvizu Mondragón
Co-Director del Comité

Dr. Cesar Cruz Hernández
Miembro del Comité

Dr. Mikhail Chliaguine
Miembro del Comité

Dr. Horacio Soto Ortiz
Miembro del Comité

Dr. Arturo Velázquez Ventura
*Coordinador del Programa en
Electrónica y Telecomunicaciones*

Dr. Raúl Ramón Castro
Escamilla
*Director de Estudios de
Posgrado*

12 de Septiembre de 2006

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES**

**ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA.
APLICACIÓN A COMUNICACIONES ÓPTICAS Y SENSORES**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

MARCIAL CASTRO MUÑOZ

Ensenada, Baja California, México, Septiembre del 2006.

RESUMEN de la Tesis de **Marcial Castro Muñoz**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en **ELECTRÓNICA Y TELECOMUNICACIONES**. Ensenada, Baja California. México. Septiembre de 2006.

ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA.

APLICACIÓN A COMUNICACIONES ÓPTICAS Y SENSORES

Resumen aprobado por:

Dr. Vassili Spirine
Co-Director de Tesis

Dr. Arturo Arvizu Mondragón
Co-Director de Tesis

Dentro de las numerosas aplicaciones que tiene el láser existen algunas en las que es deseable encadenar la fase de dos a más de estos dispositivos y una de las técnicas que se puede utilizar para este propósito es el encadenamiento por inyección óptica (OIL-Optical Injection Locking) la cual es un técnica completamente óptica.

En esta tesis se realiza un estudio del fenómeno de encadenamiento por inyección óptica. En la parte teórica se aborda el fenómeno de encadenamiento por inyección iniciando con un modelo sencillo de un oscilador hasta llegar al modelo de un láser de semiconductor. La parte experimental consiste de la implementación y caracterización de un lazo de encadenamiento por inyección óptica empleando dos láseres comerciales de telecomunicaciones.

También se presentan montajes experimentales de las aplicaciones del OIL al rechazo de los modos laterales en un láser Fabry-Perot, a la reducción del ancho de línea, a la generación de señales de microondas, a la transmisión de banda lateral única en dominio óptico y al desarrollo de sensores basados en la dispersión de Brillouin.

Palabras clave:

Encadenamiento por Inyección Óptica, Láser, Osciladores, Mejora en parámetros del láser, Radio sobre fibra, Sensor de Fibra Óptica.

ABSTRACT of the Thesis presented by **Marcial Castro Muñoz** as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS. Ensenada, Baja California. México. September 2005.

OPTICAL INJECTION LOCKING.

OPTICAL COMMUNICATIONS AND SENSORS APLICATIONS

Abstract approved by:

Dr. Vassili Spirine
Co-Director de Tesis

Dr. Arturo Arvizu Mondragón
Co-Director de Tesis

In some of the numerous laser applications is desirable locking the phase of two or more of these devices. One technique that can be used for this purpose is the optical injection locking (OIL), an all-optical technique.

In this thesis a study of optical injection locking phenomenon is made. In the theoretical part the injection locking phenomenon is introduced by means of a basic oscillator model until arriving at the semiconductor laser model. The experimental part consists of the implementation and characterization of an OIL experimental setup using two commercial telecommunications lasers.

Also experimental setups for demonstration of OIL applications on lateral modes rejection in a Fabry-Perot laser, on linewidth reduction, on microwaves signals generation, on single sideband optic transmission and on Brillouin sensors development.

Keywords:

Optical Injection Locking, Laser, Oscillators, Improvement in Laser Parameters, Radio over Fiber, Fiber Optic Sensor.

DEDICATORIA

A mi grandiosa familia

A mi esposa e hijos, porque le han dado sentido a mi vida.

Y

A mis padres y hermanos por su ejemplo y por su ayuda.

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Arturo Arvizu por su apoyo incondicional y atinada orientación desde mi llegada al CICESE, primero como asesor y después como codirector de tesis.

Al Dr. Vasilli Spirine por la confianza que deposito en mí y por su apoyo constante.

A los miembros de mi comité, Dr. Horacio Soto, Dr. Cesar Cruz y Dr. Mikhail Chliaguine, por sus recomendaciones.

A todos los maestros del Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones por contribuir con su conocimiento a mi formación académica.

Al M.C. Ramón Muraoka por su continua asistencia en el laboratorio.

Al personal de la Dirección de Estudios de Posgrado. En especial a Lina Ivonne Best, Dolores Sarracino y María Citlali Romero.

A las secretarias Rosy, Laura, y Aurora del Departamento de Electrónica y Telecomunicaciones.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico brindado para la realización de mis estudios de maestría.

I. INTRODUCCIÓN	1
I.1 Motivación	1
I.2 Antecedentes.....	5
I.3 Objetivo	8
I.4 Organización de la tesis.....	8
II. ENCADENAMIENTO POR INYECCION ÓPTICA.....	10
II.1 Osciladores	10
II.1.1 Condiciones para la oscilación	11
II.1.2 Comportamiento del oscilador inyectado	17
II.2 Niveles de Inyección	21
II.3 Encadenamiento por Inyección.....	22
II.3.1 Análisis por fasores	23
II.3.2 Análisis cuantitativo del sistema retroalimentado	28
II.3.3 Análisis de Adler.....	37
II.3.4 Encadenamiento en Láseres.....	44
II.3.5 Encadenamiento en Láseres de Semiconductor.....	47
II.4 Resumen	66
III. DISEÑO Y CARACTERIZACIÓN DEL LAZO DE ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA.....	68
III.1 Diseño	70
III.1.1 Parámetros importantes	72
III.1.2 Cálculo de la potencia del láser maestro	79
III.2 Caracterización	80
III.2.1 Criterios para medir el ancho de banda de encadenamiento.....	82
III.2.2 Caracterización de los láseres.....	84
III.2.3 Ajuste del punto de operación.....	89

III.2.4 Medición del ancho de banda de encadenamiento	92
III.3 Análisis de resultados	102
IV. APLICACIONES DEL ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA.....	106
IV.1 Mejora en los parámetros de emisión del láser.	106
IV.1.1 Rechazo a los modos laterales en un láser Fabri-Perot.....	107
IV.1.2 Reducción de ancho de línea	109
IV.2 Tecnología de radio sobre fibra.	111
IV.2.1 Generación de señales de microondas y milimétricas.....	112
IV.2.2 Transmisión de señales de radio sobre fibra	118
IV.3 Sensores de fibra óptica basados en el fenómeno de Brillouin. ...	125
IV.3.1 Dispersión en fibras	125
IV.3.2 Dispersión de Brillouin.	126
IV.3.3 Sensor basado en el fenómeno de Brillouin.	128
IV.4 Resumen	133
V. CONCLUSIONES	134
V.1 Aportaciones	137
V.2 Trabajo futuro	138
REFERENCIAS	140

LISTA DE FIGURAS

Página

Figura 1: Técnicas para sincronizar la fase de dos láseres. a) OIL. b) OPLL	4
Figura 2: Modelo de un sistema con retroalimentación positiva.	12
Figura 3: Respuesta en frecuencia de un filtro pasabanda.	15
Figura 4: Saturación del amplificador.	16
Figura 5: Perturbación de la frecuencia de oscilación.	19
Figura 6: Encadenamiento de la frecuencia de oscilación.	19
Figura 7: Generación de armónicos.	21
Figura 8: Fasores para la operación como oscilador.	23
Figura 9: Representación fasorial para el encadenamiento en la frecuencia de oscilación libre.	25
Figura 10: Representación fasorial para el encadenamiento cerca de la frecuencia de oscilación libre.	25
Figura 11: Representación fasorial para el encadenamiento en el límite de la región de encadenamiento.	26
Figura 12: Representación fasorial para el encadenamiento cerca de la frecuencia de oscilación libre.	27
Figura 13: Representación fasorial para la inyección fuera del rango de encadenamiento.	28
Figura 14: Aproximación lineal de la curva de saturación del amplificador.	29
Figura 15: Aproximación lineal del filtro.	30
Figura 16: Comportamiento en potencia del oscilador inyectado.	36
Figura 17: Circuito analizado por Adler.	38
Figura 18: Diagrama fasorial para los voltajes de entrada.	40
Figura 19: Desfasamiento del filtro contra la frecuencia.	41
Figura 20: Esquema del encadenamiento en láseres.	44
Figura 21: Esquema del encadenamiento en dos láseres de acuerdo al análisis de Mogensen.	49
Figura 22: Descripción de onda viajera.	50
Figura 23: Potencia del láser esclavo en estado encadenado para una tasa de inyección de -40 dB.	62

Figura 24: Región de encadenamiento incondicionalmente estable.	65
Figura 25: Esquema del encadenamiento por inyección óptica. ω_{IN} -frecuencia del láser maestro; ω_0 - frecuencia de oscilación libre en el láser esclavo; ω_L - frecuencia del laser esclavo en estado encadenado.	68
Figura 26: Empaquetado tipo “butterfly”.....	70
Figura 27: Esquema típico de un lazo de encadenamiento por inyección óptica usando láseres con pigtail.	71
Figura 28: Espectro óptico del láser esclavo.....	75
Figura 29: Esquema de un lazo de encadenamiento por inyección. C1 y C2, conectores para fibra óptica; CIR circulador óptico.....	77
Figura 30: Esquema para la caracterización del lazo de encadenamiento por inyección óptica. CIR circulador óptico.	82
Figura 31: Medición de la atenuación de las espurias como criterio para determinar el ancho de banda de encadenamiento.	84
Figura 32: Caracterización del láser maestro. Dependencia de la frecuencia contra la temperatura.....	86
Figura 33: Caracterización del láser maestro. Dependencia de la frecuencia contra la corriente de inyección.....	87
Figura 34: Gráfica de la potencia contra la corriente del láser maestro a una temperatura de 25 °C.....	89
Figura 35: Bloqueo de la trayectoria de inyección durante el ajuste del punto de operación.....	90
Figura 36: Atenuación de las espurias para el punto de operación 100-15.	96
Figura 37: Atenuación de las espurias para el punto de operación 100-60.	99
Figura 38: Atenuación de las espurias para el punto de operación 100-100. ...	101
Figura 39: Comparación de la disminución del ancho de banda de encadenamiento para los tres puntos de operación y la variación teórica.....	104
Figura 40: Mejora del rechazo a los modos laterales en láseres tipo Fabry-Perot inyectados por un láser monomodo.	107

Figura 41: Esquema del montaje para observación de la mejora al rechazo de los modos longitudinales laterales.	108
Figura 42: Espectro del láser FP. a) Sin inyección óptica. b) Con una inyección óptica de -10 dBm en el conector del "pigtail".	109
Figura 43: Reducción del ancho de línea del láser esclavo.	111
Figura 44: Encadenamiento en armónicos superiores para la generación de señales de RF en la región de las microondas u ondas milimétricas.	112
Figura 45: Esquema del encadenamiento en el primer armónico.	114
Figura 46: Espectros del batimiento del láser maestro y esclavo para el encadenamiento en el primer armónico. Incisos a) e i) espectro sin inyección óptica. Incisos b), c), g), y h) espectros para la inyección fuera de la región de encadenamiento. Incisos d), e) y f) espectros dentro de la región de encadenamiento.	116
Figura 47: Esquema de la aplicación del encadenamiento por inyección óptica a la modulación en banda lateral única en espectro óptico.	119
Figura 48 Entrada de RF en la base de láser para aplicar una modulación directa de intensidad.	120
Figura 49: Circuito implementado para la recuperación de los datos. a) Diagrama. b) Montaje.	121
Figura 50: Montaje de la aplicación a la transmisión de RF sobre fibra.	122
Figura 51: Espectro eléctrico de la señal fotodetectada. a) Con transmisión óptica en doble banda lateral. b) Con transmisión óptica en banda lateral única.	124
Figura 52: Datos transmitidos y demodulados en el esquema de transmisión óptica en banda lateral única.	124
Figura 53: Tipos de dispersión	126
Figura 54: Dispersión de Brillouin estimulada por un haz en contrapropagación.	128
Figura 55: Esquema de la aplicación del encadenamiento por inyección óptica al desarrollo de sensores basados en la dispersión	

de Brillouin. AC, acoplador óptico; CP, controlador de polarización; CIR, circulador óptico; FO, tramo de fibra óptica de 5 km.....	129
Figura 56: Evolución temporal de la potencia del láser de Brillouin para diferentes niveles de ganancia efectiva de simple paso [Gaeta y Boid, 1991].	130
Figura 57: Resultados obtenidos en la aplicación a sensores de fibra optica. a) y b) Pulsos generados en el láser de Brillouin. c) y d) Pulsos amplificados por la dispersión de Brillouin.	131

LISTA DE TABLAS

Página

Tabla I: Valores usados para el cálculo del ancho de banda de encadenamiento en el análisis de Mogensen.....	59
Tabla II: Cálculo de la atenuación total de la trayectoria de inyección.	80
Tabla III: Estabilidades de los controladores de los láseres.	92
Tabla IV: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo para el punto de operación 100-15.....	94
Tabla V: Calculo de la tasa de inyección para el punto de operación 100-15	95
Tabla VI: Tasa de inyección para atenuaciones extras en la trayectoria de inyección.....	95
Tabla VII: Anchos de banda de encadenamiento experimentales y teóricos para el punto 100-15.	97
Tabla VIII: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo para el punto de operación 100-60.....	98
Tabla IX: Calculo de la tasa de inyección para el punto de operación 100-60 ...	98
Tabla X: Anchos de banda de encadenamiento experimental y teórico para el punto 100-60.....	100
Tabla XI: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo para el punto de operación 100-100.....	100
Tabla XII: Calculo de la tasa de inyección para el punto 100-100	101
Tabla XIII: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo.	102
Tabla XIV: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo para la aplicación a la reducción del ancho de línea.....	110
Tabla XV: Corriente, potencia y temperatura de operación de los láseres y nivel de potencia del EDFA para el encadenamiento en el primer armónico.....	115
Tabla XVI: Anchos de banda de encadenamiento experimentales y teóricos para el encadenamiento en banda lateral.....	117

Tabla XVII: Corriente y temperatura de operación de los láseres para el experimento de transmisión de RF sobre fibra.	121
Tabla XVIII: Corriente, potencia y temperatura de operación de los láseres para el experimento del sensor basado en la dispersión de Brillouin.	132

I. INTRODUCCIÓN

I.1 Motivación

Cuando Charles Townes y Arthur Schawlow concibieron la idea del láser en 1957 no se imaginaron la relevancia que tendría este dispositivo para la humanidad. La aplicación en espectroscopia prevista por sus inventores era tan solo una de las tantas que podemos encontrar hoy en día. Poco después de su invención, se decía que el láser era "una solución buscando un problema que resolver" [Townes, 2003]. Y es que sus propiedades únicas como fuente de luz monocromática y altamente coherente permiten enfocar el haz que produce en un área muy pequeña y aumentar la densidad de potencia por unidad de área a niveles sorprendentemente altos. Debido a estas características es posible usar al láser como herramienta de corte y grabado en la industria o como bisturí en medicina, incluso se están haciendo intensas investigaciones en el área de fusión nuclear enfocadas a la aplicación del láser como un detonador de reacciones nucleares controladas [Anderson y Betti, 2004].

En las telecomunicaciones, el láser ha representado un papel importante. Sus inventores se dieron cuenta del potencial del láser en las telecomunicaciones y trataron de usarlo inicialmente para transmitir datos

a través del espacio libre para reemplazar a la transmisión de señales eléctricas por líneas de transmisión de cobre pero encontraron muchos obstáculos [Lucent Technologies, 1998]. Las condiciones atmosféricas como la lluvia, la niebla, el “smog” y partículas suspendidas afectan severamente al haz láser [Muraoka Espíritu, 2005]. Fue hasta la aparición de la fibra óptica que comenzó propiamente el desarrollo de las comunicaciones ópticas. Con la fibra óptica se logró proteger y guiar adecuadamente el haz láser para hacer confiables las comunicaciones ópticas. Desde entonces se ha dado un desarrollo vertiginoso en este campo tanto en el aspecto de dispositivos ópticos como en técnicas de multicanalización y protocolos. Tal ha sido el desarrollo tecnológico que hoy es posible transportar más de tres billones de bits en un segundo por una sola fibra óptica empleando técnicas de multicanalización por división de longitud de onda (WDM-Wavelegth Division Multiplexing). Y en el ámbito comercial se puede decir que las comunicaciones ópticas son vistas como una industria que ha alcanzado consolidación en el mercado mundial [Hardin, 2005].

El fuerte crecimiento en la industria de las telecomunicaciones ha hecho que bajen los precios de los componentes ópticos trayendo consigo beneficios a otras aplicaciones. Una de las aplicaciones que se ha beneficiado es la de los sensores basados en fibra óptica. Las recientes innovaciones en instrumentos ópticos y la reducción de precios han

incrementado la utilidad y la demanda de los sensores basados en fibra óptica [Hardin, 2005].

Dentro de la infinidad de aplicaciones que se le puede dar al láser existen algunas en las que es deseable amarrar la fase de dos láseres independientes, por ejemplo:

- Para el encadenamiento de la fase del oscilador local con la portadora óptica en sistemas de comunicaciones ópticas coherentes con detección homodina [Arvizu, 2005].
- Para mantener estable la desviación de frecuencia entre dos láseres en sistemas comunicaciones ópticas coherentes con detección heterodina [Arvizu, 2005].
- Para mantener estable la desviación de frecuencia entre dos láseres en sensores de fibra óptica basados en el fenómeno de Brillouin [Facchini, 2002].
- Para sumar coherentemente la potencia de dos láseres y aumentar la capacidad disponible de potencia [Singer, *et al*, 2003].
- Para sincronizar al receptor con el comportamiento caótico de la portadora en comunicaciones ópticas caóticas [Takiguchi, *et al*, 2003].

Dos técnicas comunes para alcanzar el amarre de la fase del campo óptico de dos láseres son el encadenamiento por inyección óptica (OIL-Optical Injection Locking) y el lazo de amarre de fase óptico (OPLL-

Optical Injection Phase-Lock Loop). El OIL es una técnica completamente óptica en la cual una porción del campo de un láser (láser maestro) es acoplado en la cavidad de un segundo láser (el láser esclavo). Bajo condiciones apropiadas, el láser esclavo llega a ser encadenado a la fase del láser maestro. El OPLL es una técnica electro-óptica en la cual los campos de los dos láseres se mezclan en un divisor de haz y se detectan. Se genera una señal de error que contiene la información sobre las fases relativas de los láseres y es utilizada como señal de control que actúa sobre el campo de uno de los láseres (el láser esclavo) para amarrar su fase a la del otro campo (el del láser maestro) [Huntington, *et al.*, 2005].

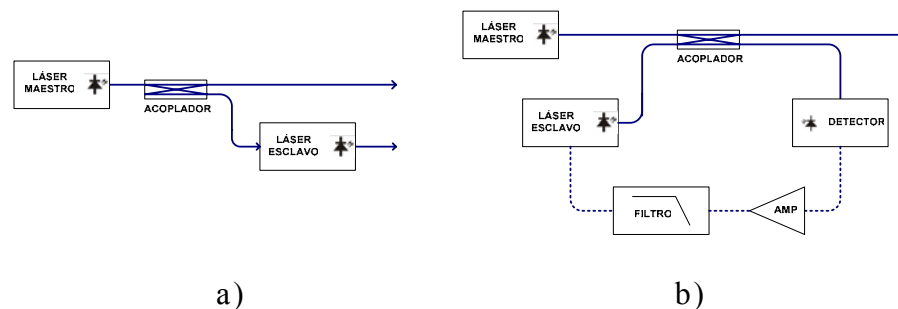


Figura 1: Técnicas para sincronizar la fase de dos láseres. a) OIL. b) OPLL

La importancia del encadenamiento por inyección óptica radica en su empleo para sincronizar las portadoras ópticas de dos o más láseres y porque particularmente este método tiene otras utilidades. Representa una técnica útil para amplificar la energía de salida de un diodo láser de cavidad externa sintonizable, y una técnica de gran alcance para transferir

la frecuencia y la pureza espectral de un láser maestro a un láser esclavo [Kurosu, 1996]. El encadenamiento por inyección óptica puede ser utilizado para asegurar la operación monomodal, para reducir la anchura espectral, y para generar la modulación óptica de la frecuencia y de la fase [Spano, *et al.*, 1986]. También, puede ser utilizada para el estudio de las características estáticas y dinámicas de los láseres [Hui, *et al.*, 1993].

I.2 Antecedentes

El encadenamiento por inyección no es exclusivo de los láseres. Puede presentarse tanto en un sistema mecánico, así como en un oscilador electrónico o incluso en un láser. Uno de los primeros reportes de este tipo de fenómeno fue hecho por Christian Huygens en 1665 quién observó que cuando dos relojes de péndulo se colocaban cerca, invariablemente el movimiento de sus péndulos se sincronizaba. En este caso se tiene un acoplamiento pequeño pero suficiente para sincronizarlos o sea un encadenamiento por inyección [Siegman, 1986].

En los osciladores eléctricos se investigó por mucho tiempo el fenómeno siendo Balthasar van der Pol el pionero. Durante los años 20's, Van der Pol investigó los circuitos eléctricos a base de tubos de vacío y encontró que tienen oscilaciones estables, ahora llamadas ciclos límite. Cuando estos circuitos se perturban con una señal cuya frecuencia esté

cerca de la frecuencia de su ciclo límite, la respuesta periódica que resulta sufre un corrimiento en frecuencia hacia la frecuencia de la señal perturbadora [IEEE History Center, 2006]. Un análisis detallado del encadenamiento por inyección en osciladores, y del que se hace mucha referencia, fue hecho por Robert Adler en su artículo “A Study of Locking Phenomena in Oscillators” [Adler, 1973]. Adler desarrolló una ecuación diferencial que modela la fase del oscilador inyectado a través del tiempo y con ayuda de esta describe el proceso transitorio “Pull in”. En este análisis asume que las constantes de tiempo del oscilador son pequeñas comparadas con la longitud (en tiempo) del ciclo de la nota de batido.

En un principio el encadenamiento por inyección en osciladores electrónicos se aplicó en los sistemas de comunicaciones. En microondas, el encadenamiento por inyección se usó para obtener altos valores de ganancia con poco ruido de frecuencia en dispositivos de estado sólido. La técnica del encadenamiento por inyección se empleó en la generación de niveles más altos potencia de microondas por medio del encadenamiento de un gran número de osciladores de estado sólido con un oscilador maestro y sumando coherentemente las salidas al final [Buczek, *et al.*, 1973].

En la actualidad, en el área de las microondas, el encadenamiento por inyección sigue siendo útil en varias aplicaciones como en la división de frecuencia, generación en cuadratura, y en osciladores con separación de fase muy fina [Razavi, 2004].

El encadenamiento por inyección en láseres fue por primera vez demostrado por Stover y Steier en 1966 usando dos láseres He-Ne. Y los resultados arrojados por este experimento concordaron con el análisis de Adler. Después de este logro se buscó darle un fundamento teórico. Un primer análisis fue hecho por C. L. Tang y H. Statz en 1967 donde se utiliza una ecuación de evolución del campo óptico del láser del tipo Van der Pol. En esta ecuación el campo que se sincroniza es el término de excitación y los efectos de la densidad de portadores se desprecian. Con este tipo de enfoque se llega a la celebre ecuación de Adler [Kobayashi, 1991].

El encadenamiento en dos láseres de semiconductor fue observado hasta 1980 debido a que los láseres de semiconductor construidos al principio eran muy inestables y oscilaban en múltiples modos [Kobayashi, 1991]. Cuando al fin se logró encadenar a dos láseres de semiconductor se encontró que las mediciones no concordaban con los cálculos teóricos por lo que se tuvo que abordar un nuevo tratamiento teórico. En los experimento se midieron anchos de banda de encadenamiento mayores, se observaron asimetrías en las regiones de encadenamiento y comportamientos inestables. Estas características fueron analizadas por primera vez por Lang y Kobayashi tomando en cuenta el cambio en el índice de refracción inducido por el cambio en la densidad de portadores provocado por la inyección óptica [Lang, 1982]. Un tratamiento similar lo

realizó Finn Mogensen utilizando el factor de incremento del ancho de línea o factor de Henry y es éste análisis que se estudiará en el capítulo II [Mogensen, *et al.*, 1985].

I.3 Objetivo

El objetivo principal de este trabajo es el estudio teórico experimental del fenómeno de encadenamiento por inyección óptica, así como la exploración de su aplicación a comunicaciones ópticas y sensores.

Los objetivos particulares de la tesis son:

1. Estudio teórico del fenómeno de encadenamiento por inyección óptica.
2. Diseño, implementación y caracterización de un lazo de encadenamiento por inyección óptica.
3. Análisis de la técnica de encadenamiento por inyección óptica en sistemas de comunicaciones y sensores.

I.4 Organización de la tesis

En el capítulo II se presenta el estudio teórico del encadenamiento por inyección óptica iniciando con el concepto del oscilador desde el punto de vista de un sistema retroalimentado y el comportamiento del oscilador ante una perturbación (inyección). De esta manera se trata de mostrar de la

manera más sencilla el fenómeno del encadenamiento para explicar los términos relacionados más importantes como son el ancho de banda de encadenamiento y la tasa de inyección. Después se presenta un análisis por medio de fasores que reforzará el entendimiento físico del fenómeno, continuando con el análisis matemático incluyendo ecuaciones diferenciales desarrolladas inicialmente para osciladores electrónicos, y posteriormente para láseres.

En el capítulo III se presenta el diseño del lazo de encadenamiento por inyección óptica donde se muestran los parámetros a tomar en consideración para tal efecto. También aquí se muestra la caracterización del lazo implementado y bajo qué criterios se hicieron las mediciones además del análisis de resultados.

En el capítulo IV se hace una breve exploración de la aplicación del encadenamiento por inyección óptica al área de comunicaciones ópticas y sensores, haciendo demostraciones experimentales.

Finalmente en el capítulo VI se mostrarán las conclusiones respecto al trabajo desarrollado en esta tesis y las recomendaciones con respecto a los problemas abiertos para trabajo futuro.

II. ENCADENAMIENTO POR INYECCION ÓPTICA

El encadenamiento por inyección es un fenómeno que se presenta en cualquier tipo de oscilador. Puede presentarse tanto en un sistema mecánico como lo reportó por primera vez Cristian Huygens [Siegman, 1986], el inventor del reloj de péndulo, así como en un oscilador electrónico como descubrió Baltazar Van der Pol [IEEE History Center, 2006] o incluso en un láser. Específicamente el encadenamiento por inyección óptica se refiere al mismo tipo de fenómeno pero los osciladores a los que se hace referencia operan en el rango de los cientos de terahertz donde las ondas electromagnéticas reciben el nombre especial de ‘luz’.

II.1 Osciladores

Al hablar de encadenamiento por inyección tenemos que hacer referencia a algún tipo de oscilador. Por esa razón se iniciará en este capítulo con una revisión de lo que es un oscilador usando un modelo típico de los sistemas de control. Se modelará al oscilador como un sistema retroalimentado y a partir de este modelo se mostrará los efectos que se tienen al aplicar una perturbación cuya frecuencia se encuentre muy cerca de la frecuencia de oscilación libre del oscilador inyectado. En base a esto se presentará un

diagrama de fasores para mostrar de esta manera cómo la magnitud de la inyección afecta el rango de frecuencias dentro del cual es posible el encadenamiento.

II.1.1 Condiciones para la oscilación

Para que un sistema oscile es necesario que se tenga una retroalimentación es decir que toda o parte de la salida del sistema sea tomada y de alguna manera se introduzca al sistema y se sume a la entrada externa. Hay dos tipos de retroalimentación, la retroalimentación positiva y la retroalimentación negativa. Los dos tipos de retroalimentación difieren sólo en la forma en que se agrega la retroalimentación, si la retroalimentación se resta a la entrada externa se trata de una retroalimentación negativa o degenerativa mientras que si la retroalimentación se suma se trata de una retroalimentación positiva o regenerativa. La retroalimentación negativa es normalmente usada para la estabilización de sistemas mientras que la retroalimentación positiva se usa para aumentar la ganancia o generar oscilaciones [Oppenheim, 1997].

Un modelo de un sistema con retroalimentación positiva se muestra en la figura 2. El sistema consta de un amplificador con ganancia de amplitud g independiente de la frecuencia. La retroalimentación se da a través de un bloque K que indica la porción de la señal de salida del amplificador que es retroalimentada y un filtro $\beta(\omega)$ que favorece ciertas

frecuencias y rechaza otras. El filtro es un componente esencial para el oscilador, como se verá mas adelante, ya que es este el que determina la frecuencia de oscilación.

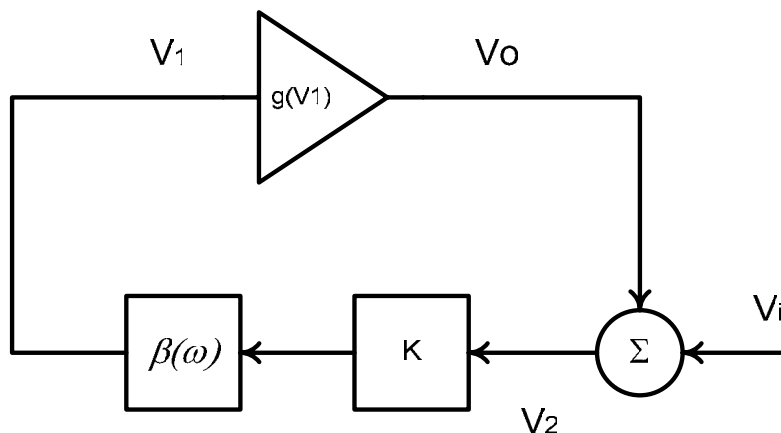


Figura 2: Modelo de un sistema con retroalimentación positiva.

II.1.1.1 Ganancia de lazo abierto

Partiendo del modelo de la figura 2 podemos ver que para que se mantenga una oscilación autosostenida, es decir una oscilación que se mantenga a sí misma sin necesidad de una señal de entrada V_i , es necesario que en el recorrido del lazo formado por los bloques $g(V_1)$, K y $\beta(\omega)$ la ganancia total sea igual a 1, es decir que la ganancia del amplificador $g(V_1)$ iguale a las pérdidas que sufre la señal al pasar por los bloques K y $\beta(\omega)$ para que de esta forma la señal mantenga su amplitud después de un recorrido dentro del lazo. Si la ganancia del amplificador fuera mayor a las pérdidas del

lazo entonces la amplitud de la oscilación crecería continuamente mientras que si fuera menor habría una reducción continua en su amplitud.

Sin embargo hay que señalar que para que las oscilaciones autosostenidas se establezcan se necesita que en un principio la ganancia sea mayor a las pérdidas para que con una señal perturbadora, que podría ser el ruido térmico o un efecto transitorio, se inicie una pequeña oscilación que se amplifique regenerativamente mientras se va disminuyendo la ganancia hasta alcanzar una amplitud estable cuando se llegue a una ganancia total igual a la unidad.

También hay que tomar en cuenta que para mantener la oscilación autosostenida en el sistema es necesario que además de que la amplitud de la señal se mantenga igual después de hacer un recorrido por el lazo también se mantenga con la misma fase para que no haya interferencia destructiva que tienda a disminuir la amplitud de la oscilación.

El mismo resultado se obtiene analizando la respuesta del sistema a partir de su función de transferencia. La función de transferencia de este sistema retroalimentado es

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{gK\beta}{1 - gK\beta}. \quad (1)$$

De aquí y del análisis clásico de sistemas de control podemos ver que para que el sistema oscile se necesita que el denominador de la ecuación (1) sea igual a cero [Buczek, *et al.*, 1973] y esto nos lleva a que

$$gK\beta = 1. \quad (2)$$

Es decir, que la ganancia de lazo abierto sea igual a la unidad.

II.1.1.2 Corrimiento de fase

El resultado anterior tiene dos implicaciones. La primera es advertida inmediatamente y se refiere a la ganancia. Pero la segunda es también muy importante y se refiere a la fase. La ecuación (2) nos indica que el desfase del sistema en lazo abierto debe ser cero. Y el único bloque del sistema que puede provocar un desfase es el filtro. El filtro de este sistema es del tipo pasabanda que modifica la amplitud pero a la vez produce un corrimiento de fase. Normalmente la mínima atenuación del filtro coincide o se encuentra muy cerca del punto de cero corrimiento de fase. Una gráfica típica de la respuesta en frecuencia de un filtro pasabanda se muestra en la figura 3. Para que el sistema tienda a oscilar es necesario que el corrimiento de fase de este filtro sea cero para que la señal retroalimentada sea reforzada como resultado de una interferencia

constructiva y continuamente incremente el nivel de salida del amplificador. Por lo tanto la frecuencia a la que oscilará el sistema de manera natural y que llamaremos frecuencia de oscilación libre ω_0 , será aquella donde el corrimiento de fase del sistema en lazo abierto sea cero.

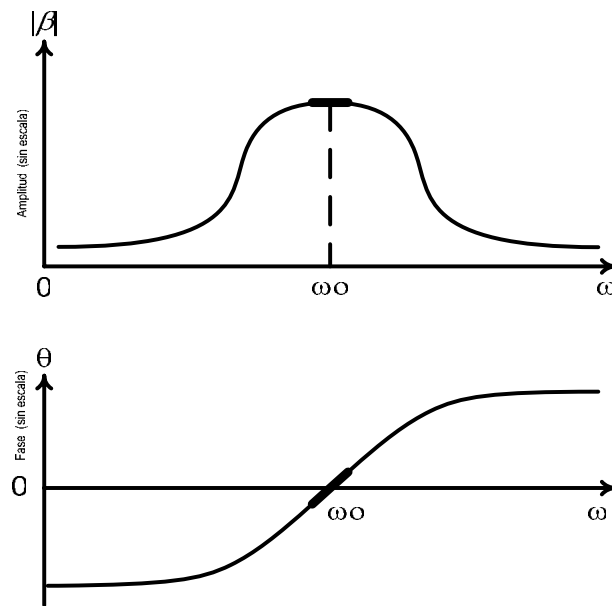


Figura 3: Respuesta en frecuencia de un filtro pasabanda.

II.1.1.3 Saturación del amplificador

Para que se den las oscilaciones en el sistema es necesario que la ganancia del amplificador iguale a las atenuaciones de los demás componentes pero para que se logre esto es necesario que el amplificador tenga características no lineales. Sería imposible mantener la ganancia del

amplificador en el valor correcto sin que hubiera una forma de retroalimentación, mas aun si las características de atenuación tienen ligeras variaciones a través del tiempo como ocurre realmente en todos los sistemas. La ganancia del amplificador en un oscilador se mantiene en su valor correcto debido a que esta ganancia tiene una dependencia con respecto a su nivel de entrada. Por esta razón la ganancia del amplificador está señalada como una función de su nivel de entrada V_1 . Una representación de esta característica se muestra en la figura 4.

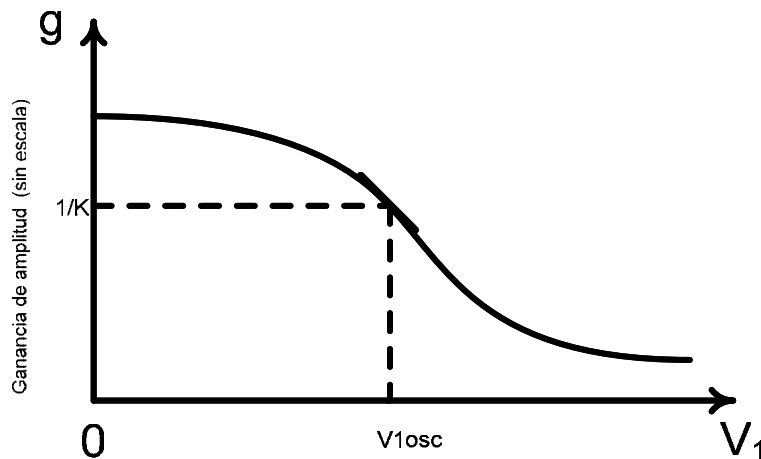


Figura 4: Saturación del amplificador.

Para que el sistema oscile se necesita que la curva de ganancia del amplificador tenga una sección de su curva por encima del inverso de las atenuaciones. Para nuestro sistema supondremos que el filtro tiene cero atenuación a la frecuencia de oscilación que corresponde a la frecuencia de

cero corrimiento de fase. Así que el valor de las atenuaciones es K . Si se cumple esto, como en la figura, cualquier señal que sea aplicada a la entrada V_i por pequeña que sea pero que coincida con la frecuencia ω_0 , será continuamente amplificada una y otra vez aumentando cada vez más su amplitud. Este proceso no requiere que la señal de entrada V_i este presente todo el tiempo sino que solamente se necesita para iniciarlo. Conforme se va incrementando la señal de entrada al amplificador, la ganancia de este último va disminuyendo hasta llegar a un punto donde la ganancia del lazo abierto es igual a la unidad. Este punto, que llamaremos ‘punto de saturación’ del amplificador, es donde la ganancia es igual a $1/K$. Es esa la ganancia que se mantiene en el amplificador una vez que pasa el período transitorio. Las características no lineales del amplificador funcionan como otro sistema de control que hace que se auto ajuste su ganancia al valor necesario para mantener la ganancia del lazo abierto en la unidad.

II.1.2 Comportamiento del oscilador inyectado

¿Qué pasa si al oscilador se le aplica una señal a la entrada V_i ? Como ya se mencionó anteriormente, se necesita de una señal pequeña para que dispare el proceso de amplificación regenerativa y que originará oscilaciones auto sostenidas. Esta señal que puede provenir del mismo ruido o de efectos transitorios, no necesita estar presente una vez que las oscilaciones han

iniciado. Pero si de manera deliberada se aplica una señal a esta entrada se va a perturbar la operación del oscilador como señaló Balthasar Van der Pol [IEEE History Center, 2006].

II.1.2.1 Perturbación de la frecuencia de oscilación libre

Si la frecuencia de la señal de entrada está muy separada de la frecuencia de oscilación libre lo único que va a pasar es que la frecuencia de oscilación del sistema sufrirá un ligero corrimiento hacia la frecuencia de la señal inyectada como se muestra en la figura 5 [Siegman, 1986]. A esta nueva frecuencia le llamaremos frecuencia perturbada ω_{0P} . Además el sistema amplificará o atenuará a la señal aplicada [Siegman, 1986]. El sistema tenderá a amplificar a la señal de entrada si se encuentra menos alejada de la frecuencia de oscilación libre ya que es en ese punto donde se tienen los valores de menor atenuación en el filtro del sistema. La potencia de oscilación disminuirá ya que parte de la energía del amplificador se utiliza para amplificar a la señal de entrada y porque la inyección tiende a saturar más al amplificador y con esto disminuye su ganancia.

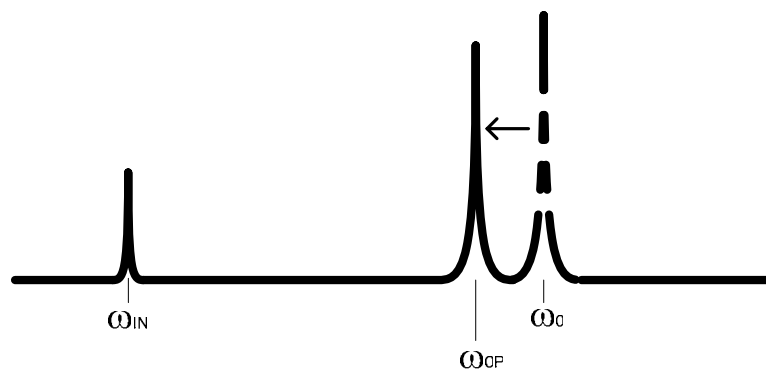


Figura 5: Perturbación de la frecuencia de oscilación.

II.1.2.2 Región de encadenamiento

Si la señal aplicada a la entrada V_i tiene una frecuencia muy cercana a la frecuencia de oscilación libre entonces el oscilador dejará de oscilar a la frecuencia de oscilación libre y oscilará a la frecuencia de la señal inyectada como se muestra en la figura 6 [Kobayashi, 1991].

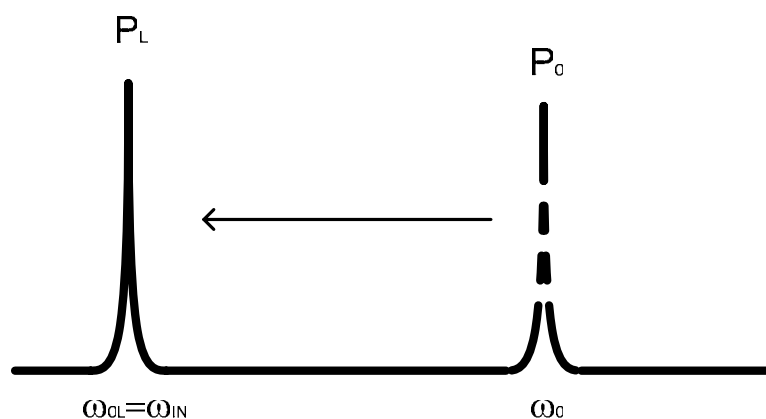


Figura 6: Encadenamiento de la frecuencia de oscilación.

A esta frecuencia de oscilación le llamaremos frecuencia encadenada ω_{OL} . Al rango de frecuencias de la señal de entrada con las que se puede establecer este encadenamiento se le llamara región de encadenamiento mientras que a la diferencia entre la máxima y mínima frecuencia de esta región se le llamará ancho de banda de encadenamiento. En este caso la potencia de la oscilación será ligeramente superior a la de la oscilación libre debido a que se esta agregando la potencia de la señal inyectada.

II.1.2.3 Generación de armónicos

Si la frecuencia de la señal inyectada se encuentra afuera pero cerca de los límites de la región de encadenamiento se producirá un fuerte contenido armónico en el espectro debido a que la fase instantánea de las oscilaciones propias del oscilador sufre variaciones [Razavi, 2004]. Se produce un comportamiento periódico donde por instantes se llega a un estado cercano al encadenamiento que no se mantiene. Estas variaciones dan lugar a armónicos a la salida del oscilador como se muestra en la figura 7 [Razavi, 2004].

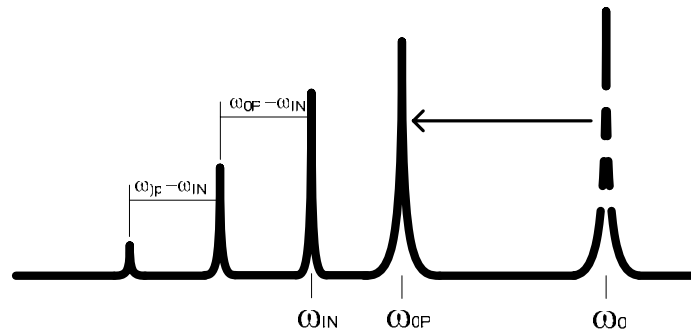


Figura 7: Generación de armónicos.

II.2 Niveles de Inyección

Las primeras observaciones de encadenamiento por inyección fueron hechas con potencias de inyección mucho menores que la potencia de salida del oscilador inyectado y de la misma forma los análisis se limitaron a este caso [Adler, 1946] y [Buczec, *et al.*, 1973]. Relaciones de potencia entre la potencia inyectada y la potencia del oscilador (tasa de inyección) de -30 dB fueron comúnmente usadas en los análisis [Petitbon, *et al.*, 1988].

Para tasas de inyección altas pero dentro del límite de los -30 dB (consideradas como niveles de inyección débiles) se encontraron regiones de encadenamiento inestables en los láseres de semiconductor que tendían a reducir significativamente el ancho de banda de encadenamiento estable [Mogensen, *et al.*, 1985]. Sin embargo incrementando mucho más la tasa de inyección hasta alrededor de -20 dB, donde se considera inyección fuerte,

se presenta un comportamiento diferente que tiende a incrementar la región de encadenamiento estable de manera importante [Hwang y Liu, 2000]. Así que se establece una distinción entre niveles de inyección débil, e inyección fuerte. De aquí se desprenden los términos de encadenamiento por inyección débil y encadenamiento por inyección fuerte definidos a continuación.

Encadenamiento por inyección débil: es cuando la potencia óptica de inyección es mucho menor que la potencia de oscilación libre (menor a 0.001 de la potencia de oscilación libre) [Okajima, *et al.*, 2003].

Encadenamiento por inyección fuerte: es cuando la potencia óptica de inyección es mayor a 0.01 de la potencia de oscilación libre [Okajima, *et al.*, 2003].

II.3 Encadenamiento por Inyección

En la sección II.1.2 se explicó el comportamiento del oscilador a una perturbación pero no se explicó a detalle como era este proceso. Aquí se explicará cómo ocurre esto, primero por medio de fasores para mayor sencillez y después se abordarán los cálculos matemáticos para analizar el encadenamiento por inyección en osciladores electrónicos y luego en láseres. Hay que aclarar que el análisis del encadenamiento por inyección óptica que se hace en este capítulo excluye al caso de la inyección fuerte.

II.3.1 Análisis por fasores

II.3.1.1 Operación como oscilador

Analizando el oscilador en estado estable y sin ninguna perturbación ($V_i=0$) encontramos que oscilará libremente a la frecuencia ω_0 donde el corrimiento de fase del sistema en lazo abierto sea cero y que para nuestro sistema analizado en la sección II.1 corresponde a la frecuencia de cero corrimiento de fase del filtro pasabanda. Si dibujamos los fasores de las señales de salida del amplificador V_O y la señal V_2 que entra al bloque K, veremos que para este caso deben tener la misma magnitud y fase como se muestra en la figura 8. La magnitud de estos fasores corresponderá a la de saturación del amplificador V_{Oosc} .

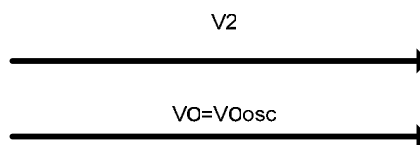


Figura 8: Fasores para la operación como oscilador.

II.3.1.2 Operación como Amplificador (Encadenamiento por Inyección)

Si una pequeña señal a la entrada del sistema ($V_i \ll V_{Oosc}$) con frecuencia muy cercana a ω_0 es inyectada, competirá por la potencia disponible del amplificador y tenderá a disminuir la ganancia del amplificador haciendo que la amplitud de la señal de oscilación libre disminuya su amplitud. Al disminuir la ganancia del amplificador, el nivel de salida de la señal de oscilación libre tenderá a disminuir hasta el punto donde nuevamente la ganancia de lazo abierto sea igual a uno. Sin embargo, al mismo tiempo que la señal de oscilación libre disminuye para llevar a la ganancia de lazo abierto a uno, la señal inyectada se amplificará continuamente. Hay que señalar que las variaciones en la ganancia del amplificador provocadas por la señal inyectada son muy pequeñas ya que esta señal inyectada es mucho más pequeña que el nivel de señal a la salida del amplificador en oscilación libre y por lo tanto el nivel de salida del amplificador se mantendrá muy cercano al nivel de oscilación libre.

Si la frecuencia de la señal inyectada coincide con la frecuencia de oscilación libre comenzará a amplificarse regenerativamente disminuyendo continuamente la amplitud de las oscilaciones libres hasta extinguirlas. Así que la representación fasorial para este caso será como se muestra en la figura 9. El nivel de salida será casi igual al de oscilación libre superándolo por un muy pequeño valor.

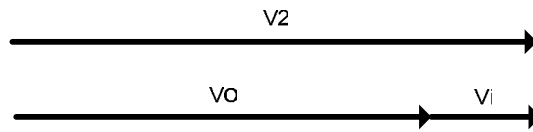


Figura 9: Representación fasorial para el encadenamiento en la frecuencia de oscilación libre.

Si ahora la frecuencia de la señal aplicada a la entrada está ligeramente corrida de la frecuencia de oscilación libre, el filtro producirá un ligero corrimiento de fase θ . De manera que la representación fasorial de la señal V_o a la salida del amplificador y la señal V_2 después del punto de retroalimentación quedará como se muestra en la figura 10. Aquí, como en el caso anterior, tres condiciones se cumplen:

Primera condición. Que la amplitud de la señal de salida V_o es aproximadamente igual al valor de oscilación libre.

Segunda condición. Que el desfase entre la señal de salida V_o y la señal después de la retroalimentación V_2 sea igual al desfase θ producido por el fitro.

Tercera condición. Que la suma de V_o y V_i sea igual a V_2 .



Figura 10: Representación fasorial para el encadenamiento cerca de la frecuencia de oscilación libre.

Si ahora, manteniendo la amplitud de la señal de entrada V_i , aumentamos la desviación de frecuencia de la señal de entrada con respecto a la frecuencia de oscilación libre, el desfase aumentará. Pero las condiciones señaladas antes solo se conservarán en un rango que corresponde al rango de encadenamiento. El máximo corrimiento de fase permitido coincidirá con el punto donde el desfase de la señal de salida con respecto a la señal de entrada denotado por el símbolo ϕ sea igual a 90° para $V_i \ll V_{Osc}$ (ver figura 11). Lo que determina entonces el ancho de encadenamiento es el corrimiento de fase del filtro y la magnitud de la señal inyectada. De la misma figura 11, manteniendo la misma variación de fase contra frecuencia en el filtro, podríamos aumentar el ancho de banda de encadenamiento aumentando la magnitud de la señal de entrada V_i . Pero también podríamos aumentar este ancho de banda de encadenamiento si las características de corrimiento de fase del filtro cambian de tal manera que para el mismo corrimiento de frecuencia el desfase fuera menor.

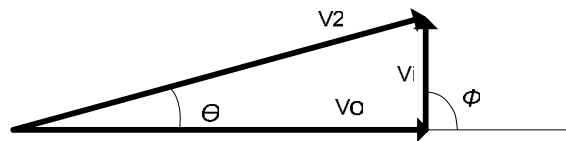


Figura 11: Representación fasorial para el encadenamiento en el límite de la región de encadenamiento.

II.3.1.3 Operación como Amplificador y Oscilador.

Si la desviación de frecuencia de la señal de entrada aumenta mas allá del límite de encadenamiento, las tres condiciones señaladas no se podrían mantener. Esta situación se muestra en la figura 12. Si mantenemos la amplitud de V_o y la amplitud de V_i y aumentamos el desfase debido al incremento en la desviación de frecuencia no se podrá mantener la condición de que la suma de la señal de entrada V_i y la señal de salida V_o sea igual V_2 para ninguna dirección del fador de V_i .

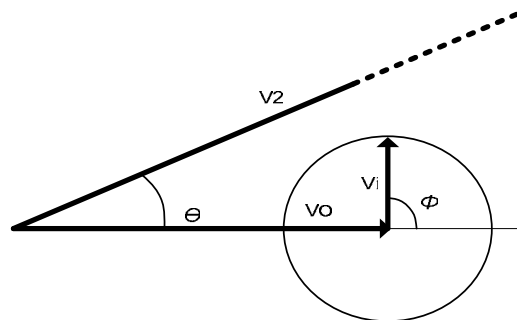


Figura 12: Representación fasorial para el encadenamiento cerca de la frecuencia de oscilación libre.

Así que algún parámetro se tiene que modificar para que se cumpla la última condición. El desfase no puede cambiar ya que es una propiedad del filtro, por lo que lo que cambia es la magnitud de la señal de entrada amplificada en V_o a través de una autorregulación del sistema. Sin embargo, al disminuir la amplitud de salida, la ganancia del amplificador

aumentará por arriba de su nivel de saturación, por lo que se generará una señal de oscilación libre que aumentará hasta llegar al punto donde la ganancia del amplificador se sature. Este resultado se muestra en la figura 13, donde podemos ver la presencia de dos señales a la salida del amplificador, una a la frecuencia de la señal inyectada y otra a una frecuencia de oscilación perturbada por la inyección.

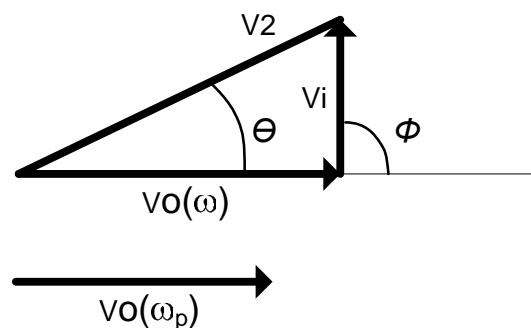


Figura 13: Representación fasorial para la inyección fuera del rango de encadenamiento.

II.3.2 Análisis cuantitativo del sistema retroalimentado

II.3.2.1 Ancho de Banda de Encadenamiento

En el análisis por fasores se llegó a la conclusión de que los límites de la región de encadenamiento se tenían cuando el desfase entre la señal de entrada y la señal de salida era 90° pero también se señaló que el tamaño de esta región dependía de las características del filtro y de la magnitud de la inyección. Para determinar de manera cuantitativa el ancho

de banda de encadenamiento del oscilador se necesita trabajar con la función de transferencia. Se trabajará con aproximaciones lineales para la curva de saturación del amplificador y para la respuesta del filtro. Es válido hacer estas aproximaciones ya que se suponen niveles de inyección muy pequeños ($V_i \ll V_{Osc}$).

La curva de ganancia del amplificador de la figura 4 se aproxima a una recta como se muestra en la figura 14. De esta manera la ganancia del amplificador se puede representar por la ecuación (3) donde el parámetro α es una medida de la pendiente de la curva de saturación del amplificador en el punto de saturación. Este punto se localiza donde la ganancia es igual al inverso de las pérdidas.

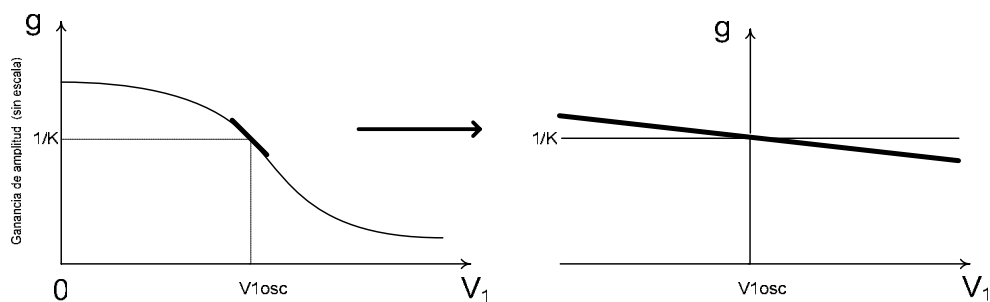


Figura 14: Aproximación lineal de la curva de saturación del amplificador.

$$g = K^{-1} - a(|V_1| - V_{1osc}) \quad (3)$$

Una de las suposiciones de las que se parte para el análisis es que la desviación de frecuencia de la señal de entrada ($\omega_{IN}-\omega_0$) es pequeña comparada con el ancho de banda del filtro. Por eso la variación en la atenuación del filtro será despreciable y solamente se tendrá un ligero corrimiento de fase. Bajo estas condiciones, se puede hacer una aproximación lineal del filtro en la frecuencia ω_0 , como un nivel constante sin atenuación y una variación lineal de la fase con respecto a la desviación de frecuencia como se muestra en la figura 15. La magnitud $|\beta|$ será igual a uno por lo que el filtro se puede representar con la ecuación (4). Para el caso de la fase, la aproximación lineal conduce a (6). Aquí el parámetro 'A' representa la pendiente de la curva de fase del filtro en la frecuencia de oscilación libre.

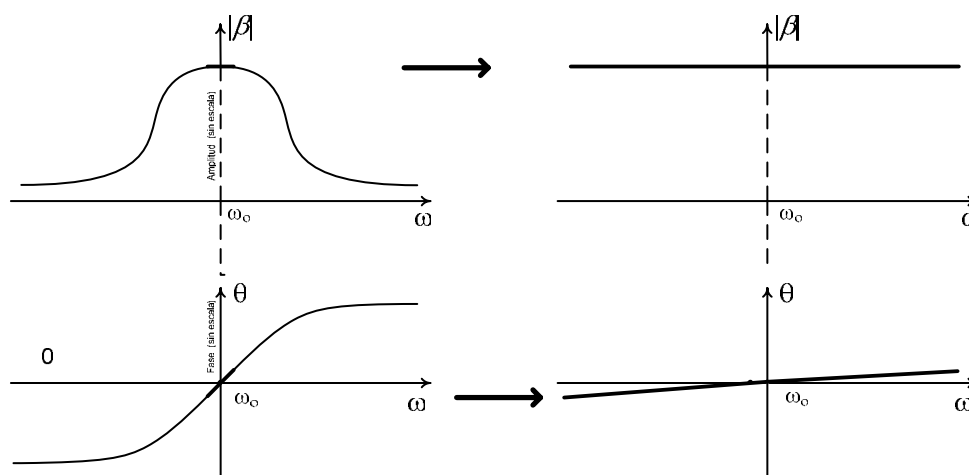


Figura 15: Aproximación lineal del filtro.

$$\beta(\omega) = |\beta|e^{i\theta} = e^{i\theta} \quad (4)$$

$$|\beta| = 1 \quad (5)$$

$$\theta = A \cdot (\omega - \omega_o) = A \cdot \Delta\omega \quad (6)$$

Como la desviación de frecuencia que se maneja es muy pequeña con respecto al ancho de banda del filtro también el desfaseamiento será muy pequeño ($\theta \ll 1$). Bajo esta condición (4) se puede aproximar con (7).

$$\beta(\omega) = e^{i\theta} = 1 + i\theta \quad (7)$$

Considerando que en el oscilador bajo inyección se tienen solamente variaciones muy pequeñas en la ganancia, se llega a que también la ganancia de lazo abierto será aproximadamente igual a uno ($gK\beta \approx 1$). Bajo esta consideración y usando (1), (3) y (7) se llega a

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{1}{[aK^2(|V_o| - V_{Osc}) - i\theta]} \quad (8)$$

Como ya se mencionó en el análisis por fasores, la señal de salida se incrementa al aplicar una señal a la entrada que tenga la misma frecuencia

que la de oscilación libre ω_0 . Este nivel de salida irá disminuyendo al desplazar la frecuencia ω_i de la frecuencia ω_0 . Conforme la desviación de frecuencia de la señal de entrada con respecto a la frecuencia de oscilación libre se incrementa, la amplitud de salida disminuirá. En algún punto la desviación de frecuencia será suficiente para que la amplitud de la señal de salida V_O sea igual al nivel de saturación V_{Oosc} . En ese punto se tiene el límite de la región de encadenamiento ya que si se incrementa más la desviación de frecuencia la amplitud de la señal de entrada amplificada $V_O(\omega)$ disminuirá por debajo del nivel de saturación y permitirá que aparezcan las oscilaciones libres. Entonces sustituiremos $|V_O| = V_{Oosc}$ en (8) para encontrar el ancho de banda de encadenamiento. Con esto se obtiene

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{i}{\theta} \quad (9)$$

Además, como se observó en el análisis por fasores, para niveles de inyección muy pequeños ($V_i \ll V_{Oosc}$) el desfaseamiento entre la entrada y la salida ϕ en el límite de la región de encadenamiento era de $\pm 90^\circ$ o $\pm \pi/2$ rad.

$$\frac{V_o}{V_i} = \frac{|V_o|}{|V_i|} e^{i\phi} = \pm i \frac{|V_o|}{|V_i|} \quad (10)$$

Igualando (9) con (10) se obtienen los límites de la región de encadenamiento en términos de θ .

$$\theta = \pm\theta_l = \pm \frac{|V_i|}{|V_{Oosc}|} = \pm \sqrt{\frac{P_i}{P_{Oosc}}} \quad (11)$$

Para convertir a frecuencia usamos (6).

$$\omega_l = \frac{1}{A} \frac{|V_i|}{|V_{Oosc}|} = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{P_i}{P_{Oosc}}} \quad (12)$$

Donde ω_l es el medio ancho de banda de encadenamiento y A es un parámetro del filtro que representa la pendiente de su curva de fase contra la frecuencia en ω_0 .

Este resultado nos dice que el ancho de banda de encadenamiento ($\Delta\omega_L=2\omega_L$) se incrementa en proporción directa a la relación entre la amplitud de la señal de entrada contra la amplitud de la señal en oscilación libre o a la raíz cuadrada de la relación de las potencias de las mismas señales. A la relación de potencias se le denomina tasa de inyección y normalmente se da en decibeles. Además, se puede observar que el ancho

de banda de encadenamiento también varía en proporción inversa con la pendiente de la fase contra la frecuencia la cual es una característica del filtro del sistema.

II.3.2.2 Comportamiento en potencia del oscilador inyectado

Para encontrar la expresión para la potencia de salida del oscilador bajo inyección, continuamos manejando la función de transferencia del sistema. Partiendo de la ecuación (8) y separando la magnitud y la fase llegamos a las expresiones

$$\frac{V_o}{V_i} = \left| \frac{V_o}{V_i} \right| e^{i\phi} = \frac{1}{\sqrt{(aK^2)^2 (|V_o| - V_{oOSC})^2 + \theta^2}} \cdot e^{i\phi} \quad (13)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\theta \cdot [aK^2 (|V_o| - V_{oOSC})]^{-1} \right) \quad (14)$$

Partiendo de la ecuación (6) podemos obtener la expresión para la potencia de salida del oscilador encadenado tomando en cuenta que la variación de la potencia de salida causada por la potencia inyectada es pequeña comparada con la potencia de oscilación libre P_{osc} .

$$P_o = P_{osc} + \frac{2 \cdot \left[1 - \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_l} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \cdot P_i^{\frac{1}{2}}}{aK^2} \quad (15)$$

De aquí se puede ver que la potencia es máxima cuando la frecuencia de inyección es igual a ω_o . El pico que se presenta a esa frecuencia es proporcional a la raíz cuadrada de la potencia de inyección.

Si la señal de entrada es corrida en frecuencia más allá de la región de encadenamiento, el nivel de salida a la frecuencia ω_{IN} no alcanzará a saturar al amplificador por lo que se presentará también una auto-oscilación. La auto-oscilación aumentará hasta llevar al amplificador al punto de saturación por lo que la potencia total debe de ser igual a la potencia de oscilación libre y la ganancia debe de ser igual a $1/K$. Con las consideraciones mencionadas anteriormente y procediendo de la misma manera cuando se calculó el ancho de banda de encadenamiento se obtienen las expresiones para los niveles de potencia presentes simultáneamente a la frecuencia de inyección ω y a la frecuencia de oscilación libre.

$$P_o(\omega) = P_{osc} \left(\frac{\omega_l}{\Delta\omega} \right)^2 \quad (16)$$

$$P_o(\omega_o) = P_{osc} \left[1 - \left(\frac{\omega_l}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \quad (17)$$

La figura 16 es una gráfica que muestra los niveles de potencia de salida del amplificador. La línea sólida representa la potencia de salida a la frecuencia de inyección. La línea punteada horizontal representa la potencia en oscilación libre. Las otras líneas punteadas representan la potencia de la auto-oscilación. La región de encadenamiento está indicada sobre la línea sólida con una marca más gruesa donde se puede ver que la máxima potencia se tiene cuando la frecuencia de la señal inyectada es igual a ω_0 y que el incremento en potencia es proporcional a la raíz cuadrada de la potencia de inyección P_i .

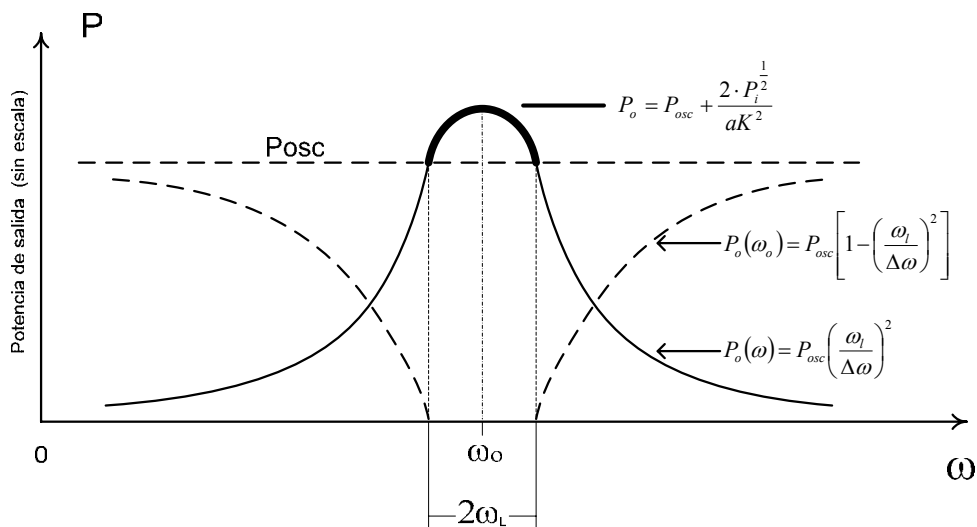


Figura 16: Comportamiento en potencia del oscilador inyectado.

Fuera de la región de encadenamiento, la potencia de salida del oscilador sujeto a una inyección se divide en dos partes. Una parte de la potencia del oscilador aparece en la frecuencia de la señal inyectada y otra en la frecuencia de oscilación libre pero la potencia total debe de ser igual a la potencia de oscilación libre. Fuera de la región de encadenamiento, cuanto más se incrementa la desviación de frecuencia mas disminuye la potencia del oscilador a la frecuencia de la señal inyectada y al mismo tiempo aumenta más la potencia a la frecuencia de oscilación libre.

II.3.3 Análisis de Adler

En el estudio del encadenamiento por inyección frecuentemente se hace mención a los resultados obtenidos por Robert Adler en 1946 [Adler, 1973]. Basándose en un oscilador electrónico, Adler desarrolló una ecuación diferencial para la fase del oscilador inyectado como función del tiempo. Con la ayuda de esta ecuación calculó el ancho de banda y describió la generación de la nota de batido fuera de la región de encadenamiento.

El circuito se muestra en la figura 17. Ahí, el voltaje de salida E_f se encuentra acoplado magnéticamente al embobinado de la entrada E . Junto al voltaje retroalimentado se inyecta una señal pequeña E_1 que perturba las oscilaciones libres del circuito.

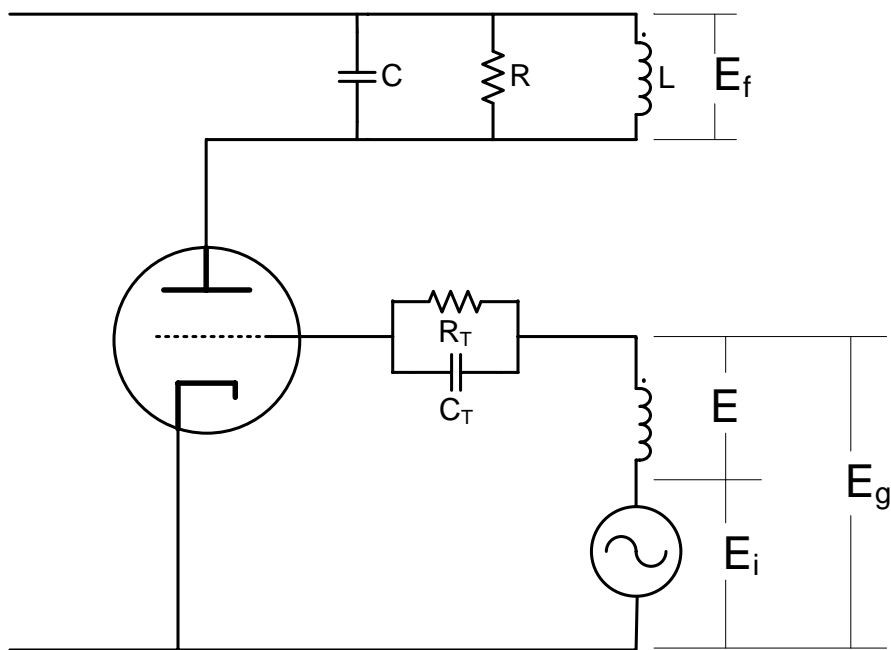


Figura 17: Circuito analizado por Adler.

II.3.3.1 Consideraciones

Las consideraciones que hace Adler en su análisis son las siguientes:

1. Que la desviación de frecuencia de la señal inyectada es mucho menor que el ancho de banda del filtro.
2. Que la constante de tiempo del filtro de retroalimentación es mucho menor que el período de la nota de batido.
3. Que el nivel de inyección es muy pequeño.

Estas consideraciones coinciden con las que se tomaron en el análisis basado en un sistema retroalimentado presentado en la sección anterior. La

primera condición nos indica que la región donde se trabaja el encadenamiento es muy pequeña por lo que la frecuencia de la señal inyectada estará muy cerca de la frecuencia de oscilación libre. De esta manera se puede hacer una aproximación lineal de la respuesta del filtro, con un valor fijo, independiente de la frecuencia, para la atenuación, y una dependencia lineal de la fase contra la frecuencia. La segunda condición se interpreta como un tiempo de respuesta inmediato del oscilador a las variaciones de potencia a la entrada del oscilador provocado por las modulaciones de la amplitud de la señal de salida, sin embargo la ganancia debe permanecer constante durante varios ciclos de la señal de salida para que se estabilicen las oscilaciones. Y por último, la tercera consideración permite hacer muchas simplificaciones en las ecuaciones ya que se manejarán aproximaciones de funciones trigonométricas.

II.3.3.2 Representación fasorial

Una representación fasorial de las señales presentes en el circuito de rejilla del oscilador se muestran en la figura 17. Se toma como referencia a E_1 , así que este fasor permanecerá estable en posición horizontal. Los otros fasores (E , E_g) girarán en sentido de las manecillas del reloj si la frecuencia de la señal inyectada ω_1 es menor que la frecuencia instantánea

del oscilador ω . La velocidad angular $d\phi/dt$ de estos fasores es igual a la desviación de frecuencia instantánea $\Delta\omega$ del oscilador.

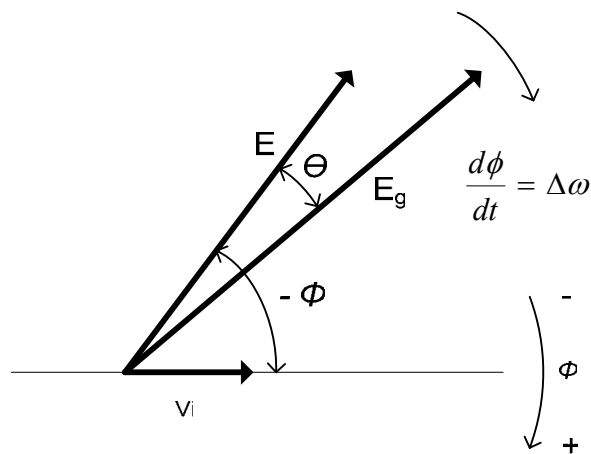


Figura 18: Diagrama fasorial para los voltajes de entrada.

II.3.3.3 Corrimiento de fase

El desfaseamiento entre E y E_g lo determina el filtro formado por los elementos C , R y L . La figura 18 muestra una curva típica para el desfaseamiento para este tipo de circuito. Ya que se asume que el ancho de banda es mucho mayor que la desviación de frecuencia de la señal inyectada se puede aproximar la curva a una recta con pendiente igual a A .

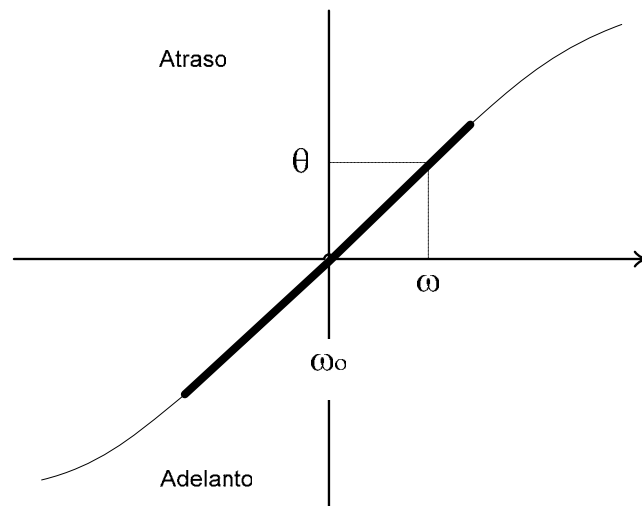


Figura 19: Desfasamiento del filtro contra la frecuencia.

$$\phi = A \cdot (\omega - \omega_o) = A \cdot (\Delta\omega - \Delta\omega_o) \quad (18)$$

Donde $\Delta\omega = \omega - \omega_1$ y $\Delta\omega_o = \omega_o - \omega_1$ son la frecuencia de batimiento instantánea y la desviación de frecuencia de la oscilación libre con relación a la frecuencia de inyección respectivamente.

Si la frecuencia instantánea del oscilador coincidiera con la frecuencia de oscilación libre ω_o no habría ningún desfaseamiento entre E y E_g pero si fuera superior habría un retraso de E con respecto a E_g . Este segundo caso es el que coincide con el diagrama fasorial de la figura 18.

II.3.3.4 Ecuación diferencial

Teniendo presente la condición $E_1 \ll E$ y observando la figura 18 obtenemos (19). Para llegar a esta expresión se tomó en cuenta que $\text{sen}\theta \approx \theta$ para valores pequeños de θ .

$$\phi = -\frac{E_1}{E} \cdot \text{sen}\theta \quad (19)$$

Igualando con (18) se obtiene

$$\frac{d\phi}{dt} = -B \cdot \text{sen}\theta + \Delta\omega_o \quad (20)$$

Donde

$$B = \frac{E_1}{E} \cdot \frac{1}{A} \quad (21)$$

Físicamente, este resultado indica que la frecuencia instantánea del oscilador sufre un corrimiento que hace que se aleje de la frecuencia de oscilación libre. La magnitud de este corrimiento de frecuencia es proporcional al seno del ángulo de desfase entre la señal inyectada E_1 y la señal del oscilador E . Y también es proporcional a la magnitud de la

señal inyectada. Pero es inversamente proporcional a la amplitud de la señal retroalimentada E y a la pendiente de la curva de fase contra frecuencia del filtro A .

II.3.3.5 Ancho de banda de encadenamiento

Para encontrar el ancho de banda de encadenamiento primero se hace $d\phi/dt=0$ en (20) para obtener la solución en estado estable, con lo que se llega a

$$\Delta\omega_o = B \cdot \text{sen}\theta \quad (22)$$

De aquí se tiene que la máxima desviación de frecuencia permitida para una solución estable se da con $\theta=\pm\pi/2$ obteniéndose

$$\Delta\omega_o = \pm B = \pm\omega_L = \pm \frac{E_1}{E} \cdot \frac{1}{A} \quad (23)$$

Donde ω_L es el medio ancho de banda de encadenamiento, así que el ancho de banda de encadenamiento $\Delta\omega_L$ es igual al doble de ω_L

$$\Delta\omega_L = 2\omega_L = \frac{2}{A} \cdot \frac{E_1}{E} \quad (24)$$

II.3.4 Encadenamiento en Láseres

El láser es también un oscilador, un oscilador que opera a muy altas frecuencias y por lo tanto es posible establecer un encadenamiento por inyección como en cualquier otro oscilador. En un láser la amplificación de la luz se da por un proceso de interacción de la materia con la luz que fue sugerido por primera vez por Albert Einstein al cual se le llama emisión estimulada. Mientras que la retroalimentación se logra con un resonador óptico.

En 1966, Stover y Steier demostraron por primera vez el encadenamiento entre dos láseres utilizando dos láseres He-Ne y sus resultados coincidieron con el análisis de ADLER [Kobayashi, 1991].

El análisis del encadenamiento por inyección en láseres se hace tomando la ecuación de evolución del campo óptico en su aproximación de envolvente lenta. La inyección óptica se muestra esquemáticamente en la figura 20, donde se muestra que las intensidades de los campos ópticos son examinadas en el interior de la cavidad formada por dos paredes semirreflejantes con índices de reflexión de amplitud r .



Figura 20: Esquema del encadenamiento en láseres.

Los campos ópticos se usan en su forma compleja pero tomando como referencia la frecuencia de oscilación libre del láser ω_0 . Así que pueden verse como fasores que giran con respecto al fador de referencia en la frecuencia de oscilación libre, por lo que a esta forma de trabajar los campos ópticos se le llama aproximación de onda rotatoria. Enseguida se muestra la forma en que se representan los campos ópticos del láser bajo inyección óptica E_I y el de inyección E_{in} .

$$E_I = |E_I| \exp[j\{(\omega_I - \omega_0) \cdot t + \phi_I(t)\}] \quad (25)$$

$$E_{in} = |E_{in}| \exp[j\{(\omega_{in} - \omega_0) \cdot t + \phi_{in}(t)\}] \quad (26)$$

La ecuación que modela la evolución del campo óptico del láser es una ecuación del tipo Van der Pol, suponiendo que el láser oscila en un solo modo longitudinal. Esta ecuación, incluyendo una inyección óptica y en la representación de onda rotatoria se muestra enseguida [Kobayashi, 1991].

$$\frac{d}{dt} E_I - (g - \alpha - \beta |E_I|^2) \cdot E_I = \frac{E_{in}}{2\tau_p} \quad (27)$$

En la ecuación (27) E_I es el campo óptico del láser y E_{in} es el campo óptico inyectado ambos en la forma de aproximación rotatoria, g es la ganancia en

amplitud, α las pérdidas totales, β el coeficiente de saturación del láser y τ_p el tiempo de vida del fotón. Esta ecuación nos indica que la rapidez con que crece el campo óptico dentro de la cavidad E_I es proporcional a la suma de la ganancia neta por la amplitud del campo E_I más un factor que es proporcional a la amplitud del campo óptico inyectado E_{in} . El factor de proporción que multiplica a E_{in} se incluye debido a que el campo solamente se suma en un punto dentro de la cavidad del láser.

Separando la ecuación (27) en sus partes real e imaginaria se llega a la representación de amplitud y fase.

$$\frac{d}{dt}|E_1| - (g - \alpha - \beta|E_1|^2) \cdot |E_1| = \frac{|E_{in}|}{2\tau_p} \cos \theta \quad (28)$$

$$\frac{d}{dt}\phi_1(t) + (\omega_1 - \omega_0) = \frac{1}{2\tau_p} \cdot \frac{|E_{in}|}{|E_1|} \sin \theta \quad (29)$$

Con

$$\theta = (\omega_1 - \omega_{in}) \cdot t + [\phi_{in}(t) - \phi_1(t)] \quad (30)$$

Si el campo óptico del láser alcanza el estado estable se tendrá $\omega_1 = \omega_{in}$ y las derivadas en (26) y (27) serán cero. En ese caso θ representará el desfase del campo del láser con respecto al campo inyectado y

como se analizó en secciones anteriores, para un nivel de inyección pequeño ($E_{in} \ll E_1$) el máximo desfaseamiento es $\pm\pi/2$ rad. Entonces los límites de la región de encadenamiento se obtienen haciendo la derivada igual a cero y $\theta = \pm\pi/2$ rad. Procediendo de esa forma con (26) y tomando $P_{in} = |E_{in}|^2$ y $P_1 = |E_1|^2$ se obtiene el medio ancho de banda ω_L . El ancho de banda total es por supuesto el doble de ω_L .

$$\omega_L = \frac{1}{2\tau_p} \cdot \left(\frac{P_{in}}{P_1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

El resultado obtenido concuerda con el análisis de Adler, donde se obtiene un medio ancho de banda de encadenamiento proporcional a la relación ente la amplitud del campo inyectado y la amplitud del campo dentro de la cavidad del láser o lo que es lo mismo a la raíz cuadrada de la relación de potencias.

II.3.5 Encadenamiento en Láseres de Semiconductor

Los resultados experimentales del encadenamiento en láseres de semiconductor mostraron diferencias con respecto al análisis teórico desde los primeros reportes [Kobayashi y Kimura, 1980]. Se encontró que la reducción del ancho de banda de encadenamiento al disminuir la tasa de

inyección era más rápida que lo que indicaba la teoría y que variando la potencia de operación del láser se tenía un corrimiento en la curva del ancho de banda contra la tasa de inyección óptica.

El primero en dar una explicación de este y otros fenómenos en los láseres de semiconductor bajo una inyección óptica externa fue Roy Lang [Lang, 1982] considerando la dependencia del índice de refracción con respecto a la variación de la densidad de portadores provocada por la inyección óptica externa.

Uno de los análisis más citados sobre el análisis del encadenamiento entre láseres de semiconductor es el desarrollado por Mogensen quien hace un análisis similar al de R. Lang [Mogensen, *et al.*, 1985]. En este análisis se incluye el factor de incremento del ancho de línea. Este factor da una medida del acoplamiento de la ganancia y la fase en un láser de semiconductor. El acoplamiento es debido a que el índice de refracción en un láser de semiconductor cambia al cambiar la densidad de portadores. El cambio en la densidad de portadores se debe a que la inyección óptica externa hace que la potencia del láser cambie ligeramente y al variar la potencia se cambia también la densidad de potadores ya que hay un consumo más rápido de estos. La ecuación que usa Mogensen es la siguiente.

$$\frac{d}{dt} E_{SL}(t) - \left\{ j\omega(N) + \frac{1}{2} \left[G(N) - \frac{1}{\tau_p} \right] \right\} E_{SL}(t) = \eta f_d E_{ML}(t) \quad (32)$$

Donde E_{SL} y E_{ML} son los campos ópticos de los láseres esclavo y maestro, ω es la frecuencia angular del campo del láser esclavo, G la ganancia por segundo del medio amplificador, τ_p el tiempo de vida del fotón, f_d la separación espectral entre modos laterales, N la densidad de portadores, y finalmente η representa el coeficiente de acoplamiento que determina la fracción del campo del láser maestro que es acoplado dentro de la cavidad del láser esclavo como se muestra en la figura 21.

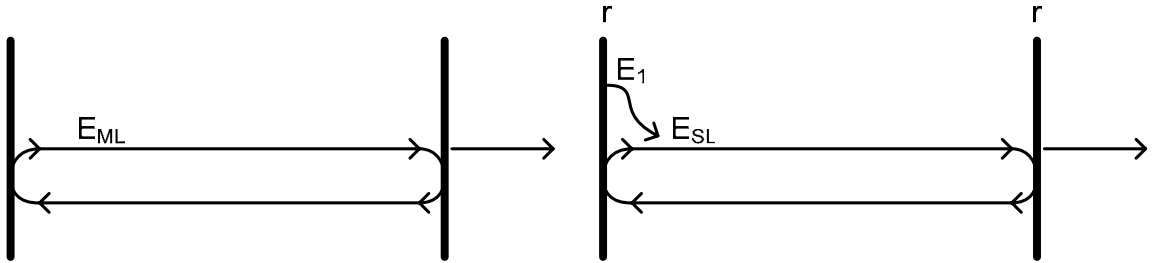


Figura 21: Esquema del encadenamiento en dos láseres de acuerdo al análisis de Mogensen.

La ecuación diferencial (32) nos indica que la rapidez instantánea de variación del campo óptico dE_{SL}/dt tiene dos componentes en cuadratura, una de estas en fase con el campo óptico. La presencia del componente en

cuadratura con el campo óptico se debe al hecho de que se está trabajando con la representación compleja.

Para entender mejor esta ecuación se hará su desarrollo a través de la descripción de una onda viajera.

II.3.5.1 Descripción de onda viajera

En la figura 22 se muestra una representación de la onda viajera dentro del láser que opera por encima del umbral. En esta representación se analiza solamente un modo longitudinal. Ahí se puede ver que la amplitud de la onda aumenta al circular de un extremo a otro de la cavidad pero al reflejarse pierde amplitud ya que las paredes del láser transmiten parte del campo y reflejan otra. Sin embargo, estas variaciones en la amplitud son pequeñas en un láser. Además si hay un aumento en el campo dicho aumento será en la misma proporción en cada punto del láser.

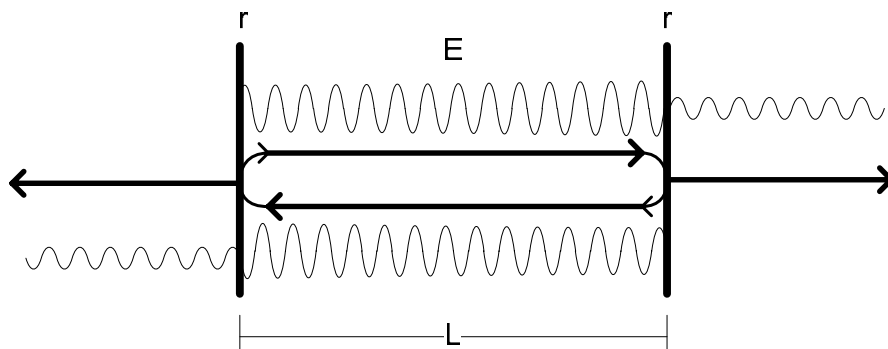


Figura 22: Descripción de onda viajera.

Como la amplitud de la onda se mantiene casi uniforme y sus variaciones son de la misma magnitud a lo largo de la cavidad se puede manejar como un todo y prescindir de la variable espacial dejando solo al tiempo como la variable independiente. De esta forma la onda se puede representar matemáticamente como

$$E(t) = |E(t)| \exp[j(\omega t)] \quad (33)$$

Si derivamos esta ecuación tomando en cuenta que la amplitud también varía con el tiempo obtendremos.

$$\frac{d}{dt} E(t) = \left[\frac{d}{dt} |E(t)| \right] \cdot \exp[j(\omega t)] + j\omega \cdot E(t) \quad (34)$$

Del estudio de la interacción de la luz con la materia se llega a que el crecimiento de una señal óptica dentro de un medio amplificador es de tipo exponencial [Siegman, 1986]. Esto puede ser representado mediante una ecuación diferencial de la intensidad óptica (35) la cual puede ser expresada en términos de la amplitud del campo óptico como (36). Allí G_T representa la ganancia neta, es decir, la ganancia menos las pérdidas.

$$\frac{d}{dt} I(t) = G_T \cdot I(t) \quad (35)$$

$$\frac{d}{dt}|E(t)| = \frac{1}{2} \cdot G_T \cdot |E(t)| \quad (36)$$

Sustituyendo este resultado en (34) se obtiene

$$\frac{d}{dt}E(t) = \frac{1}{2} \cdot G_T \cdot E(t) + j\omega \cdot E(t) \quad (37)$$

Ahora si inyectamos una señal E_1 a la cavidad del láser tendremos que incluir su efecto en la ecuación (37). La inyección tenderá a incrementar en alguna proporción la rapidez de crecimiento del campo óptico dentro del láser por lo que E_1 se sumará a los términos de la derecha de la ecuación (37). Como el campo inyectado se suma en solo un punto de la cavidad tendremos que dividirlo entre un factor que podría ser el doble de la longitud de la cavidad sin embargo como en la ecuación diferencial (37) se tiene como variable independiente al tiempo se dividirá entre el tiempo que le toma al campo dar una vuelta completa. Como el inverso del tiempo de tránsito de vuelta completa es igual al espaciamiento en frecuencia de los modos longitudinales f_d será este el que se use para dejar un producto en lugar de un cociente como tercer término. Con este término agregado se llega a:

$$\frac{d}{dt} E(t) = \frac{1}{2} \cdot G_T \cdot E(t) + j\omega \cdot E(t) + f_d \cdot E_1(t) \quad (38)$$

Comparando (38) con (32) veremos que son las mismas solo que en (32) se indican las pérdidas y la ganancia del medio amplificador en lugar de tomar la ganancia neta y que se agrega un factor de acoplamiento del láser esclavo ya que en (38) se tomó al campo E_1 dentro de la cavidad del láser.

II.3.5.2 Solución de la ecuación de Mogensén

Continuando con la ecuación (32). En este caso los campos ópticos se analizan en su representación compleja como se muestra en las ecuaciones (39) y (40). Donde ω_0 representa la frecuencia de resonancia del láser esclavo (sin perturbación) y ω_{in} la frecuencia del láser maestro. Se agrega una variable dependiente del tiempo para la fase del láser esclavo $\varphi(t)$ ya que en esta variable se manejará el corrimiento en frecuencia del láser esclavo durante la inyección óptica.

$$E_{SL}(t) = E_0(t)e^{j[\omega_0 t + \varphi(t)]} \quad (39)$$

$$\eta E_{ML}(t) = E_{in} e^{j[\omega_{in} t + \varphi_m]} \quad (40)$$

Podemos ver en la ecuación de la evolución del campo óptico del láser (32) que se ha representado a la frecuencia y a la ganancia como funciones dependientes de la densidad de portadores N . La densidad de portadores varía, como ya se mencionó, por efecto de la inyección óptica. Las expresiones para estos dos parámetros se muestran enseguida.

$$G(N) = G_N \Delta N + \frac{1}{\tau_p} \quad (41)$$

$$\omega(N) = \omega_0 + \frac{1}{2} \alpha \cdot G_N \Delta N \quad (42)$$

Con

$$\Delta N = N - N_{th} \quad (43)$$

La ganancia G sobrepasa a las pérdidas ($1/\tau_p$) de manera proporcional al incremento de la densidad de portadores ΔN , siendo G_N el factor de proporcionalidad. Sin inyección óptica se tiene el nivel de umbral para la densidad de portadores N_{th} . También la frecuencia de oscilación del láser se modifica con la variación de la densidad de portadores ya que la variación en la densidad de portadores provoca un cambio en el índice de refracción que conduce a una frecuencia de resonancia diferente. Esta variación se toma en cuenta por medio del factor de incremento del ancho

de línea α que representa un acoplamiento de la fase y la ganancia de amplitud a través de la variación en la densidad de portadores.

La ecuación de Mogensen se debe resolver junto con la ecuación de evolución de la densidad de portadores clásica ya que la primera involucra parámetros dependientes de la densidad de portadores. La ecuación de evolución de portadores se muestra enseguida.

$$\frac{d}{dt} N(t) = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - G(N) |E_0(t)|^2 \quad (44)$$

Donde J es la tasa de bombeo y τ_s es el tiempo de vida de los portadores o lo que es lo mismo el tiempo promedio que duran los átomos del medio activo del láser en estado excitado

Continuando ahora con la solución de estas ecuaciones. Iniciamos con la ecuación de evolución del campo óptico (32), junto con las que definen a los campos ópticos y a los parámetros de ganancia, frecuencia, e incremento de la densidad de portadores (39)-(42). Se asume que el campo óptico inyectado permanece constante en amplitud y frecuencia y que su fase ϕ_{in} es cero. Manejando estas ecuaciones y separando en partes real e imaginaria se llega a dos ecuaciones, una para la amplitud (44) y otra para la fase (45) del campo óptico del láser esclavo.

$$\frac{d}{dt} E_0(t) = \frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \Delta N \cdot E_0 + f_d \cdot E_{in} \cdot \cos[\theta(t)] \quad (45)$$

$$\frac{d}{dt} \phi_0(t) = \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot G_N \cdot \Delta N - f_d \cdot \frac{E_{in}}{E_0} \cdot \text{sen}[\theta(t)] \quad (46)$$

Donde

$$\theta(t) = \Delta\omega \cdot t - \phi(t) \quad (47)$$

$$\Delta\omega = \omega_{in} - \omega_0 \quad (48)$$

Iniciando con la ecuación de la amplitud del campo óptico (45) tendremos que en estado estable la derivada de la amplitud del campo óptico será igual a cero. Además la frecuencia del láser se encadenará a la frecuencia de la señal inyectada ($\omega_1 = \omega_{in}$) y solamente tendrá una diferencia de fase constante que llamaremos θ_L . Usando \tilde{E}_0 para la magnitud del campo óptico en estado encadenado y estable se tiene.

$$\Delta N = -2 \cdot \frac{f_d}{G_N} \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0} \cdot \cos\theta_L \quad (49)$$

Continuando ahora con la ecuación de la fase (46) en estado encadenado y estable la fase del láser esclavo tendrá que variar a una velocidad tal que produzca un corrimiento de frecuencia sobre la

frecuencia del láser esclavo que haga que iguale a la frecuencia de la señal inyectada. Así que la derivada de la fase será igual a la diferencia de frecuencia entre la señal inyectada y la frecuencia de resonancia del láser. Haciendo $d\phi/dt = \Delta\omega$ y sustituyendo el resultado obtenido en (39) para el incremento de la densidad de portadores se llega a:

$$\Delta\omega = -f_d \cdot \frac{E_{in}}{E_0} \cdot (\text{sen}\theta_L + \alpha \cdot \text{cos}\theta_L) \quad (50)$$

Para simplificar la ecuación anterior se usa una nueva variable ψ definida con la siguiente expresión.

$$\psi = \arctan \alpha \quad (51)$$

Usando ψ en la ecuación (50) se llega a

$$\Delta\omega = -f_d \cdot \frac{E_{in}}{E_0} \cdot \sqrt{1 + \alpha} \cdot \text{sen}\theta_L \quad (52)$$

De aquí se obtiene que el medio ancho de banda de encadenamiento ω_L es

$$\omega_L = f_d \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0} \cdot \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (53)$$

Este resultado nos indica que el ancho de banda de encadenamiento $\Delta\omega_L = 2\omega_L$ se incrementa por efecto del acoplamiento de la fase y la ganancia en un láser de semiconductor. Sin embargo como se verá más adelante, para niveles de inyección por encima de un cierto umbral se tiene dentro de la región de encadenamiento una dinámica inestable que reduce fuertemente la región de encadenamiento a una pequeña franja donde se da un encadenamiento estable. En la figura 23 se muestran las graficas de la región de encadenamiento contra la tasa de inyección para diferentes valores del factor de incremento del ancho de línea. En la figura se ha marcado con línea mas gruesa la gráfica para $\alpha=3$ ya que es el valor que se usa en el siguiente capítulo para realizar los cálculos de diseño. Este valor cae dentro de los valores típicos para los láseres de retroalimentación distribuida de pozos cuánticos múltiples (DFB MQW- Distributed FeedBack MultiQuantum Well) que se usan en la parte experimental de la tesis [Melnik, *et al.*, 2006]. Se usan los mismos parámetros utilizados por Mogensen en su artículo, tabla I.

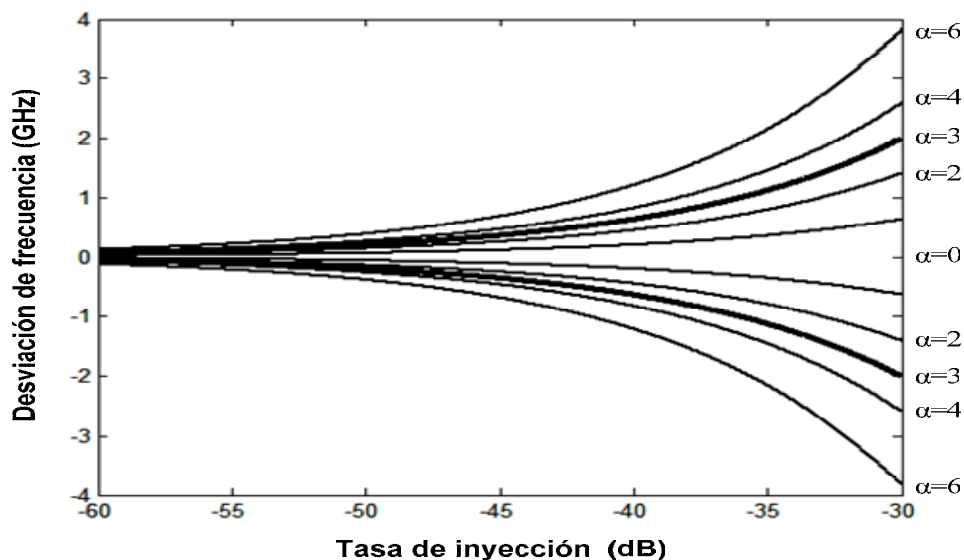


Figura 23: Límites de la región de encadenamiento para $\alpha=0,2,3,4,6$.

Tabla I: Valores usados para el cálculo del ancho de banda de encadenamiento en el análisis de Mogensen

Parámetro	Símbolo	Valor
Tiempo de vida de emisión espontánea	τ_s	2 ns
Tiempo de vida del fotón	τ_p	2 ps
Espaciamiento de los modos longitudinales	f_d	125 GHz
Coefficiente de ganancia	G_N	$1.1 \times 10^{-12} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
Densidad de portadores en la transparencia	N_{th}	$1.1 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$

Aquí se puede ver que el desfasamiento es asimétrico, una característica del encadenamiento en láseres de semiconductor. La asimetría la da el segundo término que es función del factor del incremento

del ancho de línea α . Para un valor más alto de α es mayor la asimetría. En la figura 24 se muestran varias gráficas para la fase del láser esclavo encadenado donde se puede apreciar el efecto que tiene el factor de incremento del ancho de línea sobre la asimetría de la fase. Pero también se puede apreciar cómo varía el ancho de banda de encadenamiento ya que la curva de la fase se extiende más a lo largo del eje de la frecuencia cuando se incrementa el factor de incremento del ancho de línea.

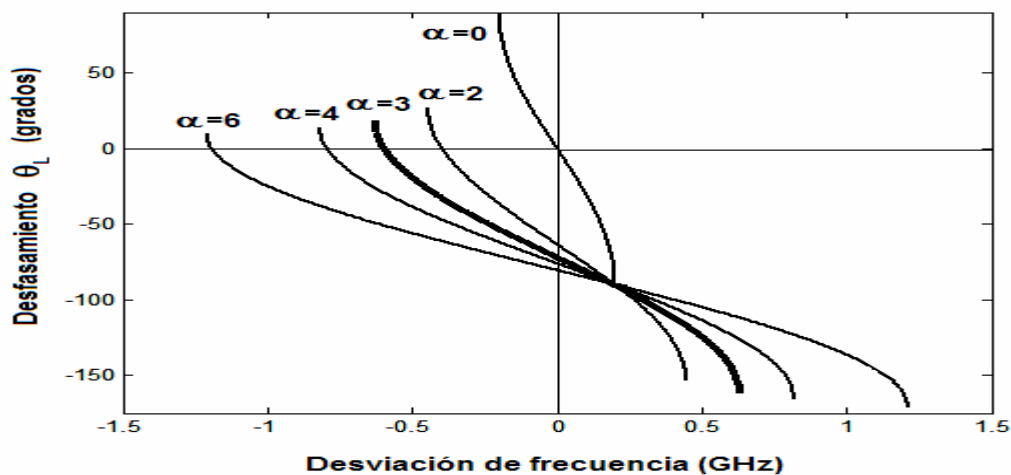


Figura 24: Desviación de frecuencia para una tasa de inyección de -40 dB.

Con respecto al cálculo de la potencia del láser en estado encadenado se procede primero a obtener la potencia en estado no perturbado $|E_{os}|^2$, es decir, sin inyección óptica y después se calcula la variación desde ese nivel hasta el nivel de potencia de estado estable en estado encadenado $|\tilde{E}_0|^2$. La potencia del láser en estado no perturbado se obtiene de la ecuación de

densidad de portadores (44) haciendo la densidad de portadores $N(t)$ igual a la densidad de portadores en el nivel de umbral del láser $N(t)=N_{th}$ y la ganancia igual a las pérdidas $G(N)=1/\tau_p$.

$$|E_{os}(t)|^2 = \tau_p \left(J - \frac{N_{th}}{\tau_s} \right) \quad (54)$$

Ahora sustituyendo en (44) las expresiones dadas para la densidad de portadores (41) y la ganancia (43), obtendremos la potencia en estado encadenado $|\tilde{E}_0|^2$ como función del incremento de la densidad de portadores del cual ya se encontró la solución en la ecuación (49) y aunque en esta ecuación depende del desfase θ_L ya se obtuvo una expresión para este último en la ecuación (54) como una función de la desviación de frecuencia y el medio ancho de banda de encadenamiento.

$$|\tilde{E}_0(t)|^2 = \frac{|E_0(t)|^2 - \frac{\tau_p}{\tau_s} \cdot \Delta N}{1 + \tau_p \cdot G_N \cdot \Delta N} \quad (55)$$

En las figuras (23)-(25) se muestran las gráficas de las ecuaciones del desfase (53), de la región de encadenamiento (54) y de la potencia de salida (56) del láser esclavo, respectivamente. Para graficar se han usado los mismos valores que en el artículo de Mogensen (ver tabla I).

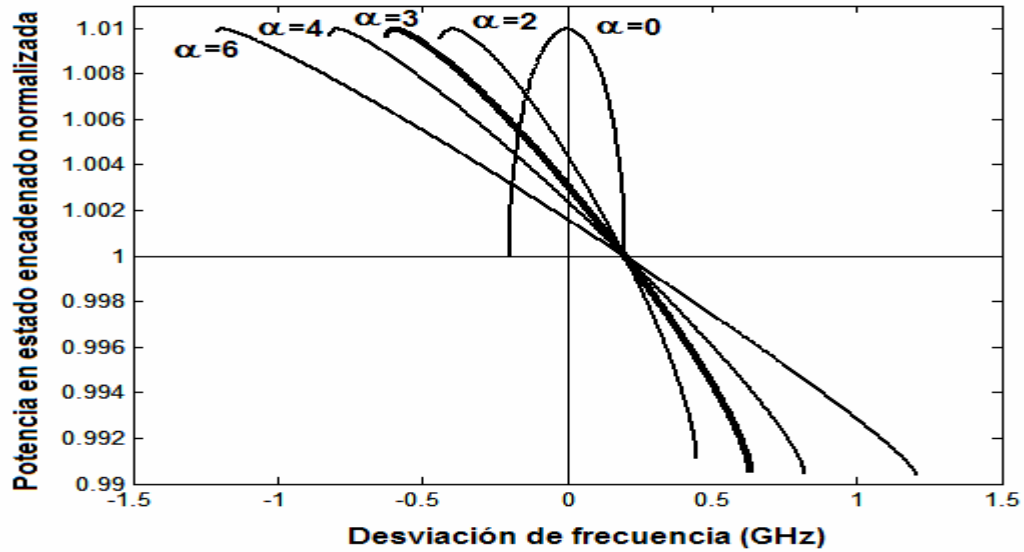


Figura 23: Potencia del láser esclavo en estado encadenado para una tasa de inyección de -40 dB.

II.3.5.3 Análisis de Estabilidad

Para analizar la estabilidad del sistema se consideran pequeñas variaciones de la amplitud del campo óptico δE , de su fase $\delta\phi$ y de la densidad de portadores δN alrededor de las soluciones estables. Sustituyendo $N(t) = N_{th} + \Delta N + \delta N$, $E_o(t) = \tilde{E}_0 + \delta E$ y $\phi(t) = (\omega_{in} - \omega_0)t + \theta_L + \delta\phi$ en las ecuaciones (44), (45) y (46), linealizando y conservando solamente los términos de primer orden respecto a las perturbaciones δN , δE y $\delta\phi$ se obtiene

$$\frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \Delta N \cdot \tilde{E}_0 + f_d \cdot E_m \cdot \cos\theta_L = F_E \quad (56)$$

$$\frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot G_N \cdot \Delta N - f_d \cdot \frac{E_{in}}{E_0} \cdot \text{sen} \theta = F_\phi \quad (57)$$

$$J - \frac{N_{th} + \Delta N}{\tau_s} - \left(G_N \cdot \Delta N + \frac{1}{\tau_p} \right) \cdot \tilde{E}_0^2 = F_N \quad (58)$$

Donde:

$$F_E = -\frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \Delta N \cdot \delta E + f_d \cdot E_{in} \cdot \text{sen} \theta_L \cdot \delta \phi - \frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \tilde{E}_0 \cdot \delta N \quad (59)$$

$$F_\phi = -f_d \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0^2} \cdot \text{sen} \theta_L \cdot \delta E + f_d \cdot \frac{E_{in}}{\tilde{E}_0} \cdot \text{cos} \theta_L \cdot \delta \phi - \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot G_N \cdot \delta N \quad (60)$$

$$F_N = 2 \cdot \tilde{E} \cdot \left(G_N \cdot \Delta N + \frac{1}{\tau_p} \right) \delta E + \left(G_N \cdot \tilde{E}^2 + \frac{1}{\tau_p} \right) \delta N + \frac{d}{dt} \delta N \quad (61)$$

Los términos F_E , F_ϕ y F_N , conocidos como fuerzas de ruido de Langevin [Mogensen, *et al.*, 1985], agrupan a todas las fluctuaciones alrededor del estado estable que son resultado de la inclusión de las perturbaciones δN , δE y $\delta \phi$ en las ecuaciones de evolución de la amplitud y fase del campo óptico y de la densidad de portadores.

Para saber si el sistema es estable ante las perturbaciones δN , δE y $\delta \phi$ se trabaja con la transformada de Laplace de las ecuaciones (60)-(62) y se analiza numéricamente si todos los ceros del determinante del sistema

de ecuaciones están del lado izquierdo del plano complejo, lo cual nos indicaría que sí es estable el sistema.

Un análisis más detallado basándose en el criterio de estabilidad de Routh-Hurwitz, asumiendo una inyección débil ($E_{in} \ll \tilde{E}_0$) y tomando en cuenta valores típicos para los parámetros de un láser de semiconductor arroja una región de encadenamiento incondicionalmente estable y un ancho de banda de encadenamiento estable para valores muy superiores a este umbral [Galion, 1986]. La condición para que se tenga una región de encadenamiento libre de inestabilidades es [Galion, 1986]

$$\omega_L < \frac{2}{\tau_R} \quad (62)$$

Donde τ_R es la constante de tiempo de relajación y esta dada por

$$\tau_R = \left(\frac{1}{\tau_s} + G_N \cdot \tilde{E}_0^2 \right)^{-1} \quad (63)$$

Encima de este umbral se tendrá una región de encadenamiento repartida entre dinámicamente estable y dinámicamente inestable. Pero para anchos de banda de encadenamiento mayores al del umbral de estabilidad $\omega_L \gg 2/\tau_R$ se obtiene un ancho de banda de encadenamiento estable ω_{LS} dado por

$$\omega_{LS} = 2 \cdot f_d \cdot \frac{E_m}{\tilde{E}_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha^2}}. \quad (64)$$

Estos últimos resultados se muestran en la figura 26 donde se observa una región incondicionalmente estable para anchos de banda de encadenamiento menores al umbral calculado ($\omega_L < 2/\tau_R$) y una franja de encadenamiento estable por encima de este umbral dado por ω_{LS} .

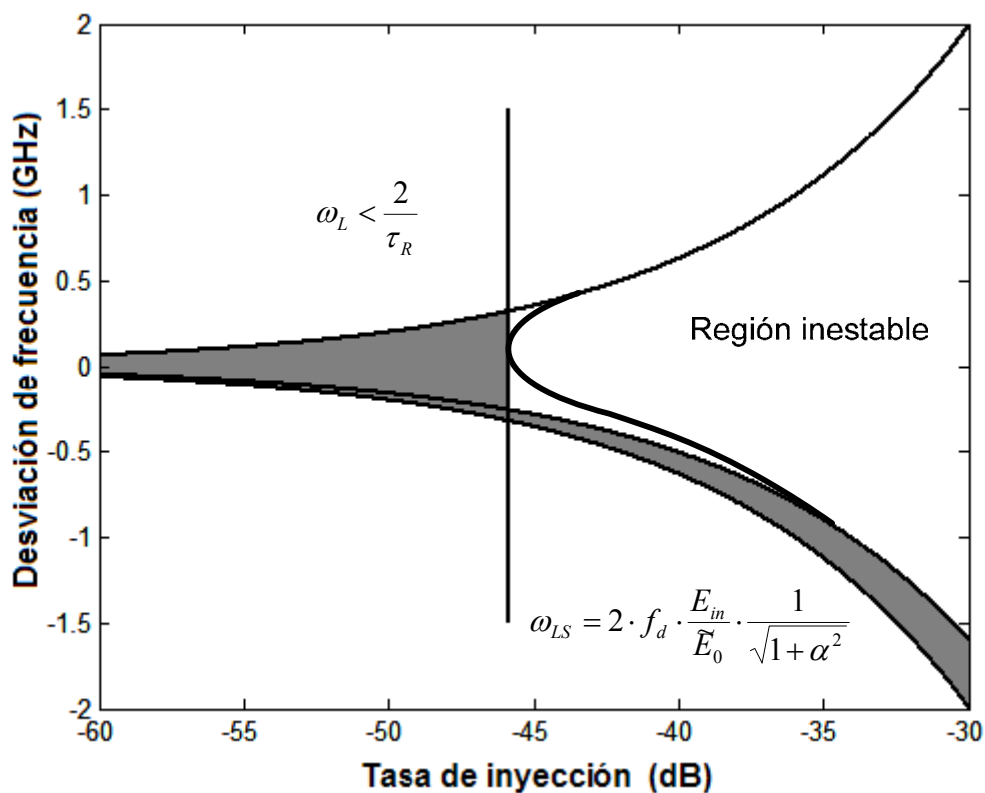


Figura 24: Región de encadenamiento incondicionalmente estable.

II.4 Resumen

En este capítulo se realizó un estudio teórico del encadenamiento por inyección partiendo de un modelo general para un oscilador hasta llegar al encadenamiento por inyección óptica en un láser de semiconductor. Se mostró que el ancho de banda de encadenamiento depende de la tasa de inyección y de las características del filtro presente en todo oscilador. La dependencia con respecto a la tasa de inyección es cuadrática pero si se usan las relaciones entre las amplitudes se obtiene una dependencia directamente proporcional. La forma en que afecta el filtro se entiende mejor si decimos que la raíz cuadrada de la tasa de inyección es igual a la máxima desviación de fase que se puede tener en el filtro del oscilador dentro de la región de encadenamiento. Y que para convertir este ángulo a un valor en frecuencia se necesita la curva de frecuencia contra corrimiento de fase del filtro. Este factor de proporcionalidad equivale al inverso de la pendiente de esta curva en la frecuencia de resonancia que para el caso del láser es igual a la separación de frecuencia entre los modos longitudinales.

También se analizó el encadenamiento en láseres de semiconductor. En este tipo de láseres se tiene una región de encadenamiento incrementada en función del factor de incremento del ancho de línea, sin embargo dentro de esta región de encadenamiento se pueden presentar secciones que son dinámicamente inestables. Pero por debajo de un umbral que depende del tiempo de relajación del láser se tiene una región de encadenamiento

completamente estable. Por encima de este umbral, pero para un nivel de inyección débil, se tiene solamente una pequeña franja dentro de la región de encadenamiento la cual si es estable.

III. DISEÑO Y CARACTERIZACIÓN DEL LAZO DE ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA

Para lograr una inyección óptica del láser maestro sobre el láser esclavo es necesario acoplar el campo óptico emitido por el primer láser dentro de la cavidad del segundo como se muestra esquemáticamente en la figura 25. Si se trabajara con láseres de semiconductor en “chip” se tendría que trabajar en espacio libre con montajes especiales que incluyan lentes para acoplar la luz de uno de los láseres sobre el otro. Pero si se usan láseres estándar usados para telecomunicaciones es más sencillo ya que vienen empaquetados junto con otros elementos que sirven para controlar la temperatura y la potencia emitida. Otra ventaja es que tienen “pigtail” con conector y con esto se tiene una forma más sencilla de acoplar a los dos láseres.

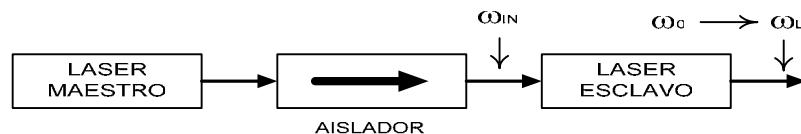


Figura 25: Esquema del encadenamiento por inyección óptica. ω_{IN} es la frecuencia del láser maestro, ω_0 la frecuencia de oscilación libre en el láser esclavo y ω_L la frecuencia del laser esclavo en estado encadenado.

Una desventaja de los láseres utilizados en telecomunicaciones es que tienen incluido siempre un aislador óptico interno con el objeto de evitar que las reflexiones causen inestabilidades. Pero como ya se vio en el capítulo anterior, no se necesita de altas tasas de inyección para lograr un rango de encadenamiento de varios cientos de megahertz. Con los aisladores ópticos integrados, cuyas magnitudes de aislamiento son de alrededor de 35 dB, es posible alcanzar un encadenamiento con dos láseres ópticos de las mismas características operando a la misma potencia. Sin embargo no sería posible alcanzar tasas de inyección relativamente altas que permitan alcanzar un nivel de inyección fuerte (mayor a -20 dB) incluso sería difícil alcanzar niveles altos dentro del nivel de inyección débil (menores pero cercanos a -30 dB).

Para la parte experimental de esta tesis se usaron dos láseres DFB modelo FU-68DF-V520M27B marca MITSUBISHI cuya longitud de onda y potencia de operación son de 1536.6 nm y 20 mW respectivamente. Estos láseres tienen un empaquetado tipo “butterfly” que incluye enfriador termoeléctrico, termistor, aislador óptico, fotodiodo y “pigtail”. En la figura 26, se muestra una vista interna de este tipo de empaquetado.

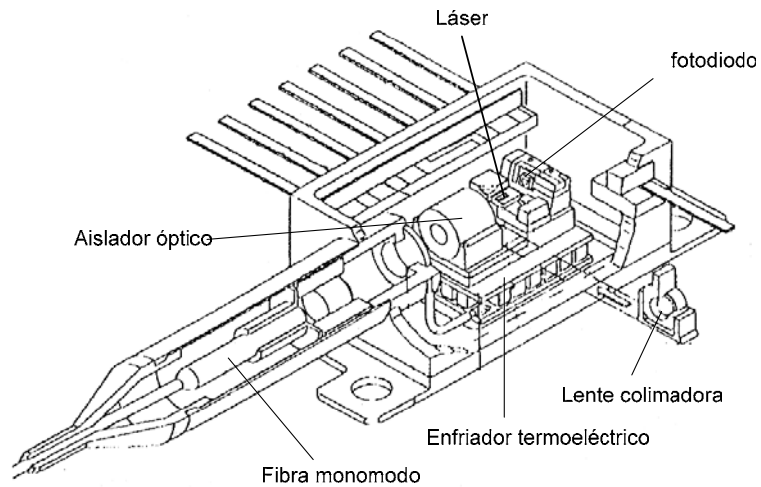


Figura 26: Empaquetado tipo "butterfly".

III.1 Diseño

Para el diseño del lazo de encadenamiento por inyección óptica se parte de que se cuenta con un láser esclavo al que se desea controlar su frecuencia de emisión por medio de la aplicación de una inyección óptica proveniente del láser maestro. Los requerimientos del diseño serán solamente el ancho de banda de encadenamiento a un determinado nivel de potencia de operación del láser esclavo, tomando la potencia de operación como la potencia que se mide a la salida del "pigtail". Y se necesita determinar cuál es la potencia a la que debe operar el láser maestro para que se logre establecer una región de encadenamiento delimitada por el ancho de banda de encadenamiento.

Un montaje típico para un lazo de encadenamiento óptico donde se utilizan láseres de semiconductor con “pigtail” es el que se muestra en la figura 27. En este tipo de montaje se utiliza un controlador de polarización para que se empate la polarización de la inyección óptica con la emisión del láser esclavo y se optimice su interacción [Troger, *et al.*, 1999]. También se agrega un circulador óptico que permite guiar la emisión del láser maestro hacia el láser esclavo y al mismo tiempo aísla el trayecto inverso. Finalmente la emisión del láser esclavo es extraída por un tercer puerto del circulador.

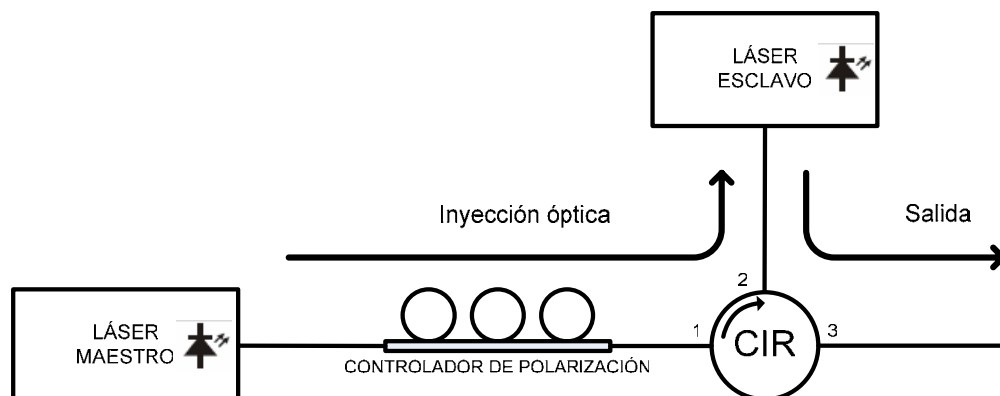


Figura 27: Esquema típico de un lazo de encadenamiento por inyección óptica usando láseres con pigtail.

III.1.1 Parámetros importantes

Para realizar los cálculos se necesita contar con varios datos extras del láser esclavo. Se necesita conocer el factor de incremento del ancho de línea, el cual es un parámetro que involucra serias dificultades como se detallará más adelante. También se necesita conocer el espaciamiento en frecuencia de los modos longitudinales; parámetro que no representa gran dificultad ya que se puede medir directamente del espectro de emisión del láser. Además se necesita conocer las pérdidas por acoplamiento de la cavidad del láser hacia la fibra óptica y el nivel de aislamiento del aislador óptico interno.

III.1.1.1 Factor de incremento del ancho de línea

Uno de los aspectos que caracterizan a los láseres de semiconductor es el factor de incremento del ancho de línea. Otros tipos de láseres tienen un factor de incremento del ancho de línea muy pequeño por lo que se desprecia. Este factor tiene influencia en características del láser como son el ancho de línea, “chirp” bajo modulación y estabilidad [Henry, 1991] y [Agrawal, 1989].

El factor de incremento del ancho de línea α , también conocido como Factor α , o Factor de Henry esta definido como la relación de las desviaciones de las partes real $\Delta n'$ e imaginaria $\Delta n''$ del índice de

refracción, como se muestra en la ecuación (66) [Henry, 1982]. Esto representa como se señaló en el capítulo anterior un acoplamiento de la fase y la ganancia a través de la variación en la densidad de portadores ya que un cambio en la densidad de portadores provoca un cambio en la ganancia (parte imaginaria del índice de refracción) pero también un cambio en la fase (parte real del índice de refracción).

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \quad (65)$$

Este parámetro del láser no es proporcionado por el fabricante así que se tendría que medir, sin embargo esto involucraría un proceso complicado. Este factor no solo depende del material del dispositivo sino también de la estructura interna y aún del punto de operación [Chlouverakis, 2005]. Es por eso que se usará un valor arbitrario que caiga dentro de los rangos típicos al hacer los cálculos. En los cálculos realizados en esta tesis se utilizó como primera opción un valor de 3 para el factor de incremento del ancho de línea que equivale a un valor dentro del rango típico para los láseres del tipo DFB MQW [Melnik, *et al.*, 2006].

III.1.1.2 Espaciamiento de los modos longitudinales

Para el cálculo de la tasa de inyección se necesita conocer el espaciamiento en frecuencia de los modos longitudinales f_d de la emisión del láser. Este parámetro depende de la longitud de la cavidad y del índice de refracción efectivo del medio amplificador y equivale al inverso del tiempo que tarda el campo óptico en dar una vuelta completa dentro de la cavidad [Siegman 1986]. Se debe tener presente que así como la frecuencia de emisión del láser sufre una desviación ligera por los cambios en los niveles de corriente y temperatura de operación también ocurren cambios ligeros en el espaciamiento de los modos longitudinales, sin embargo la proporción de esta variación es mucho menor al uno por ciento por lo que se toman como constantes.

Es fácil calcular este parámetro a partir del espectro óptico del láser donde se pueda medir la distancia entre un modo longitudinal y otro. El espectro óptico del láser que se usó como esclavo se muestra en la figura 28. De ahí se logró medir un espaciamiento de 1.15 nm en la longitud de onda de 1538nm. Este espaciamiento en longitud de onda se convierte a espaciamiento en frecuencia f_d usando las longitudes de onda de 1538 nm y la siguiente longitud de onda resonante que equivale a 1539.15 nm en la ecuación (67), donde c representa la velocidad de la luz. Haciendo el cálculo se obtiene un espaciamiento en frecuencia de 146 GHz.

$$f_d = c \cdot \left| \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right| = 146 \text{ GHz} \quad (66)$$

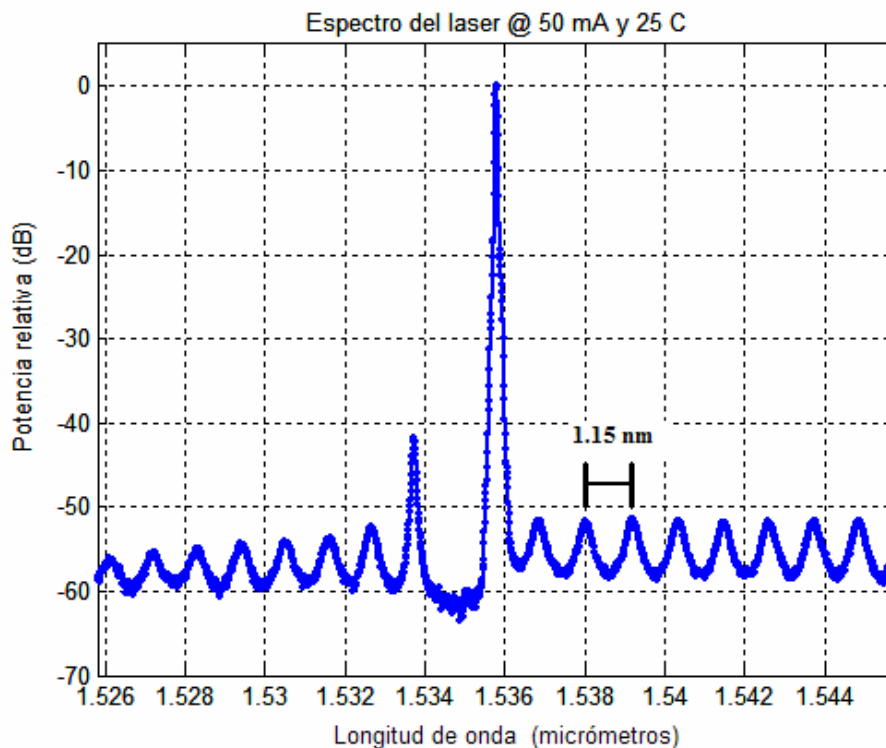


Figura 28: Espectro óptico del láser esclavo.

III.1.1.3 Tasa de inyección

La tasa de inyección ρ representa el cociente de la potencia de inyección entre la potencia dentro de la cavidad del láser esclavo y se puede calcular por medio de la ecuación (53) cuando se tengan los valores para el factor del incremento del ancho de línea, el espaciado en frecuencia de los modos longitudinales y el medio ancho de banda de encadenamiento

requerido. Despejando de (53) la tasa de inyección se obtiene (68). Tomando como requisito un medio ancho de banda de encadenamiento de 250 MHz que representa un valor ligeramente superior a la estabilidad de tiempo largo que según especificaciones darían los controladores de corriente y temperatura de los láseres y haciendo el cálculo con un valor de tres para el factor de incremento del ancho de línea se obtiene.

$$\rho = \frac{P_{in}}{\tilde{P}_0} = \left(\frac{E_m}{\tilde{E}_0} \right)^2 = \left(\frac{\omega_L}{f_d \cdot \sqrt{1 + \alpha^2}} \right)^2 = 1.15 \times 10^{-5} = -49.3 \text{ dB} \quad (67)$$

A partir de este parámetro se podrá calcular la potencia de inyección P_{in} y con ésta la potencia de emisión del láser maestro P_M . Para hacer esta conversión se necesita conocer las pérdidas por acoplamiento entre el láser maestro y el láser esclavo además de la potencia dentro de la cavidad del láser esclavo P_o .

III.1.1.4 Pérdidas por acoplamiento

En el lazo de encadenamiento por inyección óptica implementado mediante láseres con “pigtail” se deben distinguir dos tipos de pérdidas por acoplamiento. Estas pérdidas son la de la trayectoria de inyección y la de la trayectoria de salida. La trayectoria de inyección, figura 29, se puede

separar en dos secciones, la primera es una sección externa que une al “pigtail” del láser maestro con el “pigtail” del láser esclavo desde el conector C1 hasta el C2 y la segunda es una sección interna que va desde el conector C2 hasta la cavidad del láser. Para la trayectoria de salida se tiene, de la misma manera, una sección interna y otra externa, pero la que nos interesa más es la interna ya que a partir de las pérdidas en esa sección se calcula la potencia dentro de la cavidad del láser esclavo P_0 partiendo de su potencia de operación P_E .

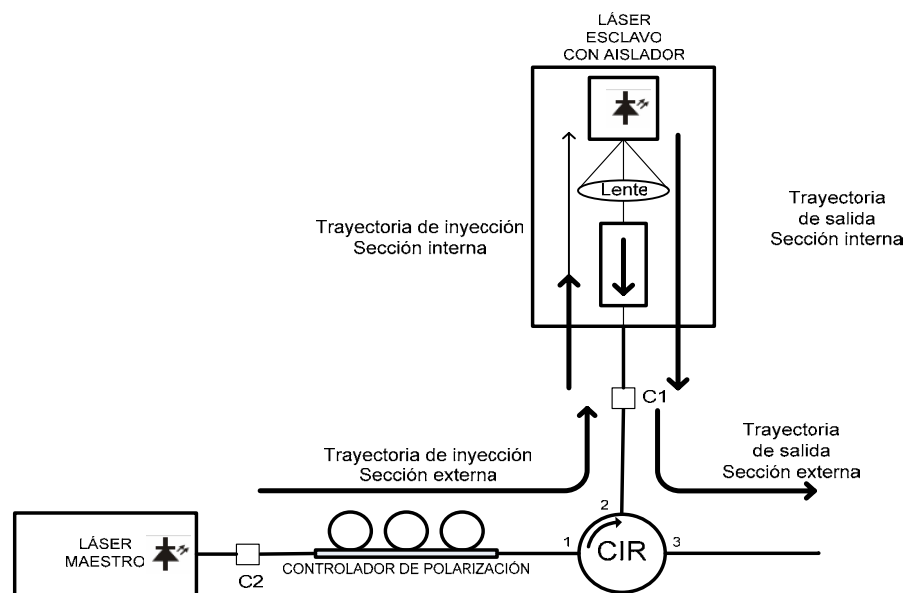


Figura 29.

Figura 29: Esquema de un lazo de encadenamiento por inyección. C1 y C2, conectores para fibra óptica; CIR circulador óptico.

Las pérdidas de la trayectoria de inyección se ocupan para calcular la potencia de operación del láser maestro necesaria para alcanzar el nivel

deseado de inyección de potencia dentro de la cavidad del láser. Las pérdidas de la trayectoria de inyección son mucho mayores debido a la presencia del aislador óptico en el empaquetado del láser esclavo el cual normalmente sobrepasa un nivel de aislamiento de 30 dB.

Para nuestro láser esclavo se supondrá una pérdida por acoplamiento en la fibra de 3 dB. También se supondrá un valor de 3 dB para las pérdidas por la inserción en la cavidad del láser. Estos son valores cercanos a los obtenidos en mediciones de laboratorio para un acoplamiento en un Amplificador Óptico de Semiconductor (AOS) [Beas Bujanos, 2003] y en un láser de semiconductor [Troger, *et al.*, 1999]. Además se tomará un nivel de aislamiento de 40 dB para el aislador óptico integrado en el encapsulado. En las especificaciones se indica un nivel de aislamiento mínimo de 35 dB así que un valor de 40 dB resulta adecuado ya que siempre se tienen mejores niveles que los valores mínimos indicados en las especificaciones. En cuanto a las pérdidas de la trayectoria externa de inyección no hay problema ya que pueden ser fácilmente medidas, pero para realizar el cálculo de ejemplo se tomará un valor de 1 dB el cual es un valor indicado en las especificaciones del circulador óptico con que se cuenta para las pérdidas por inserción.

III.1.2 Cálculo de la potencia del láser maestro

Una vez que ya se tiene la tasa de inyección ρ , se puede calcular la potencia del láser maestro P_M . Solamente basta con sumar la atenuación total de la trayectoria de inyección L_{InTot} a la potencia de inyección P_{in} . Para obtener la potencia de inyección se usa la tasa de inyección calculada antes y la potencia dentro de la cavidad del láser esclavo P_o . Y para obtener la potencia dentro de la cavidad del láser sumamos las pérdidas a la potencia de operación del láser esclavo P_E . Para completar los cálculos se supondrá una potencia de operación del láser esclavo P_E de 13 dBm que equivale a los 20 mW señalados como potencia de operación en las especificaciones del láser que se usa en la parte experimental de esta tesis.

Primero se calcula la potencia dentro de la cavidad del láser P_o sumando la potencia de operación del láser esclavo P_E y la atenuación por acoplamiento de la cavidad en la fibra L_{ac} .

$$P_o = P_E + L_{ac} = 13 \text{ dBm} + 3 \text{ dB} = 16 \text{ dBm} \quad (68)$$

Ahora con la potencia de la cavidad y la tasa de inyección se obtiene la potencia de inyección.

$$P_{in} = P_o + \rho = 16 \text{ dBm} + (-49.3 \text{ dB}) = -33.3 \text{ dBm} \quad (69)$$

Para obtener la potencia de operación del láser maestro necesitamos primero obtener las pérdidas totales de la trayectoria de inyección las cuales se han calculado en la tabla II.

Tabla II: Cálculo de la atenuación total de la trayectoria de inyección.

Parámetro	Decibeles
Atenuación de la trayectoria de inyección externa L_{InExt}	1
Aislador óptico L_{AO}	40
Perdidas por inserción en la cavidad L_{Ins}	3
Atenuación total de la trayectoria de inyección L_{InTot}	44

Finalmente la potencia de operación del láser maestro es de

$$P_M = P_{in} + L_{InTot} = -33.3 \text{ dBm} + 44 \text{ dB} = 10.6 \text{ dBm} \quad (70)$$

Que equivale a una potencia de 11.5 mW.

III.2 Caracterización

Para caracterizar el lazo de encadenamiento por inyección óptica se necesita medir la desviación de frecuencia del láser esclavo con respecto a

la frecuencia del láser maestro, primero sin la aplicación de la inyección óptica y después aplicándola.

Para medir la desviación de frecuencia se usa principalmente la técnica de detección homodina donde una porción del haz del láser maestro se usa como oscilador local [Kobayashi y Kimura, 1980] y [Mogensen, *et al.*, 1985]. De esta manera, el esquema para la caracterización del lazo de encadenamiento por inyección óptica queda de la forma como se muestra en la figura 30. En la figura se puede ver que en la trayectoria que conduce el haz del oscilador local se ha agregado tramo de diez metros. Este tramo se agregó para igualar las longitudes de las trayectorias de inyección y de oscilador local y con esto evitar que las mediciones fueran alteradas por la pérdida de coherencia temporal.

En el banco experimental se usó un analizador de espectros ópticos HP 70951B con resolución de 0.08 nm, un analizador de espectros eléctrico TEKTRONIX 2792 con un ancho de banda de 21 GHz, un osciloscopio TEKTRONIX TDS 430 con ancho de banda de 400 MHz y como fotodetector un convertidor de espectro óptico a eléctrico ANGILENT 11982 de 15 GHz de ancho de banda.

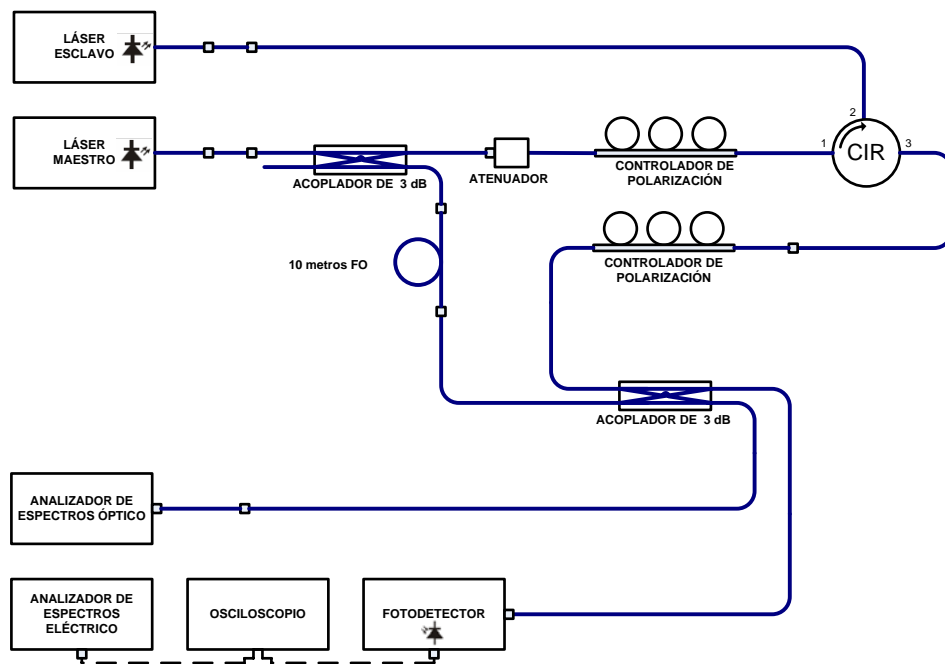


Figura 30: Esquema para la caracterización del lazo de encadenamiento por inyección óptica. CIR circulador óptico.

III.2.1 Criterios para medir el ancho de banda de encadenamiento

En todos los casos el criterio que se utiliza para determinar si hay encadenamiento es la medición de intensidad de las espurias. En este caso se le llama espurias a las intensidades ópticas que no se encuentran en la frecuencia del láser maestro.

El peor de los casos es cuando la desviación de frecuencia entre el láser maestro y el láser esclavo es mucho mayor al ancho de banda de

encadenamiento o cuando la potencia de inyección es cero. En este caso se tendrá el máximo nivel de potencia, medido en el analizador de espectros eléctrico, a una frecuencia que equivale a la diferencia de frecuencia de oscilación libre de los dos láseres. En estas condiciones se observaría un espectro como el que se muestra a la izquierda de la figura 31.

Conforme se vaya disminuyendo la diferencia de frecuencia, bajo un nivel de inyección de potencia constante pero diferente de cero, esa potencia espuria irá disminuyendo hasta terminar por desaparecer. Lo mismo sucedería si, manteniéndose constante la desviación de frecuencia de oscilación libre de los láseres, se fuera incrementando la potencia de inyección óptica. Una situación donde la potencia de las espurias ha decaído considerablemente se muestra en la figura 31, en el espectro de la derecha. En esta figura también se puede apreciar la formación de armónicos que encontramos cuando estamos alrededor de los límites de la región de encadenamiento.

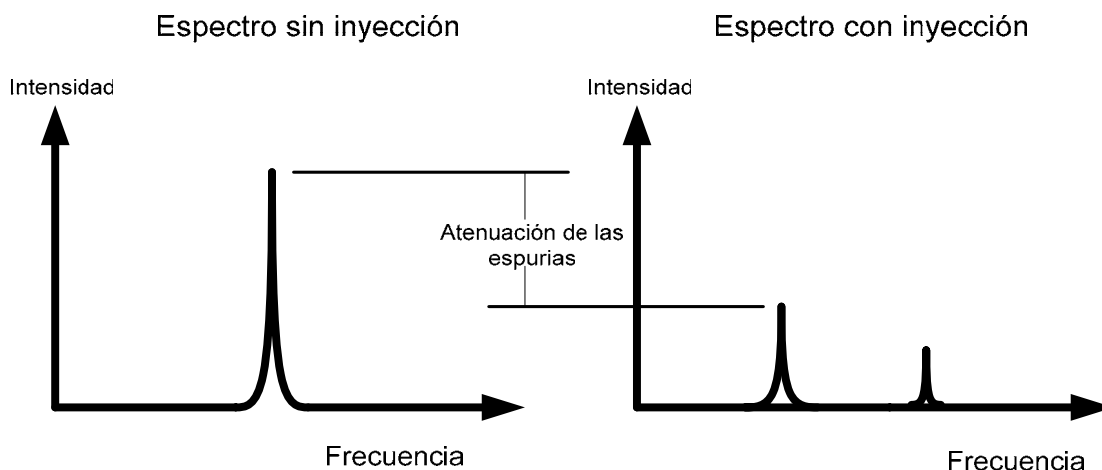


Figura 31: Medición de la atenuación de las espurias como criterio para determinar el ancho de banda de encadenamiento.

Dentro de la literatura se han tomado diferentes niveles de atenuación de las espurias para determinar los límites de la región de encadenamiento, se ha tomado la supresión completa de las espurias [Kobayashi y Kimura, 1981], la atenuación de tres decibeles [Mogensen, *et al.*, 1985] y la atenuación de 20 dB [Hui, *et al.*, 1991]. En las mediciones del ancho de banda de encadenamiento que se hacen en esta tesis se toma como criterio la atenuación de 20 dB.

III.2.2 Caracterización de los láseres

Para la caracterización del lazo de encadenamiento por inyección óptica se necesita ajustar de manera muy precisa la frecuencia del láser maestro o del láser esclavo para obtener diferentes desviaciones de frecuencia entre

ambos láseres. Además se deben ajustar las potencias de operación de ambos láseres para obtener la tasa de inyección deseada. Es por eso que se necesita caracterizar estos parámetros.

III.2.2.1 Caracterización de la frecuencia de emisión

Dado que los láseres que se usarán no son sintonizables, se manejará la temperatura como medio para variar la frecuencia de emisión de este láser. Sin embargo, es muy difícil sintonizar de manera precisa la frecuencia de emisión del láser ajustando solamente la temperatura así que se usa como ajuste fino a la corriente de operación. Es por esto que se requiere caracterizar la dependencia de la frecuencia de emisión del láser maestro contra la temperatura, figura 32, y también contra la corriente de operación, figura 33.

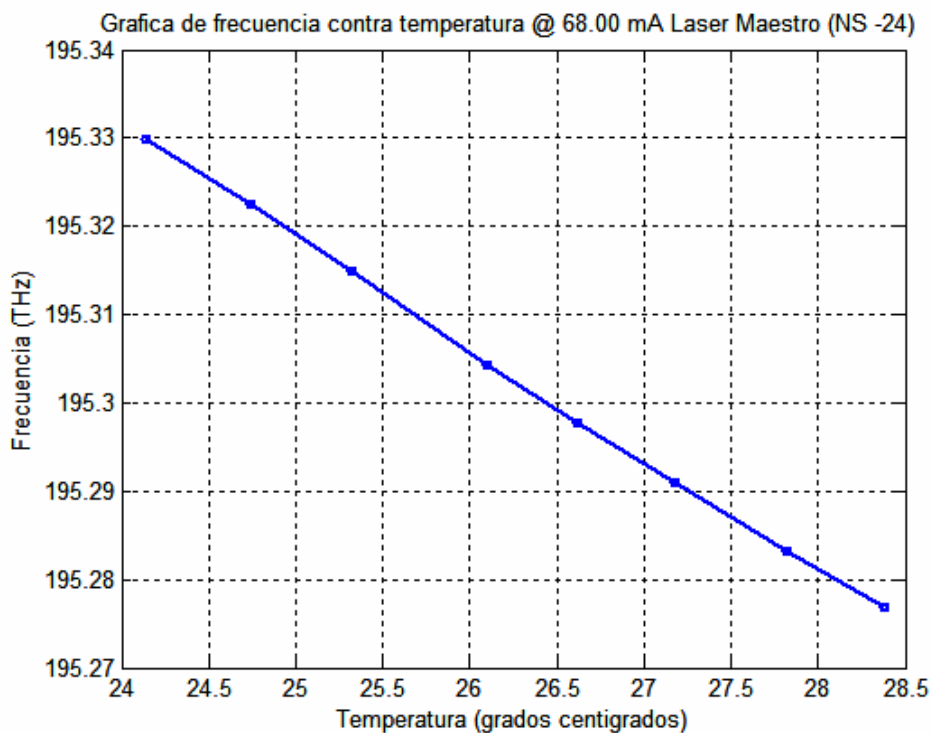


Figura 32: Caracterización del láser maestro. Dependencia de la frecuencia contra la temperatura.

Las gráficas presentadas en las figuras 32 y 33 fueron obtenidas de mediciones de la longitud de onda con el analizador de espectros óptico y haciendo la conversión a frecuencia. En estas graficas se puede apreciar que existe una dependencia casi lineal de la frecuencia con respecto a la temperatura y también con respecto a la corriente de operación.

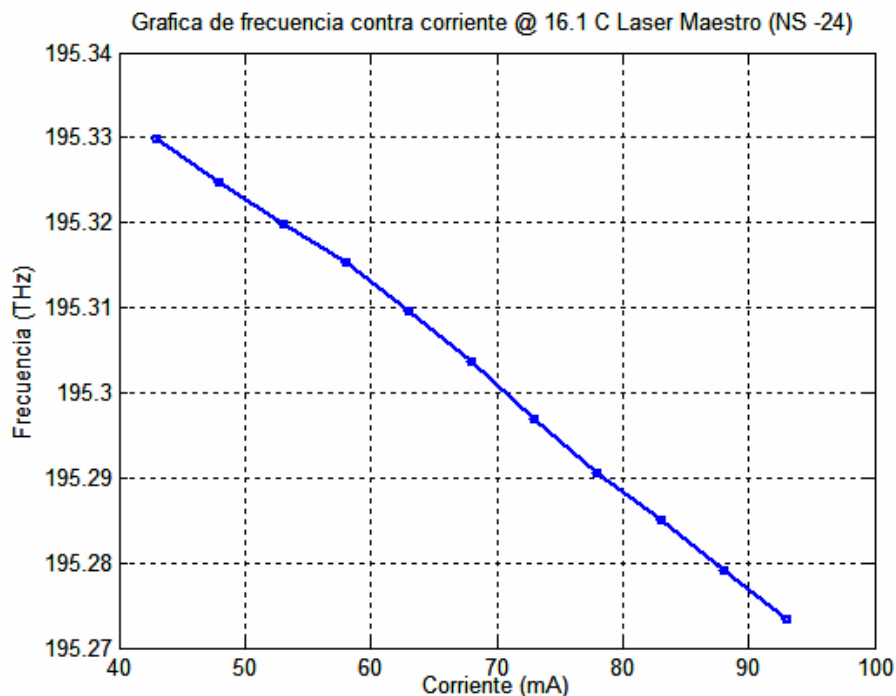


Figura 33: Caracterización del láser maestro. Dependencia de la frecuencia contra la corriente de inyección.

Haciendo una regresión lineal de las mediciones se obtiene una dependencia de la desviación de frecuencia contra la temperatura y contra la corriente de inyección de $-12.57 \text{ GHz}/^{\circ}\text{C}$ y $-1.15 \text{ GHz}/\text{mA}$ respectivamente. Estos resultados nos servirán para hacer el primer ajuste de la frecuencia de operación de los láseres pero el método no es exacto debido a que la relación que tenemos cambia dependiendo del punto de operación donde se caracterizó esta dependencia y porque los controladores de la corriente y la temperatura del láser tienen un límite en la exactitud.

III.2.2.2 Caracterización de la potencia de operación

Al caracterizar el lazo de encadenamiento por inyección óptica se deben establecer diferentes tasas de inyección óptica para luego medir el ancho de banda de encadenamiento para cada una de esas tasas. Este ajuste de la tasa de inyección se puede conseguir de dos maneras, variando la atenuación de la trayectoria de inyección o variando las potencias de operación de los láseres. En este experimento se aplican los dos técnicas por eso se ha incluido en el diagrama esquemático, figura 30, un atenuador en la trayectoria de inyección. Pero también se necesita variar la potencia de operación de los láseres para aumentar el rango en que se puede variar la tasa de inyección. Por eso se necesita caracterizar la dependencia de la potencia óptica de los láseres contra la corriente de operación, figura 34, para esto se usó un medidor de potencia óptica marca HP modelo 8153A. Sin embargo, estos datos sirven para tener una idea de la potencia que se tiene a con una determinada corriente de operación del láser pero al caracterizar el lazo de encadenamiento por inyección óptica se hacen las mediciones de potencia para el punto de operación establecido. Una razón extra para no usar los resultados de la caracterización de los láseres es que la potencia de operación también varía ligeramente al modificar la temperatura de operación.

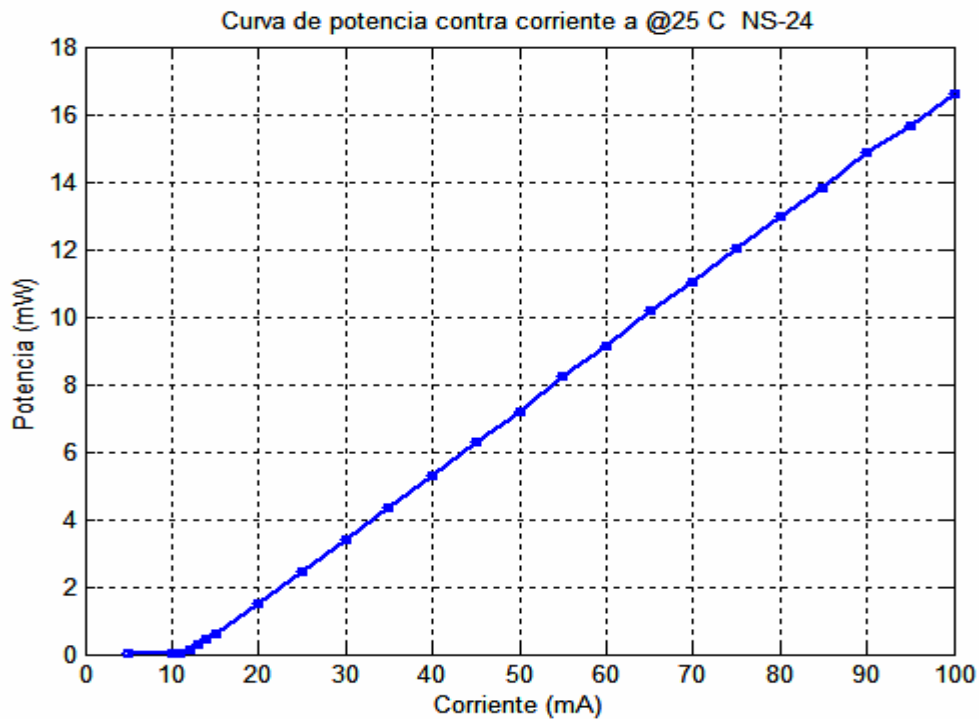


Figura 34: Gráfica de la potencia contra la corriente del láser maestro a una temperatura de 25 °C.

III.2.3 Ajuste del punto de operación

Para ajustar correctamente la desviación de frecuencia, para cada punto de operación, se bloquea la inyección óptica aplicada al láser esclavo desconectando, del puerto 1 del circulador, al controlador de polarización localizado en la trayectoria de inyección. La desviación de frecuencia entre el láser esclavo y láser maestro se mide en el analizador de espectros eléctrico mediante la detección heterodina.

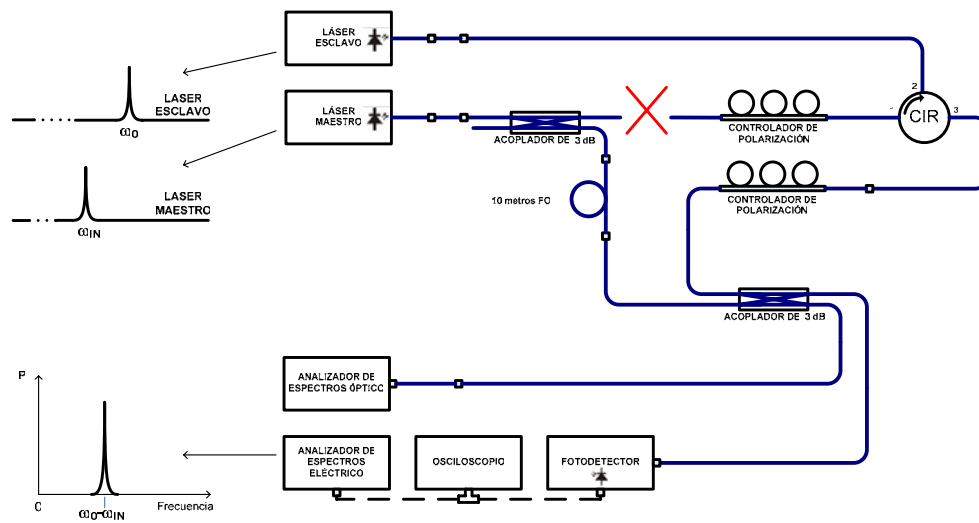


Figura 35: Bloqueo de la trayectoria de inyección durante el ajuste del punto de operación.

Cada punto de operación se logra ajustando la temperatura para que, con los niveles de corriente necesarios para alcanzar una determinada potencia de salida, se tenga la misma frecuencia en ambos láseres. Después, solamente se varía la corriente del láser maestro para cambiarle su frecuencia y con esto la desviación de frecuencia entre los dos láseres.

La variación de la frecuencia contra la corriente es de -1.15 GHz/mA pero este dato solo sirve para calcular el valor de corriente aproximado que se necesita para alcanzar la frecuencia que se requiere. El ajuste final de la desviación de frecuencia se hace midiendo dicha desviación en el analizador de espectros eléctrico con la trayectoria de inyección abierta.

Existirá una cierta incertidumbre en las mediciones del ancho de banda de encadenamiento ya que el ajuste de la desviación en frecuencia

para cada punto de operación no es exacto porque depende de la estabilidad de las fuentes de corriente y controladores de temperatura de los láseres.

En el montaje experimental para la caracterización del lazo de encadenamiento por inyección óptica, figura 30, se usaron...

Para el láser esclavo:

Una fuente de corriente THORLABS LDC500 con fluctuaciones en tiempo corto (15 s) de menos de 20 μA , ruido de 5 μA , oscilaciones de 2 μA , transitorios de 25 μA y una desviación (para más de 30 min) de 50 μA , tomando como variación efectiva para unos cuantos minutos un valor de 50 μA equivale a una variación de ± 57.5 MHz

Un controlador de temperatura TEC 2000 con estabilidad de 2 Ω que equivale a una máxima variación de 0.006 $^{\circ}\text{C}$ para temperaturas menores de 30 $^{\circ}\text{C}$. Esta variación máxima en temperatura provoca una desviación de frecuencia de ± 75 MHz

Y para el láser maestro:

Un controlador de láser ILX-LIGHTWAVE LDC 3724B cuya estabilidad de temperatura es de 0.004 $^{\circ}\text{C}$ que equivale a una desviación de frecuencia de ± 50 MHz. Y en cuanto a la estabilidad de la corriente se tiene un nivel de ruido de 2 μA , un nivel de oscilaciones de 2 μA y una estabilidad de tiempo corto de 20 ppm (equivale a 2 μA @ 100 mA) en suma tomando una variación máxima en la corriente se tiene 6 μA que equivalen a aproximadamente ± 7 MHz.

Tabla III: Estabilidades de los controladores de los láseres.

Controlador	Estabilidad	Equivalencia en frecuencia
THORLABS LDC500 Corriente del láser maestro	50 μ A	± 57.5 MHz
THORLABS TEC 2000 Temperatura del láser maestro	0.006 $^{\circ}$ C	± 75 MHz
ILX-LIGHTWAVE LDC 3724B Corriente y temperatura del láser esclavo	6 μ A y 0.004 $^{\circ}$ C	± 7 MHz ± 50 MHz

Aunque, basándose en las especificaciones mostradas en la tabla III, parece que las inestabilidades en frecuencia superan fácilmente los ± 100 MHz, durante las mediciones se observó que las variaciones de corto tiempo (durante menos de 5 minutos) no superaron los ± 50 MHz.

III.2.4 Medición del ancho de banda de encadenamiento

Se caracterizó el lazo de encadenamiento en tres niveles de potencia del láser esclavo manteniendo constante la potencia del láser maestro, salvo pequeñas variaciones para el ajuste fino de la desviación de frecuencia. Los puntos de operación del láser esclavo se seleccionaron de manera arbitraria cuidando que se tuvieran un valor bajo, un valor intermedio y otro alto dentro del rango de potencia de operación pero sin acercarse tanto

a la máxima potencia para alargar la vida del dispositivo. Los puntos de operación se seleccionaron en base a la corriente de inyección. La magnitud de la corriente del láser esclavo fue de 15, 60 y 100 miliamperes para el primero, segundo y tercer punto de operación mientras que para el láser maestro fue de alrededor de 100 miliamperes en los tres puntos de operación. A cada uno de estos puntos de operación se les denominó 100-15, 100-60 y 100-100 haciendo referencia a las corrientes en el láser maestro y en el láser esclavo.

Para cada punto de operación del lazo de encadenamiento óptico se midió la atenuación de las espurias. Se observó el espectro eléctrico fotodetectado por un período de un minuto y se registró el menor valor de atenuación de las espurias observado durante ese período de tiempo. Se tomó un período de tiempo para la observación del espectro ya que como se mencionó en la sección III.2.3 la frecuencia de los láseres tiene variaciones en el tiempo debido a los límites de estabilidad en los controladores y se trató de tomar ese efecto en las mediciones.

Para cada punto de operación se presenta una gráfica de resultados de la medición de la atenuación de las espurias con cinco curvas cada una. Estas curvas corresponden a las mediciones con las atenuaciones extras en la trayectoria de inyección de 3.11, 5.17, 10.35 y 20.06 dB y también sin atenuación extra. En este esquema, la atenuación de la trayectoria de inyección externa fue de 4 dB. Procediendo como en la sección III.2.1

Calculo de la potencia del láser maestro, específicamente como se muestra en la tabla II: Cálculo de la atenuación total de la trayectoria de inyección se obtiene una atenuación total de la trayectoria de inyección de 47 dB.

Para cada curva se hizo un barrido de la frecuencia del láser maestro de tal manera que alcanzará una máxima desviación de la frecuencia del láser esclavo de ± 1.8 GHz en incrementos de 100 MHz.

III.2.4.1 Punto de operación 100-15

El primer punto de operación fue para una corriente de 15 mA en el láser esclavo, que es alrededor de 1.5 veces la corriente de umbral. Los niveles de corriente, potencia y temperatura para ambos láseres se muestran en la tabla IV y el cálculo de la tasa de inyección en las tablas V y VI. Las gráficas de las mediciones de las atenuaciones en las espurias para los diferentes niveles de atenuación extra en la trayectoria de inyección externa se presentan en la figura 36.

Tabla IV: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo para el punto de operación 100-15.

Láser	Potencia (dBm)	Corriente (mA)	Temperatura (°C)
Maestro	12.54	99.89	18.9
Esclavo	-3.87	15.00	28.2

Tabla V: Calculo de la tasa de inyección para el punto de operación 100-15

Parámetro	dBm	dBm
Potencia del láser maestro P_M	12.54	8.54
Pérdidas de la trayectoria de inyección externa L_{InExt}	-4	
Potencia de inyección en el conector del pigtail del láser esclavo P_{InPig}	8.54	
Aislador óptico	-40	-43
Pérdidas por inserción en la cavidad	-3	
Pérdidas de la trayectoria de inyección interna L_{InInt}	-43	
Potencia de inyección en la cavidad del láser esclavo P_{In}		-34.46
Potencia de operación del láser esclavo P_E	-3.87	
Pérdidas por acoplamiento en fibra	-(3)	
Potencia dentro de la cavidad del láser esclavo P_O	-0.87	-(-0.87)
Tasa de inyección ρ		-33.59

Tabla VI: Tasa de inyección para atenuaciones extras en la trayectoria de inyección.

Atenuación Extra (dB)	3.11	5.17	10.35	20.06
Tasa de inyección (dB)	-36.70	-38.76	-43.94	-53.65

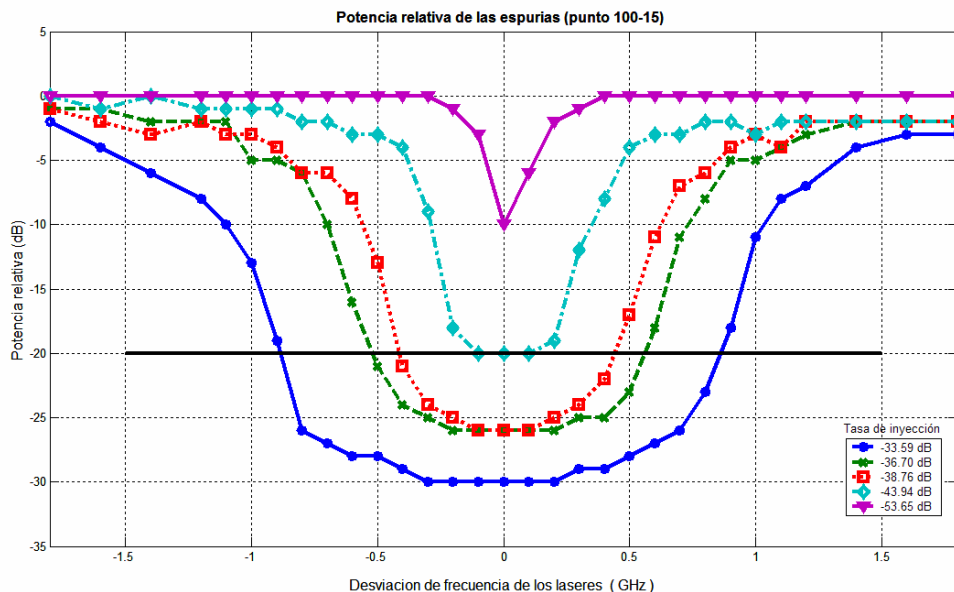


Figura 36: Atenuación de las espurias para el punto de operación 100-15.

Observando las gráficas de la atenuación de las espurias de la figura 36 y tomando como criterio para determinar el ancho de banda de encadenamiento la atenuación de 20 dB en las espurias, se tiene un ancho de banda de encadenamiento de 1.7 GHz, 1.1 GHz, 0.7 GHz, 0.2 GHz y 0 Hz para los niveles de atenuación de 0, 3, 5, 10 y 20 dB respectivamente.

En la tabla VII se muestran los anchos de banda de encadenamiento medidos junto a los valores calculados.

Tabla VII: Anchos de banda de encadenamiento experimentales y teóricos para el punto 100-15.

Tasa de inyección (dB)	Ancho de banda experimental (GHz)	Ancho de banda teórico (GHz)
-41.33	1.7	3.07
-44.44	1.1	2.15
-46.50	0.7	1.70
-51.68	0.2	0.93
-61.39	0	0.31

III.2.4.2 Punto de operación 100-60

El segundo punto de operación fue para una corriente de operación del láser esclavo de 60 mA, que es alrededor de 6 veces la corriente de umbral. Los niveles de corriente, potencia y temperatura para ambos láseres se muestran en la tabla VIII y el cálculo de la tasa de inyección en las tablas IX y X. En la tabla IX ya se tomó directamente el valor de la potencia de inyección calculada para el punto 100-15 ya que la potencia del láser maestro se mantuvo constante. Finalmente las gráficas de las mediciones de las atenuaciones en las espurias para los diferentes niveles de atenuación extra en la trayectoria de inyección externa se presentan en la figura 37.

Tabla VIII: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo para el punto de operación 100-60.

Láser	Potencia (dBm)	Corriente (mA)	Temperatura (°C)
Maestro	12.54	99.91	18.9
Esclavo	8.45	60.00	25.0

Tabla IX: Calculo de la tasa de inyección para el punto de operación 100-60

Parámetro	dBm	dBm
Potencia de inyección en la cavidad del láser esclavo P_{In}		-34.46
Potencia de operación del láser esclavo P_E	8.45	
Pérdidas por acoplamiento en fibra	-(-3)	
Potencia dentro de la cavidad del láser esclavo P_O	11.45	-11.45
Tasa de inyección ρ		-45.91

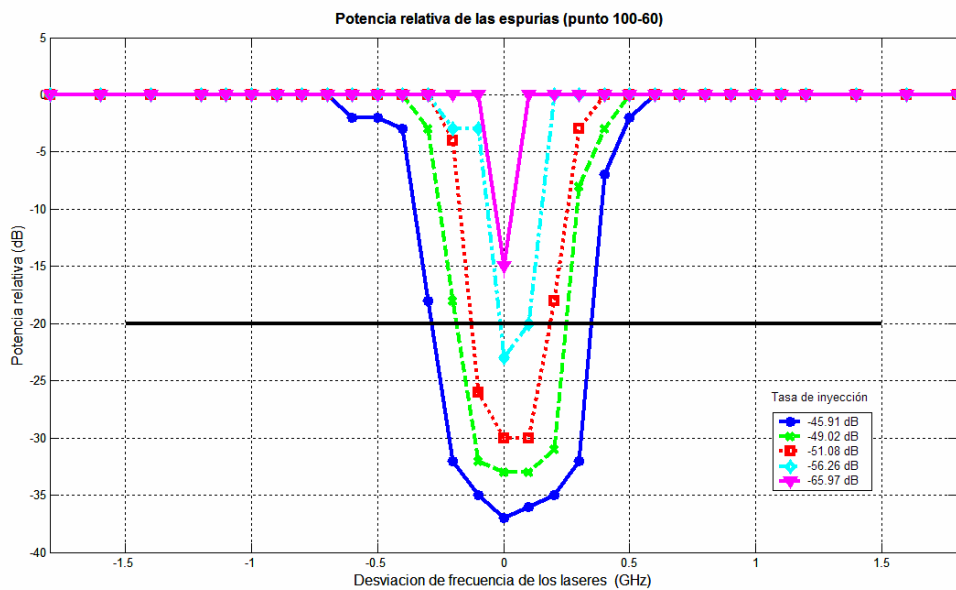


Figura 37: Atenuación de las espurias para el punto de operación 100-60.

Tomando como estado encadenado cuando se tiene un rechazo de 20 dB a las espurias se tendría un ancho de banda de encadenamiento de 0.7 GHz, 0.4 GHz, 0.3 GHz, 0.1 GHz y 0 Hz para los niveles de atenuación de 0, 3, 5, 10 y 20 dB respectivamente.

En la tabla X se muestran los anchos de banda de encadenamiento medidos junto a los valores calculados.

Tabla X: Anchos de banda de encadenamiento experimental y teórico para el punto 100-60.

Tasa de inyección (dB)	Ancho de banda experimental (GHz)	Ancho de banda teórico (GHz)
-45.91	0.7	0.74
-49.02	0.4	0.52
-51.08	0.3	0.41
-56.26	0.1	0.22
-65.97	0	0.07

III.2.4.3 Punto de operación 100-100

El tercer punto de operación fue para una corriente de operación del láser esclavo de 100 mA, que es alrededor de 10 veces la corriente de umbral. Los niveles de corriente, potencia y temperatura para ambos láseres se muestran en la tabla IV.

Tabla XI: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo para el punto de operación 100-100.

Láser	Potencia (dBm)	Corriente (mA)	Temperatura (°C)
Maestro	12.54	99.94	18.9
Esclavo	12.10	99.99	20.4

Tabla XII: Calculo de la tasa de inyección para el punto 100-100

Parámetro	dBm	dBm
Potencia de inyección en la cavidad del láser esclavo P_{In}		-34.46
Potencia de operación del láser esclavo P_E	12.10	
Pérdidas por acoplamiento en fibra	-(-3)	
Potencia dentro de la cavidad del láser esclavo P_O	15.10	-15.10
Tasa de inyección ρ		-49.56

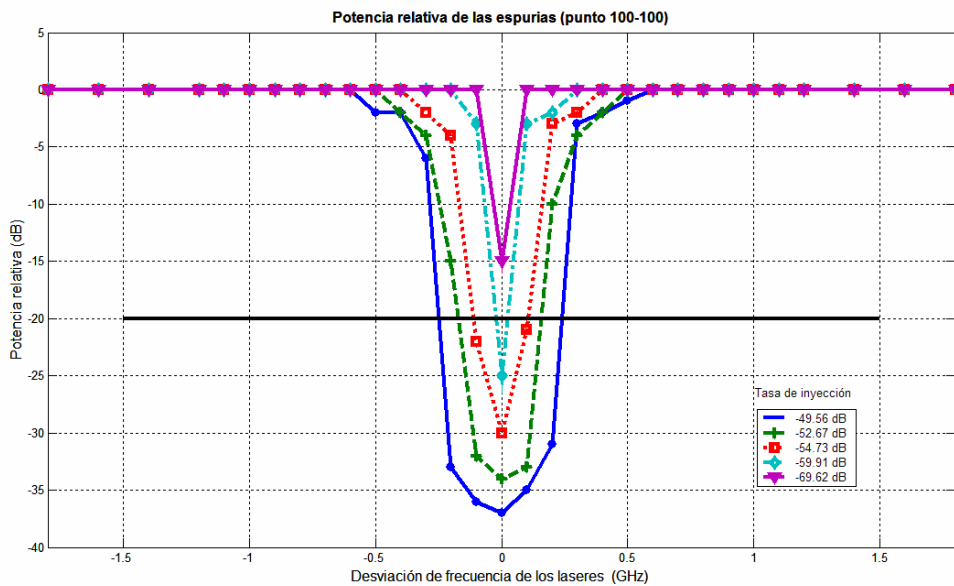


Figura 38: Atenuación de las espurias para el punto de operación 100-100.

Tomando como estado encadenado cuando se tiene un rechazo de 20 dB a las espurias se tendría un ancho de banda de encadenamiento de 0.5 Ghz, 0.3 Ghz, 0.2 GHz, 0.05 GHz y 0 Hz para los niveles de atenuación de 0, 3, 5, 10 y 20 dB respectivamente.

En la tabla XIII se muestran los anchos de banda de encadenamiento medidos junto a los valores calculados.

Tabla XIII: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo.

Tasa de inyección (dB)	Ancho de banda experimental (GHz)	Ancho de banda teórico (GHz)
-49.56	0.5	0.49
-52.67	0.3	0.34
-54.73	0.2	0.27
-59.91	0.05	0.15
-69.62	0	0.05

III.3 Análisis de resultados

De los resultados obtenidos se puede ver que solamente en el primer punto de operación denominado 100-15 se tuvo una fuerte discrepancia entre el valor teórico con respecto al experimental. Una explicación de esto es que el factor de incremento del ancho de línea es menor para niveles de

potencia pequeños que para niveles de potencia grandes como lo mostró Govind P. Agrawal [Agrawal, 1989]. Si se usa un factor de incremento del ancho de línea de 1.75 para calcular el ancho de banda de encadenamiento se obtiene un ancho de banda de encadenamiento teórico acorde con las mediciones.

Para poder comparar las mediciones de la variación del ancho de banda de encadenamiento en los tres puntos de operación del láser esclavo se hace una normalización de la variación del ancho de banda de encadenamiento con respecto al máximo valor obtenido para cada punto, el cual corresponde al caso de cero atenuación extra en la trayectoria de inyección. Lo mismo se hizo para la variación de la tasa de inyección. Las gráficas de los resultados normalizados se muestran en la figura 39.

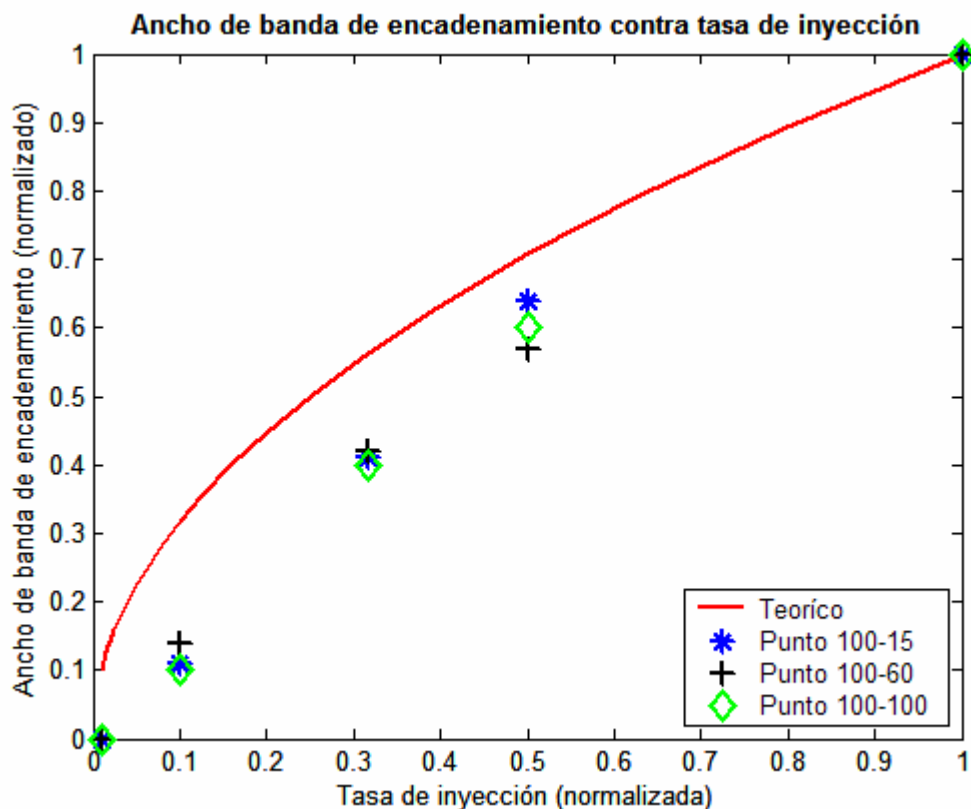


Figura 39: Comparación de la disminución del ancho de banda de encadenamiento para los tres puntos de operación y la variación teórica.

En esta gráfica se puede observar que la tendencia es, en los tres puntos de operación, la reducción del ancho de banda de encadenamiento al disminuir la tasa de inyección. Sin embargo los puntos de medición tienen una reducción mayor en el ancho de banda de encadenamiento que los aleja del comportamiento teórico. La explicación de este hecho es que debido a que la estabilidad de la frecuencia de emisión de los láseres no es lo suficientemente buena para hacer mediciones con una precisión mayor a

100 MHz y como las mediciones se tomaron para incluir este efecto, se provoca que los anchos de banda de encadenamiento se reduzcan en esa misma proporción. De esta forma el error será mayor para mediciones de ancho de banda pequeños como se muestra claramente en la gráfica.

IV. APLICACIONES DEL ENCADENAMIENTO POR INYECCIÓN ÓPTICA.

Son muchas las aplicaciones que tiene el encadenamiento por inyección óptica pero aquí se presentaran solo algunas. En todos los casos se mostrarán resultados experimentales que se obtuvieron en laboratorio. Básicamente se presentaran las aplicaciones en la mejora de los parámetros del láser, la transmisión de señales de radio sobre fibra y sensores de fibra óptica basados en la dispersión de Brillouin.

IV.1 Mejora en los parámetros de emisión del láser

Con el encadenamiento por inyección óptica se pueden corregir, o mejorar algunos parámetros de la emisión de láseres. En los láseres de alta potencia se pueden corregir las alteraciones de la polarización, la frecuencia y la estabilidad del modo longitudinal provocadas por los altos gradientes de temperatura en el interior de la cavidad [Frede, *et al.*, 2004]. En el caso de láseres de baja potencia del tipo Fabry-Perot se mejora el rechazo a los modos laterales y se evita los saltos entre los modos longitudinales figura 40. En un láser que oscile en un modo longitudinal se puede disminuir el “chirp” lo cual permitiría alcanzar una modulación AM pura [Thévenaz, *et*

al., 2004] aunque para lograrlo se necesita llegar al régimen de encadenamiento por inyección fuerte. Incluso es posible mejorar el ancho de línea del láser al usar un láser maestro de ancho de línea menor [Gallion, 1986].

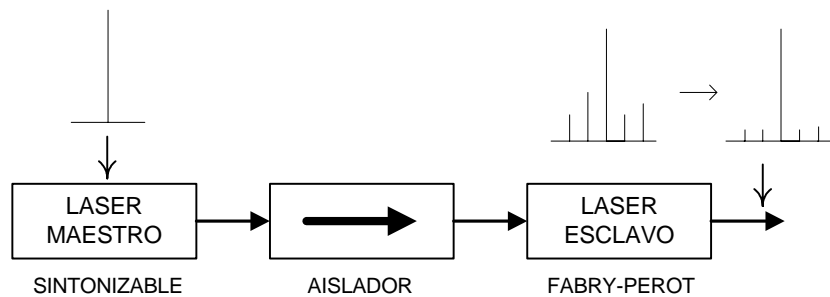


Figura 40: Mejora del rechazo a los modos laterales en láseres tipo Fabry-Perot inyectados por un láser monomodo.

Como parte experimental de la aplicación a la mejora en los parámetros del láser se realizó un montaje para la observación de la mejora en el rechazo a los modos laterales en un láser Fabry-Perot y trabajando con el lazo diseñado y caracterizado se demostró la reducción del ancho de línea del láser esclavo.

IV.1.1 Rechazo a los modos laterales en un láser Fabry-Perot

Se inyectó un láser de semiconductor tipo Fabry-Perot con pigtail LPS-SMF28-1550-FC de THORLABS con un haz proveniente de un láser

sintonizable TUNICS-PURITY de NETTEST. El esquema del montaje se muestra en la figura 41.

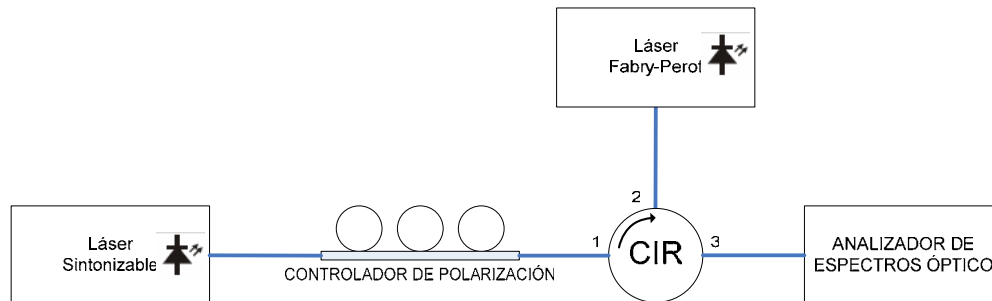


Figura 41: Esquema del montaje para observación de la mejora al rechazo de los modos longitudinales laterales.

La potencia de operación del láser FP es de 2 mW pero en este experimento se trabajó con una potencia de 1 mW (0 dBm). El espectro del láser FP a este nivel de potencia y con una temperatura de 25 °C se muestra en la figura 42a.

Al aplicarse una potencia óptica de inyección de -10dBm, medida en la entrada del "pigtail" del láser FP, se logra disminuir la amplitud de las oscilaciones de los modos laterales residuales hasta por 15 dB.

Una explicación sencilla, y sin profundizar, de este fenómeno es que al inyectar ópticamente al láser FP en la frecuencia del modo longitudinal dominante se favorece aun más la oscilación en éste modo, aumentando con esto ligeramente la potencia en esa frecuencia. Este ligero aumento en la potencia del modo dominante hace que la ganancia del medio amplificador

disminuya evitando con esto las oscilaciones de los modos laterales residuales.

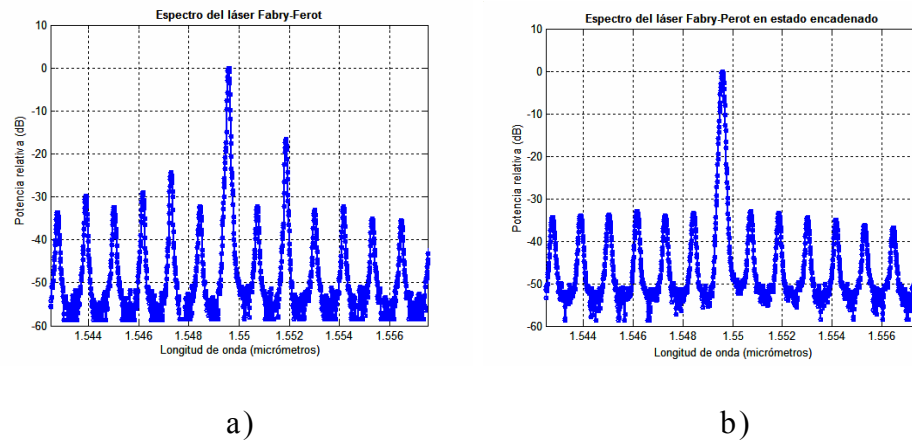


Figura 42: Espectro del láser FP. a) Sin inyección óptica. b) Con una inyección óptica de -10 dBm en el conector del "pigtail".

IV.1.2 Reducción de ancho de línea

El ancho de línea del láser es un parámetro muy importante ya que determina la pureza de la frecuencia a la que emite. Resulta de suma importancia en comunicaciones ópticas coherentes donde el esquema de modulación de fase es el preferido. Ahí, el ancho de línea oculta la información que cae dentro su espectro [Arvizu, 2005]. En el área de sensores muchas veces se requiere de fuentes ópticas con una alta coherencia temporal que solo es posible si el ancho de línea es pequeño [Vassili, 2006].

Se utilizó el lazo de encadenamiento diseñado e implementado con los niveles potencia, corriente y temperatura mostrados en la tabla XIV. Para medir el ancho de línea es posible aplicar la técnica auto-homodina con retardo usando un interferómetro [Pacheco Cabrera, 2002]. En este experimento se usó un interferómetro de fibra óptica marca ANGILENT modelo 11980A, un fotodetector de THORLABS modelo SIR-5 y un analizador de espectros, redes e impedancias de ANGILEN modelo 4395A a una resolución de 3 kHz y una premediación de 10 trazos.

En la figura 43 se muestran los espectros del láser maestro y del láser esclavo en estado encadenado y en oscilación libre en las curvas inferior, central y superior respectivamente donde se puede apreciar claramente la fuerte reducción en el ancho de línea del láser esclavo cuando se tiene el encadenamiento por inyección óptica. El ancho de línea a 10 dB, medido experimentalmente, se reduce de 62 MHz a aproximadamente 2 MHz.

Tabla XIV: Corriente, potencia y temperatura de operación del láser maestro y láser esclavo para la aplicación a la reducción del ancho de línea.

Láser	Potencia (dBm)	Corriente (mA)	Temperatura (°C)
Maestro	16.6	110.0	21.1
Esclavo	-3.8	15.0	26.8

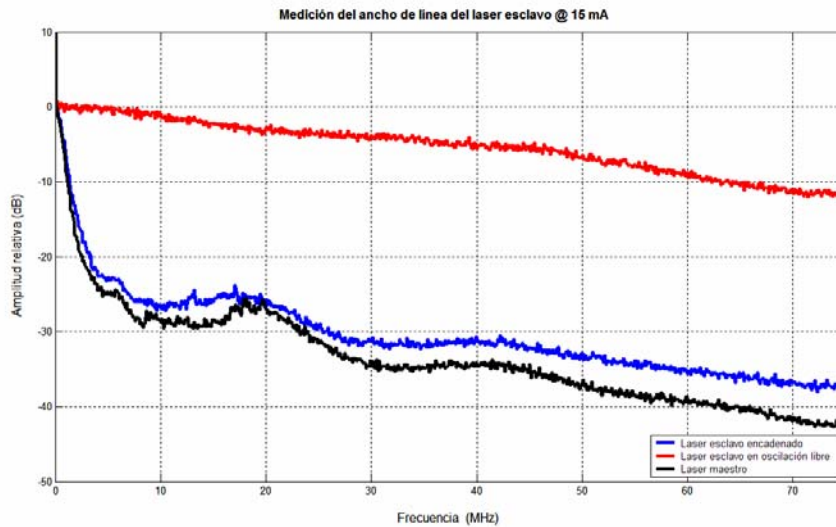


Figura 43: Reducción del ancho de línea del láser esclavo.

IV.2 Tecnología de radio sobre fibra

El empleo de la fibra óptica para transportar señales de RF resulta conveniente en los enlaces de la oficina central a las estaciones base en los sistemas celulares debido a que reduce la cantidad de equipo necesario en las múltiples estaciones base. Básicamente se puede prescindir de moduladores y demoduladores en las estaciones base ya que las señales se envían en la frecuencia correcta para transmitir. Así que la señal a transmitir se obtiene directamente en la fotodetección. Además, en interiores de edificios resulta útil para distribuir las señales de RF de mayor capacidad que requieren portadoras de alrededor de 50 GHz las cuales no pueden atravesar las paredes [Ng'oma, 2005].

IV.2.1 Generación de señales de microondas y milimétricas.

El encadenamiento por inyección óptica puede ser aplicado para generar las portadoras de RF en el espectro de las microondas y también en las ondas milimétricas. Para generarlas se puede usar un generador de menor frecuencia en un esquema de encadenamiento en armónicos superiores, figura 44.

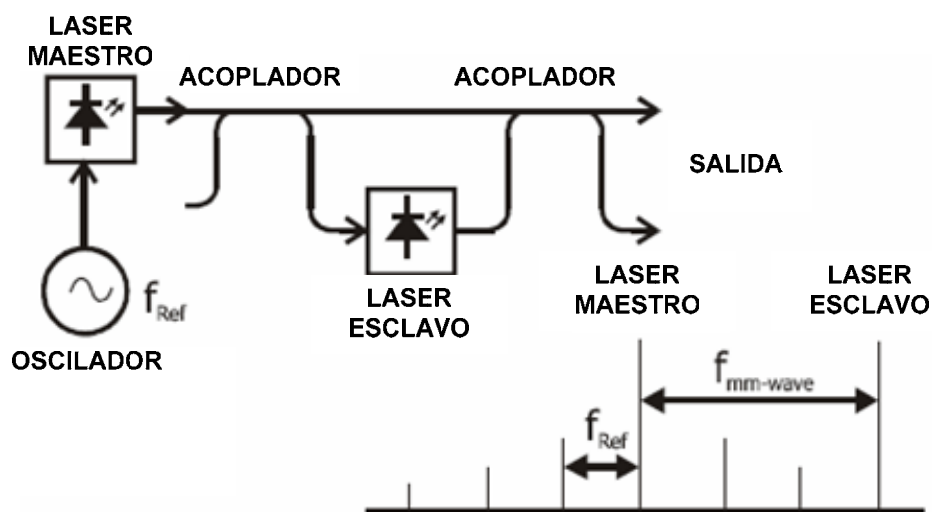


Figura 44: Encadenamiento en armónicos superiores para la generación de señales de RF en la región de las microondas u ondas milimétricas.

IV.2.1.1 Encadenamiento en el primer armónico

Para la parte experimental de esta sección solamente se pudo realizar un encadenamiento en el primer armónico ya que la tasa de inyección de los armónicos superiores, aun usando un EDFA de 15 dBm a la salida del láser

maestro, es tan baja que no alcanza a encadenar al láser esclavo. Sin embargo, el encadenamiento en el primer armónico sirve para mostrar que es posible el encadenamiento en armónicos de la señal óptica.

De cualquier forma, aún el encadenamiento en el primer armónico es útil para controlar la desviación de frecuencia de manera muy precisa lo cual tiene utilidad en sensores basados en el fenómeno de Brillouin dentro de fibras ópticas [Facchini, et al 2002].

El esquema de la implementación de este experimento se muestra en la figura 45. La modulación se obtuvo con un modulador de intensidad MX-LN-10 de PHOTLINE TECHNOLOGIES con un ancho de banda electro-óptico típico de 12 GHz y una tasa de extinción típica de 22 dB para DC y de 14 para 10 GHz. La frecuencia de modulación de trabajo fue de 6.5 GHz y se alcanzó una tasa de extinción de 20 dB que equivale a un índice de modulación de amplitud del campo óptico del 80%. Bajo este índice de modulación se tiene una potencia del 14 % en cada una de las bandas laterales.

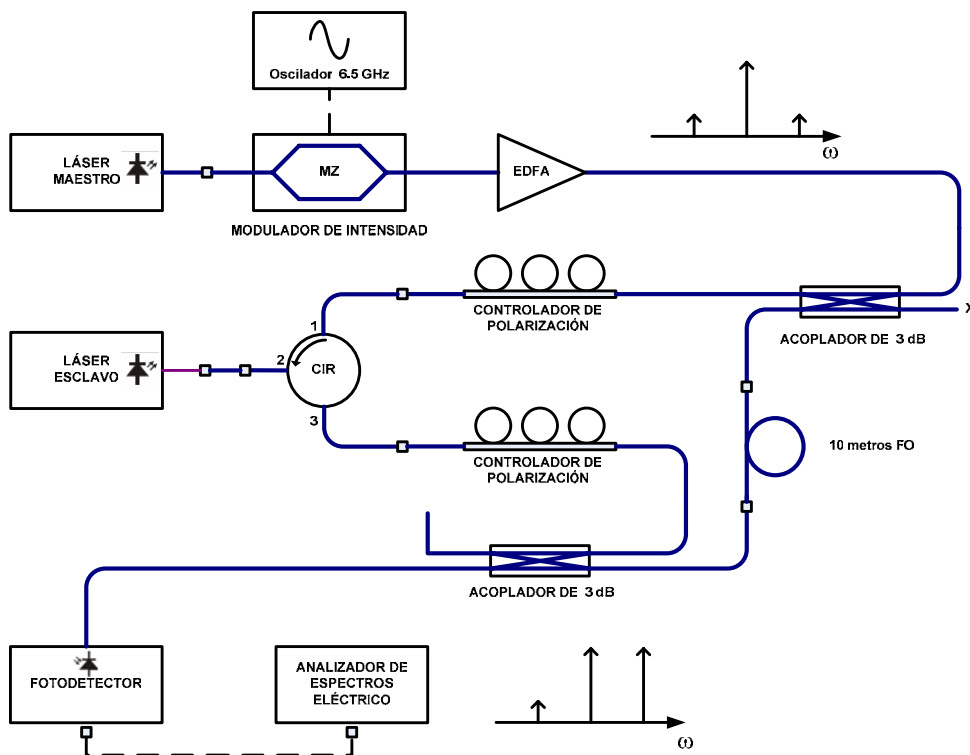


Figura 45: Esquema del encadenamiento en el primer armónico.

Se ajusto la temperatura y la corriente de operación de los láseres maestro y esclavo de tal manera que se obtuviera una desviación de frecuencia de 6.5 GHz. Después se moduló la intensidad del láser maestro para llevar una banda lateral de este hasta la frecuencia a la que oscila el láser esclavo y encadenarlo. Los valores de potencia, corriente y temperatura a los que se llego así como lo potencia de salida del EDFA se muestran en la tabla XV.

Tabla XV: Corriente, potencia y temperatura de operación de los láseres y nivel de potencia del EDFA para el encadenamiento en el primer armónico.

Láser o EDFA	Potencia (dBm)	Corriente (mA)	Temperatura (°C)
Maestro	10.33	65.39	22.1
Esclavo	10.31	65.1	25.0
EDFA	15.0	-----	-----

Para observar como se altera la emisión del láser esclavo se realizó un barrido en la frecuencia del oscilador para que la banda lateral recorriera toda la región de encadenamiento y aún un poco más allá de esta. Los resultados de este experimento se muestran en la figura 46. En la figura 46a y 46i se muestra el espectro bajo una oscilación libre en ambos láseres, es decir, sin aplicar inyección óptica al láser esclavo. En la figura 46b y 46h se puede observar como se altera la emisión del láser esclavo en los límites de la región de encadenamiento; se puede ver la formación de armónicos y también una perturbación de la frecuencia de emisión. Conforme la frecuencia de la inyección óptica aplicada al láser esclavo se acerca a la región de encadenamiento, las espurias disminuyen, figuras 45c y 45g. Y cuando la frecuencia de la inyección cae dentro de la región de encadenamiento prácticamente desaparecen figura 46d-46f. Durante este proceso también se observó una variación de potencia en la frecuencia de

la banda lateral, debido a la interferencia provocada con el interferómetro que se forma en este esquema.

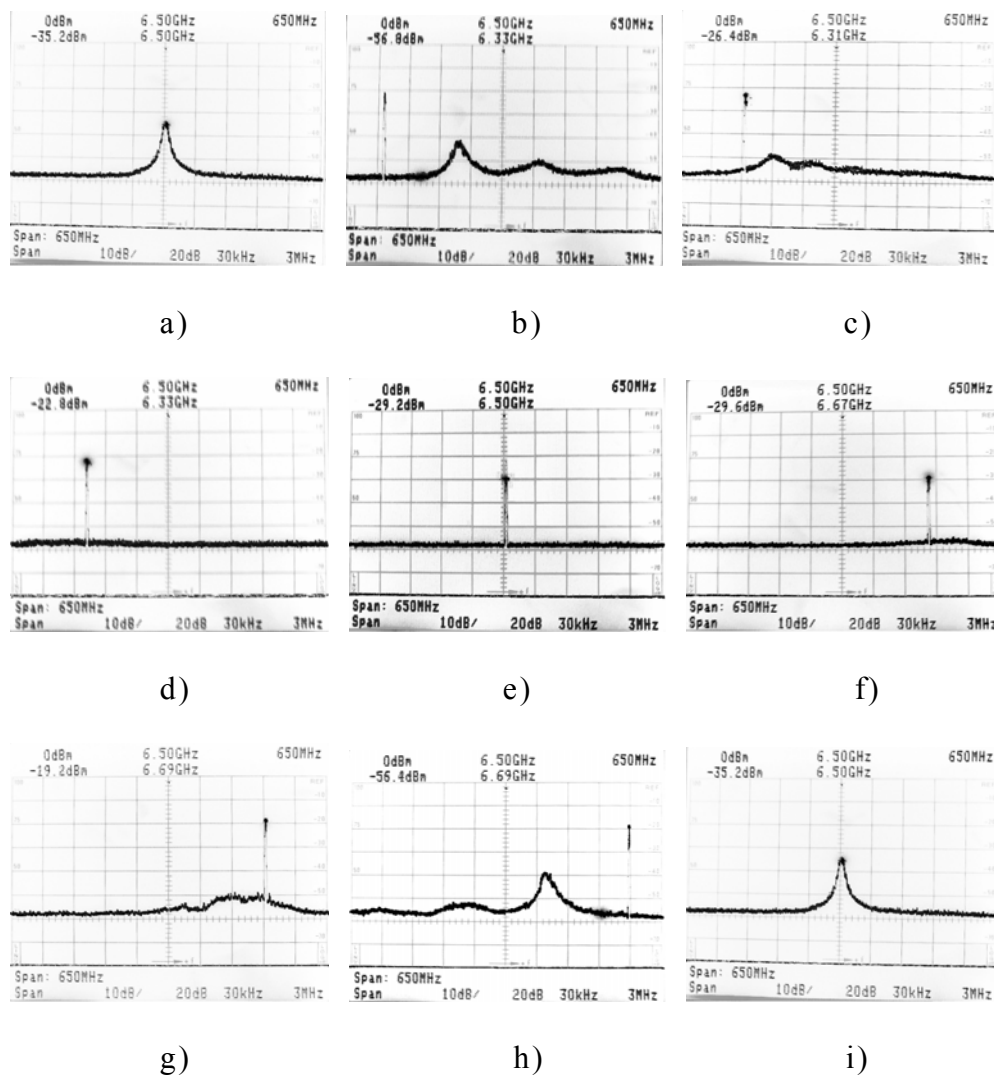


Figura 46: Espectros del batimiento del láser maestro y esclavo para el encadenamiento en el primer armónico. Incisos a) e i) espectro sin inyección óptica. Incisos b), c), g), y h) espectros para la inyección fuera de la región de encadenamiento. Incisos d), e) y f) espectros dentro de la región de encadenamiento.

Con este esquema se obtuvo un ancho de banda de encadenamiento para banda lateral de 340 MHz. Se agregaron atenuadores en la trayectoria de inyección para ver la variación del ancho de banda de encadenamiento al reducir la tasa de inyección y los resultados se muestran en la tabla XVI. Las mediciones del ancho de banda de encadenamiento fueron hechas con el mismo procedimiento que se indico en la unidad III Diseño y caracterización del lazo de encadenamiento por inyección óptica. Los cálculos se realizaron usando solamente el 14% de la potencia de la señal inyectada al láser esclavo como potencia de inyección ya que es éste el porcentaje de potencia que se tiene en una banda lateral obtenida de la modulación de intensidad a 20 dB de tasa de extinción de potencia con una señal senoidal pura.

Tabla XVI: Anchos de banda de encadenamiento experimentales y teóricos para el encadenamiento en banda lateral.

Tasa de inyección (dB)	Ancho de banda experimental (GHz)	Ancho de banda teórico (GHz)
-50.81	0.34	0.42
-53.92	0.17	0.30
-55.98	0.90	0.23
-61.16	0	0.13
-70.87	0	0.04

IV.2.2 Transmisión de señales de radio sobre fibra

De las técnicas de modulación que se pueden usar para la transmisión de señales de RF sobre la fibra óptica, la más sencilla es la modulación de intensidad obtenida de un modulador externo o por modulación directa del láser [Ng'oma, 2005]. Con esta técnica se generan dos bandas laterales, una a cada lado de la portadora óptica. Aunque es simple su implementación presenta un problema debido a la dispersión cromática de las fibras ópticas que hace que se tenga un nivel de potencia mucho menor en fotodetección provocado por interferencia entre ambas bandas [Hofstetter, et al, 1995]. Una forma de evitar este efecto es transmitiendo en banda lateral única en el dominio óptico.

El encadenamiento por inyección óptica se puede usar para obtener una modulación de banda lateral única en dominio óptico. El esquema es similar al que se tiene en la sección anterior donde se aplicó el encadenamiento por inyección óptica para generar las señales de microondas.

IV.2.2.1 Transmisión en banda lateral única

En la parte experimental de esta sección se trabajó con el mismo banco experimental usado para la caracterización del lazo de encadenamiento por

inyección óptica, esta vez para generar una señal de banda lateral única en dominio óptico con subportadora modulada en BPSK, (ver figura 47).

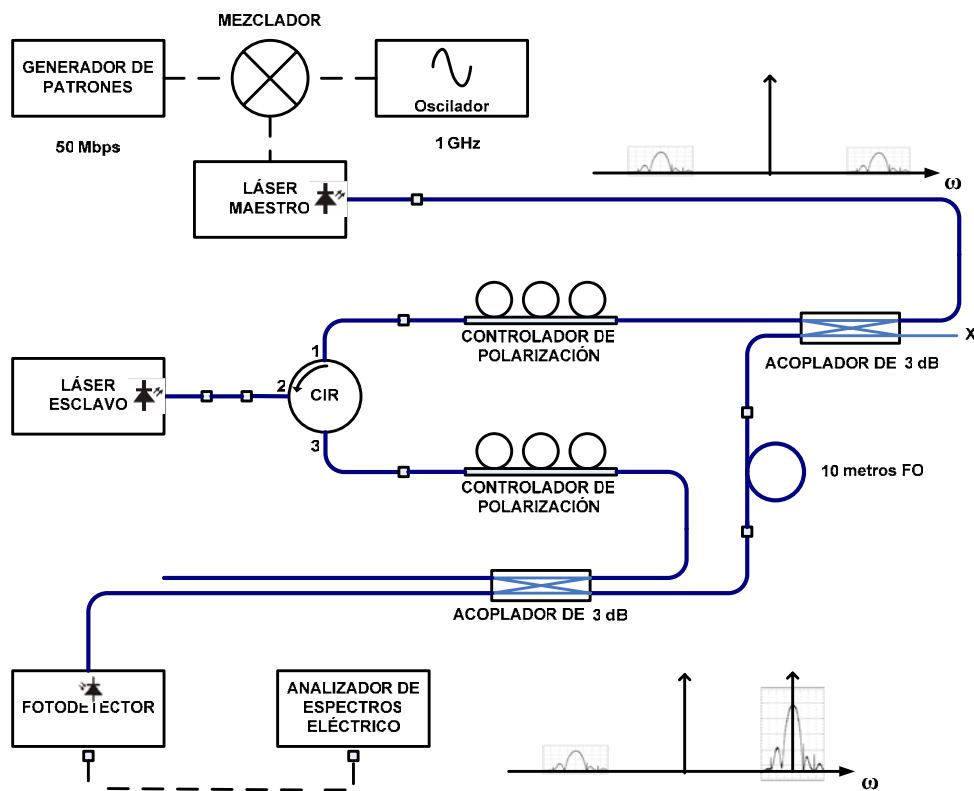


Figura 47: Esquema de la aplicación del encadenamiento por inyección óptica a la modulación en banda lateral única en espectro óptico.

Para obtener este esquema de modulación se aplicó una modulación de intensidad al láser maestro para así generar dos bandas laterales. Al encadenar el láser esclavo en una de las bandas laterales y luego mezclar los haces del láser maestro y el láser esclavo en el acoplador óptico de salida se obtiene una señal modulada en banda lateral única.

La modulación de intensidad del láser maestro se realizó aplicando la señal eléctrica modulada en BPSK a una entrada especial que tiene la base de láser LM14S2 de THORLABS, figura 48. Aunque en las especificaciones se indica una banda de frecuencias para esta entrada que va de los 100 KHz a los 500 MHz se logró trabajar hasta 1 GHz.

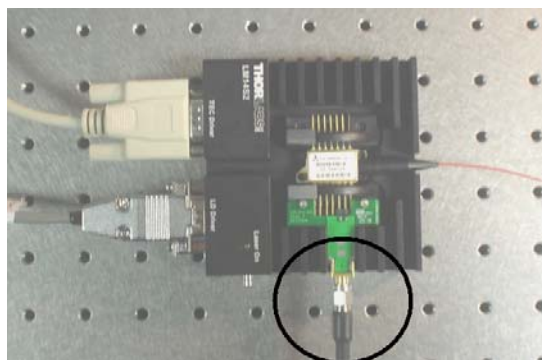


Figura 48 Entrada de RF en la base de láser para aplicar una modulación directa de intensidad.

La señal BPSK se obtuvo con un mezclador MC37 de TELETECH cuya frecuencia intermedia mínima es de 1 GHz. Al mezclador se le aplicó una señal senoidal a 1 GHz de un sintetizador 8341B de HP por la entrada IF y datos pseudoaleatorios a 50 Mbps de un generador de patrones MP1763B de ANRITSU por la entrada LO. Por la salida de RF del mezclador se tiene finalmente la señal modulada en formato BPSK la cual fue luego amplificada antes de ser aplicada a la entrada de RF de la base del láser.

Los dos láseres operaron con una corriente de aproximadamente cinco veces la corriente de umbral mientras que la temperatura se ajustó para obtener una desviación de frecuencia entre ellos de 1 GHz. Los valores exactos se muestran en la tabla XVII.

Tabla XVII: Corriente y temperatura de operación de los láseres para el experimento de transmisión de RF sobre fibra.

Láser	Corriente (mA)	Temperatura (°C)
Maestro	52.37	22.5
Esclavo	50.0	25.0

En la figura 49, se muestra el circuito que se construyó para recuperar los datos, el cual básicamente consta de un mezclador y un filtro a 88 MHz. Y en la figura 50 se muestra el montaje completo.

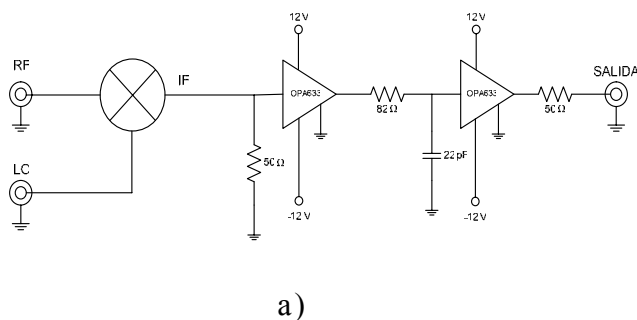


Figura 49: Circuito implementado para la recuperación de los datos. a) Diagrama. b) Montaje.

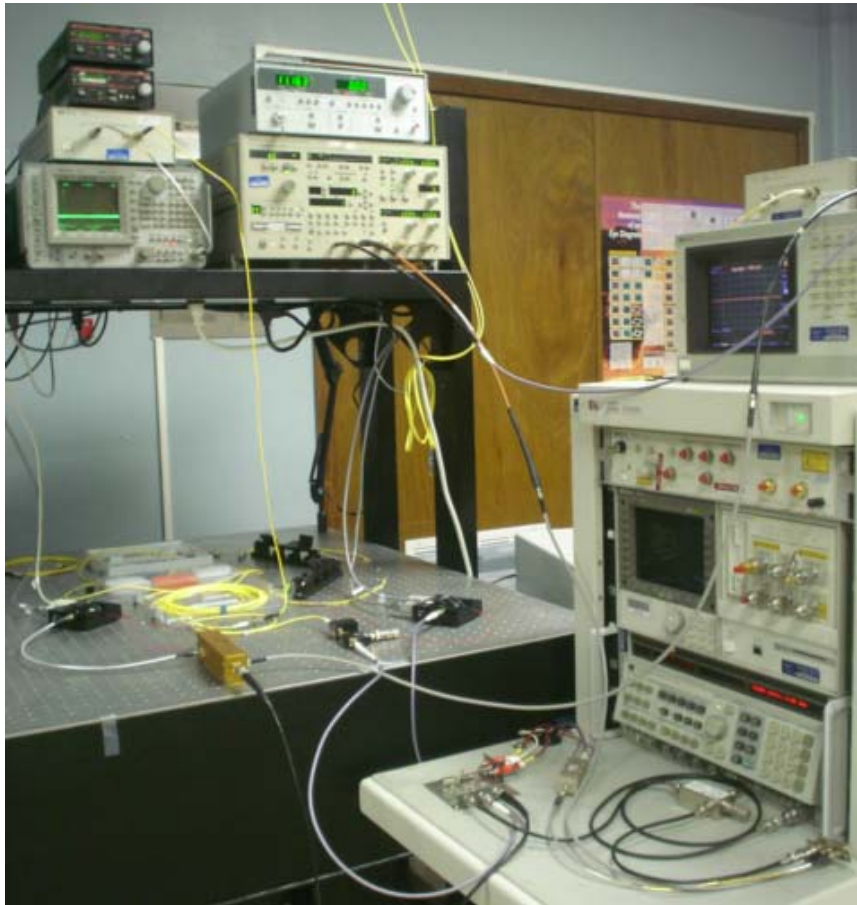


Figura 50: Montaje de la aplicación a la transmisión de RF sobre fibra.

Se logró recuperar los datos por períodos cortos (pocos segundos) con el circuito implementado para tal efecto, y usando como oscilador local al mismo oscilador empleado en la generación de la señal BPSK. Sin embargo se tenían desvanecimientos en la amplitud de estos e incluso se llegaba a la inversión de polaridad en los datos. La explicación de este hecho es que las trayectorias del oscilador local óptico y el de inyección, en el esquema implementado, fueron muy grandes lo que provocó que hubiera variaciones erráticas en la fase relativa entre el oscilador óptico

local y el láser esclavo. La longitud de estas trayectorias es un parámetro crítico para este tipo de sistemas como lo es también para los sistemas combinados de encadenamiento por inyección óptica y lazo de amarre de fase óptico [Walton, *et al.*, 1998].

El espectro eléctrico fotodetectado de la señal transmitida en doble banda lateral (con el láser esclavo apagado) y en banda lateral única se muestra en la figura 51. Ahí se puede ver que la potencia del espectro de la señal BPSK se incrementa 20 dB al encender el láser esclavo para generar la modulación en banda lateral única. Como el láser esclavo se encadena en una de las bandas laterales ese aumento de 20 dB es por el incremento de la misma magnitud en la banda amplificada por el láser esclavo, es decir la relación entre las dos bandas es de 20 dB.

Se podría usar un modulador externo en la trayectoria de inyección para eliminar por completo la banda lateral residual pero complicaría más el montaje. Sin embargo en este mismo esquema se podría reducir mucho más la potencia de la banda lateral residual si el láser esclavo no tuviera el aislador óptico permitiendo que se encadenara con un nivel de potencia menor.

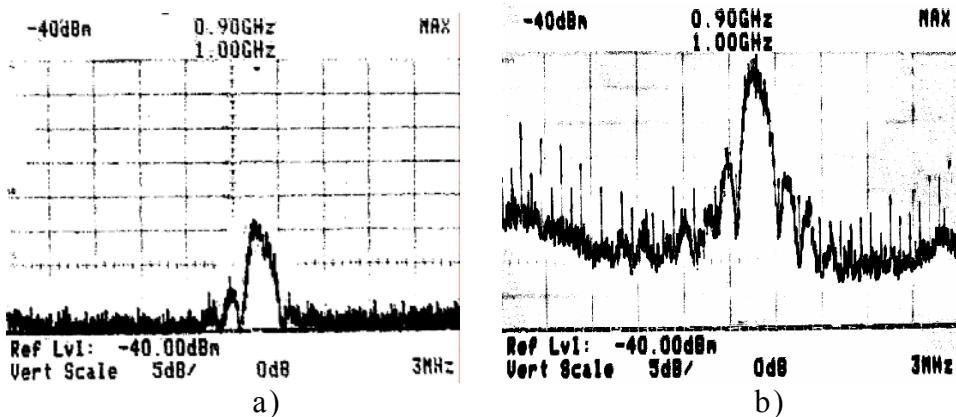


Figura 51: Espectro eléctrico de la señal fotodetectada. a) Con transmisión óptica en doble banda lateral. b) Con transmisión óptica en banda lateral única.

Finalmente en la figura 52 se muestran los datos transmitidos junto a los datos recibidos. Esta figura se obtuvo de un osciloscopio analógico marca TEKTRONIX modelo 7834.

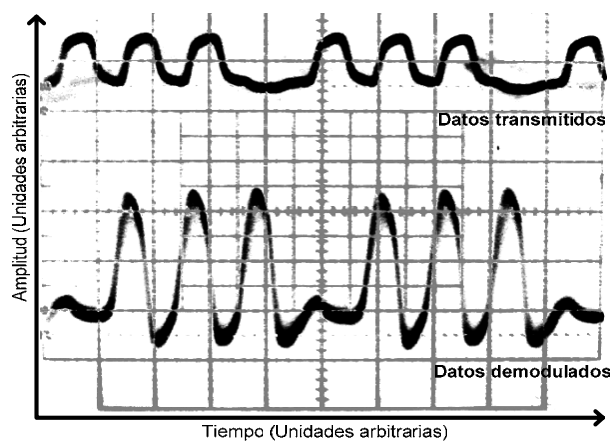


Figura 52: Datos transmitidos y demodulados en el esquema de transmisión óptica en banda lateral única.

IV.3 Sensores de fibra óptica basados en el fenómeno de Brillouin

El encadenamiento por inyección óptica también se puede aprovechar en el desarrollo de sensores de fibra óptica basados en la dispersión de Brillouin. Con el encadenamiento por inyección óptica se pueden generar un par de señales, indispensables en estos sistemas, cuya diferencia de frecuencia (alrededor de 10 GHz) sea altamente estable. Aplicando la dispersión de Brillouin es posible desarrollar sensores distribuidos de temperatura o de tensión para grandes distancias (decenas de kilómetros) con una resolución espacial menor a 10 metros [Horiguchi, *et al.*, 1995] .

IV.3.1 Dispersión en fibras

En las fibras se producen dos tipos de dispersiones, las dispersiones elásticas y las inelásticas. En las dispersiones inelásticas de Brillouin y Raman hay interacción de energía luz-materia mientras que en la dispersión elástica de Rayleigh no la hay, solamente la dirección del haz se desvía en múltiples direcciones (ver figura 53). La dispersión de Rayleigh aparece en la misma frecuencia del haz dispersado, mientras que las dispersiones de Raman y Brillouin tienen un corrimiento de frecuencia debido a la absorción de energía en forma de cuantos.

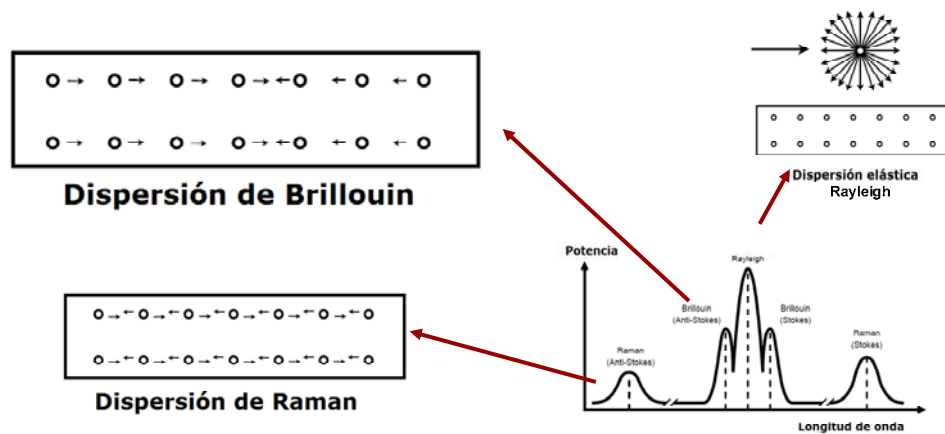


Figura 53: Tipos de dispersión

La dispersión de Rayleigh se debe a las no homogeneidades de la fibra, mientras que las dispersiones de Raman y de Brillouin son debidas a la interacción energética del medio con la luz, en forma de vibraciones moleculares en la primera y vibraciones acústicas en la segunda [Sutherland, 2003].

IV.3.2 Dispersión de Brillouin

En el caso de la dispersión de Brillouin la energía absorbida por el medio se transforma en lo que se conoce como fonones acústicos los cuales están relacionados con las variaciones de densidad del medio. Estas variaciones de densidad viajan a través del medio en forma de ondas acústicas.

La magnitud del corrimiento de frecuencia, ω_B , provocado por el proceso de dispersión de Brillouin está relacionado con la velocidad de los

fonones acústicos v , con el ángulo de incidencia del haz θ , con la frecuencia del haz incidente ω_L , y la velocidad de la luz en el medio, c/n [Agrawal, 2001].

$$\omega_B = 2 \cdot \omega_L \cdot \left(\frac{v \cdot n}{c} \right) \cdot \text{sen} \frac{\theta}{2} \quad (71)$$

En una fibra óptica solo se tienen dos direcciones para el haz. En dirección directa ($\theta = 0^\circ$) y contraria ($\theta = 180^\circ$) a la dirección de la onda acústica. Como $\text{sen}0^\circ = 0$, el corrimiento en frecuencia en dirección directa es cero. En cambio para la dirección contraria, la ecuación para la magnitud del corrimiento de frecuencia se simplifica ya que $\text{sen}(180^\circ/2) = 1$.

$$\omega_B = 2 \cdot \omega_L \cdot \left(\frac{v \cdot n}{c} \right) \quad (72)$$

Aunque la dispersión espontánea de Brillouin es muy pequeña (20 dB menor que la dispersión de Rayleigh) se puede mejorar mucho los niveles a través de un proceso de dispersión de Brillouin estimulado [Horiguchi, *et al.*, 1995]. Un haz óptico con desviación de frecuencia adecuada aplicado en contra propagación puede provocar interferencia que estimule la formación de la onda acústica por electro-constricción, ver figura 54. La

electro-constricción es un fenómeno que provoca un aumento en el índice de refracción del medio dieléctrico cuando esta sujeto a intensidades ópticas elevadas.

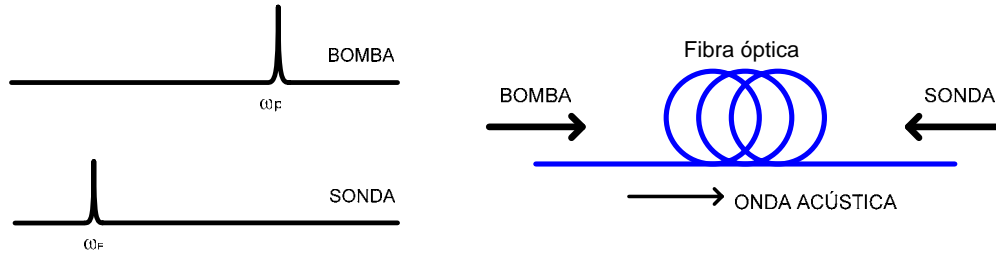


Figura 54: Dispersión de Brillouin estimulada por un haz en contrapropagación.

IV.3.3 Sensor basado en el fenómeno de Brillouin.

La desviación de frecuencia a la cual ocurre la máxima ganancia por la dispersión de Brillouin (corrimiento de Brillouin ν_B) es dependiente de la temperatura t y la tensión ε del medio. Ambas perturbaciones hacen variar de manera independiente y con una característica lineal al corrimiento de Brillouin por lo que este fenómeno puede ser utilizado para desarrollar sensores de fibra óptica distribuidos [Horiguchi, et al 1995].

$$\nu_B(t) = \nu_B(t_r) \cdot [1 + C_t(t - t_r)] \quad (73)$$

$$\nu_B(\varepsilon) = \nu_B(0) \cdot [1 + C_s \cdot \varepsilon] \quad (74)$$

Donde C_t y C_s son los coeficientes de temperatura y de tensión para el corrimiento de Brillouin y t_r una temperatura de referencia.

En la parte experimental de esta sección se trabajó con un esquema diferente a los reportados hasta hoy. Se utiliza un láser en anillo basado en la dispersión de Brillouin para encadenar al láser esclavo en la frecuencia de la señal de Brillouin (ver figura 55).

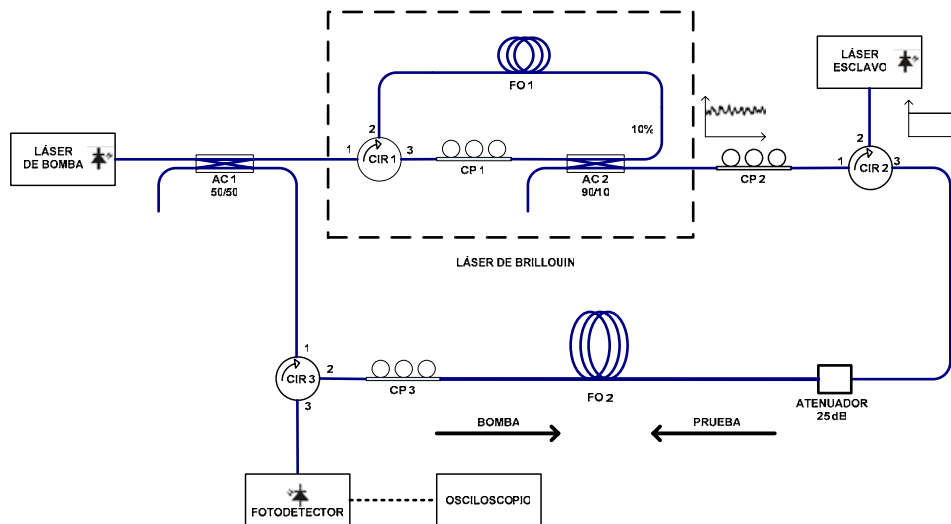


Figura 55: Esquema de la aplicación del encadenamiento por inyección óptica al desarrollo de sensores basados en la dispersión de Brillouin. AC, acoplador óptico; CP, controlador de polarización; CIR, circulator óptico; FO, tramo de fibra óptica de 5 km.

Se sabe que los láseres de Brillouin son muy inestables y que es difícil obtener de ellos un nivel constante de potencia. Normalmente tienden a operar en forma pulsada, con una periodicidad igual al tiempo de tránsito de vuelta completa o en forma completamente estocástica, aunque

también se puede obtener un nivel de potencia estable con alto rizo (ver figura 56). Inclusive pueden presentarse todas las evoluciones de potencia de salida de manera consecutiva por cortos periodos de tiempo cada una [Gaeta y Boid, 1991].

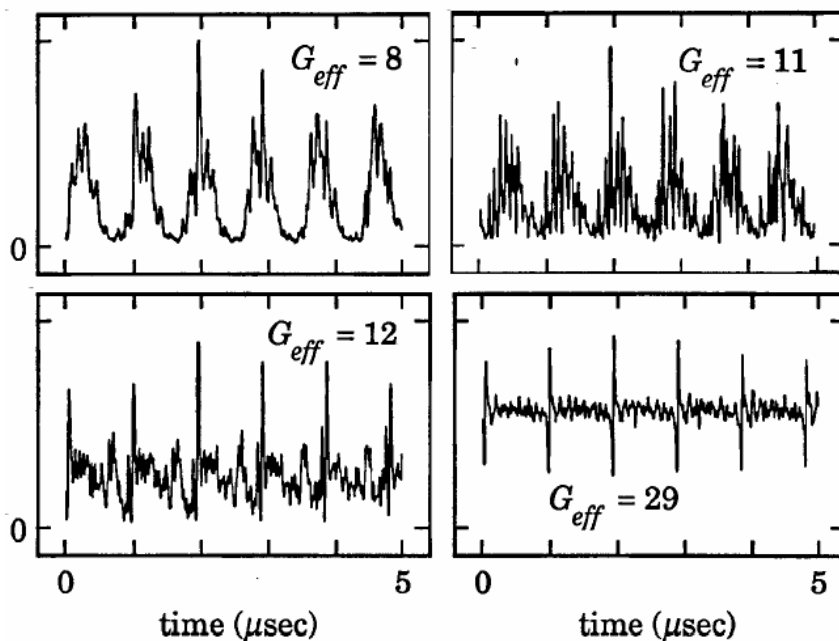
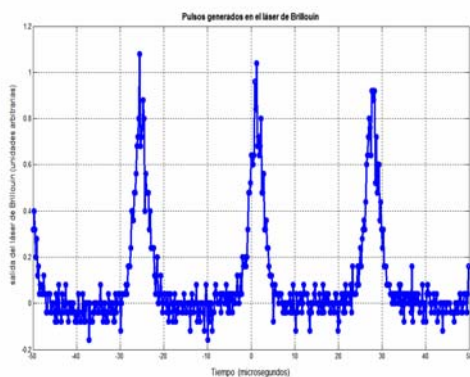


Figura 56: Evolución temporal de la potencia del láser de Brillouin para diferentes niveles de ganancia efectiva de simple paso [Gaeta y Boid, 1991].

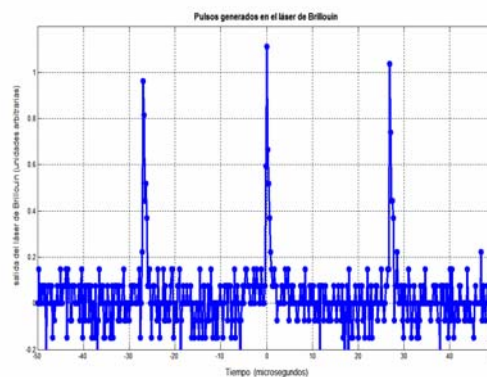
La idea de este experimento es alcanzar una operación con nivel mínimo de potencia en el láser de Brillouin que sea suficiente para encadenar al láser esclavo en la frecuencia de Brillouin.

Con este esquema implementado no se logró obtener un nivel mínimo en el láser de Brillouin por períodos largos pero sí se alcanzó a obtener

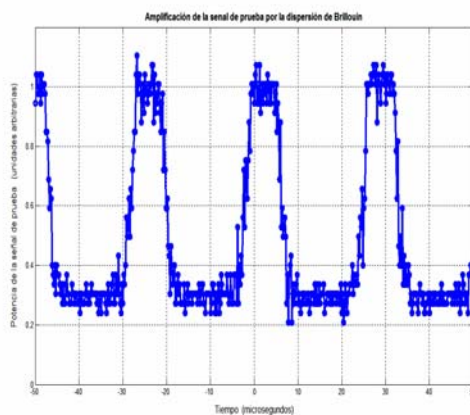
pulsos con una periodicidad de 25 μs a la salida del láser de Brillouin con los cuales se controló la frecuencia del láser esclavo (ver figura 57a y 57b). Lo que se obtiene es una oscilación del láser esclavo que cambia de manera periódica entre la frecuencia de oscilación libre y la frecuencia del láser de Brillouin. De esta manera, la amplificación de la señal de sonda se producirá únicamente cuando el láser esclavo este encadenado al láser de Brillouin, figura 57c y d.



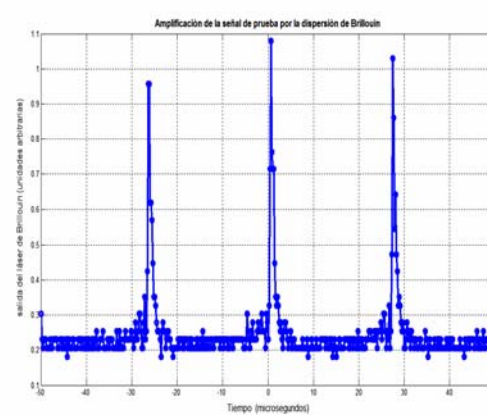
a)



b)



c)



d)

Figura 57: Resultados obtenidos en la aplicación a sensores de fibra óptica. a) y b) Pulsos generados en el láser de Brillouin. c) y d) Pulsos amplificados por la dispersión de Brillouin.

Los niveles de potencia, corriente y temperatura de los láseres DFB de bomba y esclavo con los que se obtuvieron los resultados mostrados fueron los siguientes:

Tabla XVIII: Corriente, potencia y temperatura de operación de los láseres para el experimento del sensor basado en la dispersión de Brillouin.

Láser	Potencia (dBm)	Corriente (mA)	Temperatura (°C)
Bomba	12.28	106.5	21.2
Esclavo	-4.54	13.0	27.2

Este esquema podría servir para construir un sistema de alarma que indicará que la temperatura varió en una cierta proporción con respecto a la temperatura de referencia (temperatura de la fibra del láser de Brillouin). Los pulsos fotodetectados tienen la máxima amplitud cuando la temperatura de ambas fibras es igual. Así que al variar la temperatura de la fibra de prueba, sin importar el sentido de la variación, disminuirá la amplitud de los pulsos y con ello se puede activar una alarma.

Para lograr la localización se requeriría aplicar algún método de medición distribuido. Para desarrollar un esquema para la medición distribuida se necesita obtener pulsos de muy corta duración, tan pequeños como el grado de resolución que se necesite. Por ejemplo para alcanzar una resolución de 10 m se ocuparía generar pulsos de alrededor de 40 ns. Los

pulsos se pueden obtener modulando ligeramente la corriente del láser esclavo de tal manera que se saque del estado encadenado aunque la variación de potencia no sea significativa. Sin embargo se necesita de un estudio detallado para desarrollar un esquema como el que se plantea para el desarrollo de un sensor distribuido basado en la dispersión de Brillouin.

IV.4 Resumen

En esta sección de la tesis se realizaron diversas aplicaciones del encadenamiento por inyección óptica. Se aplicó el lazo de encadenamiento para mejorar el rechazo a los modos longitudinales laterales en un láser Fabri-Perot y para reducir el ancho de línea del láser esclavo.

También se aprovechó el esquema para la caracterización del lazo de encadenamiento implementado para mostrar la aplicación en la generación de señales de microondas y milimétricas y la modulación en banda lateral única en dominio óptico

Además se aplicó la técnica de encadenamiento por inyección óptica en el área de sensores basados en la dispersión de Brillouin. Se aprovecho el control de frecuencia que se obtiene con la inyección óptica para provocar la amplificación por la dispersión de Brillouin estimulada. Así mismo sirvió para demostrar el encadenamiento del láser esclavo.

V. CONCLUSIONES

Durante el desarrollo de esta tesis se realizó un estudio detallado del fenómeno de encadenamiento por inyección óptica. También se logró implementar, caracterizar y aplicar un lazo de encadenamiento por inyección óptica. Enseguida se puntualizan las conclusiones.

- **Se estudió el fenómeno de encadenamiento por inyección de manera general partiendo del concepto de lo que es un oscilador para lo cual se usó un modelo sencillo de un sistema retroalimentado.** Se demostró que el ancho de banda de encadenamiento es proporcional a la raíz cuadrada de la tasa de inyección e inversamente proporcional a la pendiente de la curva de la fase contra la frecuencia del filtro del oscilador (resonador óptico en un láser).
- **Se estudió de forma muy especial el caso del encadenamiento por inyección óptica en un láser de semiconductor.** Se demostró que el ancho de banda de encadenamiento en un láser de semiconductor se incrementa en función del factor de incremento del ancho de línea aunque parte de esta región es inestable.

- **Se diseñó e implementó un lazo de encadenamiento por inyección óptica así como el esquema para su caracterización.** Se demostró que es muy simple construir un lazo de encadenamiento por inyección óptica con los láseres de telecomunicaciones aun cuando incluyen un aislador integrado de alrededor de 35 dB.
- **Se caracterizó el lazo de encadenamiento por inyección óptica en tres puntos de operación del láser esclavo con un barrido de frecuencia de ± 1.8 GHz en incrementos de 100 MHz.** El láser maestro se mantuvo en un mismo nivel de potencia pero se agregaron atenuadores de 3, 5, 10 y 20 decibeles en la trayectoria de inyección para variar la tasa de inyección.
- **Se analizaron los resultados de la caracterización. Se encontró que los resultados experimentales estuvieron muy cerca de los resultados teóricos con excepción del punto de operación de menor potencia en el láser esclavo.** Sin embargo esta diferencia se debe a que en los tres casos se uso el mismo valor para el factor de incremento del ancho de línea y se sabe que este disminuye al reducir la potencia de operación del láser.

- **Se aplicó el lazo de encadenamiento para mostrar como pueden mejorarse algunos parámetros de los láseres mediante la inyección óptica de otro láser con mejores características.** Se mostró como se mejora el rechazo a los modos longitudinales laterales en un láser Fabry-Perot y como se reduce del ancho de línea del láser esclavo mediante la inyección de un haz cuyo ancho de línea sea mucho menor.

- **Se aplicó el esquema desarrollado para la caracterización del lazo de encadenamiento por inyección óptica en la tecnología de transmisión de radio sobre fibra.** Se mostró el encadenamiento en armónicos lo cual puede ser utilizado para la generación de señales de microondas y milimétricas. También se logró modular en banda lateral única a la portadora óptica con subportadora modulada en BPSK.

- **Se realizó un estudio básico de la dispersión de Brillouin y se propuso una aplicación de la técnica de encadenamiento por inyección óptica de manera conjunta con la dispersión de Brillouin en el área de sensores.**

V.1 Aportaciones

Las aportaciones de este trabajo fueron:

- Se estudió de manera detallada el fenómeno de encadenamiento por inyección óptica lo cual servirá de base para trabajos posteriores dentro del grupo de comunicaciones ópticas.
- Se mostró la facilidad con que se puede diseñar e implementar un lazo de encadenamiento por inyección óptica usando láseres estándar de telecomunicaciones.
- Se mostraron las grandes posibilidades de aplicación que tiene el encadenamiento por inyección óptica en las áreas de telecomunicaciones y sensores.
- Se implementó un esquema novedoso en el que se aplica conjuntamente la técnica de encadenamiento por inyección óptica y un láser de Brillouin para desarrollar un sensor basado en el fenómeno de Brillouin.
- Derivado de esta tesis se preparó un artículo el cual ya fue aceptado para su presentación en la “18th Internacional Conference on Optical Fiber Sensors Topical Meeting (OFS-18)”

V.2 Trabajo futuro

Como trabajo futuro se sugiere:

- Estudiar el encadenamiento por inyección fuerte ya que en esta tesis sólo se abordó la inyección débil.
- Analizar la respuesta transitoria del lazo de encadenamiento por inyección óptica.
- Estudiar la aplicación conjunta de las dos técnicas para sincronizar la fase (el encadenamiento por inyección óptica y el lazo de amarre de fase óptico).
- Trabajar en mejorar el esquema implementado para el área de sensores. Específicamente se puede señalar que:
 - Se necesita obtener pulsos estables en duración y periodicidad a la salida del láser de Brillouin o preferentemente alcanzar un régimen de potencia mínima para establecer el encadenamiento en todo momento.
 - Además se necesita revisar de manera cuidadosa los efectos que podría causar el ruido de fase del láser esclavo sobre la ganancia del haz de prueba ya que habrá una modulación

residual de fase en el láser esclavo provocada por las variaciones de la potencia de inyección.

- También se necesita implementar una técnica para sensar de manera distribuida. Para esto se necesita reducir, estabilizar y sincronizar la duración del encadenamiento del láser esclavo. Una opción es manejar de forma conjunta la modulación de corriente de forma pulsada y la inyección óptica en el láser esclavo de manera que solamente durante la aplicación del pulso de corriente se obtenga el encadenamiento.

REFERENCIAS

- Adler, R. 1973. A study of locking phenomena in oscillators. Proceedings of the IEEE 61(10): 1380-1385 p.
- Agrawal, G. 2001. Nonlinear fibre optics, 3rd ed. Academic Press/AT&T. Boston .342 pp.
- Agrawal, G.P., 1989 Intensity dependence of the linewidth enhancement factor and its implications for semiconductor lasers. IEEE Photonics Technology Letters. 1(8) 212 -214 p.
- Anderson, K.; Betti, R. 2004. Laser-induced adiabat shaping by relaxation in inertial fusion implosions. Physics of Plasmas 11(1): 5-8 p.
- Arvizu Mondragón, A. 2005. Curso de Maestría: Redes Fotónicas II. Centro de Investigación Científica y de Estudios Superiores de Ensenada (CICESE). No publicado.
- Beas Bujanos, Joaquín. 1999. Convertidor de longitud de onda utilizando la modulación cruzada de la polarización dentro de un amplificador óptico de semiconductor. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 221 pp.
- Buczek, C.J.; Freiberg, R.J.; Skolnick, M.L. 1973. Laser injection locking. Proceedings of the IEEE. 61(10): 1386-1410 p.
- Chlouverakis, K.E.; Adams, M. J. 2005. Enhanced locking region in injection-locked two-section lasers. Optics Communications 250: 398-402 p.
- Facchini, M.; Thevenaz, L.; Troger, J.; Robert, P. 2002. 2-Laser injection-locking configuration for Brillouin fibre sensors. 15th Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest. 313-316 p.
- Frede, M.; Wilhelm, R.; Brendel, M.; Fallnich, C.; Seifert, F. 2004. High power fundamental mode Nd:YAG laser with efficient birefringence compensation. Optics Express. 12(15): 3581-3589 p.

- Gaeta, A. L.; Boyd, R. 1991. Stimulated Brillouin scattering in the presence of external feedback. *International Journal of Nonlinear Optical Physics*. 1(3): 581-594 p.
- Gallion, P. 1986. Pureté spectrale d'un laser semiconducteur synchronisé. Applications a la detection optique coherente. Tesis de Doctorado. Université des Sciences et Techniques du Languedoc. 181 pp.
- Hardin, W. 2005. Fiberoptic sensor came of age. *Oemagazine* 5(10): 12-13 p.
- Henry, C. H. 1982. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 18(2): 259-264 p.
- Henry, C. H. 1991. Line Broadening of Semiconductor Laser. En: Yamamoto, Y. (ed.). *Coherence, Amplification, and Quantum Effects in Semiconductor Laser*. John Wiley and Sons, Inc. Primera edición. New York. 646 pp.
- Hofstetter, R.; Schmuck, H.; Heidemann R. 1995, Dispersion effects in optical millimeter wave systems using self heterodyne method for transport and generation. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 43(9): 2263-2269 p.
- Horiguchi, T.; Shimizu, k.; Kurashima, T.; Tateda, M.; Koyamada, Y. 1995. Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering. *Journal of Lightwave Technology*. 13(7) 1296-1302 pp.
- Hui, R.; Paradisi, A.; Benedetto, A. S.; Montrosset I. 1993. Dynamics of optically switched bistable laser diodes in the injection-locked state. *Optics Letters*. 18(20): 1733-35 p.
- Hui, R; D'Ottavi, A.; Mecozzi, A.; Spano, P. 1991. Injection Locking in Distributed Feedback Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 21(6): 1688-1695 p.
- Huntington, E.H.; Ralph, T.C.; Harb, C.C.; Schumaker, B.L. 2005. Quadrature-phase noise penalties of optically and electro-optically phase-locked lasers. *Optics Communications*. 250: 178-190 p.
- Hwang, S.K.; Liu, J.M. 2000. Dynamical characteristics of an optically injected semiconductor laser. *Optics Communications*. 183: 195-205 p.

IEEE History Center, 2006. Balthasar Van der Pol, 1889–1959. http://www.ieee.org/web/aboutus/history_center/biography/vanderpol.html. Consulta. Mayo-2006

Kobayashi, S 1991. Injection-Locked Semiconductor Laser Amplifiers. En: Yamamoto, Y. (ed.). Coherence, Amplification, and Quantum Effects in Semiconductor Laser. John Wiley and Sons, Inc. Primera edición. New York. 646 pp.

Kobayashi, S.; Kimura, T. 1980. Injection locking characteristics of an AlGaAs semiconductor laser. IEEE Journal of Quantum Electronics. 16(9): 915-917 p.

Kobayashi, S; Kimura, T. 1981. Injection locking in AlGaAs semiconductor laser. IEEE Journal of Quantum Electronics. 17(5): 681-689 p.

Kurosu, T.; Ishikawa, J.; Ito, N. 1996. Diode laser spectrometer for high resolution spectroscopy in the visible range. Applied Physics. Part B. 63: 265–75 p.

Lang, R. 1982. Injection locking properties of a semiconductor laser. IEEE Journal of Quantum Electronics. 18(6): 976-983 p.

Lucent Technologies. 1998. Why Lasers Are Important Today. http://www.bell-labs.com/about/history/laser/laser_uses.html. Consulta. Mayo-2006

Melnik, S.; Huyet, G.; Uskov A. 2006. The linewidth enhancement factor α of quantum dot semiconductor lasers. Optics Express. 14(7): 2950-2955 p.

Mogensen, F.; Olesen, H.; Jacobsen, G. 1985. Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection. IEEE Journal of Quantum Electronics. 21(7): 784–793 p.

Muraoka Espíritu, Ramón, 2005. Comunicaciones ópticas coherentes en el espacio libre. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 169 pp.

Ng'oma, A. 2005. Radio-over-Fibre Technology for Broadband Wireless Communication Systems. Tesis de Doctorado. Technische Universiteit Eindhoven. 158 pp.

Okajima, Y.; Hwang, S.K.; Liu, J.M.; 2003. Experimental observation of chirp reduction in bandwidth-enhanced semiconductor lasers subject to strong optical injection. *Optics Communications*. 219: 357–364 p.

Oppenheim, A.V.; Willsky, A. S.; Nawab, S. H. 1997. *Señales y sistemas*. Pearson Education. Segunda edición. Naucalpan de Juarez. 956 pp.

Pacheco Cabrera, Enrique. 2002. *Mediciones espectrales en láseres de semiconductor: modulaciones y ruidos en comunicaciones ópticas coherentes*. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. 78 pp.

Petitbon, I.; Gallion, P.; Debarge, G.; Chabran, C. 1988. Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injection-locked semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 24(2): 148-154 p.

Razavi, B. 2004. A Study of Injection Locking and Pulling in Oscillators. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*. 39(9):1415-1424 p.

Siegman, A.E. 1986. *Lasers*. University Science. Primera edición. Mill Valley, CA. 1283 pp.

Singer, K.; Tscherneck, M.; Eichhorn, M.; Reetz-Lamour, S.; Folling, M.; Weidemfuller, M. 2003. Phase-coherent addition of laser beams with identical spectral properties. *Optics Communications*. 218: 371-377 p.

Spano, P.; Piazzolla, S.; Tamburrini, M. 1986. Frequency and intensity noise in injection-locked semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 22(3): 427–435p.

Sutherland, R. L., 2003 *Handbook of nonlinear optics*. Segunda edición. Marcel Dekker, New York. 685 pp.

Takiguchi, Y.; Ohayagi, K.; Ohtsubo, J. 2003. Bandwidth-enhanced chaos synchronization in strongly injection-locked semiconductor lasers with optical feedback. *Optics Letters*. 28(5): 319-321 p.

Thévenaz, L.; Floch, S. L; Alasia, D.; Troger, J. 2004. Novel schemes for optical signal generation using laser injection locking with application to Brillouin sensing. *Measurement Science and Technology*. 15: 1519-1524

Townes, Ch. H. 2003. The first laser. En: L. Garwin and T. Lincoln (eds.). "A Century of Nature: Twenty-One Discoveries that Changed Science and the World". University of Chicago Press, Chicago, IL 60637 USA, 107-12 p. <http://www.press.uchicago.edu/>. Consulta. Junio-2006

Troger, J.; Nicati, P.; Thévenaz, L.; Robert, P. A. 1999. Novel measurement scheme for injection-locking experiments. IEEE Journal of Quantum Electronics. 35(1): 32-38 p.

Vassili, S. 2006. Curso de Maestría: Instrumentación en electro-óptica. Centro de Investigación Científica y de Estudios Superiores de Ensenada (CICESE). No publicado.

Walton, C.; Bordonalli, A. C.; Seeds, A. J. 1998. High-Performance Heterodyne Optical Injection Phase-Lock Loop Using Wide Linewidth Semiconductor Lasers. IEEE Photonics Technology Letters. 10(3): 427-429 p.