

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE
EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA

DEPARTAMENTO DE ÓPTICA

**ESTUDIO TEÓRICO Y EXPERIMENTAL DEL
ENSANCHAMIENTO ESPECTRAL PRODUCIDO POR EL
RUIDO DE DISPARO DE LA CORRIENTE DE
INYECCIÓN DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO
DE SEMICONDUCTOR**

TESIS

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

CRISEIDA GONZÁLEZ RODRIGUEZ

Ensenada, Baja California, México. Agosto 2002.

DEDICATORIA

Para mi hija Krisares...

RESUMEN de la Tesis de **CRISEIDA GONZÁLEZ RODRIGUEZ**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de **MAESTRO EN CIENCIAS con orientación en ÓPTICA FÍSICA**. Ensenada, Baja California, México. Agosto 2002.

ESTUDIO TEÓRICO Y EXPERIMENTAL DEL ENSANCHAMIENTO ESPECTRAL PRODUCIDO POR EL RUIDO DE DISPARO DE LA CORRIENTE DE INYECCIÓN DENTRO DE UN AMPLIFICADOR ÓPTICO DE SEMICONDUCTOR.

Resumen aprobado por:

Dr. Horacio Soto Ortiz
Director de Tesis

Los amplificadores ópticos de semiconductor (AOS) pueden ser utilizados para desarrollar diversas funciones optoelectrónicas, incluyendo a la de la conmutación óptica. Un número de factores interdependientes determinan cual es la configuración más adecuada para una aplicación en particular. Estos factores son por ejemplo la amplificación requerida, las propiedades de ganancia y de saturación del medio activo, la potencia de entrada, el costo y la complejidad del sistema y la deseada calidad del haz de salida. Todos estos factores son bien entendidos y han sido estudiados para el caso de la conmutación óptica a excepción del último, por lo que el objetivo primordial de este trabajo es el de realizar un análisis acerca de las modificaciones espectrales que un AOS puede transferir a una señal óptica que lo cruza cuando el amplificador es utilizado como elemento de conmutación. Así, el trabajo presentado en esta tesis consiste de un estudio teórico y experimental de la influencia del ruido de disparo de la corriente de inyección del AOS sobre el espectro óptico de la señal que cruza al amplificador y está organizado de la manera siguiente: Primeramente, se presenta una discusión de los cambios dinámicos de la fase de la señal que cruza el AOS producidos por las variaciones del índice de refracción que a su vez son provocados por el ruido de la corriente de inyección. Después, un modelo dinámico del AOS es presentado para poder determinar la repercusión del ruido de la corriente de inyección sobre la fase de la señal óptica que cruza el amplificador y en consecuencia sobre su ancho de línea. El modelo es basado en una función de transferencia que relaciona a la corriente de inyección con la frecuencia óptica de la señal óptica en la salida del amplificador. Finalmente una técnica experimental heterodina que permite la determinación del ancho de línea de la señal óptica en la salida del amplificador es analizada e instrumentada. Los resultados para diferentes condiciones de operación son comparados con las predicciones teóricas.

Palabras clave: Amplificador óptico de semiconductor, ancho de línea, ruido de fase.

ABSTRACT of the thesis of **CRISEIDA GONZÁLEZ RODRIGUEZ**, presented as partial requeriment to obtain the **MASTER IN SCIENCES in PHISICAL ÓPTICS**. Ensenada, Baja California, México. August 2002.

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF SPECTRAL BROADENING DUE TO THE SHOT NOISE OF THE INJECTION CURRENT IN A SEMICONDUCTOR OPTICAL AMPLIFIER.

The semiconductor optical amplifiers (SOAs) can be utilized to develop several optoelectronics functions including that of the optical commutation. A number of interdependent factors determine which is the configuration best suited for a particular application. These factors include the amplification required, the gain and saturation properties of the active medium, the input power, the system cost and complexity, and the desired output beam quality. All these factors are well understood and studied for the optical commutation application except the last one, therefore, the objective of this work is to make an analysis about the spectral modifications that a SOA can transfer to an optical signal crossing it when the amplifier is utilized like a commutation element. Thus, the work presented in this thesis consists in a theoretical and experimental study of the SOA injection current shot noise influence on the optical spectrum of a signal crossing the amplifier and it is organized as follows: First, a discussion about of the dynamic changes of the optical signal phase crossing the SOA produced by refractive index variations provoked by the injection current noise is presented. Next, in order to determine the repercussion of the injection current noise on the optical signal phase crossing the amplifier and therefore on its line width a dynamic model of the SOA is developed. The model is based on an optical transfer function connecting the injection current with the optical frequency of the optical signal at the amplifier output. Finally an experimental heterodyne technique allowing the determination of the optical signal line width at the amplifier output is implemented. The results for different operation conditions are compared with the theoretical predictions.

Key words: Semiconductor Optical Amplifier, linewidths, phase noise.

AGRADECIMIENTOS

A Dios por darme la oportunidad de vivir.

A mi madre por su apoyo incondicional.

A mi padre, mis hermanos y mi familia por su valiosa ayuda.

A tí Alex por estar siempre conmigo TQM

A todos mis amigos por ser parte de mí.

Al CONACYT por el apoyo económico brindado.

Al CICESE por la oportunidad de continuar mis estudios.

Al Dr. Horacio Soto O. por la dirección de este trabajo.

A los Drs. Diana Tentori, Joaquín Alvarez y Carlos Flores,
por ser miembros de mi comité de tesis.

A todos mis maestros por su contribución a mi formación académica.

Contenido

Contenido	vi
Índice de Figuras	viii
I Introducción	1
II Reseña General de la Teoría Elemental de los Amplificadores Ópticos de Semiconductor	5
II.1 Apreciación Global	5
II.2 Concentración de Portadores	6
II.2.1 Niveles y Bandas de Energía	6
II.2.2 Portadores de Carga	7
II.2.3 Densidad de Estados	8
II.2.4 Probabilidad de Ocupación y los Cuasi-niveles de Fermi	10
II.2.5 Concentración de Portadores de Carga	11
II.3 Propiedades de una unión de semiconductores tipo $p-n$	15
II.3.1 Naturaleza eléctrica de la unión $p-n$	15
II.3.2 La Unión Polarizada	16
II.4 Interacción de Fotones con Electrones y Huecos	17
II.4.1 Condiciones para la Absorción y Emisión	18
II.4.2 Índice de Refracción	20
II.5 Ganancia y Absorción Óptica en un Semiconductor	20
II.6 El Amplificador Óptico de Semiconductor	22
II.6.1 Ganancia del amplificador	23
III Características Dinámicas en la Modulación del Amplificador Óptico de Semiconductor	26
III.1 Ecuaciones de Evolución	26
III.1.1 Ganancia Material	29
III.2 Propagación No-Lineal de un Pulso Óptico	30
III.2.1 Linearización de la Ganancia de Simple Paso y Desa-coplamiento de las Ecuaciones de Evolución	31

III.3 Solución de la Ecuación de Evolución de la Potencia de Salida del Amplificador para Pe-queñas Perturbaciones	33
IV Cambios Espectrales Producidos por Perturbaciones en la Corriente de Inyección	35
IV.1 Función de Transferencia: Frecuencia-Corriente	35
IV.2 Ancho de Línea del Campo Óptico a la Salida del AOS	38
IV.3 Medición del Espectro de las Desviaciones de Frecuencia: Conversión del Ruido de Fase	40
IV.3.1 Análisis del Ruido para Retrasos τ Arbitrarios	43
IV.4 Arreglo Interferométrico para Medir el Ancho de Línea	44
IV.4.1 Análisis de Ruido para Retrasos $\tau \gg t_c$	45
V Estudio Experimental del Espectro de las Desviaciones de Frecuencia Instantánea de una Señal Óptica que Atraviesa un AOS	47
V.1 Descripción General del Experimento	47
V.2 Banco Experimental	49
V.3 Análisis de los Datos Experimentales	51
V.4 Resultados Experimentales	52
V.4.1 Discusión de Resultados	57
VI Conclusiones	61
A Cálculo del Ancho de Línea Teórico	62
Bibliografía	64

Índice de Figuras

Figura		Página
1	Diagrama en el espacio k para un semiconductor largo.	9
2	Semiconductor Intrínseco. a)Electrones en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia para $T > 0$. b)Niveles de energía permitidos. c)Densidad de estados disponibles en cada banda de energía. d)Probabilidad de ocupación de un estado de energía (Función de Fermi). e)Concentración de electrones y huecos como función de la energía para un semiconductor intrínseco.	12
3	Semiconductor Dopado. Diagrama de bandas de energía, Función de Fermi, y concentración de portadores para semiconductores: a)tipo n , b)tipo p	13
4	Semiconductor en cuasi-equilibrio. Diagrama de bandas de energía, funciones de Fermi y concentración de electrones n y huecos p para cada banda de energía en un semiconductor en cuasi-equilibrio.	14
5	a)Diagrama de bandas de energía y concentración de portadores en una unión $p - n$ con polarización directa. b)Curva característica $i - V$ de una unión ideal $p - n$	16
6	Dependencia en la energía de: a)La densidad conjunta de estados ópticos. b)El factor de inversión de Fermi. c)El coeficiente de ganancia para $T = 0K$. Una temperatura finita $T > 0K$ hace la transición de ganancia a absorción de una manera suave. Los fotones cuyas energías se encuentren entre E_g y $E_{fc} - E_{fv}$ producen amplificación láser.	23
7	Área de la región activa en un AOS GaAs de doble heteroestructura.	27
8	Propagación de una señal a través de un segmento homogéneo de un amplificador.	30
9	Interferómetro tipo Mach-Zehnder.	41
10	Ruido de fase instantánea inducido por un AOS.	48
11	Configuración experimental para la señal de entrada al AOS.	49
12	Configuración experimental para el desplazador de frecuencia óptica, y el descorrelador de campos ópticos.	50

Figura	Página	
13	Configuración experimental completa.	51
14	Espectro del haz de entrada al AOS.	52
15	Espectro de salida del AOS corto, polarizado con una fuente de corriente ruidosa a 240mA.	53
16	Espectro de salida del AOS corto, polarizado con una fuente de corriente ruidosa a 140mA.	54
17	Espectro de salida del AOS corto, polarizado con una fuente de corriente de bajo ruido a 240mA.	54
18	Espectro de salida del AOS corto, polarizado con una fuente de corriente de bajo ruido a 140mA.	55
19	Espectro de salida del AOS largo, polarizado con una fuente de corriente de bajo ruido a 500mA.	55
20	Espectro de salida del AOS largo, polarizado con una fuente de corriente de bajo ruido a 300mA.	56
21	Espectro de salida del AOS largo, polarizado con una fuente de corriente ruidosa a 500mA.	56
22	Espectro de salida del AOS largo polarizado con una fuente de corriente ruidosa a 300mA.	57
23	Ancho de línea de los espectros a 3dB (50 por ciento) abajo del máximo del pedestal.	58
24	Ancho de línea estimado de los espectros generados por el campo óptico a la entrada y a la salida del AOS corto 470 μ m.	59
25	Ancho de línea estimado de los espectros generados por el campo óptico a la entrada y a la salida del AOS largo 1.5mm.	60
26	Ganancia de Paso $G = P_{in}/\bar{p}$	63

Capítulo I

Introducción

Hoy en día, el aumento desmesurado en la cantidad de tráfico producido por los servicios de internet está ejerciendo una fuerte presión para aumentar la capacidad de ancho de banda, velocidad y flexibilidad de las redes de comunicaciones [Koren, 2000]. La demanda de ancho de banda por usuario se ha acelerado rápidamente debido al declive actual en el costo del equipo computacional para el hogar y a la ola de popularidad de aplicaciones como el World Wide Web (WWW) cuya exigencia de ancho de banda por usuario crece por un factor de 8 al año [Hudgings y Nee, 1996]. Por otra parte el problema se agrava debido a que la propia industria de las comunicaciones y los usuarios terminales están demandando la integración de múltiples servicios de comunicación.

Las demandas para aumentar la capacidad de ancho de banda están empezando a poner en aprietos a la tecnología convencional de las redes, por lo que el problema de crear un sistema a prueba del futuro necesita ser resuelto a manera de urgente. Esto implica que las redes deben ser lo suficientemente flexibles para proporcionar una amplia variedad de servicios con velocidades de transmisión y formatos de modulación variables, de tal manera que la red sea al mismo tiempo compatible hacia atrás con aplicaciones ya existentes, y hacia adelante con servicios futuros. Estas redes además deben ser escalables en el número de usuarios, proveer bajas tasas de error de bit, ser bastante robustas, fácilmente actualizables, y para ser de uso práctico, relativamente rentables y comerciales. Para abreviar, la futura red de comunicaciones ideal debe proporcionar sobre todo alta capacidad en el ancho de banda, y al mismo tiempo ser robusta, flexible y rentable.

Las redes ópticas, en comparación con las electrónicas, tienen una combinación de características físicas que las hacen ser candidatas a reunir los requisitos de una red ideal, es decir, permiten una fácil actualización y al mismo tiempo son compatibles con la infraestructura electrónica existente. La introducción de enlaces ópticos aumenta inmensamente la capacidad de transmisión debido a que el ancho de banda de la fibra óptica es del orden de 25THz, sin embargo, actualmente los enlaces ópticos son subutilizados debido al cuello de botella inherente a la velocidad electrónica, que limita la rapidez de la transmisión y la distribución de la información. A pesar de los recientes avances, la velocidad global de transmisión de datos de la tecnología híbrida

(electrónica-óptica) sólo está creciendo en un factor de 1.5 por año, lo que no puede competir con el factor de crecimiento anual de 8 presentado por las aplicaciones WWW. Además de las limitaciones en capacidad, resulta incierto predecir si la plataforma convencional (SONET) sobre la cual se transmite la información en las redes ópticas síncronas, puede satisfacer los requerimientos de una red ideal.

Muchas de las limitaciones de las redes electrónicas o híbridas pueden evitarse utilizando redes completamente ópticas, en las que los datos se mantienen en forma óptica a lo largo de la transmisión. Si se evita el cuello de botella electrónico utilizando enrutadores y conmutadores ópticos que no requieran conversión óptica-eléctrica-óptica de los datos y la subsecuente regeneración, entonces, potencialmente se contará con el ancho de banda completo de los enlaces por fibra óptica. Por otro lado, la disponibilidad de diodos láser de una sola longitud de onda, amplificadores de fibra dopados con Erbio y multicanalizadores de longitud de onda pasivos, ha permitido que el método de multicanalización por división de longitud de onda (WDM), abra una nueva dimensión en la expansión del ancho de banda de transmisión. Las redes WDM completamente ópticas ofrecen además de su inmensa capacidad de ancho de banda, una solución natural para proporcionar una red de servicios integrados, ya que el ancho de banda de las redes WDM se divide en distintos canales que no se traslapan. En efecto, cada uno de ellos puede potencialmente ser utilizado para transportar diferentes servicios. Así, si las redes WDM completamente ópticas pudieran de alguna manera hacerse transparentes a la velocidad de transmisión de datos y al formato de modulación, los diferentes canales WDM podrían transportar simultáneamente servicios analógicos y digitales con formatos y velocidades de transmisión ampliamente variantes.

El principal problema de las redes totalmente ópticas es que su implantación práctica sea rentable. Por un lado las redes convencionales electrónicas o híbridas como SONET tienen la ventaja de estar bien desarrolladas, sus componentes ya están diseñados e instalados, su direccionabilidad y control están ya entendidos, representando en conjunto una inversión importante que permite su explotación. Por otro lado, la conmutación y almacenamiento de datos se logra mucho más fácilmente en forma electrónica, ya que las memorias y conmutadores ópticos son complejos, voluminosos y en muchos casos se encuentran todavía en fases experimentales de desarrollo. Finalmente, en cualquier discusión de redes multicanalizadas en longitud de onda WDM se tiene que considerar el número finito de canales de longitud de onda disponibles. La fibra, amplificadores, y otros dispositivos tienen anchos de banda finitos, por ejemplo, actualmente el uso de amplificadores ópticos de fibra dopada (EDFAs) limita el ancho de banda a aproximadamente 5THz [Hudgings y Nee, 1996]. Por otra parte los canales deben espaciarse una distancia mínima debido a limitaciones en la resolución del filtro de los receptores y a la precisión con la que las fuentes y receptores sintonizables pueden controlarse. Actualmente, se encuentran en el mercado sistemas de comunicación de 256 canales espaciados cada 0.1nm corriendo a 2.5 Gb/s, y sistemas menos densos corriendo a 10 y 40 Gb/s. Es claro que habrá nuevos progresos conforme la tecnología de dispositivos ópticos se desarrolle mejor; pero mientras tanto, las limitaciones antes explicadas en la capa física, seguirán restringiendo el funcionamiento de las redes

completamente ópticas.

En cuanto al desarrollo de nuevos dispositivos optoelectrónicos se puede mencionar que recientemente se ha desarrollado un extenso análisis teórico y experimental de la dinámica no-lineal de los semiconductores en esquemas interferométricos, lo cual dará lugar a una nueva y prometedora tecnología de conmutación completamente óptica. Las no-linealidades ópticas de los semiconductores prometen entregar conmutación y demulticanalización a velocidades que están en el orden de los Terabit/s, y debido a su diseño compacto muchas de estas arquitecturas de conmutación ya han sido integradas indicando con esto su viabilidad. Es por esto que los interruptores, conmutadores y los demulticanalizadores completamente ópticos, son piezas fundamentales para habilitar los futuros sistemas de comunicación. Por ejemplo, los interruptores ópticos que utilizan la dinámica no-lineal de los amplificadores ópticos de semiconductor (AOSs) activamente polarizados como elemento de conmutación, han sido utilizados para la conmutación, con pulsos de control de baja energía (250 fJ). Aunque los dispositivos pasivos han demostrado a la fecha las ranuras de conmutación más cortas (200fs), estos dispositivos típicamente requieren de más energía en los pulsos de control óptico que la utilizada en los AOSs activamente-polarizados. En efecto, el vaciado de bandas inducido por saturación de la ganancia en un AOS activo, se refuerza con la emisión estimulada. Es por esto que se requiere de menor energía en el pulso de control para generar la suficiente no-linealidad utilizada para la conmutación.

Además, para aplicaciones comerciales, los amplificadores ópticos de semiconductor pueden ser particularmente atractivos, ya que las funciones que pueden ser realizadas con estos dispositivos van desde la amplificación óptica lineal, a las puertas lógicas, pasando por la conversión de la longitud de onda y la regeneración completamente óptica. Además tienen la ventaja de poseer un tamaño reducido, fácil integrabilidad [Kelly, 2001] y un costo potencialmente bajo. El amplificador óptico de semiconductor surge como un producto comercial a mediados de 1997 y el mercado mundial de estos dispositivos en aplicaciones concernientes a las telecomunicaciones está previsto que crezca de 3.66 mil millones en el 2001 a más de 7 mil millones en el 2004; es decir observará un crecimiento compuesto del 22% anual [Strategies, 2001].

Por lo expuesto anteriormente, resulta interesante estudiar el desempeño de una matriz de conmutación del futuro que utilice a los AOSs como elementos de conmutación, dentro del contexto de que la calidad de la comunicación dependerá de las desventajas y limitaciones de los dispositivos que la conformen. En particular, es interesante hacer un análisis de las modificaciones espectrales que un AOS puede transferir a una señal óptica que lo atraviese, ya que esto degrada la calidad y funcionamiento del dispositivo de conmutación.

Como antecedente, llama la atención un trabajo publicado [Duan y Gallion, 1991] en donde se sugiere que el ruido de disparo de la corriente de inyección de los láseres de semiconductor (LS) produce cambios espectrales en su emisión. Como un AOS es un LS sin cavidad resonante, es imperativo el hacer un análisis de la repercusión del ruido de disparo de su corriente de inyección sobre el espectro de un haz que lo atraviesa.

En un AOS, es la corriente de polarización la que provee las condiciones físicas

necesarias para que la región activa se mantenga en un estado de inversión de población. En dicho estado el dispositivo se comporta como un medio amplificador que provee una ganancia, la cual está ligada con el índice de refracción. Evidentemente, si existe alguna forma de ruido en la amplitud de la corriente de polarización del AOS, ésta se manifestará en cambios dinámicos del índice de refracción del material. Además, el índice de refracción del material rige la fase de una señal que lo atraviesa [Saleh y Teich, 1991], por lo que al final de cuentas este ruido en la corriente de polarización puede traducirse en fluctuaciones de la fase y la frecuencia instantánea de la señal óptica. Es decir, debido al ruido en la corriente de polarización de un AOS, puede ocurrir un ensanchamiento no deseado en el espectro de transmisión óptico.

La densidad espectral de energía de una señal monocromática que atraviesa un AOS, está gobernada por la densidad espectral del ruido en la frecuencia instantánea transmitida [Petermann, 1988]. Con el propósito de evaluar los cambios espectrales que sufre la señal, en este trabajo se propone realizar un estudio teórico y experimental de la densidad espectral del ruido en la frecuencia instantánea transmitida por el AOS. Para caracterizar el ancho de línea espectral, se montará un arreglo interferométrico que convierte el ruido de la fase de un campo óptico, en fluctuaciones de potencia transmitida [Richter *et al.*, 1986].

Como se ha sugerido, la densidad espectral del ruido en la frecuencia instantánea transmitida por un AOS, está ligada a la densidad espectral del ruido en la corriente de polarización. De hecho [Duan y Gallion, 1991], para encontrar la densidad espectral del ruido de frecuencia de la señal que sale del AOS, necesitamos encontrar una función de transferencia que asocie cambios en la corriente de polarización con cambios en la frecuencia instantánea de la señal transmitida.

Una vez presentado el panorama general del problema por resolver, el camino a seguir para establecer la solución es el siguiente: Empezamos en el capítulo II con una descripción básica del funcionamiento de un AOS, discutiendo sus características principales. Después en el capítulo III se describirá el procedimiento empleado para obtener la función de transferencia de un AOS que permite ligar las fluctuaciones en su corriente de inyección, con las fluctuaciones de su frecuencia óptica de salida, dicho procedimiento está basado en la caracterización del desempeño dinámico del AOS. Posteriormente en el capítulo IV, se procede a calcular la densidad espectral del ruido en la frecuencia y su repercusión sobre el ancho de línea de la señal. En la sección IV.3 se explica la conversión del ruido de fase de una señal óptica, a ruido de potencia transmitida a la salida de un interferómetro. La descripción del estudio experimental y las mediciones efectuadas en el laboratorio se presentan en el capítulo V. Los resultados obtenidos se cotejan con las predicciones teóricas en la sección V.4.1 y finalmente en el capítulo VI se presentan las conclusiones.

Capítulo II

Reseña General de la Teoría Elemental de los Amplificadores Ópticos de Semiconductor

II.1 Apreciación Global

En los sistemas de comunicaciones y en las aplicaciones de control, los dispositivos optoelectrónicos son de suma importancia, debido a su excelente eficiencia y compatibilidad natural con el resto de la electrónica moderna [Verdeyen, 1995]. Como ya se ha mencionado, un amplificador óptico de semiconductor (AOS) es un láser Fabry-Perot de semiconductor sólo que con facetas anti-reflejantes. Por esta razón, la teoría desarrollada en el análisis de estos dispositivos es hasta cierto punto equivalente. Ambos tienen en común una estructura muy simple: Dos electrodos conectados a una fuente de corriente y una unión $p-n$ donde reside la mayor parte de la física del dispositivo.

Se supone que la mayoría de los lectores están familiarizados con muchos de los problemas asociados con los semiconductores, muchas de las ideas se han revisado una y otra vez en cursos elementales de electrónica, y por esta razón se obviarán. Sin embargo, existen algunas ideas que son cruciales en el entendimiento del amplificador óptico de semiconductor, y éstas serán discutidas en gran detalle.

[Saleh y Teich, 1991] De acuerdo a la teoría general de interacción átomo-fotón, los átomos de un material semiconductor absorben y emiten fotones al sufrir transiciones entre sus diferentes niveles de energía permitidos. Los materiales semiconductores tienen propiedades únicas en ciertos aspectos.

- Un material semiconductor puede ser visto como una colección de átomos que interactúan entre sí. La proximidad de sus átomos da lugar a un conjunto de niveles de energía que representa a todo el sistema.
- Los niveles de energía que pueden tener los electrones dentro de los semiconductores se agrupan en niveles de energía tan cercanamente espaciados que forman bandas continuas de energía.

- Las interacciones térmicas y ópticas del cristal con el medio se traducen en transiciones energéticas, que colocan la energía de algunos electrones del sistema en una banda de mayor energía. El proceso inverso también puede ocurrir, la energía de un electrón puede decaer a una banda de menor energía, liberando en el proceso calor o luz.

Con el fin de obtener una visualización más sencilla de las interacciones y transiciones, representaremos a los participantes en dos tipos de partículas, los electrones y los huecos, estos pueden transportar corriente eléctrica y pueden interactuar con fotones.

En una apreciación global, existen dos procesos fundamentales en la operación de casi todos los dispositivos optoelectrónicos: La absorción de un fotón, donde la energía del electrón ocupa un estado disponible en la banda de conducción dejando desocupado un estado en la banda de valencia; este proceso se conoce comúnmente como creación de un par hueco-electrón. Otro proceso fundamental es la comúnmente llamada recombinación, en donde la energía del electrón desocupa un estado de la banda de conducción para ocupar un estado disponible en la banda de valencia, este proceso puede producir la emisión de un fotón.

El principio fundamental de la operación de un AOS es el de la creación de una inversión de población en donde la emisión estimulada prevalezca sobre la absorción. La inversión de población de portadores normalmente se consigue por inyección de corriente eléctrica en un diodo de unión $p-n$.

El tiempo de respuesta de un amplificador láser de semiconductor está determinado por el tiempo de vida de los electrones con energía en la banda de valencia, siendo el valor más pequeño reportado a la fecha de aproximadamente $100ps$. Haciendo fluctuar la corriente de inyección, el corto tiempo de vida de electrón, permite manipular la amplitud de una señal óptica a velocidades en el orden de los $10GHz$.

II.2 Concentración de Portadores

La presencia de campos electromagnéticos o excitaciones térmicas externas pueden inducir al sistema a cambiar de un nivel de energía a otro, originando que el sistema intercambie energía con el mundo exterior. En condiciones de no-equilibrio una banda de mayor energía puede en algún momento llegar a tener una población electrónica mayor que una banda de menor energía, esta condición se llama *inversión de población* y proporciona la base para la acción láser.

En este capítulo se presenta un análisis que permite determinar el número de electrones disponibles para producir emisión estimulada de fotones, en un medio semiconductor.

II.2.1 Niveles y Bandas de Energía

[Saleh y Teich, 1991] Un semiconductor es un sólido cristalino amorfo cuya conductividad eléctrica está típicamente entre la de un metal y la de un aislante, y puede

modificarse significativamente alterando la temperatura, el contenido de impurezas del material ó la iluminación incidente.

Entre los átomos de este tipo de materiales existe una interacción lo suficientemente fuerte como para no considerarlos como entidades individuales. Así, los electrones de valencia no están atados a un átomo particular de manera individual, sino que pertenecen al sistema de átomos en conjunto.

[Saleh y Teich, 1991] El comportamiento de una partícula como el electrón con cierta energía potencial determinada por el entorno que lo rodea, está gobernado por una función de onda compleja que satisface la ecuación de Schrödinger. La solución de esta ecuación es una función de la energía potencial, la cual contiene contribuciones que permiten representar la interacción de la partícula con campos externos aplicados. En nuestro caso, la solución de la ecuación de Schrödinger es la de una partícula dentro de un potencial periódico formado por la colección de átomos en una red cristalina. Esta solución proporciona un gran número de niveles discretos de energía, finamente separados, que pueden describirse en forma aproximada como un continuo o bien como una banda de energía permitida. [Saleh y Teich, 1991] La mayoría de los electrones del semiconductor ocupan primeramente todos los niveles de energía más bajos representados en la llamada banda de valencia, y sólo algunos pocos electrones excitados encuentran su representación energética en la llamada banda de conducción, que es una banda de mayor energía. Es muy importante señalar que entre la banda de valencia y la banda de conducción se encuentra una banda de energía prohibida, que juega un papel muy importante en la determinación de las propiedades ópticas y eléctricas del material.

II.2.2 Portadores de Carga

En ausencia de excitaciones térmicas, la banda de valencia se encuentra completamente llena y la banda de conducción completamente vacía. Es decir, que de los cuatro electrones de valencia por átomo en un semiconductor elemental, hay cuatro electrones ocupando niveles de energía representados dentro de la banda de valencia y ningún electrón tiene su energía representada en la banda de conducción.

[Saleh y Teich, 1991] Conforme se aumenta la temperatura algunos electrones son excitados térmicamente, quedando su energía representada en la banda de conducción, donde existe un abundante número de estados energéticos desocupados. Los electrones que forman parte de esta banda pueden actuar como portadores de carga móviles y ser arrastrados en la red cristalina bajo el efecto de un campo eléctrico aplicado, contribuyendo a la corriente eléctrica. Al mismo tiempo, la excitación del electrón produce un estado cuántico vacío en la banda de valencia que es rápidamente ocupado por la energía de uno de los electrones restantes en esta banda el cual intercambia su lugar. Esto puede considerarse como el movimiento de otro portador de carga opuesta, que se mueve en dirección contraria a la del hueco dejado atrás por el electrón que partió. El hueco se comporta entonces como si tuviera una carga positiva $+e$.

El resultado de la excitación de cada electrón es entonces la creación de un electrón

libre y de un hueco libre, cuyas energías se representan en la banda de conducción y de valencia, respectivamente. Así, el material semiconductor presenta una conductividad que se incrementa con la temperatura o mediante la aplicación de un campo externo, ya que se genera un número creciente de portadores de carga móviles.

II.2.3 Densidad de Estados

[Verdeyen, 1995] La amplitud de probabilidad de encontrar a una partícula elemental como el electrón, en un lugar determinado dentro de un semiconductor, puede ser descrita por una función de onda. Este hecho es una idea que se ha establecido una y otra vez en cursos elementales de física, química y electrónica, aquí también retomamos esa idea. La notación que se utiliza para describir esta función de onda electrónica en un cristal, es la misma que la utilizada en la teoría electromagnética, después de todo, ambos son fenómenos ondulatorios y ambos tienen una cuantización forzada en la función de onda debido a las condiciones de frontera.

[Saleh y Teich, 1991] El estado cuántico de un electrón en un material semiconductor queda descrito por su energía E , su vector de onda \mathbf{k} y su espín ± 1 , mediante una función de onda que satisface a las condiciones de frontera. En efecto, un electrón que tiene una energía cerca del borde de la banda de conducción puede ser descrito aproximadamente como una partícula de masa efectiva m^* confinada en una caja cúbica tri-dimensional con paredes perfectamente conductoras, es decir, dentro de un pozo rectangular tri-dimensional de potencial infinito.

[Verdeyen, 1995] En un semiconductor de tamaño $L_x L_y L_z$ invocamos la más razonable y rudimentaria condición: el portador debe encontrarse en alguna parte dentro del volumen, y suponemos que la función de onda para un electrón varía espacialmente como

$$\psi(\mathbf{r}) = u(r) \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (1)$$

donde $u(r)$ refleja el efecto de la red a través de la cual la onda electrón se propaga, y además es la función que genera a las bandas de valencia y de conducción. Para una caja rectangular de lados L_x , L_y , L_z , la solución a la ecuación de Schrödinger se expresa en términos de ondas estacionarias oscilando entre los extremos de las paredes de la caja, en donde las componentes del vector de onda \mathbf{k} deben relacionarse a las dimensiones de la caja mediante

$$\begin{aligned} k_x &= m\pi/L_x, & k_y &= p\pi/L_y, & k_z &= q\pi/L_z, \\ \mathbf{k} &= k_x \mathbf{a}_x + k_y \mathbf{a}_y + k_z \mathbf{a}_z \end{aligned} \quad (2)$$

con m , p y q números enteros, lo cual indica que el vector de onda y por lo tanto la energía del electrón, está cuantizada.

Para calcular la densidad de estados energéticos disponibles para los portadores en las bandas de conducción y de valencia, necesitamos contar el número de combinaciones permitidas de los números cuánticos m , p y q para varias energías, medidas con respecto a los bordes de las bandas. El trabajo pesado puede minimizarse construyendo un

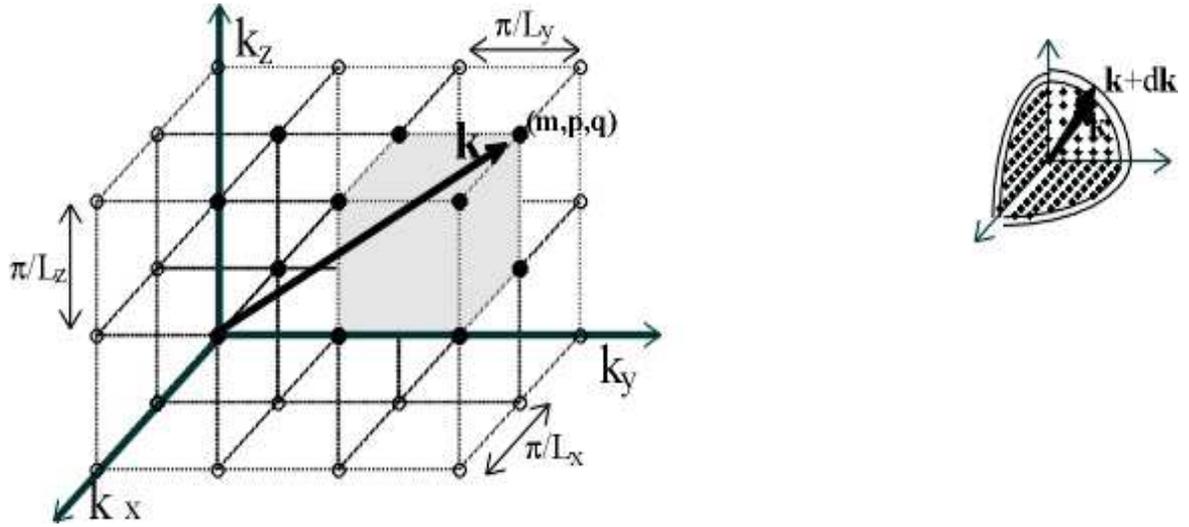


Figura 1 Diagrama en el espacio k para un semiconductor largo.

diagrama de estados permitidos que describa los requerimientos de cuantización de la Ec.(2) mediante un diagrama en el espacio- k . Como se observa en la figura 1, un valor permitido de \mathbf{k} es el vector que parte del origen hacia un punto cuya posición es una función de los números cuánticos (m, p, q) afectados por el factor multiplicativo apropiado $\pi/L_{x,y,z}$. Observe que hay exactamente un juego de números cuánticos por elemento de volumen, es decir, $V_k = (\Delta k_x = \pi/L_x) \cdot (\Delta k_y = \pi/L_y) \cdot (\Delta k_z = \pi/L_z)$. Así cada estado cuántico ocupa un volumen $\pi^3/L_x L_y L_z$ en el espacio- k ó

$$\begin{aligned} \text{densidad de estados en el espacio } k &= (1 \text{ estado}) / (\text{volumen de cada modo}) \\ &= L_x L_y L_z / \pi^3 \end{aligned} \quad (3)$$

Ahora supongamos que encontramos todas las combinaciones de (k_x, k_y, k_z) que producen un valor absoluto del vector de onda $|\mathbf{k}|$ constante. Esto ciertamente describirá en el espacio- k un octavo de una esfera, y si dejamos que \mathbf{k} se expanda a $\mathbf{k} + d\mathbf{k}$, esto adiciona un cascarón de espesor dk en la fracción de la esfera. El volumen de este cascarón, por la densidad de estados, es el número de estados $N_k dk$ que se abarca por permitir que k varíe de k a $k + dk$, es decir,

$$N_k dk = \left(\frac{1}{8} \cdot 4\pi k^2 dk \right) \left(\frac{L_x L_y L_z}{\pi^3} \right) \quad (4)$$

Recordemos que estamos tratando con estados de momento de un electrón, por lo que se tienen dos posibles orientaciones del espín, de aquí que el número de estados debe multiplicarse por un factor de 2 y la densidad de estados en el espacio k por unidad de volumen $2 \cdot N_k dk / V$ se vuelve

$$\rho_k dk = \frac{k^2 dk}{\pi^2} \quad (5)$$

En física de semiconductores las soluciones permitidas para k son convertidas en energías permitidas a través de la relación cuadrática energía-número de onda. Además, es más cómodo expresar a la densidad de estados en términos de la energía del portador [Verdeyen, 1995]. La energía y momento en una banda están relacionados por

$$E = (\hbar k)^2 / 2m^* = (\epsilon - E_c) = (E_v - \epsilon) \quad (6)$$

donde ϵ es la energía total, E es la energía medida desde el borde de la banda E_c o E_v y m^* es la masa efectiva de los portadores. Así,

$$k = \left(2m^* E / \hbar^2\right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$dk = \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{1/2} \frac{dE}{2E^{1/2}} \quad (8)$$

sustituyendo estas relaciones en la Ec.(5), obtenemos la densidad de estados en las bandas de valencia ó de conducción, respectivamente (ver la figura 2)

$$\rho_{v,c}(E) dE = \left\{\frac{1}{2\pi^2}\right\} \left\{\frac{2m^*}{\hbar^2}\right\}^{3/2} \left\{E^{1/2} dE\right\} \quad [m^{-3}] \quad (9)$$

II.2.4 Probabilidad de Ocupación y los Cuasi-niveles de Fermi

[Saleh y Teich, 1991] Como ya se ha indicado, cada átomo de una colección sufre continuamente transiciones entre sus diferentes niveles de energía, la probabilidad de ocurrencia de estas transiciones aleatorias, está descrita por las reglas de la física estadística. Si el sistema de una colección de átomos idénticos en un medio está en equilibrio térmico, la probabilidad de que un átomo arbitrario se encuentre en cierto nivel de energía está determinado por la distribución estadística de Boltzman. En esta distribución, la probabilidad de ocupación en función de la energía es una función exponencialmente decreciente, por lo que la población de un nivel de energía dado siempre es mayor que la de nivel superior. Esto no es necesariamente cierto en condiciones de no-equilibrio en donde un nivel de energía puede tener una población mayor que la de un nivel de energía menor. Esta condición se llama *inversión de población* y proporciona la base para la acción láser.

Los electrones en los semiconductores obedecen una ley de ocupación diferente. Debido al principio de exclusión de Pauli el número de electrones en cada estado energético es cero ó uno, es decir, un estado está ocupado por un sólo electrón ó está vacío, y la probabilidad de que un nivel de energía se encuentre ocupado está dado por la distribución de Fermi-Dirac.

[Saleh y Teich, 1991] En la ausencia de excitación térmica todos los electrones ocupan los niveles de menor energía permitida, sujetos al principio de exclusión de Pauli. La banda de valencia está entonces completamente llena (no hay ningún hueco) y la banda de conducción está completamente vacía (no contiene ningún electrón). Cuando la temperatura se eleva, las excitaciones térmicas promueven algunos electrones de la

banda de valencia a la banda de conducción, dejando atrás estados vacíos en la banda de valencia (huecos). Las leyes de la mecánica estadística dictan que bajo condiciones de equilibrio térmico, la probabilidad de que un estado de energía sea ocupado por un electrón está determinado por la función de Fermi,

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\exp[(\epsilon - E_f)/k_B T] + 1} \quad (10)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann a 300K y E_f es una constante conocida como la energía de Fermi o el nivel de Fermi. El nivel de Fermi es aquel nivel de energía para el cuál la probabilidad de ocupación, si hubiera allí un estado permitido, sería 1/2. El significado físico de E_f es el de división entre los niveles de energía ocupados y desocupados. De la misma manera $[1 - f(\epsilon)]$ describe la probabilidad de que un estado de energía esté vacío.

En la región activa de un semiconductor, el nivel de Fermi debe estar representado en un nivel de energía que se encuentre dentro de las bandas de energía, para que pueda existir una inversión de población, además es necesario que *electrones y huecos* existan simultáneamente en el mismo lugar. Siendo así, se debe reconocer que la ecuación (10) nos conduce a un problema: Si el nivel de Fermi se mueve desde su posición de equilibrio hacia la banda de conducción, entonces la Ec.(10) indica que la mayoría de los estados debajo de E_f están llenos, y en consecuencia el electrón no puede hacer una transición a la banda de valencia porque todos los estados disponibles están ocupados. En efecto, la ecuación (10) trata con una situación de equilibrio, mientras que la acción láser utiliza un sistema invertido que se encuentra lejos del equilibrio termodinámico. Para solventar esta situación se utilizará el concepto de Shockley de cuasi-niveles de Fermi, E_{fc} y E_{fv} para describir la probabilidad de que un estado sea ocupado en la banda de conducción o en la banda de valencia. En el equilibrio $E_{fc} = E_{fv} = E_f$. La idea está basada en el hecho de que las relajaciones intrabandas ocurren en una escala de tiempo inferior a 10^{-12} segundos, que es mucho menor que la velocidad de relajación interbandas (recombinación) la cual es del orden de 10^{-9} segundos. De aquí que los electrones logran una situación de cuasi-equilibrio en cada banda, ocupando los niveles disponibles más bajos de acuerdo a la función de Fermi con el cuasi-nivel de Fermi apropiado para esa función. Por consiguiente, La probabilidad de encontrar un estado ocupado en la banda de conducción ó de valencia es entonces respectivamente

$$f_{c,v}(\epsilon) = \frac{1}{\exp[(\epsilon - E_{f,c,v})/kT] + 1} \quad (11)$$

y la probabilidad de un encontrar un estado vacío, es decir un hueco, es por supuesto $1 - f_{c,v}$ para cada banda.

II.2.5 Concentración de Portadores de Carga

[Saleh y Teich, 1991] Determinar la concentración de portadores de carga (huecos y electrones) como función de la energía, requiere el conocimiento de:

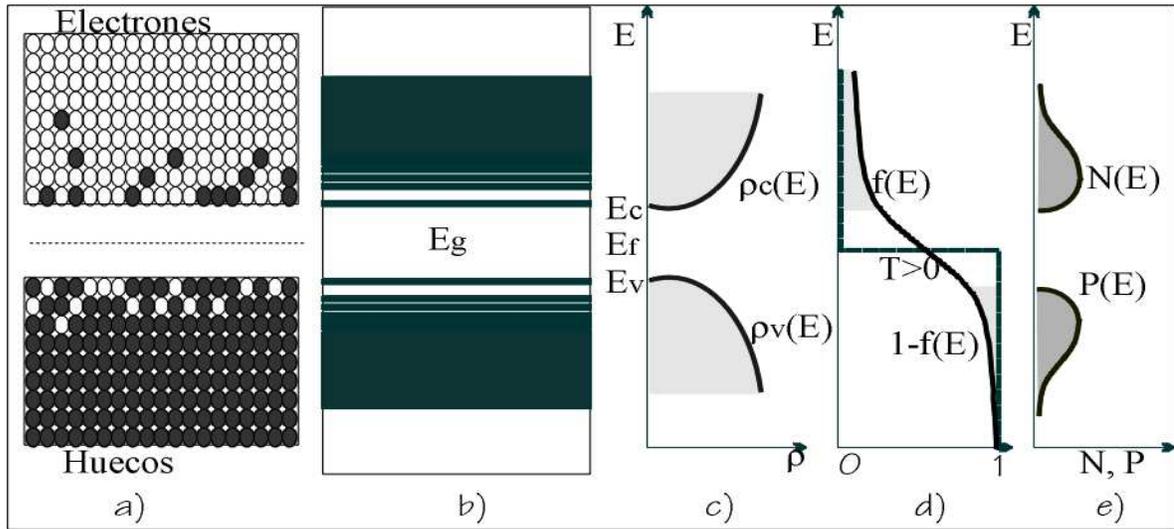


Figura 2 **Semiconductor Intrínseco.** a)Electrones en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia para $T > 0$. b)Niveles de energía permitidos. c)Densidad de estados disponibles en cada banda de energía. d)Probabilidad de ocupación de un estado de energía (Función de Fermi). e)Concentración de electrones y huecos como función de la energía para un semiconductor intrínseco.

- La densidad de los niveles de energía permitidos, es decir, la densidad de estados.
- La probabilidad de que cada uno de estos estados esté ocupado.

Estos parámetros los hemos calculado ya, así que procederemos al cálculo de la concentración de portadores en equilibrio y en cuasi-equilibrio.

Concentración de Portadores en Equilibrio Térmico

Sea $n(E)\Delta E$ y $p(E)\Delta E$ el número de electrones y huecos por unidad de volumen respectivamente, que tienen un valor de energía que está entre E y $E + \Delta E$. Las densidades n y p pueden obtenerse al integrar sobre todas las energías permitidas, la densidad de estados en el nivel de energía E y la probabilidad de ocupación de dicho nivel de energía. De esta manera la concentración de electrones y huecos n y p (población por unidad de volumen) quedan definidos como:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \rho_c(E) f(E) dE \quad p = \int_{-\infty}^{E_v} \rho_v(E) [1 - f(E)] dE \quad (12)$$

En un semiconductor intrínseco (material no dopado) a cualquier temperatura, la concentración de electrones iguala a la concentración de huecos debido a que las excitaciones térmicas siempre generan electrones y huecos en pares, por lo tanto el nivel de Fermi se coloca en un nivel de energía tal que se cumpla la condición $n = p$, como lo muestra la figura 2. En un semiconductor dopado de tipo- n , la energía máxima de los

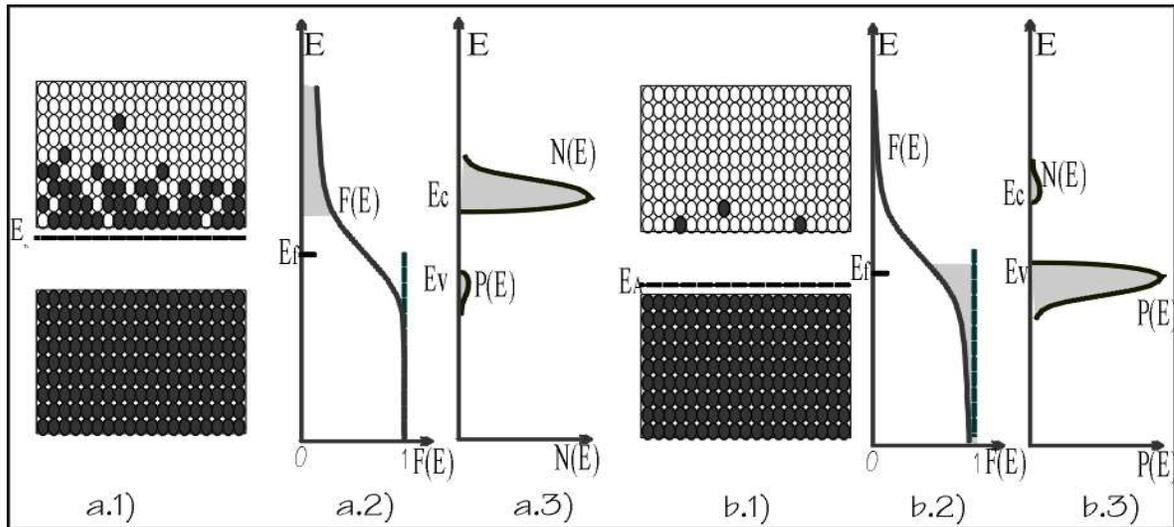


Figura 3 **Semiconductor Dopado.** Diagrama de bandas de energía, Función de Fermi, y concentración de portadores para semiconductores: a) tipo n , b) tipo p .

electrones del material donador ocupa un nivel E_D ubicado ligeramente debajo del borde de la banda de conducción de tal manera que la energía de los electrones en este nivel es fácilmente promovida a la banda de conducción, y como resultado el nivel de Fermi se encuentra por encima de la mitad de la banda de separación. Para un semiconductor de tipo- p la energía de los electrones ocupa un nivel E_A ubicado ligeramente por encima del borde de la banda de valencia de tal manera que el nivel de Fermi se encuentra por debajo de la mitad de la banda prohibida. El diagrama de bandas de energía, función de Fermi y concentración de portadores en equilibrio para semiconductores dopados tipo- n y tipo- p son ilustrados en la figura 3. Nuestra atención se ha dirigido a los portadores móviles en los semiconductores dopados. Estos materiales son por supuesto eléctricamente neutros dada la existencia de iones fijos donador y aceptor, de manera que $n + N_A = p + N_D$, donde N_A y N_D son respectivamente el número de aceptores y donadores ionizados por unidad de volumen.

Concentración de Portadores en Cuasi-Equilibrio

[Saleh y Teich, 1991] La probabilidad de ocupación y la concentración de portadores proporcionadas anteriormente son aplicables sólo para semiconductores en equilibrio térmico, por lo tanto no son válidas cuando el equilibrio térmico es perturbado. No obstante, existen situaciones en las que los electrones cuya energía está representada en la banda de conducción están en equilibrio térmico entre ellos, como lo están también los huecos en la banda de valencia, sin estar los electrones y los huecos en un mutuo equilibrio térmico. Esto puede ocurrir por ejemplo, cuando una corriente eléctrica externa ó un flujo de fotones induce transiciones banda a banda que rompen el equilibrio térmico. Esta situación sin embargo desencadena un cuasi-equilibrio, el cual se presenta

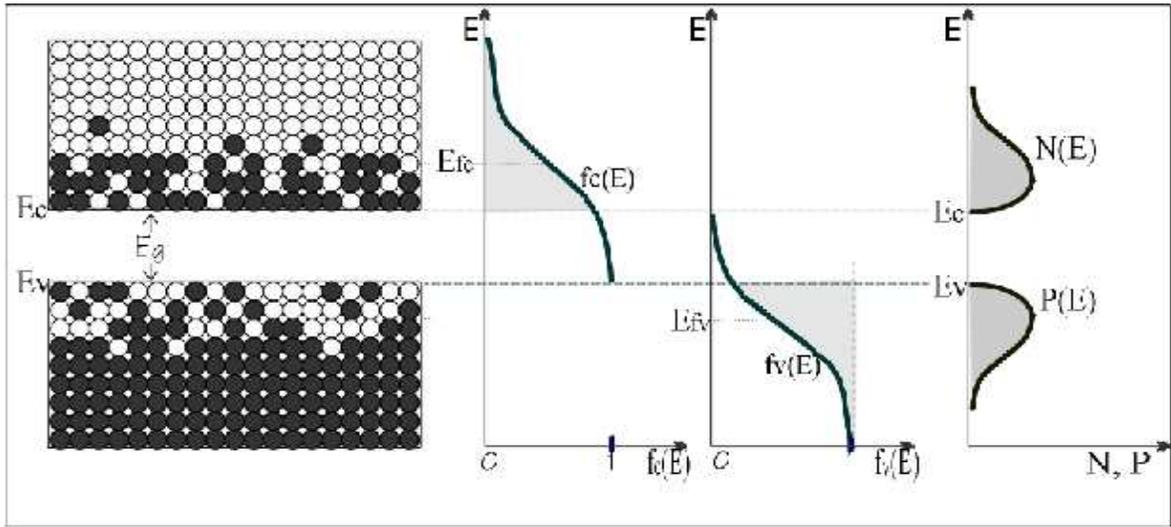


Figura 4 **Semiconductor en cuasi-equilibrio.** Diagrama de bandas de energía, funciones de Fermi y concentración de electrones n y huecos p para cada banda de energía en un semiconductor en cuasi-equilibrio.

porque los tiempos de relajación interbanda son mucho más cortos que los tiempos de relajación intrabanda. Bajo estas circunstancias es adecuado utilizar a las funciones de Fermi en cada banda por separado.

Como se muestra en la figura 4, en un semiconductor en cuasi-equilibrio, la probabilidad de que un nivel de energía en la banda de conducción sea ocupado por un electrón está dado por $f_c(E)$, y la probabilidad de que un nivel de energía en la banda de valencia esté ocupado por un hueco es $1 - f_v(E)$. Cuando E_{fc} y E_{fv} , que representan los niveles de Fermi en cada banda, se encuentran en niveles muy elevados dentro de las bandas de conducción y de valencia respectivamente, las concentraciones de electrones y huecos pueden ser bastante grandes.

[Verdeyen, 1995] Para obtener la densidad de electrones en la banda de conducción en el intervalo de energía $d\epsilon$, hay que multiplicar la densidad de estados de la banda E_c (9), por la función de Fermi E_c (11) para obtener

$$n_c(\epsilon) d\epsilon = \frac{1}{2\pi^2} \left[\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right]^{3/2} \frac{(\epsilon - E_c)^{1/2} d\epsilon}{\exp[(\epsilon - E_{f,c})/kT] + 1}, \quad \epsilon > E_c \quad (13)$$

Para obtener el número de huecos en el intervalo $d\epsilon$ por debajo de E_v , se utiliza la densidad de estados en la banda de valencia y se multiplica por $[1 - f_v(\epsilon)]$, que es la probabilidad de que ése estado esté vacío, resultando:

$$p_v(\epsilon) d\epsilon = \frac{1}{2\pi^2} \left[\frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right]^{3/2} \frac{(E_v - \epsilon)^{1/2} d\epsilon}{\exp[(E_{f,v} - \epsilon)/kT] + 1}, \quad \epsilon < E_v \quad (14)$$

donde m_e^* y m_h^* son la masa efectiva de los electrones y de los huecos, respectivamente.

La figura 4 representa un esbozo de la distribución de portadores en un semiconductor en cuasi-equilibrio.

II.3 Propiedades de una unión de semiconductores tipo $p-n$

[Ankrum, 1971] Casi todos los fenómenos importantes que se dan en los dispositivos de semiconductor ocurren en la unión de dos tipos diferentes de semiconductores ó en uniones metal-semiconductor. Por esta razón resulta básico entender las propiedades de la unión de dos semiconductores. [Saleh y Teich, 1991] En particular, la frontera de dos regiones dopadas de diferente manera en un material semiconductor se conoce como homounión, y un ejemplo importante es la unión $p-n$. A las uniones entre diferentes materiales semiconductores se les llama heterouniones.

II.3.1 Naturaleza eléctrica de la unión $p-n$

Una unión $p-n$ es el contacto metalúrgico de un semiconductor tipo- p y otro tipo- n . [Ankrum, 1971] En la región tipo p los portadores mayoritarios son los huecos y tiene unos cuantos electrones móviles. En la región tipo n los portadores mayoritarios son los electrones y los portadores minoritarios son los huecos. Ambos portadores de carga se encuentran en un continuo movimiento térmico en todas direcciones. Cuando las dos regiones se ponen en contacto, se presenta la siguiente secuencia de eventos:

1. A una temperatura de cero absoluto, los electrones donados de la región n y los huecos donados de la región p están ligados a sus átomos “padres”, pero si aumentamos la temperatura del cristal, las vibraciones térmicas de la red a través de rupturas en los enlaces de valencia liberan a casi todos los huecos y electrones de los átomos de impurezas creando algunos pares hueco-electrón.
2. Estos portadores liberados son libres de moverse a través del cristal por lo que comienza un flujo de difusión de los huecos de la region p hacia la n y de electrones de la región n hacia la p . Anterior al flujo de difusión, el cristal era eléctricamente neutro, pero la difusión de electrones y huecos deja iones donadores positivos en la región n y iones aceptores negativos en la región p . Estos iones crean un campo eléctrico en la unión que se opone a la acción de difusión y ésta cesa cuando el campo eléctrico establecido es lo suficientemente fuerte y se opone a cualquier difusión neta. El efecto neto es la creación de una capa delgada que está vacía de portadores libres, a esta zona se le conoce como la región de agotamiento de portadores, región de cambio espacial, región de transición ó simplemente la región de la unión.
3. [Saleh y Teich, 1991] Así, en la unión se llega a una condición de equilibrio que da como resultado el establecimiento de una diferencia de potencial entre los dos

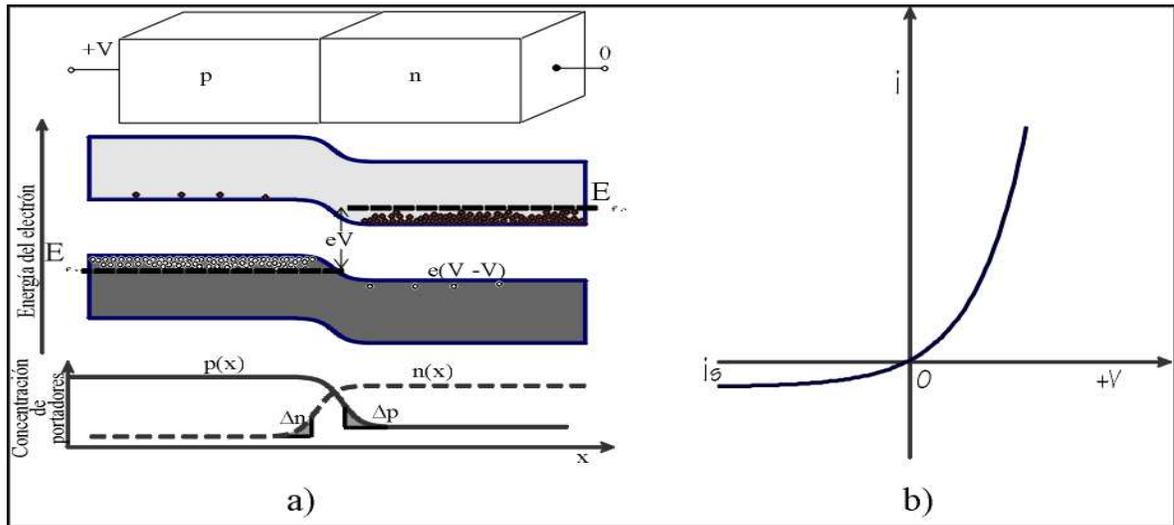


Figura 5 a) Diagrama de bandas de energía y concentración de portadores en una unión $p - n$ con polarización directa. b) Curva característica $i - V$ de una unión ideal $p - n$.

lados de la región de agotamiento, teniendo el lado n un mayor potencial que el lado p . Esto ocasiona que un electrón del lado n tenga una energía potencial menor que un electrón del lado p . Como resultado las bandas de energía se curvan como se muestra en la figura 5.

La diferencia en el potencial electrostático de las regiones n y p indica la cantidad de energía requerida para mover, ya sea un hueco de la región p a la n ó, un electrón de la región n a la p . A esta diferencia de potencial se conoce como barrera de potencial de la unión, y en equilibrio, la altura de la barrera depende del material y del grado de contaminación.

En equilibrio térmico hay sólo una función de Fermi para toda la estructura, de tal manera que los niveles de Fermi en las regiones p y n están alineados. Ninguna corriente neta fluye a través de la unión. La difusión y las corrientes de arrastre se cancelan para electrones y huecos independientemente.

II.3.2 La Unión Polarizada

[Ankrum, 1971] Si la unión se polariza directamente aplicando un voltaje positivo V a la región p , su potencial se incrementa con respecto a la región n , de manera que se produce un campo eléctrico en una dirección opuesta al ya establecido. El efecto neto de la polarización directa es una reducción en la altura de la barrera potencial una cantidad eV . Esto permite que un número aumentado de huecos de la región p y electrones de la región n crucen la unión dando lugar a una corriente neta de portadores mayoritarios. La corriente de los portadores mayoritarios aumenta por un factor exponencial, por lo

que un pequeño cambio en la altura del potencial debido al voltaje aplicado, causa un gran cambio en la corriente de la unión. Lo anterior se conoce como conexión de baja resistencia o conexión directa de la unión $p-n$, y se dice que la unión está directamente polarizada.

Cuando se invierte la polaridad del voltaje en la región p , la altura de la barrera potencial se incrementa una cantidad eV . Esto impide el flujo de portadores mayoritarios, presentándose una corriente neta de portadores minoritarios. Debido a la relativamente pequeña densidad de los portadores minoritarios, la corriente de la unión para esta polaridad del voltaje es muy baja por lo que a este tipo de polarización se le conoce como conexión de alta resistencia o conexión inversa de la unión $p-n$, y se dice que la unión está inversamente polarizada.

La presencia del voltaje de polarización externo produce una desviación del equilibrio y una desalineación de los niveles de Fermi en las regiones p y n así como también en la región de agotamiento. La presencia de dos niveles de Fermi en la región de agotamiento representa un estado de cuasi-equilibrio. [Saleh y Teich, 1991] Además, el potencial aplicado externamente altera la diferencia de potencial existente entre las regiones p y n , lo que a la vez modifica el flujo de los portadores mayoritarios de tal manera que la unión puede ser utilizada como una compuerta. En efecto, la unión $p-n$ actúa como un diodo con una curva característica corriente-voltaje ($i - V$) como se ilustra en la figura 5b. La respuesta de la unión $p-n$ a un voltaje dinámico aplicado se puede obtener al resolver el conjunto de ecuaciones diferenciales que gobiernan el proceso de difusión, arrastre y recombinación de electrones y huecos. Estos efectos son importantes para determinar la velocidad a la que el diodo puede ser operado.

II.4 Interacción de Fotones con Electrones y Huecos

[Saleh y Teich, 1991] Los fotones interactúan con la materia debido a que la materia contiene cargas eléctricas. La variación temporal del campo eléctrico de la luz, ejerce fuerzas sobre las cargas eléctricas y sobre los dipolos de los átomos, moléculas y sólidos produciendo cambios en su energía potencial, ocasionando que ellos vibren o se aceleren. Recíprocamente, cuando las cargas eléctricas vibran, emiten luz. Sin embargo, un fotón sólo puede interactuar con un átomo si su energía iguala a la diferencia de energía existente entre dos orbitales de dicho átomo.

La materia constantemente sufre transiciones ascendentes y descendentes entre sus niveles de energía permitidos, las cuales pueden inducirse por la presencia de fuentes de energía externa, como irradiación con luz, aplicación de un campo eléctrico ó por reacción química. Algunas de éstas llevan hacia la emisión y absorción de fotones.

Si un fotón transfiere su energía a un átomo, de manera que uno de sus electrones adquiere un nivel de energía más alto, se dice entonces que el fotón ha sido absorbido. El proceso alternativo también puede ocurrir, el átomo puede sufrir una transición a un nivel de energía menor produciendo la emisión de un fotón de energía igual a la diferencia entre los niveles de energía de la transición. Si esta transición ocurre por la

acción de un fotón, se dice que se tiene una emisión estimulada. De no ser así, es decir si la transición no es forzada, se dice que se tiene una emisión espontánea.

La emisión estimulada produce un fotón con la misma fase, frecuencia óptica, polarización y dirección que las del fotón estimulante. No así la emisión espontánea, la cual produce fotones en cualquier dirección, frecuencia y polarización. De esta manera, la emisión estimulada es el proceso de amplificación de luz en el que basan su funcionamiento los láseres y los amplificadores de semiconductor.

II.4.1 Condiciones para la Absorción y Emisión

Conservación de la Energía y el Momento

Como ya se ha mencionado, un fotón sólo puede interactuar con un átomo si su energía iguala a la diferencia de energía existente entre dos de sus orbitales. Esto es porque en cualquier transición óptica se debe conservar tanto la energía como el momento de los participantes. La conservación de la energía es fácil y transparente, inicialmente el electrón tiene una energía que encuentra en la banda de conducción y al hacer una transición a un estado que se encuentra en la banda de valencia, se produce una energía excedente un poco mayor que $E_g = E_c - E_v$, en forma de fotón ó en forma de algún otro proceso anónimo.

La absorción ó emisión de un fotón de energía $h\nu$ requiere que la diferencia de energía de los dos estados cuánticos involucrados en la transición, estén separadas por $h\nu$, es decir, la conservación de la energía requiere que

$$E_c - E_v = h\nu \quad (15)$$

Por otro lado, la conservación del momento requiere un escrutinio más cuidadoso del proceso debido a que se requiere que la suma vectorial del momento final de todos los participantes sea igual al valor inicial, es decir

$$\hbar\mathbf{k}_f + \hbar\mathbf{k}_p = \hbar\mathbf{k}_i \quad (16)$$

donde $\hbar\mathbf{k}_{f,p,i}$ representa el momento final del electrón, el momento del fotón y el momento inicial del electrón respectivamente.

Usualmente hay suficientes eventos de esparcimiento en los materiales directos para relajar un poco la regla de conservación del momento. En los materiales indirectos, el problema se vuelve mucho peor, no obstante las transiciones ópticas pueden y tienen lugar.

Probabilidades de Emisión/Absorción

La conservación de la energía y el momento determinan las energías E_1 y E_2 , y el momento $\hbar k$ de los electrones y de los huecos con los que los fotones pueden interactuar. Tres factores determinan la probabilidad de que se emita o absorba un fotón de energía $h\nu$: La probabilidad de ocupación, la probabilidad de transición y la densidad reducida de estados ópticos. A continuación discutimos estos factores.

Probabilidades de Ocupación. Las llamadas condiciones de ocupación para la emisión y la absorción de un fotón producida por una transición entre dos niveles discretos de energía E_1 y E_2 son las siguientes:

- *Condición de Emisión:* Existe un estado de energía en la banda de conducción ocupado por un electrón y un estado de energía en la banda de valencia vacío u ocupado por un hueco. Ambos estados tienen el mismo momento.
- *Condición de Absorción:* Existe un estado de energía en la banda de conducción vacío y un estado de energía en la banda de valencia ocupado por un electrón. Ambos estados tienen el mismo momento.

La probabilidad para que estas condiciones de ocupación sean satisfechas están determinadas por las funciones de Fermi $f_v(E)$ y $f_c(E)$ asociadas a las bandas de valencia y de conducción de un semiconductor en cuasi-equilibrio. La probabilidad de satisfacer las condiciones de emisión es entonces el producto de la probabilidad de que un nivel superior de energía este lleno, y la probabilidad de que un nivel inferior se encuentre vacío, considerando que son eventos independientes, esto es

$$f_e(\nu) = f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)] \quad (17)$$

Similarmente, la probabilidad de satisfacer las condiciones de absorción es

$$f_a(\nu) = [1 - f_c(E_2)]f_v(E_1) \quad (18)$$

El factor de inversión de Fermi definido como

$$f_g(\nu) = f_e(\nu) - f_a(\nu) = f_c(E_2) - f_v(E_1) \quad (19)$$

representa el grado de inversión de población, depende de las funciones de Fermi para las bandas de conducción y de valencia. También es función de la temperatura y de los cuasi-niveles de Fermi, que a la vez están determinados por el nivel de bombeo ó inyección. Es muy importante recalcar que para determinar las probabilidades de ocupación se requiere del conocimiento de los cuasi-niveles de Fermi E_{fc} y E_{fv} , pues es a través del control de estos dos parámetros, mediante una excitación externa, que las transiciones en la absorción y emisión en un dispositivo fotónico de semiconductor pueden modificarse.

Probabilidades de Transición. Satisfacer las condiciones de ocupación no asegura que la emisión/absorción se lleve a cabo. Estos procesos están gobernados por leyes probabilísticas de interacción entre fotones y sistemas atómicos. En los semiconductores, estas leyes están caracterizadas por la sección transversal de transición $\sigma(\nu)$ del material.

Densidad Reducida de Estados. Esta cantidad incorpora la densidad de estados en las bandas de conducción y de valencia que pueden producir transiciones con conservación del momento y del espín resultando:

$$\rho(\nu) = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (20)$$

donde m_r es la masa reducida determinada por las masas efectivas del electrón m_e^* y del hueco m_h^* :

$$m_r = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \quad (21)$$

II.4.2 Índice de Refracción

Los procesos estudiados anteriormente provocan alteraciones instantáneas en el número de portadores, [Ebeling, 1989] estas alteraciones en la densidad de electrones dan lugar a variaciones en el índice de refracción del semiconductor, y por lo tanto en la fase de la señal óptica que lo atraviesa [Saleh y Teich, 1991].

Los materiales semiconductores son dispersivos, esto quiere decir que el índice de refracción depende de la longitud de onda de la señal incidente. A la vez, la longitud de onda del fotón clonado en la emisión estimulada depende de la posición de los niveles de Fermi en una situación de cuasi-equilibrio. Así, de una manera indirecta, el índice de refracción se ve afectado por modificaciones en la posición de los niveles de Fermi. En otras palabras, el índice de refracción guarda una relación directa con la ganancia material, representada mediante la conocida transformación de Kramers-Kronig [Hutchings *et al.*, 1992].

II.5 Ganancia y Absorción Óptica en un Semiconductor

[Verdeyen, 1995] Ahora ya estamos en posición de considerar situaciones que dan lugar a la ganancia en un semiconductor, reconociendo que es justamente lo opuesto a aquello que da lugar a la absorción. Por ejemplo, considere un experimento en donde una pequeña señal de prueba con frecuencia óptica variable incide sobre un semiconductor, y la razón de la potencia de salida con respecto a la de entrada se grafica como función de la frecuencia. Para simplificar nuestra tarea supondremos un material intrínseco y la temperatura en cero absoluto, es decir que $E_{fc} = E_{fv} = E_f$, lo cual representa un nivel de Fermi colocado a la mitad de la banda de la energía prohibida.

Cuando la energía de la señal de frecuencia variable es menor que la energía de la banda prohibida, es decir, cuando $h\nu_s < E_g$ entonces no hay suficiente energía de excitación para promover a un electrón a un estado de energía más alto en la banda de conducción, por lo que no hay absorción. Cuando $h\nu_s > E_g$ comienza la verdadera absorción, ya que se eleva la energía de un electrón, de la banda de valencia, a un nivel representado por un estado vacío en la banda de conducción. El coeficiente de

absorción es proporcional al número de estados disponibles para la absorción, es decir, proporcional a la densidad conjunta de estados ópticos y a la probabilidad de satisfacer la condición de absorción. Obviamente, conforme $h\nu_s$ es mayor que E_g ambos números se vuelven más grandes, por lo que el coeficiente de absorción también se vuelve más grande, variando conforme a la densidad de estados.

Ahora sacamos del equilibrio al sistema, utilizando una bomba óptica I_p cuya trayectoria traslapa de manera ortogonal a la señal de prueba. Además, suponemos que la bomba es lo suficientemente fuerte como para mantener un número significativo de electrones con energías representadas en la banda de conducción. Considerando que las relajaciones intrabanda son muy rápidas, los estados desde el mínimo de la banda de conducción E_c hasta E_{fc} están ocupados, y los estados desde el máximo de la banda de valencia E_v hasta E_{fv} están vacíos. Debido a nuestra suposición de que el material se encuentra a $0K$, todos los estados con energías $E_g < E < E_{fc}$ están ocupados y todos los estados con energías $E > E_{fv}$ están desocupados.

La posición exacta de la diferencia de los niveles de Fermi $E_{fc} - E_{fv}$, relativa a la energía del fotón de la bomba $h\nu_p$, depende de la intensidad de ésta, la cual mantiene la energía de los electrones en la banda de conducción, en contra de su tendencia natural de ocupar estados de energía en la banda de valencia. Lo anterior, es similar a intentar llenar una cubeta que tiene agujeros, si el flujo de agua es pequeño se acumula poca agua en la cubeta. Si el agua que fluye de la manguera (léase la intensidad de la bomba) es lo suficientemente abundante, entonces la cubeta (es decir, los estados ocupados en la banda de conducción) se puede llenar a un nivel en donde el flujo producido por las fugas iguala al flujo de entrada.

En estas condiciones de inversión de población, volvemos nuestra atención a la señal de prueba de frecuencia variable que estamos examinando, y analizamos su interacción con el cristal conforme $h\nu_s$ cambia. Como antes, no hay absorción ni ganancia si $h\nu_s < E_g$. En cambio, si $h\nu_s > E_g$ se satisface la condición de emisión, es decir, existe un estado ocupado en la banda de conducción y un estado desocupado en la banda de valencia que satisfacen la conservación del momento y con una diferencia de energía igual a la del fotón de prueba, estos estados están *invertidos* con respecto a los considerados previamente en la situación de equilibrio. Es decir, con el mecanismo de bombeo ahora tenemos estados ocupados arriba y desocupados abajo, y el efecto sobre la señal de prueba es justo el opuesto a aquél encontrado en el caso de equilibrio, “se experimenta una ganancia”.

De esta manera, el coeficiente de ganancia es la imagen espejo sobre el eje de las frecuencias del coeficiente de absorción. Si se recuerda que la emisión estimulada y la absorción son procesos inversos, entonces este cambio de absorción a amplificación es sólo un resultado natural de la inversión de población. Este reconocimiento nos rescata de la tarea de realizar cálculos cuánticos complicados para obtener las tasas de interacción fotón-electrón-hueco. Sin embargo, no se obtiene ganancia para todas las frecuencias. Si $h\nu_s > E_{fc} - E_{fv}$ tenemos la situación normal con estados ocupados abajo y estados vacíos arriba y vuelve a haber absorción. Consecuentemente la condición necesaria para la amplificación en un semiconductor es que el mecanismo de bombeo

produzca una *inversión de población* expresada por

$$E_{fc} - E_{fv} > h\nu_s > E_g \quad (22)$$

ésta es la ecuación de la física que fundamenta la operación del amplificador óptico de semiconductor.

Una temperatura finita, es decir $T > 0K$, hace la transición de ganancia a absorción de una manera suave, como se muestra con la línea punteada de la figura 6.

II.6 El Amplificador Óptico de Semiconductor

El principio fundamental de la operación de un amplificador óptico de semiconductor (AOS) es el de la creación de una inversión de población en donde la emisión estimulada prevalezca sobre la absorción. La inversión de población normalmente se consigue por inyección de corriente eléctrica en un diodo de unión $p-n$, es decir por inyección de portadores minoritarios en la unión. Un voltaje de polarización directa provoca la inyección de pares de portadores en la región de la unión, donde se recombinan mediante la emisión estimulada.

La mayoría de los amplificadores de semiconductor fabricados a la fecha son diseñados para trabajar en sistemas de comunicación de 1.3 a $1.55\mu m$ como repetidores no-regenerativos, pre-amplificadores ópticos, amplificadores eléctricamente sintonizables de banda angosta, acondicionadores de señal, etc.

En comparación con los amplificadores de fibra (EDFAs), el amplificador óptico de semiconductor AOS tiene ventajas y desventajas: Del lado negativo, los amplificadores de semiconductor actualmente tienen pérdidas por inserción típicamente de 3 a 5 dB por faceta, las cuales son mayores que las de los amplificadores de fibra. Además, la inestabilidad a la temperatura y la sensibilidad a la polarización son difíciles de dominar. Si un amplificador láser de semiconductor va a ser operado como un dispositivo de paso de banda ancha, es decir, como un amplificador de onda viajera, se debe tener cuidado de reducir la reflectancia de las facetas a valores muy pequeños, ya que de no hacerse así, se pueden originar reflexiones múltiples y por consiguiente un perfil de ganancia modulado por los modos del resonador.

Entre las ventajas tenemos que los AOSs son de tamaño pequeño, fácilmente integrables en circuitos optoelectrónicos, su ancho de banda óptico puede llegar a ser de hasta $10THz$ [Masseti, 1999], en comparación con el ancho de banda de los amplificadores de fibra que es de $5THz$ [Hudgings y Nee, 1996]. Pero la principal ventaja de los AOSs sobre los EDFAs es el tiempo de vida de sus portadores excitados, el cual es del orden de $100ps$ contra $10ms$ de los EDFAs. Esto permite manipular a una señal, ya sea por inyección de corriente ó por inyección de otro haz, a velocidades en el orden de los GHz , lo cual es imposible con los EDFAs.

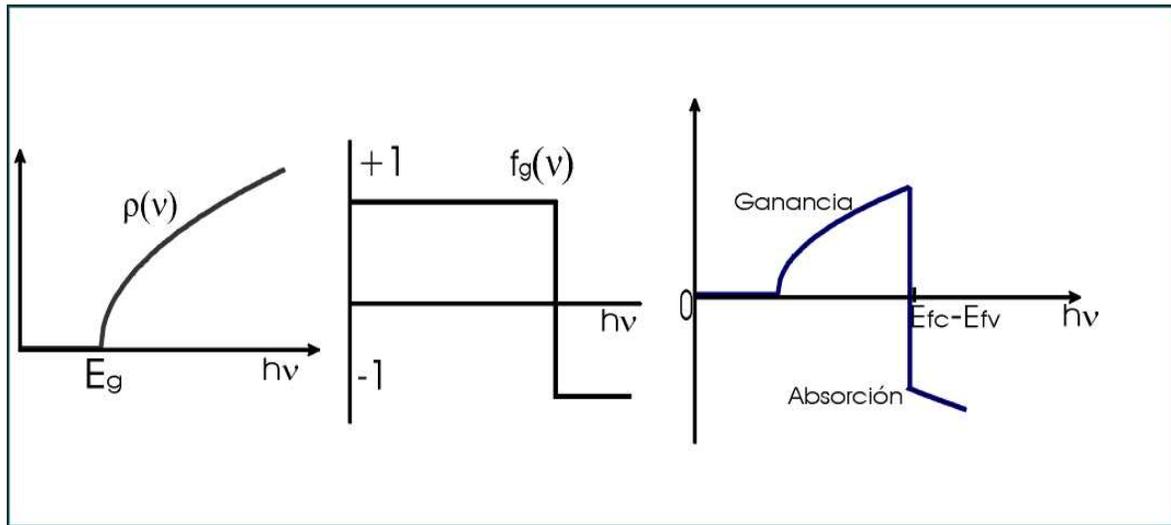


Figura 6 Dependencia en la energía de: a) La densidad conjunta de estados ópticos. b) El factor de inversión de Fermi. c) El coeficiente de ganancia para $T = 0K$. Una temperatura finita $T > 0K$ hace la transición de ganancia a absorción de una manera suave. Los fotones cuyas energías se encuentren entre E_g y $E_{fc} - E_{fv}$ producen amplificación láser.

II.6.1 Ganancia del amplificador

En el amplificador óptico de semiconductor, una corriente eléctrica de inyección es la fuente que produce la inversión de población dentro de la unión de semiconductores que conforman la región activa, la cual es vista como una colección de átomos. Cuando los fotones de una señal óptica de entrada interactúan con los átomos del material mediante un proceso en donde la emisión estimulada prevalece sobre la absorción, el medio actúa como un amplificador óptico coherente. Es decir, la amplitud de la señal de entrada se incrementa por un factor fijo llamado ganancia del amplificador. En un AOS ideal, la potencia de la señal de salida aumenta en la misma proporción que aumenta la potencia de la señal de entrada, además esta ganancia es constante para todas las frecuencias de la señal de entrada siempre que estas se encuentren dentro del ancho de banda del amplificador. Sin embargo, los amplificadores ópticos reales entregan una ganancia y un corrimiento de fase que depende de la potencia y frecuencia óptica de la señal de entrada. Por ejemplo, para altas intensidades de la señal de entrada, el amplificador exhibe saturación, que es una de las formas de comportamiento no-lineal de la ganancia en donde la amplitud de la señal de salida deja de aumentar en la misma proporción que la señal de entrada. Los amplificadores reales también introducen ruido, de tal manera que en la salida siempre están presentes fluctuaciones aleatorias. Por lo tanto, se puede caracterizar el desempeño de un AOS “real” mediante los siguientes conceptos: Ganancia, ancho de banda, corrimiento de fase, ganancia no-lineal y ruido.

Como ya se ha mencionado, fotones de cierta energía $h\nu$ pueden interactuar con los

portadores de un material semiconductor de ancho de banda prohibida E_g , siempre que $h\nu > E_g$. Los fotones incidentes pueden ser absorbidos generando pares electrón-hueco, ó pueden producir fotones adicionales a través de la recombinación estimulada. Cuando la emisión es más probable que la absorción, sobreviene una ganancia óptica neta y el material sirve como un amplificador óptico coherente. El número de fotones ganados es simplemente la diferencia entre las tasas de absorción y de emisión estimulada, las cuales dependen de: la densidad espectral del flujo de fotones $\rho(\nu)d\nu$, la fuerza cuántico-mecánica de la transición B_{21} , la densidad reducida de estados ópticos $\rho_r(\nu)$ y las probabilidades de ocupación para la emisión y absorción $f_e(\nu)$ y $f_a(\nu)$, a través de la siguiente ecuación

$$R = [B_{21}][\rho(\nu)d\nu][\rho_r(\nu)][f_e(E_2) - f_v(E_1)] \quad (23)$$

Si la velocidad de bombeo externo es constante, se establece una concentración de portadores total en estado estacionario que permite determinar los cuasi-niveles de Fermi E_{fc} y E_{fv} , y una vez que éstos se conocen se puede determinar el coeficiente de ganancia que está dado por:

$$\gamma_0(\nu) = \frac{Rh\nu}{[\rho(\nu)d\nu] \frac{c}{n_g}} \quad (24)$$

El coeficiente de ganancia depende de una manera complicada de la concentración de portadores inyectados, y esto hace el análisis del amplificador de semiconductor difícil, por lo que se adopta una aproximación empírica, en donde se supone que la amplitud del coeficiente de ganancia pico γ_p está relacionado linealmente con la densidad de portadores para valores cercanos al punto de operación. En la figura 6 se presentan gráficos esquemáticos de las funciones $\rho(\nu)$, $f_g(\nu)$ y del coeficiente de ganancia $\gamma_0(\nu)$ para $T = 0$, que muestran como el coeficiente de ganancia cambia de signo y se convierte en un coeficiente de absorción cuando $h\nu > E_{fc} - E_{fv}$.

Saturación de la Ganancia

Para poder hacer estimaciones significativas sobre la potencia de salida, la calidad del haz emergente, la estabilidad de la frecuencia y el ancho de banda de modulación de los AOSs, es necesario comprender los conceptos de ganancia y saturación, ya que ejercen una fuerte influencia en el comportamiento dinámico de estos dispositivos.

Ya se ha establecido que el coeficiente de ganancia depende de la concentración invertida de portadores, y que ésta depende simultáneamente del proceso de abastecimiento de portadores mediante mecanismos externos de inyección, y de la densidad del flujo de fotones presente, ya que conforme la densidad de fotones aumenta, la concentración de electrones con energías en la banda de conducción disminuye por emisión estimulada. En efecto, por un lado se establece la inversión de población con el objeto de proveer portadores para la emisión estimulada y por el otro, al aumentar considerablemente el flujo de fotones se provoca un vaciamiento ó saturación de portadores, que final de cuentas llevan al sistema a un estado de saturación de la

ganancia. En una condición de saturación fuerte, los átomos del medio se encuentran ocupados emitiendo una densidad de flujo de fotones constante, como consecuencia, los fotones de entrada simplemente pasan a la salida aumentados por un factor constante e independiente del flujo de entrada.

Ancho de Banda del Amplificador

Un medio semiconductor provee una ganancia óptica neta a la frecuencia ν cuando el factor de inversión de población dado por la Ec.(19) es positivo, y esto sucede cuando $f_c(E_2) > f_v(E_1)$. Recíprocamente, cuando el grado de inversión de población es negativo, sucede una atenuación neta y se cumple para $f_c(E_2) < f_v(E_1)$. De esta manera, un material semiconductor en equilibrio térmico (contaminado o no), no puede proporcionar ganancia cualquiera que sea su temperatura, esto es porque los niveles de Fermi para la banda de valencia y la de conducción coinciden ($E_{fc} = E_{fv} = E_f$). Así que para llevar a cabo la amplificación, se requiere de un bombeo externo que separe los niveles de Fermi de las dos bandas.

La condición $f_c(E_2) > f_v(E_1)$ es equivalente a requerir que la energía del fotón sea menor que la separación entre los cuasi-niveles de Fermi. Por supuesto, la energía del fotón tiene que ser mayor a la banda de energía prohibida para que la amplificación suceda por medio de transiciones banda-banda. De esta manera, si la velocidad de bombeo es lo suficientemente grande para que la separación de los cuasi-niveles de Fermi exceda la energía de la banda prohibida, el medio puede actuar como un amplificador de frecuencias ópticas en la banda

$$E_{fc} - E_{fv} > h\nu > E_g \quad (25)$$

para $h\nu < E_g$ el medio es transparente, mientras que para $h\nu > E_{fc} - E_{fv}$ es un atenuador en lugar de un amplificador. La ecuación anterior indica que el ancho de banda del amplificador aumenta con la separación de los cuasi-niveles de Fermi $E_{fc} - E_{fv}$, y por consiguiente con el nivel de bombeo.

Mecanismo de Bombeo

Un esquema práctico para bombear un semiconductor se dá por medio de la inyección de pares electrón-hueco en una unión $p-n$ fuertemente contaminada, en donde la unión es directamente polarizada. Los cuasi-niveles de Fermi para la banda de conducción y de valencia quedan respectivamente dentro de estas bandas, y prevalece un estado de cuasi-equilibrio en la región de la unión. Los cuasi-niveles de Fermi están suficientemente bien separados para conseguir la inversión de población y puede obtenerse una ganancia neta en el ancho de banda $E_g \leq h\nu \leq E_{fc} - E_{fv}$ dentro de la región activa de la unión.

Capítulo III

Características Dinámicas en la Modulación del Amplificador Óptico de Semiconductor

Dado que un cambio en la corriente de inyección de un AOS produce un cambio en la densidad de portadores y por lo tanto en la ganancia y en el índice de refracción, se espera que dicho cambio produzca un cambio instantáneo en la potencia y en la frecuencia óptica de una señal óptica que atraviesa el amplificador. Es por esto que resulta de gran interés determinar las características dinámicas y espectrales de operación de los AOSs en función de la corriente de inyección.

III.1 Ecuaciones de Evolución

[Ebeling, 1989] El método más conveniente para describir el comportamiento dinámico y estacionario de un AOS es en términos de un conjunto de ecuaciones de evolución que describan la dependencia en el tiempo de la densidad de portadores. En lo que sigue, para modelar la respuesta de un semiconductor se utilizará una doble heteroestructura típica como la que se muestra en la figura 7. En una estructura de este tipo, la amplificación se da en una capa delgada de semiconductor, GaAs en este caso, la cual se conoce como región activa. La corriente se inyecta uniformemente por toda la superficie superior e inferior de la estructura, lo que nos hace suponer que la distribución transversal de portadores a través de la región activa es uniforme.

En aras de la simplicidad, formularemos las ecuaciones de evolución de una manera fenomenológica ya que se ha demostrado que es una manera sumamente exitosa de hacerlo. [Verdeyen, 1995] Sabemos hasta ahora que la inversión de población N necesaria para la amplificación, es controlada mediante los procesos competitivos de generación y decaimiento de portadores. La representación de estos procesos se logra a través de una ecuación de evolución que incorpora todos los mecanismos en los que se generan y

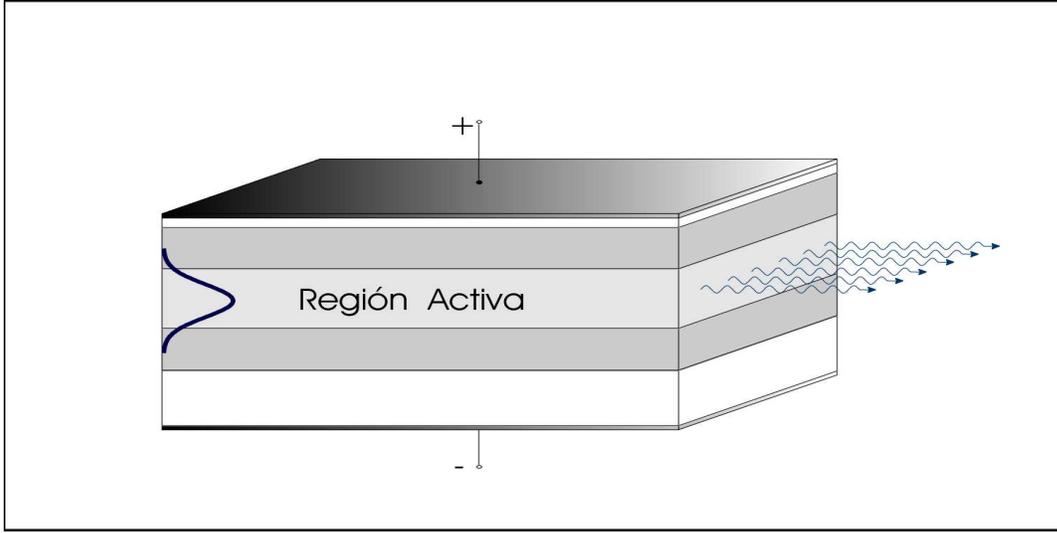


Figura 7 Área de la región activa en un AOS GaAs de doble heteroestructura.

se pierden portadores dentro de la región activa

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - R(N) - \Gamma \frac{c}{n_{g,o}} g(\omega_{ko}, N) S(\omega_{ko}) \quad (26)$$

El primer término del lado derecho, representa la velocidad de inyección de portadores mediante bombeo externo gobernado por la corriente I . En este término q es la magnitud de la carga del electrón y V es el volumen de la región activa. El segundo término $R(N)$ toma en cuenta la pérdida de portadores debido a varios procesos de recombinación radiativos y no radiativos los cuales se describen a través de la relación:

$$R(N) = A_{nr}N + BN^2 + CN^3 + R_{st} \quad (27)$$

Antes de abundar sobre el significado de los términos de esta ecuación, es importante notar que este modelo fenomenológico supone que las constantes A_{nr} , B y C , son constantes independientes del bombeo externo.

Regresando a la Ec.(27), se puede decir que los términos primero y tercero representan mecanismos de recombinación no radiativa [Agrawal y Dutta, 1986]. Para semiconductores que operan con longitudes de onda largas, el término cúbico que representa al proceso Auger y generalmente predomina. En este proceso, la energía liberada durante la recombinación es transferida a otro electrón o hueco que se excita a un estado de mayor energía y se relaja cediendo su energía a vibraciones de la red (fonones). El tiempo de vida del portador en el proceso Auger τ_{aug} se define como

$$\tau_{aug} = \frac{1}{CN^2} \quad (28)$$

Los términos segundo y último de la Ec.(27) representan recombinaciones radiativas. Ambas agotan la inversión de población. El fenómeno representado por el segundo

término es la emisión espontánea y el fenómeno representado por el último término es la emisión espontánea amplificada por emisión estimulada (ASE por sus siglas en inglés). Este último fenómeno es proporcional a la densidad de fotones espontáneos S_{esp} que se encuentran dentro de la región activa y a la velocidad neta de emisión estimulada dada por

$$R_{st} = \frac{c}{n_{g,o}} \int_{\omega_g}^{\omega_a} g(\omega, N) S(\omega) d\omega \quad (29)$$

en donde $g(\omega, N)$ representa la ganancia material del AOS, c la velocidad de la luz y $n_{g,o}$ el índice de grupo del material. La integral en esta ecuación permite tomar en cuenta a toda la emisión espontánea amplificada en la gama de frecuencias en donde puede existir. Es decir, desde la frecuencia correspondiente a la energía de la banda prohibida ω_g , hasta la frecuencia donde empieza la absorción ω_a .

El último término de la Ec.(26) representa a la emisión estimulada provocada por la densidad de fotones de la señal de entrada S , de energía $\hbar\omega_{ko}$. En este término Γ es el factor de confinamiento y físicamente representa la relación que hay entre la potencia que generan los fotones que viajan dentro de la guía de onda y la potencia total del modo.

Cuando la densidad de fotones de la señal óptica de entrada es lo suficientemente fuerte para reducir en gran medida a la inversión de población establecida por una corriente de inyección, se dice que el amplificador está fuertemente saturado. Bajo esta condición, la emisión espontánea puede ser despreciada, así como la recombinación con defectos $A_{nr}N$ quedando expresada la Ec.(26) de la siguiente manera:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_{aug}} - \Gamma \frac{c}{n_{g,o}} g(\omega_{ko}, N) S(\omega_{ko}) \quad (30)$$

Como se puede ver, esta ecuación es meramente un sistema de contabilidad del suministro y uso de los portadores, y de cómo estos interactúan con los fotones.

Los fotones en la región activa tienen, por separado, una ecuación de evolución acoplada a la Ec.(30), debido a que la pérdida de portadores por emisión estimulada aumenta la densidad de fotones del modo estimulante. En efecto, el aumento en la densidad de fotones es igual a la disminución de la densidad de portadores producida por emisión estimulada. Entonces, por considerar despreciable la disminución de fotones en la región activa por pérdidas inevitables como esparcimiento, escape y otros procesos que no estén relacionados a transiciones radiativas, con respecto al aumento de fotones por emisión estimulada, la ecuación de evolución de la densidad de fotones se puede escribir de la siguiente manera:

$$\frac{dS(\omega_{ko})}{dt} = \Gamma \frac{c}{n_{g,o}} g(\omega_{ko}, N) S(\omega_{ko}) \quad (31)$$

Estas dos últimas simples ecuaciones diferenciales acopladas (30 y 31) contienen mucha información, y nos interesa extraer tanto como sea posible de ellas y utilizarlas para estudiar la conducta dinámica del AOS.

III.1.1 Ganancia Material

La ganancia material esta dada por [Durhuus *et al.*, 1992]

$$g(\omega, N) = a(N - N_o) - \gamma(\omega - \omega_p(N))^2 \quad (32)$$

en donde a es la ganancia diferencial $\frac{dg}{dN}$, γ es un factor de ganancia, N_o es la densidad de portadores en la transparencia y $\omega_p(N)$ es la frecuencia del pico de ganancia que se supone presenta un corrimiento lineal con la densidad de portadores:

$$\omega_p(N) = \omega_{po} + \frac{\partial\omega_p}{\partial N}(N - N_r) \quad (33)$$

en esta ecuación N_r es una densidad de portadores de referencia, ω_{po} es la frecuencia en donde se encuentra el pico de ganancia para N_r y $\frac{\partial\omega_p}{\partial N}$ es un coeficiente de corrimiento de frecuencia.

Sustituyendo la Ec.(33) en la Ec.(32) y desarrollando la ganancia material para una señal de frecuencia ω_{ko} se obtiene que:

$$\begin{aligned} g(\omega_{ko}, N) &= a(N - N_o) - \gamma \left(\omega_{ko} - \omega_{po} - \frac{\partial\omega_p}{\partial N}(N - N_r) \right)^2 \\ &= N^2 \left[-\gamma \left(\frac{\partial\omega_p}{\partial N} \right)^2 \right] + N \left[2\gamma N_r \left(\frac{\partial\omega_p}{\partial N} \right)^2 - 2\gamma\omega_{po} \frac{\partial\omega_p}{\partial N} + \omega_{ko} 2\gamma \frac{\partial\omega_p}{\partial N} + a \right] + \\ &\quad -\gamma \left[\omega_{ko} - \left(\omega_{po} - N_r \frac{\partial\omega_p}{\partial N} \right) \right]^2 - aN_o \end{aligned} \quad (34)$$

Ahora, si sustituimos

$$\begin{aligned} G_0 &= -\gamma \left(\omega_{ko} - \omega_{po} + N_r \frac{\partial\omega_p}{\partial N} \right)^2 - aN_o, \\ G_1 &= 2\gamma \frac{\partial\omega_p}{\partial N} \left(\omega_{ko} - \omega_{po} + N_r \frac{\partial\omega_p}{\partial N} \right) + a \end{aligned}$$

y

$$G_2 = -\gamma \left(\frac{\partial\omega_p}{\partial N} \right)^2$$

en la Ec.(34) se obtiene que

$$g(\omega_{ko}, N) = G_2 N^2 + G_1 N + G_0 \quad (35)$$

Sin embargo, el término $G_2 N^2$ puede ser despreciado con respecto a los términos restantes, ya que la tasa de cambio cuadrática $\left(\frac{\partial\omega_p}{\partial N} \right)^2$ es excesivamente pequeña. Finalmente la ganancia material resulta:

$$g(\omega_{ko}, N) = G_1 \left[N + \frac{G_0}{G_1} \right] \quad (36)$$

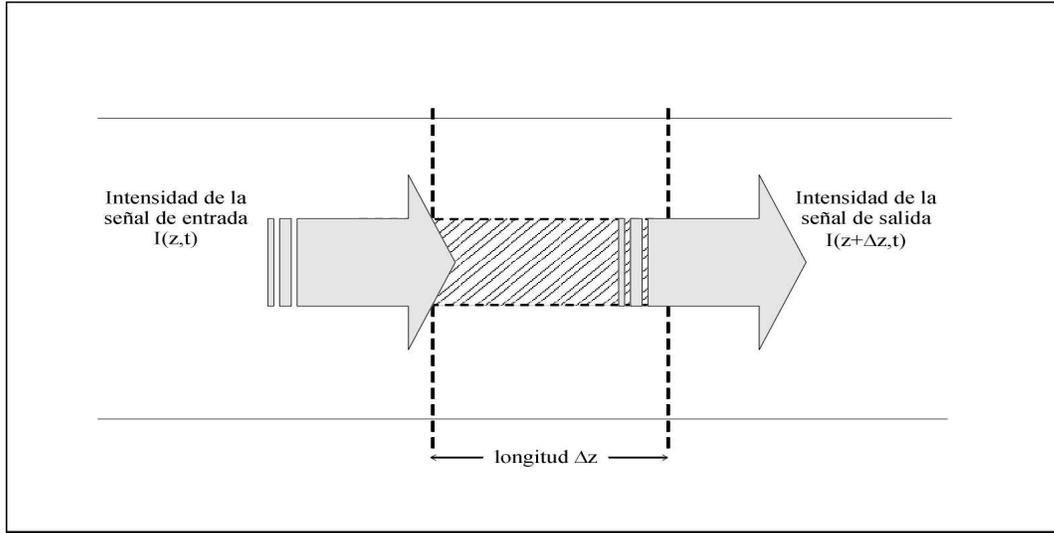


Figura 8 Propagación de una señal a través de un segmento homogéneo de un amplificador.

III.2 Propagación No-Lineal de un Pulso Óptico

Con el fin de desacoplar las ecuaciones de evolución (30) y (31) utilizaremos el modelo de propagación no-lineal de un pulso óptico a través de un medio amplificador. Primero consideraremos la ecuación de evolución de la densidad de energía acumulada durante el paso de un impulso óptico a través de un segmento de la región activa de longitud Δz y área transversal A , como se muestra en la figura 8. La razón de cambio del flujo de energía $\rho = h\nu_{k_o}S$ está dada por el flujo de energía que entra por un extremo del segmento, menos el flujo de energía que sale por el otro extremo, más la tasa neta de emisión estimulada dentro del segmento:

$$\frac{\partial}{\partial \hat{t}} (h\nu_{k_o}S(\hat{z}, \hat{t}) \Delta \hat{z}) = \frac{P^*(\hat{z}, \hat{t})}{A} - \frac{P^*(\hat{z} + \Delta \hat{z}, \hat{t})}{A} + \Gamma \frac{c}{n_{g,o}} g(\omega_{k_o}, N^*(\hat{z}, \hat{t})) h\nu_{k_o}S \Delta \hat{z} \quad (37)$$

las variables \hat{z} y \hat{t} son las variables de posición y el tiempo, referidas al sistema coordenado del laboratorio, P^* y N^* son la potencia y la densidad de portadores también con referencia al sistema coordenado del laboratorio. Como sabemos, la intensidad óptica puede relacionarse a la densidad de fotones y a la potencia óptica mediante

$$I = \frac{ch\nu_{k_o}}{n_{g,o}} S = \frac{P}{A} \quad (38)$$

De esta manera, podemos expresar la ecuación de evolución de la densidad de energía

de la señal en términos de la potencia óptica como

$$\frac{\partial P^* (\hat{z}, \hat{t})}{\partial \hat{t}} = -\frac{c}{n_{g,o}} \frac{\partial P^* (\hat{z}, \hat{t})}{\partial \hat{z}} + \frac{c}{n_{g,o}} \Gamma g (\omega_{ko}, N^* (\hat{z}, \hat{t})) P^* (\hat{z}, \hat{t}) \quad (39)$$

Con el objetivo de simplificar la ecuación anterior, vamos a hacer un cambio de coordenadas a un sistema que se mueva con la señal que atraviesa el segmento del amplificador, para tal efecto, la transformación de coordenadas será de la siguiente manera

$$\begin{aligned} z &\equiv \hat{z}, \\ t &\equiv \hat{t} - \hat{z}/v_{g,o} \end{aligned} \quad (40)$$

esto es, mientras que \hat{z} y \hat{t} son coordenadas referidas al sistema del laboratorio, z y t son coordenadas referidas, en el tiempo, al pulso móvil. Note que la coordenada del tiempo retardada t está centrada en el tiempo de llegada del pulso a cada plano z , por ejemplo, si el pulso comienza en el plano de entrada $\hat{z}_0 = 0$ centrado en $\hat{t}_0 = 0$, y llega a algún plano \hat{z} en el tiempo $\hat{t} = \hat{z}/c$, entonces el pulso descrito en el sistema coordinado retrasado en el tiempo, estará centrado en $t = 0$ en todos los planos a través del amplificador. Esto significa para éste sistema de referencia que

$$\frac{\partial P^* (z, t)}{\partial t} = 0 \quad (41)$$

por lo que la ecuación (39) se simplifica a

$$\frac{\partial P^* (z, t)}{\partial z} = \Gamma g (\omega_{ko}, N^* (z, t)) P^* (z, t) \quad (42)$$

La potencia de salida está retrasada con respecto a la potencia de entrada debido al tiempo de tránsito \hat{t} a través del amplificador [Siegman, 1986]. Hacemos las mismas consideraciones en la Ec.(30) de tal manera que

$$\frac{dN^*(z, t)}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N^*(z, t)}{\tau_{aug}} - \frac{\Gamma}{h\nu_{ko}A} g(\omega, N^*(z, t)) P^*(z, t) \quad (43)$$

III.2.1 Linearización de la Ganancia de Simple Paso y Desacoplamiento de las Ecuaciones de Evolución

Bajo este contexto, la ecuación anterior es básicamente una ecuación de conservación local de portadores, donde se considera que el número total de portadores se condensa uniformemente en una sección transversal Δz . Como el objetivo es tener una sola representación para todo el amplificador en función del tiempo, integraremos a lo

largo de la longitud del amplificador, así al sustituir la ganancia material de la Ec.(36) obtenemos

$$\begin{aligned} \frac{1}{L} \int_0^L \frac{dN^*(z, t)}{dt} dz &= \frac{1}{L} \int_0^L \frac{I(t)}{qV} dz - \frac{1}{L} \int_0^L \frac{N^*(z, t)}{\tau_{aug}} dz \\ &\quad - \frac{1}{L} \int_0^L \frac{\Gamma G_1}{h\nu_{ko}A} \left[N^*(z, t) + \frac{G_0}{G_1} \right] P^*(z, t) dz \end{aligned} \quad (44)$$

y

$$\frac{1}{L} \int_0^L \frac{\partial P^*(z, t)}{\partial z} dz = \frac{1}{L} \int_0^L \Gamma G_1 \left[N^*(z, t) + \frac{G_0}{G_1} \right] P^*(z, t) dz \quad (45)$$

en donde podemos utilizar el primer teorema del valor medio [Bass, 1978] que dice que:

$$\int_a^b f(x)g(x)dx = \frac{1}{b-a} \int_a^b f(x)dx \int_a^b g(x)dx \quad (46)$$

Al aplicar el teorema del valor medio, a la ecuación (45) obtenemos

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{qV} - \frac{N(t)}{\tau_{aug}} - \frac{\Gamma G_1}{h\nu_{ko}A} \left[N(t) + \frac{G_0}{G_1} \right] P(t) \quad (47)$$

en donde las variables sin asterisco denotan el promedio espacial de las variables con asterisco, es decir

$$\begin{aligned} N(t) &= \frac{1}{L} \int_0^L N^*(z, t) dz, \\ P(t) &= \frac{1}{L} \int_0^L P^*(z, t) dz \end{aligned} \quad (48)$$

Al resolver la Ec.(45) podemos despejar $N(t)$ y desacoplar las ecuaciones de evolución, pero al hacerlo nos damos cuenta de que existen dos formas de soluciones que nos ayudarán. La primera

$$\frac{1}{L} \int_0^L \frac{\partial P^*(z, t)}{P^*(z, t)} = \frac{1}{L} \int_0^L \Gamma G_1 \left[N^*(z, t) + \frac{G_0}{G_1} \right] dz \quad (49)$$

cuya solución es

$$P_{out}(t) = P_{in} \exp \left[\Gamma L G_1 \left(N(t) + \frac{G_0}{G_1} \right) \right]$$

en donde la potencia de entrada al amplificador P_{in} se considera constante.

Haciendo una linearización de la potencia de salida $P_{out}(t)$, basándonos en la suposición de que estamos en un estado de fuerte saturación, es decir que $P_{out} \approx P_{in}$ por lo que $e^x \approx 1 + x$, con $x = \Gamma L G_1 \left(N(t) + \frac{G_0}{G_1} \right)$, obtenemos

$$P_{out}(t) \approx P_{in} \left[1 + \Gamma L G_1 \left(N(t) + \frac{G_0}{G_1} \right) \right] \quad (50)$$

de donde finalmente despejamos $N(t)$

$$N(t) = \frac{P_{out}(t) - P_{in} - P_{in}\Gamma LG_0}{P_{in}\Gamma LG_1} \quad (51)$$

La otra manera de solucionar la Ec.(45), nos resultará útil si la identificamos como el tercer término de la Ec.(45). Integramos el lado izquierdo y utilizamos el teorema del valor medio en el lado derecho, es decir

$$\frac{1}{L} \int_0^L \frac{\partial P^*(z,t)}{\partial z} dz = \Gamma G_1 \left[N(t) + \frac{G_0}{G_1} \right] P(t) \quad (52)$$

cuya solución es

$$P_{out}(t) - P_{in} = \Gamma LG_1 \left[N(t) + \frac{G_0}{G_1} \right] P(t) \quad (53)$$

de donde despejamos el término

$$G_1 \left[N(t) + \frac{G_0}{G_1} \right] P(t) = \frac{P_{out}(t) - P_{in}}{\Gamma L} \quad (54)$$

Al sustituir las Ecs. (51) y (54) en la ecuación de evolución para la densidad de portadores Ec.(47) obtenemos una ecuación diferencial ordinaria lineal de primer orden no-homogénea y desacoplada para la potencia de salida del amplificador

$$\frac{dP_{out}(t)}{dt} + C_1 P_{out}(t) = C_2 I(t) + C_3 \quad (55)$$

donde

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{\tau_{aug}} + \frac{P_{in}\Gamma G_1}{h\nu_{ko}A} \\ C_2 &= \frac{\Gamma P_{in}G_1}{qA} \\ C_3 &= \frac{P_{in}^2\Gamma G_1}{h\nu_{ko}A} + \frac{P_{in}}{\tau_{aug}} [1 + \Gamma LG_0] \end{aligned} \quad (56)$$

III.3 Solución de la Ecuación de Evolución de la Potencia de Salida del Amplificador para Pequeñas Perturbaciones

Del desarrollo de la solución de las ecuaciones de evolución, estamos interesados en el estudio de pequeñas desviaciones $\Delta p(t)$ y $\Delta i(t)$ de la condición de equilibrio $\bar{p} \equiv const$ y $\bar{i} \equiv const$, es decir

$$\begin{aligned} P_{out}(t) &= \bar{p} + \Delta p(t), & |\Delta p(t)| &\ll \hat{p} \\ I(t) &= \bar{i} + \Delta i(t), & |\Delta i(t)| &\ll \hat{i} \end{aligned} \quad (57)$$

Si reescribimos la Ec.(55) obtendremos una ecuación de evolución para las perturbaciones de la potencia óptica de salida del amplificador, la cual en términos de los fasores complejos

$$\begin{aligned}\Delta p(t) &= p(\omega) e^{j\omega t} + c.c. \quad , \\ \Delta i(t) &= i(\omega) e^{j\omega t} + c.c.\end{aligned}\tag{58}$$

se transforma en una función de transferencia FT entre la corriente de inyección y la potencia óptica de salida del amplificador dada por

$$\frac{p(\omega)}{i(\omega)} = \frac{C_2/C_1}{1 + j\frac{\omega}{C_1}}\tag{59}$$

que es la solución de la ecuación de evolución de la potencia de salida del amplificador en el espacio de las frecuencias.

Capítulo IV

Cambios Espectrales Producidos por Perturbaciones en la Corriente de Inyección

Hasta ahora sabemos que las alteraciones en la densidad de portadores, provocadas por ruido ó perturbaciones en la corriente de inyección del amplificador, y evidentes en las ecuaciones de evolución, pueden ser caracterizadas en la potencia de salida del amplificador mediante una función de transferencia FT corriente-potencia dada por la Ec.(59).

Ahora procederemos por otro lado, considerando el acoplamiento entre las fluctuaciones de la amplitud y la fase de un campo óptico, vamos a desarrollar una FT entre la potencia y la fase de una señal que atraviesa un amplificador de semiconductor. Al resolver el sistema de ecuaciones de las funciones de transferencia corriente-potencia y potencia-fase, obtendremos una FT corriente-frecuencia. De esta manera podremos traducir el efecto de las fluctuaciones de la corriente de inyección, en desviaciones de la frecuencia óptica de emisión.

IV.1 Función de Transferencia: Frecuencia-Corriente

Al igual que en la sección (III.2) consideraremos la configuración descrita en la figura 8, donde el amplificador se divide en secciones. Por considerar el método del índice efectivo [Durhuus *et al.*, 1992], el problema se reduce al de la propagación de una onda plana en un medio de índice constante n_e . Para describir la evolución del campo óptico dentro de cada sección, se utilizará la ecuación de Helmholtz en una dimensión:

$$\frac{\partial^2 E(\omega, z)}{\partial z^2} + K^2(\omega, N) E(\omega, z) = 0 \quad (60)$$

esta ecuación de onda tiene una solución de la forma

$$E(\omega, L) = E(\omega, 0) e^{-iK(\omega, N)L} \quad (61)$$

donde el número de onda está dado por

$$K(\omega, N) = \frac{\omega}{c} n_e(\omega, N) + i \frac{1}{2} \Gamma g(\omega, N) \quad (62)$$

que puede reemplazarse por una expansión de Taylor a primer orden alrededor de ω_{ko} , es decir

$$K(\omega, N) = K(\omega_{ko}, N) + \frac{\partial K(\omega, N)}{\partial \omega} (\omega - \omega_{ko}) \approx K(\omega_{ko}, N) + \frac{n_g}{c} (\omega - \omega_{ko}) \quad (63)$$

Transformando la Ec.(61) al dominio del tiempo mediante una transformada de Fourier, podemos obtener una expresión para la envolvente del campo eléctrico de la señal descrita en el dominio del tiempo:

$$F(t, L) e^{-i\omega_{ko}t} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega, 0) e^{-iK(\omega_{ko}, N)L} e^{-i\frac{n_g}{c}(\omega - \omega_{ko})L} \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (64)$$

$$= F\left(t - \frac{n_g}{c}L, 0\right) e^{-iK(\omega_{ko}, N)L} e^{-i\omega_{ko}t} \quad (65)$$

La potencia de salida de un amplificador de longitud L , es directamente proporcional al cuadrado de la amplitud de una señal óptica que lo atraviesa [Koyama y Kenichi, 1988], sustituyendo el número de onda complejo en la Ec.(65) obtenemos

$$P_L(t) = P_0\left(t - \frac{n_g}{c}L\right) e^{\Gamma g(\omega_{ko}, N)L} \quad (66)$$

Considerando que la potencia de entrada al amplificador es constante y derivando con respecto al tiempo la ecuación anterior, obtenemos una ecuación para las fluctuaciones de la potencia de salida dada por

$$\frac{dP_L(t)}{dt} = -\Gamma L P_L(t) \frac{\partial g}{\partial N} \frac{dN}{dt} \quad (67)$$

El corrimiento de fase de la señal debido al tránsito por la sección está dada por la parte real de la Ec.(62). Al derivar con respecto al tiempo obtenemos una ecuación de evolución de la fase en donde se considera que el índice efectivo varía linealmente con la densidad de portadores, es decir

$$\frac{d\phi_L}{dt} = \frac{2\pi}{\lambda} L \frac{\partial n_e}{\partial N} \frac{dN}{dt} \quad (68)$$

En esta ecuación reconocemos que un cambio en la densidad de portadores debido a fluctuaciones en la corriente de inyección, produce fluctuaciones en la frecuencia instantánea de emisión de un amplificador, es decir, que las variaciones en el número de partículas implican variaciones en la frecuencia.

Considerando el acoplamiento que existe entre las fluctuaciones de la amplitud y de la fase del campo óptico ó entre la parte real e imaginaria del índice de refracción,

resolveremos las dos últimas expresiones obteniendo una ecuación de evolución para la fase en términos de las variaciones en la potencia de salida del amplificador:

$$\frac{d\phi_L}{dt} = \frac{\alpha_H}{2} \frac{1}{\Gamma P_L} \frac{dP_L}{dt} \quad (69)$$

En la Ec.(69)

$$\alpha_H = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial n_e / \partial N}{\partial g / \partial N} \quad (70)$$

es el factor de ensanchamiento α_H , que aparece en un modelo propuesto por Henry [Henry, 1982] para describir anchos de línea en láseres de semiconductor, y está asociado con el acoplamiento de la ganancia material y el índice de refracción.

Para resolver la ecuación (69), se hace un análisis de pequeña perturbación similar al de la sección (III.3), en donde

$$\begin{aligned} \phi_L &= \bar{\phi} + \Delta\phi(t) = \bar{\phi} + \phi e^{j\omega t} + c.c., \\ P_L &= \bar{p} + \Delta p(t) = \bar{p} + p e^{j\omega t} + c.c. \end{aligned} \quad (71)$$

Como $|\Delta p(t)| \ll \bar{p}$, podemos suponer que

$$\frac{1}{P_L} \approx \frac{1}{\bar{p}}$$

y la solución a la ecuación de evolución de la fase, en el espacio de las frecuencias, nos provee la función de transferencia FT entre la fase y la potencia de salida del amplificador que resulta ser

$$\frac{\phi}{p} = \frac{\alpha_H}{2} \frac{1}{\Gamma \bar{p}} \quad (72)$$

Al resolver el sistema de ecuaciones dadas por (59) y (72) podemos obtener la FT fase-corriente

$$\frac{\phi}{i} = \frac{\alpha_H}{2\Gamma \bar{p}} \frac{C_2/C_1}{1 + j\frac{\omega}{C_1}} \quad (73)$$

Como es sabido, la frecuencia instantánea de la señal es la derivada con respecto al tiempo de la fase, así, para encontrar la función de transferencia que ligue a las variaciones de la frecuencia óptica con las variaciones de la corriente, es necesario multiplicar ambos miembros de la ecuación anterior por $j\omega$ (derivada en el dominio de Fourier):

$$\frac{j\omega \cdot \phi}{i} = \frac{\dot{\phi}}{i} = \frac{\left(\frac{\alpha_H}{2\Gamma \bar{p}} \frac{C_2}{C_1}\right) \cdot j\omega}{1 + j\frac{\omega}{C_1}} = H(\omega) \quad (74)$$

Esta última expresión nos permite encontrar el espectro de la frecuencia modulada $S_{\dot{\phi}}(\omega)$ en función de la densidad de potencia espectral de ruido de la corriente de inyección $S_i(\omega)$ mediante la siguiente relación [Duan y Gallion, 1991]:

$$S_{\dot{\phi}}(\omega) = |H(\omega)|^2 S_i(\omega) \quad (75)$$

donde

$$|H(\omega)|^2 = \frac{D^2 \omega^2}{\left[1 + \left(\frac{\omega}{C_1}\right)^2\right]} \quad (76)$$

y

$$D = \frac{\alpha_H C_2}{2\Gamma \bar{p} C_1} \quad (77)$$

IV.2 Ancho de Línea del Campo Óptico a la Salida del AOS

A la salida del amplificador, representamos al campo óptico con ruido de fase mediante la amplitud compleja

$$E_{AOS}(t) = \sqrt{\langle S \rangle} \exp^{j\phi(t)} \quad (78)$$

como omitiremos el ruido de intensidad, $\sqrt{\langle S \rangle}$ representa la *rms* de la intensidad del campo. La fase está dada por

$$\phi(t) = \langle \dot{\phi} \rangle t + \delta\phi(t) \quad (79)$$

En esta ecuación $\delta\phi$ representa a las fluctuaciones en la fase, de manera que $\delta\dot{\phi} = \frac{d}{dt}\delta\phi$ representa a las fluctuaciones de la frecuencia instantánea, cuyo espectro está dado por $S_{\dot{\phi}}$ en la Ec.(75).

La forma y el ancho de línea del espectro de potencias del campo óptico a la salida del amplificador, se obtiene al sacar la transformada de Fourier de la función de autocorrelación de la amplitud compleja del campo óptico, es decir

$$S_{AOS}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle E_{AOS}(t) E_{AOS}^*(t - \tau) \rangle \exp(-j\omega\tau) d\tau \quad (80)$$

Las variaciones de fase del campo óptico son un proceso estacionario en el sentido amplio y ergodico, por lo que la función de autocorrelación se obtiene con la ayuda de la Ec.(78) como

$$\langle E_{AOS}(t) E_{AOS}^*(t - \tau) \rangle = \langle S \rangle \exp^{j\langle \dot{\phi} \rangle \tau} \langle \exp^{j\Delta\phi} \rangle \quad (81)$$

donde

$$\Delta\phi(t, \tau) = \delta\phi(t) - \delta\phi(t - \tau) \quad (82)$$

representa una diferencia de fase entre las fluctuaciones, la cual consideramos que sigue una distribución de densidad de probabilidad Gaussiana [Petermann, 1988], dada por

$$p(\Delta\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle \Delta\phi^2 \rangle}} e^{-\frac{1}{2} \frac{\Delta\phi^2}{\langle \Delta\phi^2 \rangle}} \quad (83)$$

El término $\langle \exp^{j\Delta\phi} \rangle$ de la Ec.(81) puede entonces calcularse como

$$\langle \exp^{j\Delta\phi} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} p(\Delta\phi) \exp^{j\Delta\phi} d(\Delta\phi) = \exp^{-\frac{1}{2}\langle \Delta\phi^2 \rangle} \quad (84)$$

donde el promedio del cuadrado del cambio de fase $\Delta\phi$ esta dado por [Cutler y Searle, 1966]

$$\langle \Delta\phi^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\dot{\phi}} \frac{\sin^2(\omega_m\tau/2)}{(\omega_m/2)^2} d\omega_m \quad (85)$$

Al sustituir la Ec.(85) en la Ec.(84) y a la vez éstas en la Ec.(80) a través de la Ec(81), observamos que la forma y ancho de línea del campo eléctrico de la señal de salida del AOS, es el resultado de la estadística del ruido en la fase de la señal, y a continuación vamos a calcularlo.

La densidad espectral de ruido de corriente para una fuente de corriente sin ruido térmico, es decir únicamente con ruido de disparo está dada por

$$S_i(\omega) = 2q\bar{I} \quad (86)$$

Sustituyendo la Ec.(86) en la (75) y ésta a la vez en la Ec. (85) resulta que

$$\langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle = \frac{4q\bar{I}D^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(\omega\tau/2)}{1 + \left(\frac{\omega}{C_1}\right)^2} d\omega \quad (87)$$

Si hacemos uso de la identidad trigonométrica $4\sin^2 x = 2 - 2\cos 2x = 2 - (e^{j2x} + e^{-j2x})$ obtenemos una integral de la forma

$$\begin{aligned} \langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle &= \frac{q\bar{I}D^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2 - (e^{j\omega\tau} + e^{-j\omega\tau})}{1 + \left(\frac{\omega}{C_1}\right)^2} d\omega \\ &= \frac{2q\bar{I}D^2C_1^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{C_1^2 + \omega^2} - q\bar{I}D^2 \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2C_1^2 (e^{j\omega\tau} + e^{-j\omega\tau}) d\omega}{C_1^2 + \omega^2} \\ &= \frac{2q\bar{I}D^2C_1^2}{\pi} \left[\frac{1}{C_1} \pi \right] - q\bar{I}D^2 \left[2C_1 e^{-C_1|\tau|} \right] \\ &= 2q\bar{I}D^2C_1 \left[1 - e^{-C_1|\tau|} \right] \end{aligned}$$

Si suponemos que podemos hacer la aproximación $e^x \approx 1 + x$, con $x = -C_1|\tau|$ resulta que

$$\langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle \approx 2q\bar{I}D^2C_1^2 |\tau| \quad (88)$$

Sustituyendo esta ecuación en la Ec.(84), y el resultado en la Ec.(81), obtenemos la siguiente función de autocorrelación

$$\langle E_{AOS}(t) E_{AOS}^*(t - \tau) \rangle = \langle S \rangle \exp^{j\langle \dot{\phi} \rangle \tau} \exp^{-q\bar{I}D^2C_1^2|\tau|} \quad (89)$$

En esta ecuación se puede identificar una señal portadora $\exp^{j\langle\phi\rangle\tau}$ modulada en amplitud por $e^{-q\bar{I}D^2C_1^2|\tau|}$, y de acuerdo a la definición de la densidad espectral de energía del campo óptico a la salida del AOS dada por la Ec.(80), tenemos la transformada de Fourier de la multiplicación de dos funciones. Al respecto, sabemos que una propiedad de las transformaciones al espacio de Fourier, dice que la multiplicación de dos o más funciones en el dominio del tiempo, es la convolución de las funciones en el espacio de frecuencias. Si reconocemos que la transformada de Fourier de la señal portadora está dada por

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp^{j\langle\phi\rangle\tau} \exp(-j\omega\tau) d\tau = \delta(\omega - \omega_0) \quad (90)$$

y la transformada de Fourier de la señal moduladora está dada por

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-q\bar{I}D^2C_1^2|\tau|} \exp(-j\omega\tau) d\tau = \frac{2\gamma}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (91)$$

entonces, al sustituir el par de ecuaciones anteriores y la Ec(89) en la Ec(80) obtenemos, por el teorema de convolución en el espacio de las frecuencias de la transformada de Fourier [Hsu, 1998]:

$$S_{AOS}(\omega) = \langle S \rangle \delta(\omega - \omega_0) \otimes \frac{2\gamma}{\omega^2 + \gamma^2} = \langle S \rangle \frac{2\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} \quad (92)$$

De esta manera, la función que modula la amplitud de la portadora, producirá bandas laterales en ambos lados de la portadora en el espectro de frecuencias, es decir, esta es la función que tiene la información estadística del ruido.

La expresión anterior tiene la forma de una función Lorenziana. Identificando términos resulta que el ancho de línea del campo óptico a la salida del AOS está determinado por:

$$2\gamma_{AOS} = 2q\bar{I}D^2C_1^2 \quad (93)$$

Finalmente al sustituir los términos D y C_1 por sus expresiones completas, la ecuación anterior resulta ser:

$$2\gamma_{AOS} = \frac{\bar{I}}{2q} \left[\frac{\alpha_H P_{in} G_1}{\bar{p}A} \right]^2 \quad (94)$$

IV.3 Medición del Espectro de las Desviaciones de Frecuencia: Conversión del Ruido de Fase

No se puede observar directamente el ruido de fase de un campo óptico, los fotodetectores son sensibles al flujo de fotones, y como tales, son insensibles a la fase óptica. Sin embargo, es posible determinar la amplitud compleja (amplitud y fase óptica) de una señal, si ésta se mezcla con una señal coherente de referencia, y se detecta el resultado de la superposición en un fotodetector. Dicho resultado es la interferencia (batido) entre los dos campos. Así, la corriente eléctrica detectada contiene información acerca

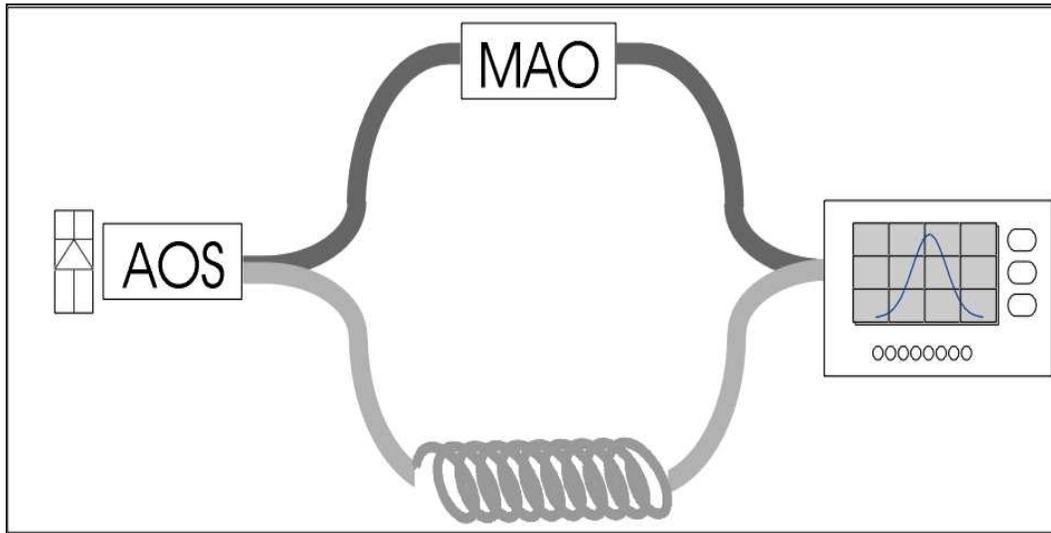


Figura 9 Interferómetro tipo Mach-Zehnder.

de la amplitud y la fase de la señal que nos interesa. Esta técnica de detección se llama detección óptica coherente ó método de detección heterodina.

La superposición se hace con la ayuda de un interferómetro, en donde las desviaciones de la frecuencia instantánea a la salida del AOS se transforman en fluctuaciones de intensidad a la salida del interferómetro. En efecto, la potencia transmitida por el interferómetro, depende de la frecuencia óptica de la señal de entrada al interferómetro, por lo tanto, si la señal de entrada exhibe ruido de fase, tendremos como resultado ruido en la potencia de salida. Así, el espectro resultante de la diferencia de fase entre los dos brazos del interferómetro, se asocia al espectro del ruido de la fase del campo óptico que entra al interferómetro.

En la figura 9 se puede apreciar que el interferómetro que se estudiará se trata de un interferómetro tipo Mach-Zehnder con un desplazador de frecuencia en uno de sus brazos. En este arreglo, la señal que viaja por uno de los brazos del interferómetro, se retrasa τ segundos con respecto a la señal que viaja por el otro brazo, con el objeto de descorrelacionar la información de fase. La señal que viaja por el otro brazo del interferómetro sufre un corrimiento de frecuencia al pasar por un modulador acusto óptico con el objeto de obtener el batimiento de los campos centrado en la frecuencia del modulador, y no en la frecuencia nula, ya que plantea problemas tecnológicos para el detector [Mendieta *et al.*, 1995].

El campo eléctrico de la señal a la salida del AOS es el campo óptico de entrada al interferómetro, y está representado por $E_{AOS}(t)$. El campo de la señal que viaja por el brazo del interferómetro donde se encuentra el desplazador de frecuencia, está representado por $E_{MAO}(t)$. Suponiendo que la polarización se conserva, a la salida del interferómetro tendremos $E_T(t)$ el cual representa al campo óptico transmitido por el interferómetro

$$E_T(t) = (E_{MAO}(t) + E_{AOS}(t - \tau)) \quad (95)$$

La potencia transmitida está entonces dada por

$$P_T(t) = E_T(t) E_T^*(t) = |E_{MAO}(t)|^2 + |E_{AOS}(t - \tau)|^2 + 2\Re(E_{AOS}(t - \tau) E_{MAO}^*(t)) \quad (96)$$

En esta expresión, la interferencia de la señal con ella misma, retardada un tiempo τ está representada por el término $E_{AOS}(t - \tau) E_{MAO}^*(t)$. Ahora bien, considerando una emisión monomodal con ruido de fase, los campos de la señal a la salida del amplificador, y a la salida del modulador, estarían representados respectivamente por

$$E_{AOS}(t - \tau) = \langle S \rangle^{1/2} \exp^{j\omega_0(t-\tau)} \exp^{j\phi(t-\tau)} \quad (97)$$

y

$$E_{MAO}^*(t) = \langle S \rangle^{1/2} \exp^{-j\omega_0 t} \exp^{-j\omega_{MAO} t} \exp^{-j\phi(t)} \quad (98)$$

Para describir la estadística del ruido de fase, que es lo que nos interesa, resulta útil considerar a la fase de la siguiente manera

$$\phi(t) = \langle \dot{\phi} \rangle t + \delta\phi(t) \quad (99)$$

quedando el término de interferencia de la manera siguiente:

$$E_{AOS}(t - \tau) E_{MAO}^*(t) = \langle S \rangle \exp^{-j(\phi_\tau \tau + \omega_{MAO} t + \Delta\phi(t))} \quad (100)$$

donde

$$\Delta\phi(t) = \delta\phi(t) - \delta\phi(t - \tau) \quad (101)$$

y

$$\omega_\tau = \omega_0 + \langle \dot{\phi} \rangle \quad (102)$$

Finalmente, sustituyendo las Ecs.(100), (101) y (102) en la Ec.(96) se tiene una potencia transmitida igual a:

$$P_T(t) = P_{T0} \left[1 + \Re \exp^{-j(\omega_\tau \tau + \omega_{MAO} t + \Delta\phi(t))} \right] \quad (103)$$

donde $P_{T0} = 2|\langle S \rangle|$.

Como se puede observar en esta ecuación, el ruido de la diferencia de fase $\Delta\phi(t)$ es transferido como un ruido en la potencia transmitida $P_T(t)$. Es por esta razón que un interferómetro es una manera muy conveniente de medir el ruido de fase de una señal óptica, ya que midiendo el espectro del ruido de la potencia transmitida $S_{\delta P_T}$, se puede obtener la densidad espectral del cambio de fase $S_{\Delta\phi}$ y de éste, el espectro de las fluctuaciones de frecuencia instantánea, dada por [Kikuchi y Okoshi, 1985]:

$$S_{\dot{\phi}}(\omega) = S_{\Delta\phi}(\omega) \frac{\omega^2}{4 \sin^2(\omega\tau/2)} \quad (104)$$

IV.3.1 Análisis del Ruido para Retrasos τ Arbitrarios

Las fluctuaciones en la potencia transmitida a la salida del interferómetro pueden expresarse como

$$\delta P_T = P_T - \langle P_T \rangle \quad (105)$$

en donde el promedio de la potencia transmitida está dado por

$$\langle P_T(t) \rangle = P_{T0} [1 + \cos \phi_0(t) \langle \cos \Delta \phi(t, \tau) \rangle] \quad (106)$$

ya que $\langle \sin(\Delta \phi(t, \tau)) \rangle = 0$ y $\phi_0 = \omega_\tau \tau + \omega_{MAO} t$. Si consideramos que el cambio de fase sigue una distribución de probabilidad Gaussiana dada por la Ec.(83) entonces

$$\langle \cos \Delta \phi(t, \tau) \rangle = \Re \int_{-\infty}^{\infty} p(\Delta \phi) \exp^{j\Delta \phi} d(\Delta \phi) = \exp^{-\frac{1}{2} \langle \Delta \phi^2 \rangle} \quad (107)$$

Sustituyendo en la ecuación Ec.(106) obtenemos que el promedio de la potencia transmitida puede expresarse como

$$\langle P_T(t) \rangle = P_{T0} \left[1 + \cos \phi_0 e^{-\frac{1}{2} \langle \Delta \phi^2 \rangle} \right] \quad (108)$$

Las fluctuaciones de la potencia transmitida pueden reescribirse entonces al sustituir en la Ec.(105), de tal manera que

$$\delta P_T(t) = P_{T0} \Re \left[e^{j\phi_0} r(t, \tau) \right] \quad (109)$$

en donde

$$r(t, \tau) = e^{j\Delta \phi(t, \tau)} - e^{-\frac{1}{2} \langle \Delta \phi^2(t, \tau) \rangle} \quad (110)$$

La función de autocorrelación de las fluctuaciones en la potencia δP_T está dada por

$$\langle \delta P_T(t) \delta P_T(t - \delta \tau) \rangle = \frac{P_{T0}^2}{2} [\cos(2\phi_0) \langle r(t, \tau) r(t - \delta \tau, \tau) \rangle + \langle r(t, \tau) r^*(t - \delta \tau, \tau) \rangle] \quad (111)$$

Haciendo uso de algunas relaciones se puede probar que

$$\begin{aligned} \langle r(t, \tau) r(t - \delta \tau, \tau) \rangle &= e^{-\langle \Delta \phi^2(t, \tau) \rangle} \left[e^{-\langle \Delta \phi(t, \tau) \Delta \phi(t - \delta \tau, \tau) \rangle} - 1 \right], \\ \langle r(t, \tau) r^*(t - \delta \tau, \tau) \rangle &= e^{-\langle \Delta \phi^2(t, \tau) \rangle} \left[e^{\langle \Delta \phi(t, \tau) \Delta \phi(t - \delta \tau, \tau) \rangle} - 1 \right] \end{aligned}$$

ya la densidad espectral del ruido de potencia a la salida del interferómetro $S_{\delta P_T}$ se obtiene como la transformada de Fourier de su función de autocorrelación

$$S_{\delta P_T} = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta P_T(t) \delta P_T(t - \delta \tau) \rangle e^{-j\omega \delta \tau} d(\delta \tau) \quad (112)$$

Como puede observarse, la función anterior involucra a la función de autocorrelación del cambio de fase $\langle \Delta \phi(t, \tau) \Delta \phi(t - \delta \tau, \tau) \rangle$ cuya transformada de Fourier proporciona la densidad espectral del cambio de fase $S_{\Delta \phi}$. Por lo tanto, una vez que se conoce la densidad espectral del ruido de intensidad $S_{\delta P_T}$ a la salida del interferómetro, es posible conocer el espectro del ruido en la frecuencia instantánea del haz de salida del AOS con la ayuda de la Ec. (104).

Utilizando el teorema de Wiener-Khintchine en la Eq.(111) y realizando la integración, obtenemos expresión para la densidad espectral de potencia [Richter *et al.*, 1986]:

$$S(\omega, \tau) = \frac{P_{T0}^2}{2} \pi e^{-2\gamma|\tau|} \delta(\omega \pm \omega_{MAO}) + \frac{P_{T0}^2}{2} \frac{2\gamma}{(2\gamma)^2 + (\omega \pm \omega_{MAO})^2} \times \left[1 - e^{-2\gamma|\tau|} \cdot \left[\cos(\omega \pm \omega_{MAO})|\tau| + \frac{\sin(\omega \pm \omega_{MAO})2\gamma|\tau|}{(\omega \pm \omega_{MAO})} \right] \right] \quad (113)$$

El primer término es una componente discreta a la frecuencia ω_{MAO} y representa la correlación residual entre los campos mezclados. El segundo término, es la parte Lorentziana del espectro, y predomina sobre el primer término cuando el tiempo de retardo es mucho mayor que el tiempo de coherencia del campo óptico que entra al interferómetro.

El comportamiento de esta ecuación indica que conforme se aumente el tiempo de retardo τ , el espectro de la señal cambia de una función delta a un pedestal Lorentziano modificado, para luego convertirse en una función estrictamente Lorentziana. Esta ultima condición se presenta cuando el retardo es tal que los campos ópticos que viajan por ambos brazos del interferómetro han sido completamente descorrelacionados. Además, conforme aumenta el tiempo de retardo, aparecen oscilaciones en las “alas” del perfil Lorentziano, las cuales son debidas a la parte exponencial del espectro de potencias. Dichas oscilaciones desaparecen conforme el tiempo de retardo excede al tiempo de coherencia. Para medir el ancho del pedestal Lorentziano, y asociarlo al ancho de línea del campo, se recomienda que el tiempo de retraso sea aproximadamente mayor que seis veces el tiempo de coherencia del campo óptico [Richter *et al.*, 1986]. Esta situación se discutirá en el siguiente punto.

IV.4 Arreglo Interferométrico para Medir el Ancho de Línea

El arreglo interferométrico utilizado para medir el ancho de línea del campo óptico a la salida del amplificador, utiliza una técnica auto-heterodina en donde se coloca un desplazador de frecuencia óptica en uno de los brazos del interferómetro. El desplazador de frecuencia óptica es un modulador acusto-óptico MAO, en el cual el haz de luz de la señal es reflejado por una rejilla de Bragg formada por una onda acústica. El corrimiento de frecuencia ω_{MAO} debe entenderse como una diferencia de fase extra entre los brazos del interferómetro por lo que con la ayuda de la Ec. (105), sustituyendo las Ecs.(108) y (109) obtenemos para la potencia transmitida

$$\begin{aligned} P_T(t) &= P_{T0} [1 + \cos(\omega_{MAO}t + \Delta\phi(t, \tau))] \\ &= P_{T0} \left[1 + \cos(\omega_{MAO}t) \exp^{-\frac{1}{2}\langle \Delta\phi^2(t, \tau) \rangle} + \Re \left(\exp^{j\omega_{MAO}t} r(t, \tau) \right) \right] \end{aligned} \quad (114)$$

Como podemos observar, la potencia de salida está compuesta de una portadora a la frecuencia ω_{MAO} de amplitud $\exp^{-\frac{1}{2}\langle \Delta\phi^2(t, \tau) \rangle}$, y de un término con la información del

ruido. La función del ruido $r(t, \tau)$ está multiplicada por $\exp^{j\omega_{MAO}t}$, y eso da lugar a la formación de bandas laterales de ruido alrededor de la portadora.

IV.4.1 Análisis de Ruido para Retrasos $\tau \gg t_c$

Recapitulando, la fluctuación de la potencia transmitida con respecto a la componente dc, está dada aproximadamente por la Ec.(103).

$$Q_T(t, \tau) \propto \exp^{-j\omega\tau} \exp^{-j\omega_{MAO}t} \exp^{-j\Delta\phi(t, \tau)} + c.c. \quad (115)$$

Como τ es una constante del experimento, el factor $\exp^{-j\omega\tau}$ no afecta el espectro y se ignorará. Por otro lado, el campo óptico emitido por el AOS, está dado aproximadamente por la Ec.(78) como

$$E_{AOS}(t) \propto \exp^{-j\omega\tau t} \exp^{-j\delta\phi(t)} \quad (116)$$

Para poder comparar los espectros de $E_{AOS}(t)$ y $Q_T(t, \tau)$ se debe comparar el ruido de la frecuencia instantánea $d/dt \cdot \delta\phi(t)$ del campo E_{AOS} definido por $S_{\dot{\phi}}$, y el ruido del cambio instantáneo de fase $d/dt \cdot \Delta\phi(t, \tau)$ a la salida del interferómetro definido por $S_{\Delta\dot{\phi}}$ y expresado en términos de la densidad espectral $S_{\Delta\phi}$ como [Petermann, 1988]:

$$S_{\Delta\dot{\phi}} = \omega^2 S_{\Delta\phi} \quad (117)$$

La expresión anterior, junto con la Ec. (104) dan lugar a una relación complicada entre el espectro del campo óptico a la salida del amplificador y el espectro de la potencia transmitida a la salida del interferómetro:

$$S_{\Delta\dot{\phi}}(\omega) = 4S_{\dot{\phi}}(\omega) \sin^2(\omega\tau/2) \quad (118)$$

En general, las densidades espectrales para $\delta\phi(t)$ y $\Delta\phi(t, \tau)$ difieren considerablemente entre sí, pero cuando el retraso temporal τ excede el tiempo de coherencia t_c del campo óptico E_{AOS} , entonces $\delta\phi(t)$ y $\delta\phi(t - \tau)$ están descorrelacionadas, y las propiedades estadísticas de $\delta\phi(t)$ y $\Delta\phi(t, \tau)$ son idénticas. En efecto, para $\tau \gg t_c$, la función \sin^2 de la Ec.(118) muestra oscilaciones muy rápidas y simplemente puede reemplazarse por su valor medio (1/2), dando lugar a

$$S_{\Delta\dot{\phi}}(\omega) = 2S_{\dot{\phi}}(\omega) \quad (119)$$

de un manera simple, esta expresión muestra que el espectro del campo óptico a la salida del interferómetro es igual al espectro del campo óptico a la salida del AOS multiplicado por un factor de 2.

Si se introduce una fibra óptica en uno de los brazos del interferómetro, se pueden lograr fácilmente tiempos de retardo grandes. Por ejemplo, debido a que el retraso dentro de una fibra común es de aproximadamente $5\mu s/km$, con $2km$ de fibra se consigue un retardo aproximadamente mayor que $10\mu s$, el cual es suficiente para anchos de línea mayores a 100 kHz. Por consiguiente la condición $\tau \gg t_c$ puede lograrse fácilmente.

De esta manera se obtiene un método muy simple y conveniente para medir el ancho de línea del campo a la salida del AOS: Simplemente se toma la mitad del ancho de línea del campo medido con un analizador de espectros rf convencional a la salida del interferómetro.

Capítulo V

Estudio Experimental del Espectro de las Desviaciones de Frecuencia Instantánea de una Señal Óptica que Atraviesa un AOS

El objetivo del experimento es el de determinar las modificaciones espectrales que un AOS puede transferir a una señal óptica que lo atraviese.

Como se muestra en la figura 10 y de acuerdo al análisis teórico presentado en el capítulo IV, las alteraciones en las condiciones físicas de operación del AOS, como la presencia de ruido en la corriente de inyección, pueden modificar la frecuencia instantánea del haz que lo atraviesa, y con ello provocar un ensanchamiento no deseado de su espectro óptico. Es por esto que resulta de gran importancia estudiar el efecto que tienen algunos parámetros de operación del AOS como son la potencia de entrada, la cantidad y pureza de la corriente de inyección y la longitud de la región activa, sobre el espectro del campo óptico de una señal que lo atraviesa.

En particular, se observará el espectro producido por las desviaciones de frecuencia instantánea que se suscitan en el campo óptico que sale del AOS. Para ello se utilizará el método de detección interferométrica heterodina que se estudió con detalle en la sección IV.3.

V.1 Descripción General del Experimento

Para estudiar el efecto que tiene la potencia de entrada, la corriente de inyección y la longitud de la región activa del AOS bajo estudio sobre el ancho de línea de un haz de luz que lo atraviese, el experimento se hace utilizando el esquema mostrado en la figura 10 bajo las siguientes condiciones de operación:

1. En primer lugar se observa el espectro de potencias de la fotocorriente heterodina generada por el haz de entrada al AOS. Es decir, se determina el ancho de línea

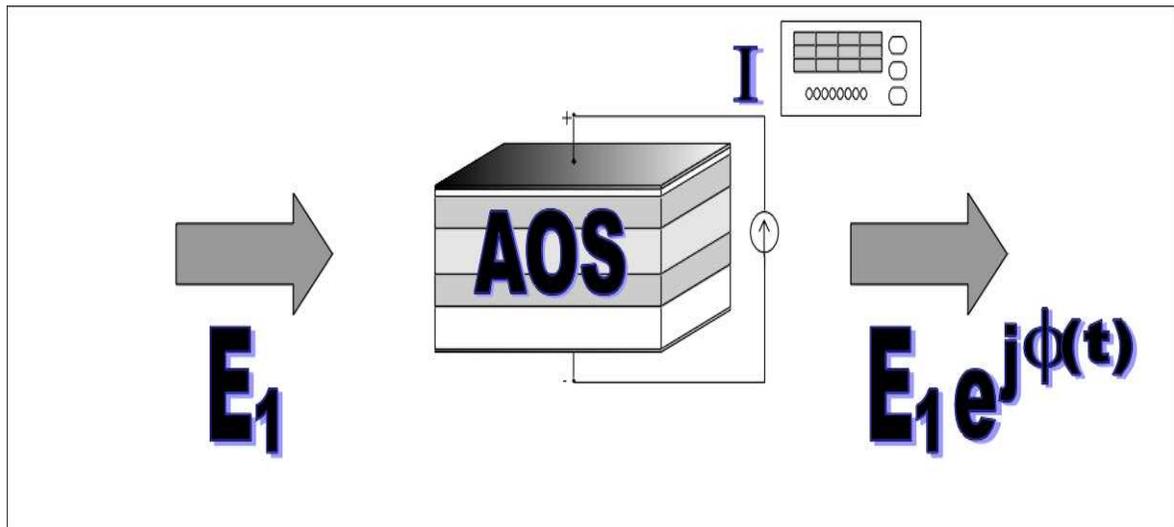


Figura 10 Ruido de fase instantánea inducido por un AOS.

del haz de entrada, utilizando el interferómetro sin ser precedido por un AOS.

2. En segundo lugar, se coloca antes del interferómetro, un AOS que tiene una región activa (larga) de $1.5mm$ de longitud. Dicho amplificador se polariza con una corriente de inyección (alta) de $500mA$, extraída de una fuente de corriente cuyo ruido dominante es el ruido térmico. Bajo estas condiciones se observa el espectro a la salida del interferómetro para diferentes potencias de entrada al amplificador ($-10dBm$, $-15dBm$ y $-20dBm$), considerando pérdidas por inserción de $-5dBm$.
3. Después se repite el paso 2 pero con una fuente de corriente de bajo ruido, o dicho de otra manera, una fuente cuyo ruido dominante es el ruido de disparo.
4. Se repiten los pasos 2 y 3, pero esta vez con una corriente de inyección (baja) de $300mA$.
5. Para estudiar el efecto de la longitud de la región activa, se cambia el AOS por otro que tiene una región activa (corta) de $470\mu m$ de longitud, el cual se polariza primeramente con una corriente de inyección (alta) de $240mA$, con ruido dominado por el ruido térmico. Bajo estas condiciones se observa el espectro a la salida del interferómetro, para las mismas potencias de entrada al amplificador descritas en el paso 2.
6. Después se repite el paso 5, pero con una fuente de corriente de bajo ruido.
7. Se repiten los pasos 5 y 6, pero esta vez con una corriente de inyección (baja) de $140mA$.

Con los datos experimentales obtenidos bajo las condiciones de operación de los pasos 1-7, se puede comparar el ancho de línea del haz que entra al AOS, con el ancho de línea que sale de él. Lo anterior permite determinar la influencia que tienen la longitud del amplificador, la potencia de entrada, la corriente de polarización, y el ruido de la fuente de corriente, sobre el ancho de línea del haz que atraviesa el AOS.

V.2 Banco Experimental

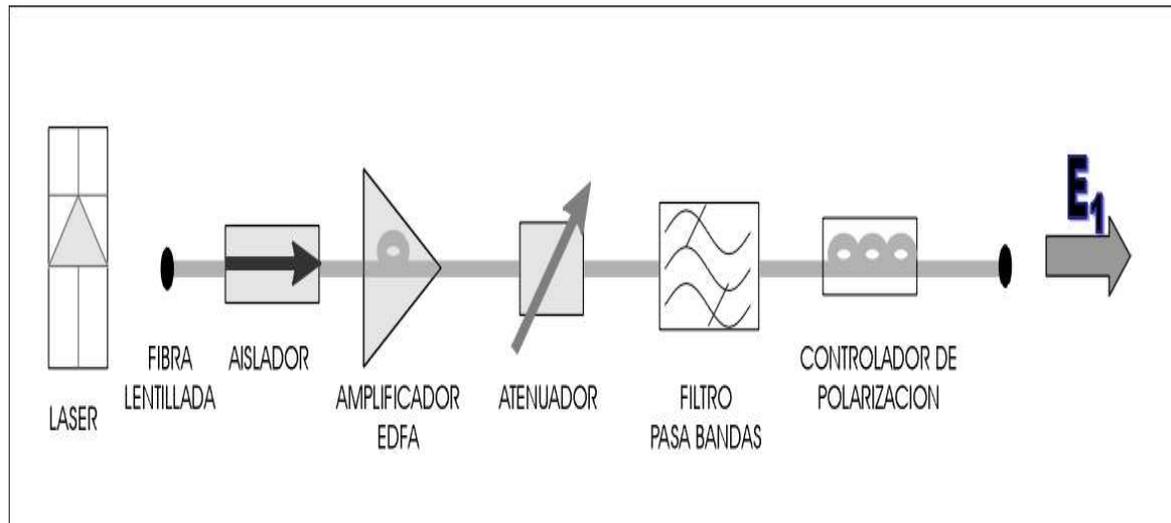


Figura 11 Configuración experimental para la señal de entrada al AOS.

El banco experimental que permite generar la señal óptica de entrada al AOS se muestra en la figura 11. El haz de salida de un láser de cavidad externa, New Focus modelo 6262, sintonizado a una longitud de onda de 1558nm , se inyecta mediante un objetivo de 20x, a una fibra óptica de entrada a un aislador Thorlabs 4015DAFC. El aislador evita reflexiones que pueden perturbar el funcionamiento de la fuente láser. Para compensar las pérdidas por inserción que se presentan en la entrada del AOS, se colocó un amplificador de fibra contaminada con Erblio (EDFA) cuya emisión espontánea amplificada fue eliminada con dos filtros pasabanda conectados en cascada. Entre los filtros y el EDFA se colocó un atenuador de potencia variable con el objeto de tener un control adecuado de la potencia del rayo de entrada al AOS. Por último, para inyectar la señal con una polarización definida, se utilizó un controlador de polarización de Lefevre, el cual fue manufacturado en el taller de mecánica fina del CICESE.

Con respecto al dispositivo bajo prueba, en este caso el AOS, se utilizaron dos amplificadores de InGaAsP-InP de doble heteroestructura. El AOS 1 tiene una región activa de 1.5mm de largo y el AOS 2 de $470\mu\text{m}$, ambos con una sección transversal de $3\mu\text{m}$ de ancho y $0.25\mu\text{m}$ de espesor. Para polarizar los AOSs, se utilizó como fuente de corriente de bajo ruido, un equipo ILX lightwave LDX-3620 (ultra-low noise current

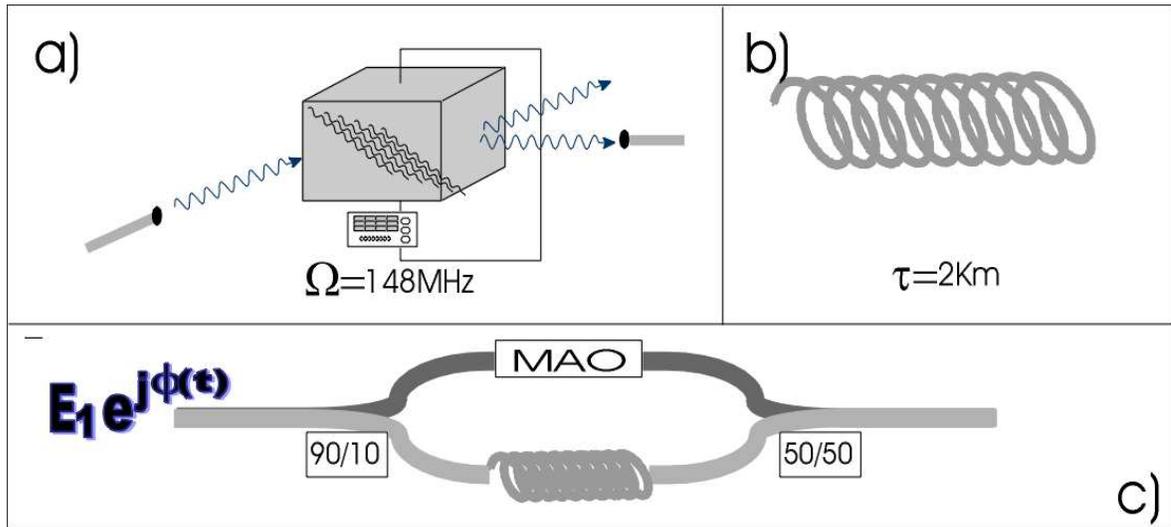


Figura 12 Configuración experimental para el desplazador de frecuencia óptica, y el decorrelador de campos ópticos.

source), y como fuente de corriente ruidosa, una fuente de tensión Lu Technology Inc., modelo 4206A, con una resistencia acoplada de 25Ω .

La configuración experimental del interferómetro se muestra en la figura 12(c) el cual es construido con la ayuda de un acoplador Thorlabs 90/10 modelo 10202A-10 que divide la señal de entrada por dos senderos que conforman los dos brazos del interferómetro. En este arreglo, la señal que viaja por uno de los brazos del interferómetro, se retrasa τ segundos con respecto a la señal que viaja por el otro brazo, utilizando una fibra óptica de 2Km de longitud (Fig.12(b)). El objetivo de este retardo es el de decorrelacionar los campos ópticos que viajan por los dos brazos del interferómetro, es decir, producir un retardo temporal entre las señales mayor que su tiempo de coherencia. La señal que viaja por el brazo no retardado, sufre un corrimiento de frecuencia al pasar por un modulador acusto-óptico (Fig.12(a)). Finalmente, la superposición de las señales que se propagan por los dos brazos, se obtiene con un segundo acoplador Thorlabs 50/50 modelo 10202A-50.

El desplazador de frecuencia óptica es un modulador acusto-óptico (MAO) mostrado en la figura 12(a), en el cual el rayo de luz de la señal es difractado por una rejilla de Bragg formada por una onda acústica. En nuestro caso, se captura el orden 1 de difracción el cual presenta un corrimiento de frecuencia de 148MHz con respecto al orden 0. De esta manera el espectro de la pulsación (producido a la salida del acoplador 50/50) estará centrado ya no en la frecuencia nula, sino en la diferencia de frecuencias de las señales que viajan por ambos brazos del interferómetro, solucionando así el problema de contar con un analizador de espectros eléctrico que pueda resolver la componente DC.

Como se muestra en la configuración experimental completa de la figura 13, el batimiento de los campos a la salida del interferómetro pasa a través de un fotodetector



Figura 13 Configuración experimental completa.

BCP modelo 300 que convierte las variaciones de intensidad óptica en variaciones de amplitud eléctrica. Finalmente, la captura de la fotocorriente se realiza en un analizador de espectros eléctrico AEE modelo HP-8568A, con puerto GPIB acoplado a una computadora, en donde se hace un análisis de los datos y se determina el ancho de línea a media altura del espectro.

V.3 Análisis de los Datos Experimentales

El AEE puede proporcionar hasta 700 valores de las amplitudes de las frecuencias que componen el espectro de una señal, los cuales son desplegados en una pantalla de 8 divisiones. La amplitud máxima que es posible desplegar se normaliza para tener un valor de 512 que corresponde al nivel de referencia dado por el usuario. La conversión de la amplitud medida por el AEE en unidades de dBm está dada por:

$$dBm = RL - \left[8 - AMP \cdot \left(\frac{512}{8} \right) \right] [DB_{DIV}] \quad (120)$$

donde RL es el nivel de referencia, AMP es la amplitud medida por el AEE y DB_{DIV} es el valor en dB de cada división.

La frecuencia correspondiente a cada medición se determina construyendo un vector de 1×700 puntos, en donde las frecuencias inicial y final están dadas por:

$$w_i = CF - \frac{SPAN}{2} \quad (121)$$

$$w_f = CF + \frac{SPAN}{2} \quad (122)$$

donde CF representa la frecuencia central y $SPAN$ es el tamaño de la ventana de observación.

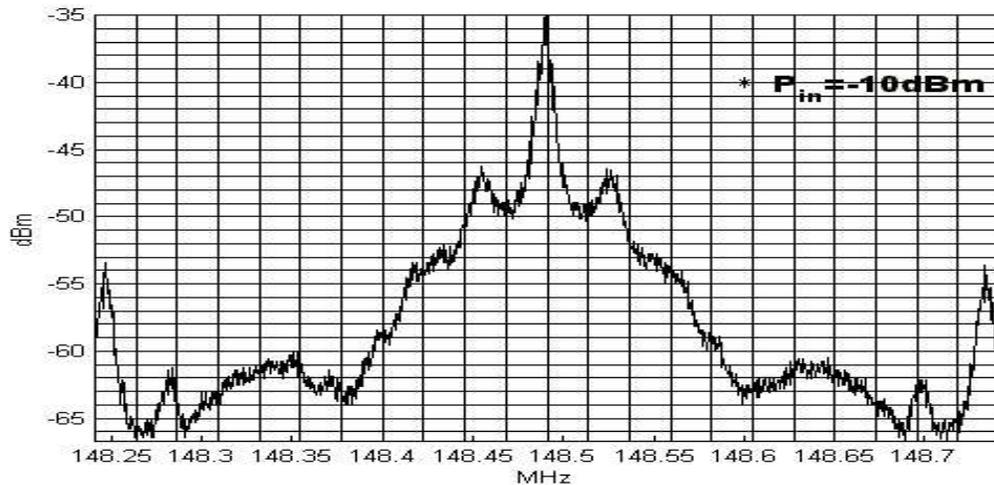


Figura 14 Espectro del haz de entrada al AOS.

V.4 Resultados Experimentales

En esta sección se presentan los espectros de potencia de la fotocorriente heterodina obtenida para las diferentes condiciones de operación del AOS revisadas en la sección V.1.

El espectro generado por el campo óptico que entra al AOS con una potencia óptica de -10dBm se muestra en la figura 14.

El espectro observado parece seguir la conducta predicha teóricamente y desarrollada en la sección IV.3.1 conforme a la Ec.(113). Es decir presenta un perfil Lorentziano con ondulaciones en las bandas laterales, y una función delta centrada en la frecuencia del MAO. Los datos muestran también, la presencia de fluctuaciones de baja frecuencia en la frecuencia central del campo óptico, que causan que la parte de la función delta en el espectro de potencias tenga un ancho finito.

Para suavizar los datos medidos, se utilizó un filtro pasa bajas Savitzky-Golay de grado 4 con una ventana de 33 puntos, ya que este tipo de filtros son utilizados para dar visibilidad a las alturas y anchuras relativas de las líneas espectrales en datos ruidosos [Press *et al.*, 1992].

Además, se realizó un ajuste del espectro de potencias de los datos observados, a un perfil Lorentziano, para lo cual se utilizó una técnica de aproximación no-lineal por mínimos cuadrados pesados de Levenberg-Marquardt [Press *et al.*, 1992]. Este ajuste nos provee una estimación del perfil espectral observado. Debido a las fluctuaciones o “jitter” de la función delta, no es posible una discriminación precisa entre el pedestal Lorentziano y dicha función delta. Por tanto, la función delta no es tomada en cuenta en el ajuste del espectro de potencias [Richter *et al.*, 1986].

Las figuras 15 y 16 muestran el espectro generado por el campo óptico que sale del AOS de longitud de $470\mu\text{m}$, polarizado con una corriente de inyección de 240mA

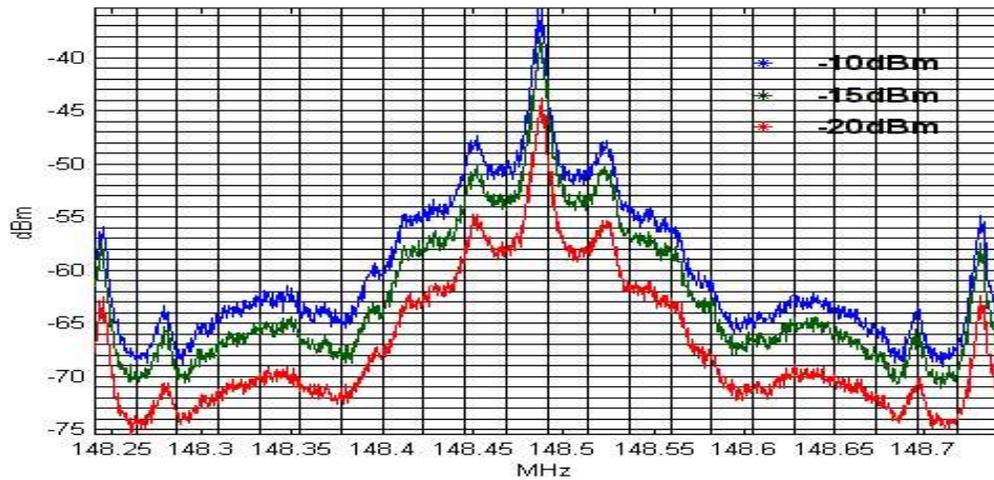


Figura 15 Espectro de salida del AOS corto, polarizado con una fuente de corriente ruidosa a 240mA.

y 140mA respectivamente, cuyo ruido es dominado por el ruido térmico. Cada curva presentada, corresponde a una potencia óptica de entrada al AOS de -10dBm, -15dBm y -20dBm. Las figuras 17 y 18 muestran el espectro generado por el campo óptico que sale del AOS operado con las mismas condiciones anteriores, sólo que con una fuente de corriente de bajo ruido.

Las figuras 21 y 22 muestran el espectro generado por el campo óptico que sale del AOS de longitud de $1500\mu m$, polarizado con una corriente de inyección de 500mA y 300mA respectivamente, cuyo ruido es dominado por el ruido térmico. Cada curva presente en las figuras corresponde a una potencia óptica de entrada al AOS de -10dBm, -15Bm y -20dBm. Las figuras 19 y 20 muestran el espectro generado por el campo óptico que sale del AOS operando con las mismas condiciones anteriores, sólo que con una fuente de corriente de bajo ruido.

Después del suavizado y el ajuste de los datos, se determinó el ancho de línea de cada espectro a 3dB (50 por ciento) por debajo del máximo del pedestal Lorentziano, y se le restó el ancho de línea del espectro del haz que entra al amplificador. Las estimaciones representativas del ensanchamiento espectral de estas curvas se muestran en la figura 23 y van aproximadamente desde 0 a 10 KHz. En esta figura, el inciso a) muestra el ensanchamiento estimado para las curvas de las figuras 15 y 17. El inciso b) muestra el ensanchamiento estimado para las curvas de las figuras 16 y 18. El inciso c) muestra el ensanchamiento estimado para las curvas de las figuras 21 y 19. Finalmente, el inciso d) muestra el ensanchamiento estimado para las curvas de las figuras 22 y 20. El amplio rango de valores estimados del ancho de línea puede atribuirse a la inestabilidad mecánica y térmica inherente de nuestro sistema óptico.

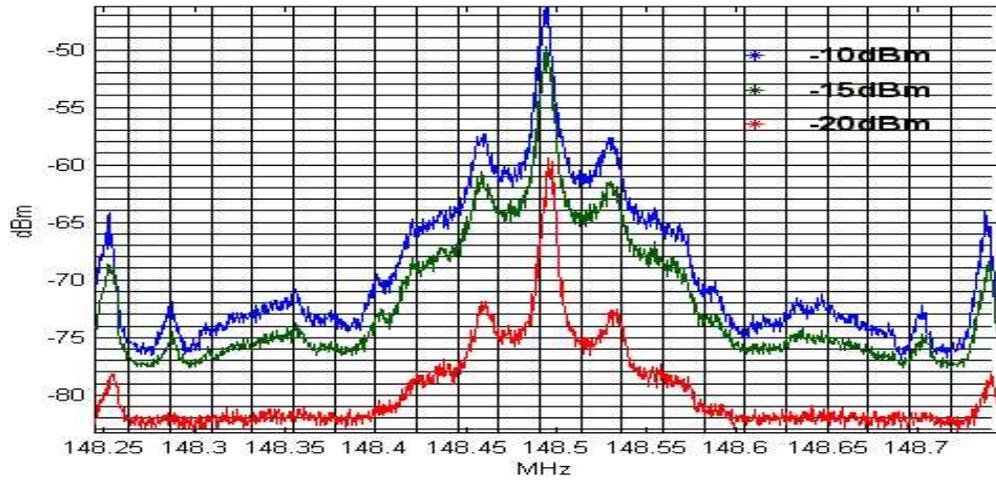


Figura 16 Espectro de salida del AOS corto, polarizado con una fuente de corriente ruidosa a 140mA.

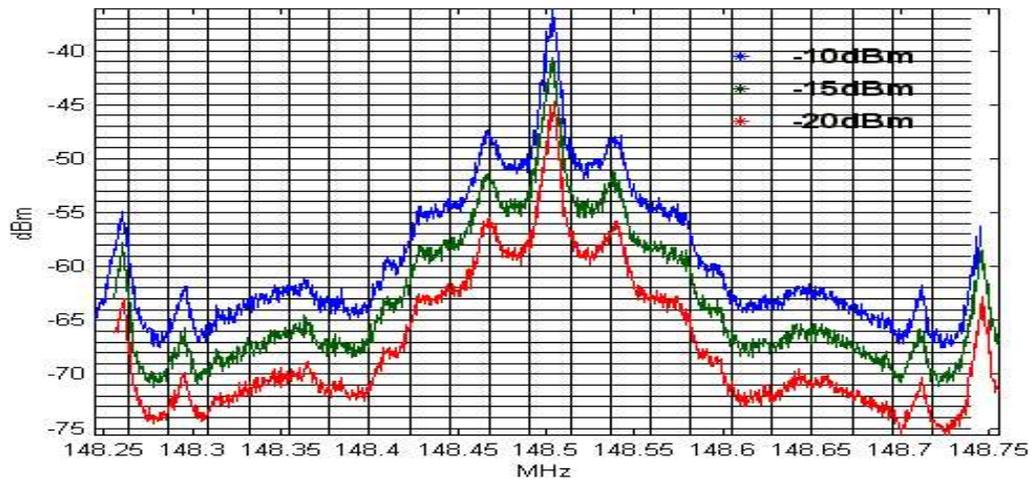


Figura 17 Espectro de salida del AOS corto, polarizado con una fuente de corriente de bajo ruido a 240mA.

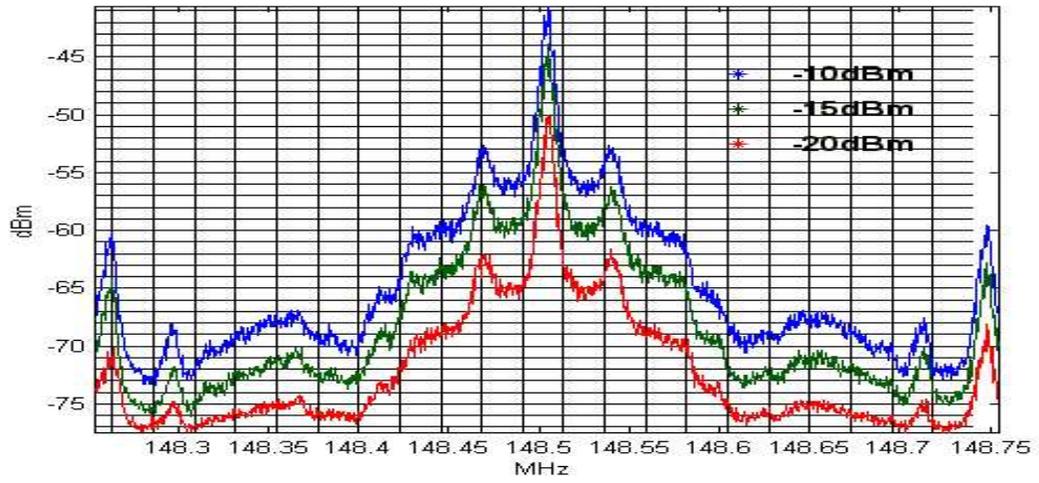


Figura 18 Espectro de salida del AOS corto, polarizado con una fuente de corriente de bajo ruido a 140mA.

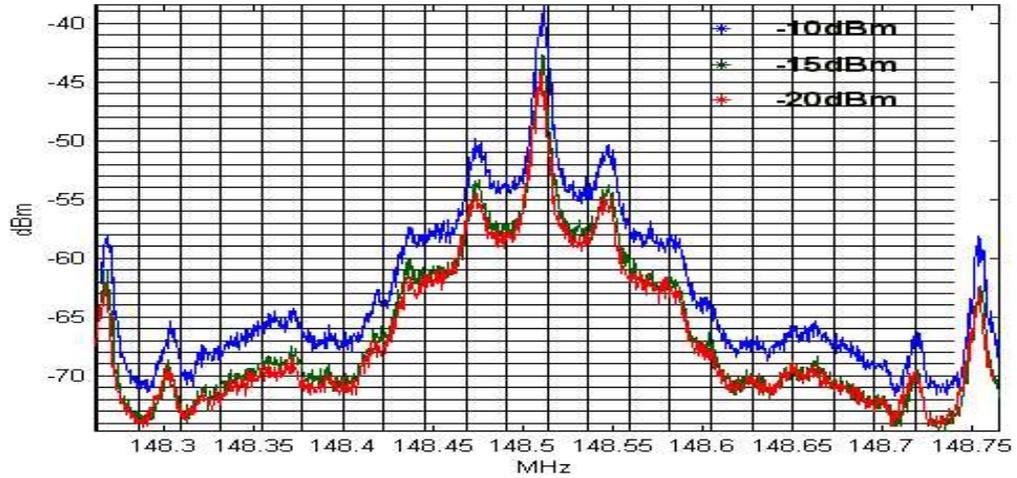


Figura 19 Espectro de salida del AOS largo, polarizado con una fuente de corriente de bajo ruido a 500mA.

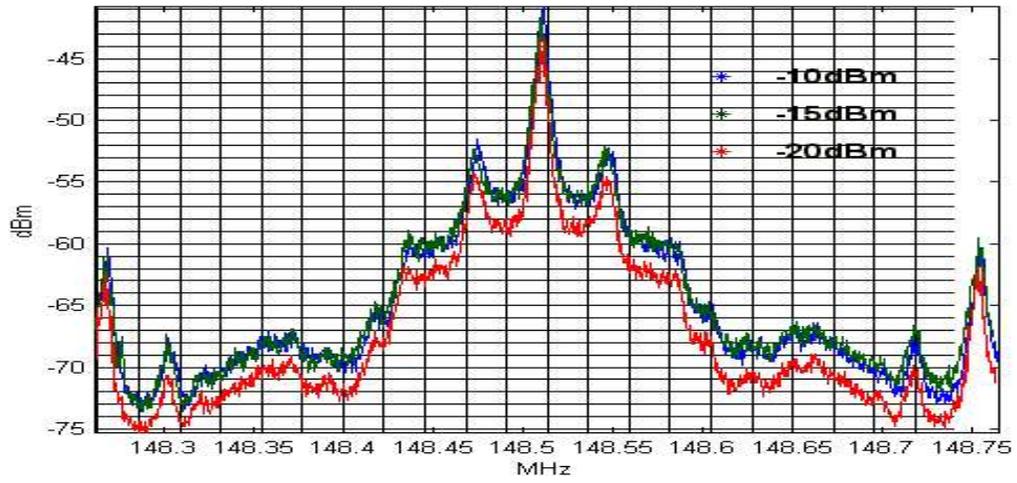


Figura 20 Espectro de salida del AOS largo, polarizado con una fuente de corriente de bajo ruido a 300mA.

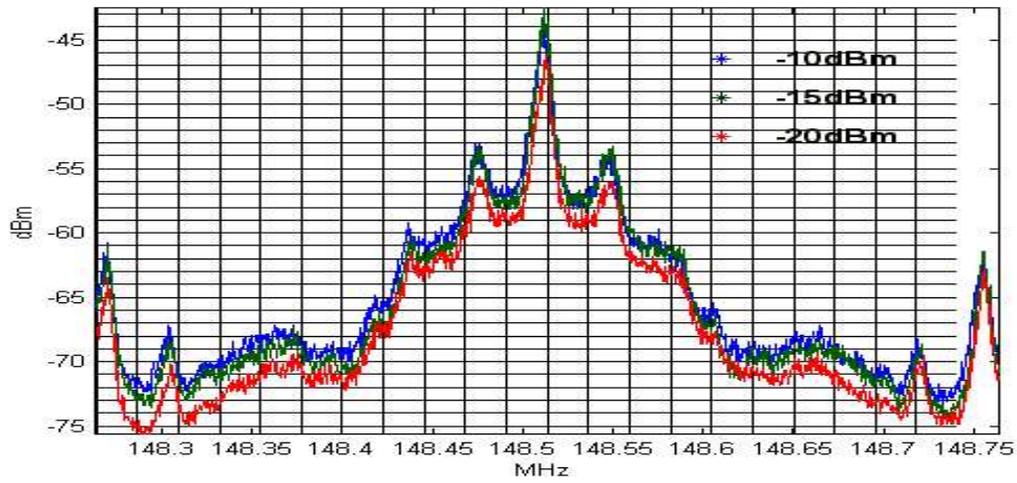


Figura 21 Espectro de salida del AOS largo, polarizado con una fuente de corriente ruidosa a 500mA.

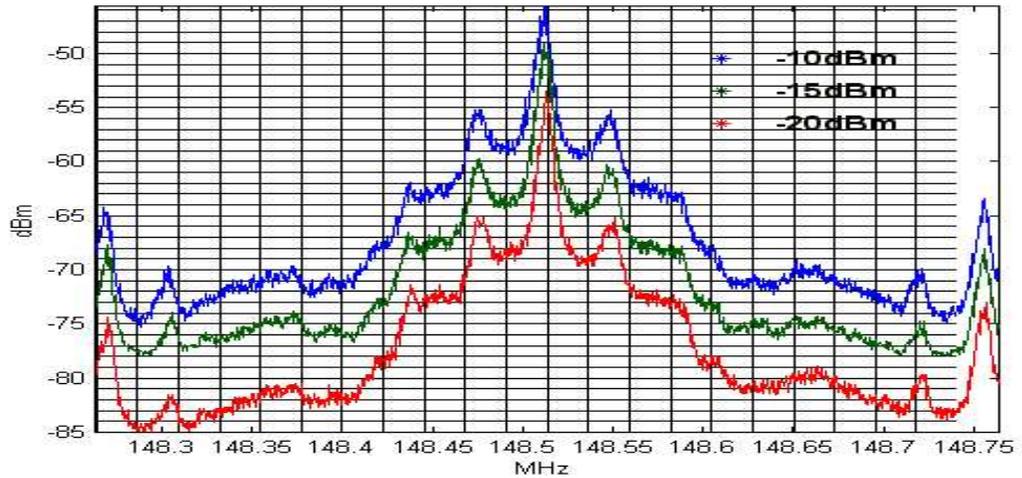


Figura 22 Espectro de salida del AOS largo polarizado con una fuente de corriente ruidosa a 300mA.

V.4.1 Discusión de Resultados

Para el peor de los casos, el cual es un AOS corto polarizado con una fuente de corriente ruidosa a 140mA, el ensanchamiento que se espera produzca el AOS, de acuerdo a la teoría desarrollada y expresada por la Ec.(93) es de aproximadamente 20KHz (ver Apéndice A). Ahora bien, considerando que el tiempo de retardo en el experimento no es mucho mayor que el tiempo de coherencia del campo óptico (razón por la cual aparecen ondulaciones en las bandas laterales) y que estrictamente el pedestal no es Lorentziano, se puede decir que las estimaciones experimentales del ancho de línea se ajusten a la teoría razonablemente bien.

Lo anterior se sustenta en las figuras 24 y 25 en donde se puede observar que el campo óptico que entra al AOS presenta un ancho de línea de entre 80 y 85 KHz. Sin embargo al colocar los AOSs bajo diferentes condiciones de operación, se observan anchos de línea de entre los 85 y 95 KHz, por lo que se puede inferir que el amplificador produce un ensanchamiento de hasta 15KHz. No obstante es necesario mencionar que el método de detección no permite discernir entre una variación espectral real provocada por el AOS, y la propia incertidumbre de la medida, la cual se estima que es de ± 10 KHz.

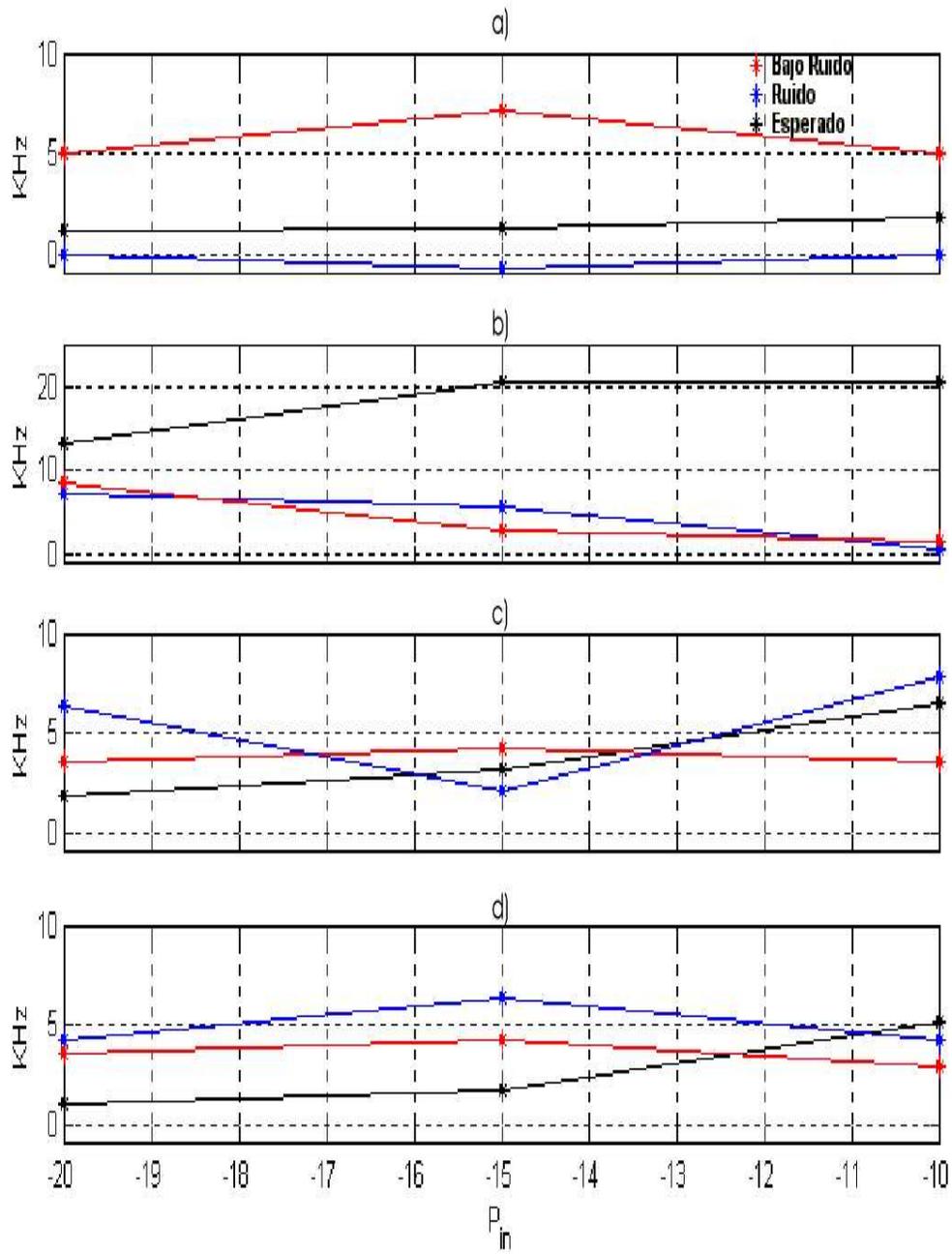


Figura 23 Ancho de línea de los espectros a 3dB (50 por ciento) abajo del máximo del pedestal.

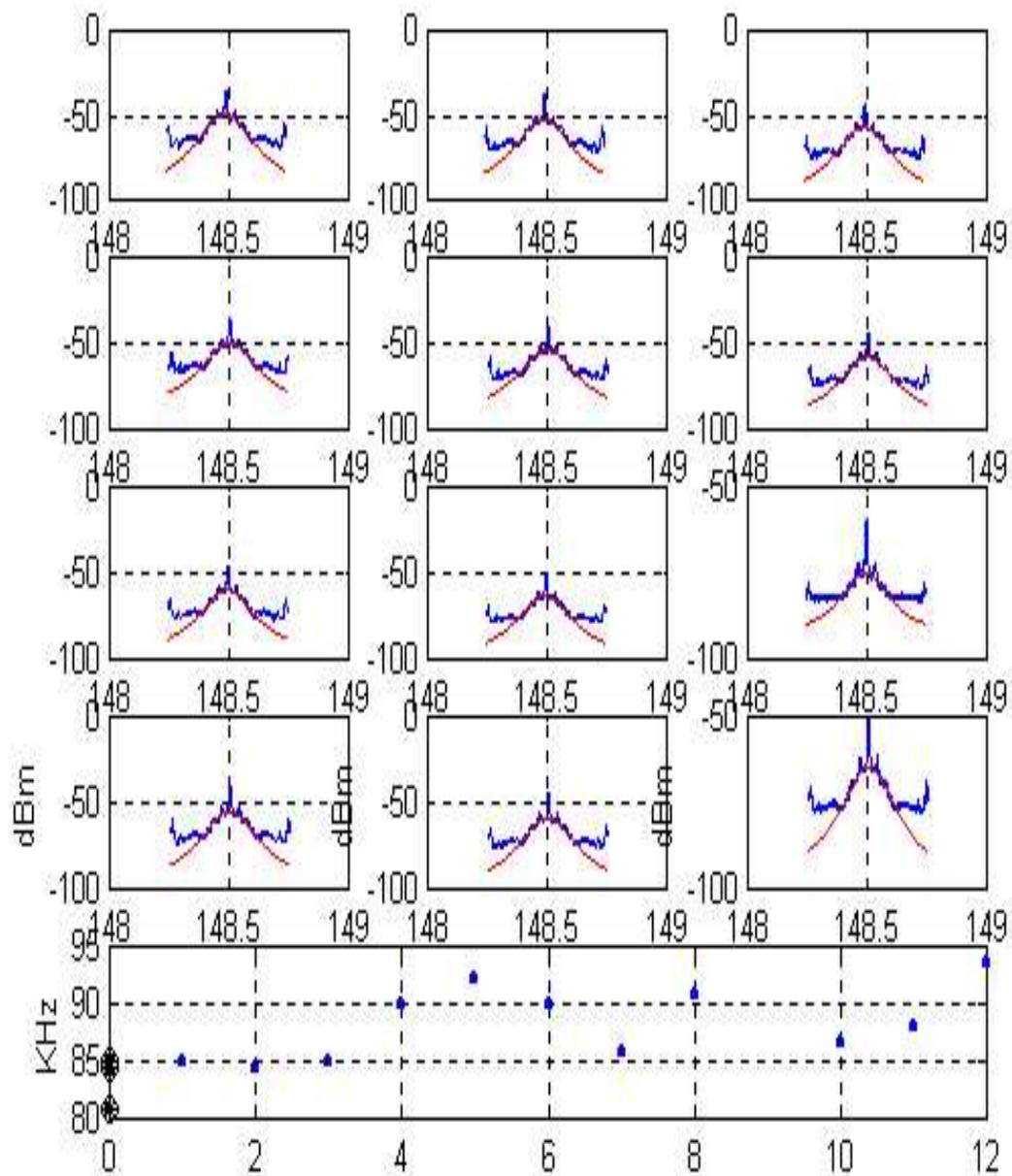


Figura 24 Ancho de línea estimado de los espectros generados por el campo óptico a la entrada y a la salida del AOS corto $470\mu m$.

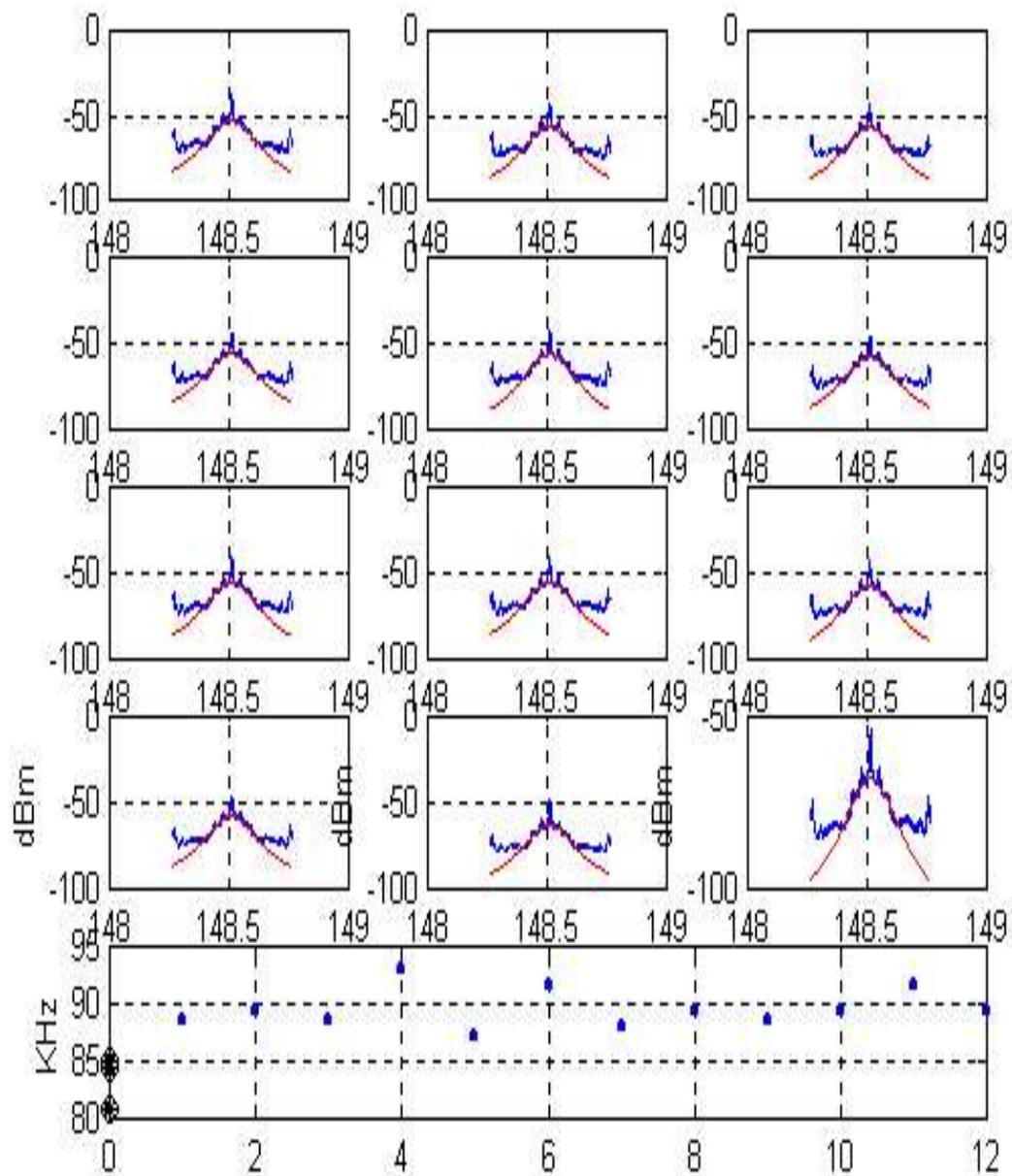


Figura 25 Ancho de línea estimado de los espectros generados por el campo óptico a la entrada y a la salida del AOS largo 1.5mm.

Capítulo VI

Conclusiones

En este trabajo se desarrolló un estudio teórico y experimental de la influencia que tiene el ruido de disparo de la corriente de inyección de un AOS sobre el espectro óptico de una señal que lo atraviesa.

Para ligar las fluctuaciones de la corriente de inyección, con las fluctuaciones de frecuencia instantánea del campo óptico que sale del AOS, se propuso un formalismo matemático que permite encontrar una función de transferencia entre la frecuencia y la corriente de polarización (FT) de un AOS.

La FT frecuencia-corriente, nos permitió encontrar la perturbación que sufre el espectro de un rayo que atraviesa el AOS, en función de la densidad de potencia espectral de ruido de la corriente de inyección. Esto a su vez permitió determinar el ancho de línea del espectro óptico del rayo que atraviesa el AOS a la salida de éste.

Para hacer mediciones directas del ancho de línea, fue necesario implementar una técnica de detección heterodina y desarrollar las ecuaciones que nos permitieran relacionar el espectro del campo óptico a la salida del AOS, con el espectro medido en el laboratorio. De esta manera se determinó experimentalmente el ancho de línea inducido en una señal monocromática que atraviesa un AOS.

El estudio experimental consistió en detectar modificaciones espectrales efectuadas por el AOS operado bajo diferentes condiciones. El análisis consistió en la comparación directa del ancho de línea espectral de un rayo a la entrada y a la salida del AOS, cuando se varía la potencia de entrada, la corriente de inyección y el ruido de ésta, así como la longitud de la región activa.

Basados en los resultados obtenidos, se puede concluir que el ruido en la corriente de inyección no ensancha significativamente el espectro del haz que atraviesa un AOS. Este resultado implica que no es absolutamente necesario utilizar fuentes de corriente de bajo ruido para que los AOS no degraden los espectros de las señales que los atraviesan. Por lo expuesto anteriormente, en el contexto de las comunicaciones ópticas resulta rentable la idea de utilizar AOS con fuentes de corriente estándar para minimizar costos.

Apéndice A

Cálculo del Ancho de Línea Teórico

El valor del ensanchamiento espectral producido a la salida del AOS, operado bajo las condiciones de la sección V.1 y que se espera observar en el AEE, se determina según la Ec.(94) y la Ec.(119) mediante:

$$2 \cdot \frac{\bar{I}}{2q} \left[\frac{\alpha_H P_{in} G_1}{\bar{p}A} \right]^2 \quad (123)$$

donde G_1 está dada por la Ec.(35) como:

$$2\gamma \frac{\partial \omega_p}{\partial N} \left(\omega_{ko} - \omega_{po} + N_r \frac{\partial \omega_p}{\partial N} \right) + a \quad (124)$$

Los parámetros del AOS están dados en la tabla A.1 según [Durhuus *et al.*, 1992]

Símbolo	Parámetro	Valor
a	Ganancia Diferencial	$1.75 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ (N} > \text{N}_0)$
γ	Factor de Ganancia	$2.7 \times 10^{-24} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-2}$
$\partial \omega_p / \partial N$	Coefficiente de Corrimiento de Frecuencia	$2.12 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
ω_{po}	Frecuencia de la Ganancia Pico	$1.2083 \times 10^{15} \text{ rad/s}$
ω_{ko}	Frecuencia de la Señal	$1.2091 \times 10^{15} \text{ rad/s}$
N_r	Densidad de Portadores de Referencia	$4.6 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
A	Área Transversal	$3 \times 10^{-6} \cdot 0.25 \times 10^{-6} \text{ m}^2$
α_H	Factor de Ensanchamiento de Henry	8
q	Carga del Electrón	$1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$

Tabla A.1 Lista de los valores de los parámetros del AOS.

La figura 26 muestra la ganancia de simple paso P_{in}/\bar{p} determinada de los datos medidos experimentalmente. El inciso a) muestra la ganancia del AOS corto, polarizado

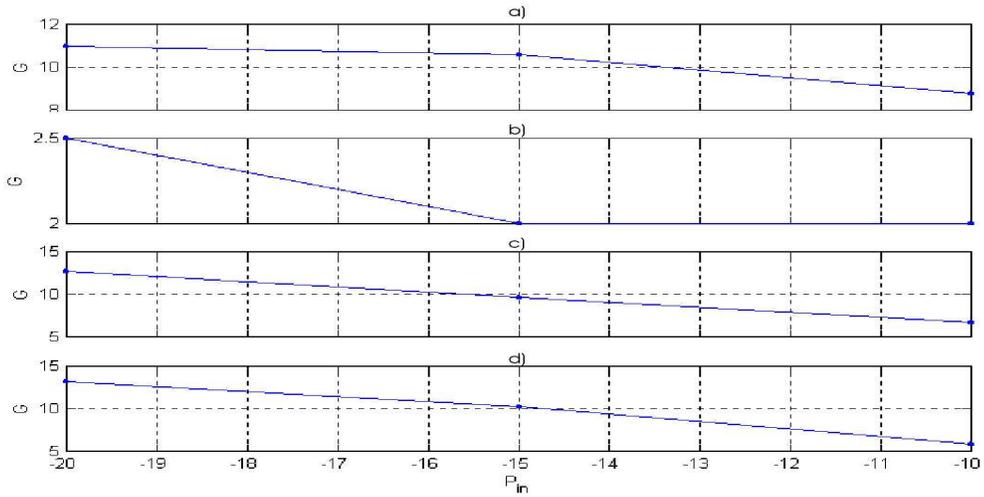


Figura 26 Ganancia de Paso $G = P_{in}/\bar{p}$.

con una corriente de $\bar{I} = 240\text{mA}$. El inciso b) muestra la ganancia del mismo AOS sólo que polarizado con una corriente de 140mA . El inciso c) muestra la ganancia del AOS largo polarizado con una corriente de $\bar{I} = 500\text{mA}$. El inciso d) muestra la ganancia del mismo AOS sólo que polarizado con una corriente de 300mA .

Bibliografía

- [Agrawal y Dutta, 1986] Agrawal, G.P. y N.K. Dutta. 1986. “Long-Wavelength Semiconductor Laser”. Van Nostrand Reinhold Company Inc., New York.
- [Ankrum, 1971] Ankrum, P.D. 1971. “Semiconductor Electronics”. Prentice Hall Inc., Englewood Cliffs, N.J.
- [Bass, 1978] Bass, J. 1978. “Cours de Mathematiques”. Tome 1, Fascicule 2. 5ta. Ed. Masson, Paris.
- [Verdeyen, 1995] Verdeyen, J.T. 1995. “Laser Electronics”. 3th. Ed. Prentice Hall. Englewood Cliffs, New Jersey.
- [Cutler y Searle, 1966] Cutler, L.S. y C.L.Searle. 1966. “Some aspects of the theory and measurement of frequency measurements in frequency standards”. Proc. IEEE. 54:136-154p.
- [Duan y Gallion, 1991] Duan, G.H. y P.Gallion. 1991. “Drive Current Noise Induced Linewidth in Tunable Multielectrode Lasers”. IEEE Photonics Technology Letters. 3(4).
- [Durhuus *et al.*, 1992] Durhuus, T., B.Mikkelsen y K.E.Stubkjaer. 1992. “Detailed Dynamic Model for Semiconductor Optical Amplifiers”. Journal of Lightwave Technology. 10(8).
- [Ebeling, 1989] Ebeling, K.J. 1989. “Integrated Optoelectronics”. Springer-Valley, New York.

- [Glesk *et al.*, 2001] Glesk, I., R.J.Runser y P.R.Prucnal. 2001. “New Generation of Devices for All-Optical Communications”. *Acta Physica Slovaca*. 51(2):151-162p.
- [Henry, 1982] Henry, CH.H. 1982. “Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. QE-18(2).
- [Hsu, 1998] Hsu, H.P. 1998. “Análisis de Fourier”. Addison Wesley Ed. 274p.
- [Huang y Casperon, 1993] Huang J. y L.W.Casperon. 1993. “Gain and Saturation in Semiconductor Lasers”. *Optical and Quantum Electronics*. 25(369-390).
- [Hudgings y Nee, 1996] Hudgings, J. y J.Nee. 1996. “DM All-Optical Networks”. EE228A Project Report.
- [Hutchings *et al.*, 1992] Hutchings, D.C., M.Sheik-Bahae, D.J.Hagan y E.W.V. Stryland. 1992. “Kramers-Krönig Relations in Nonlinear Optics”. *Optical and Quantum Electronics*. 24(1-30).
- [ILX Lightwave] ILX Lightwave. “ILX Lightwave: LDX-3620 Ultra Low Noise Current Source”. www.ilxlightwave.com.
- [Kelly, 2001] Kelly, T. y I.Andonovic. 2001. “Role of Semiconductor Optical Amplifiers in Advanced Networking”. www.kamelian.com. Kamelian Ltd. Lightwave.
- [Kikuchi y Okoshi, 1985] Kikuchi, K. y T.Okoshi. 1985. “Measurement of FM noise, AM noise and field spectra of 1.3 μ m InGaAsP DFB laser and determination of the linewidth enhancement factor”. *IEEE J. Quant. Electron.* QE-21:1814-1818p.
- [Koren, 2000] Koren, U. “High Bandwidth Optical Links Using WDM and OTD”. www.cyoptics.com. CyOptics Israel Ltd.
- [Koyama y Kenichi, 1988] Koyama, F. I. Kenichi. 1988. “Frequency Chirping in External Modulators”. *Journal of Lighthwave Technology*. 6(1).

- [Masetti, 1999] Masetti Placci, F. 1999. "Design and Implementation of Optical Routers: opportunities, problems and solution". Alcatel Corporate Research Centre Paris.
- [Mendieta *et al.*, 1995] Mendieta, F.J., M.Corona, A.Arvizu, M.Martínez y H.Martínez. 1995. "Ruido de Fase de Láseres con Aplicaciones a las Comunicaciones Ópticas Coherentes". Edición de Notas de Curso. Comunicaciones Ópticas Académicas, Serie Electrónica y Telecomunicaciones, CICESE 100p.
- [Newport, 2000] Newport Co. 2000. "Fiber Optics Communications Advantages". Newport Co. Application Notes.
- [Petermann, 1988] Petermann, K. 1988. "Laser Diode Modulation and Noise". ADOP Advances in Opto electronics. Kluwer Academic Publishers.
- [Press *et al.*, 1992] Press, W.H., W.T.Vetterling, S.A.Teukolsky y B.P.Flannery. 1992. "Savitzky-Golay Smoothing Filters". En: Numerical Recipes in C. 2nd. ed. 650p.
- [Press *et al.*, 1992] Press, W.H., W.T.Vetterling, S.A.Teukolsky y B.P.Flannery. 1992. "Nonlinear Modeling of Data". En: Numerical Recipes in C. 2nd. ed. 681p.

- [Richter *et al.*, 1986] Richter, L.E., H.I.Mandelberg, M.S.Kruger y P.A.McGrath. 1986. "Linewidth Determination from Self-Heterodyne Measurements with Subcoherence Delay Times". Quantum Electronics Letters. QE-22(11).
- [Saleh y Teich, 1991] Saleh, B.E.A. y M.C.Teich. 1991. "Fundamentals of Photonics". John Wiley and Sons, Inc. New York. 966p.
- [Siegman, 1986] Siegman, A.E. 1986. "Lasers". University Science Books, Sausalito California.
- [Soto, 1991] Soto, H. 1991. "Modulation en Intensite des amplificateurs optiques a puits quantiques". ENST, Paris.
- [Strategies, 2001] Strategies Unlimited. 2001. "Optical Amplifier Market to Grow Over \$7 Billion by 2004". www.cnlaser.net.