

Técnica interferométrica auto-homodina para medición del espectro de láseres de semiconductor usados en comunicaciones por fibras ópticas en 1550 nm*

FRANCISCO JAVIER MENDIETA JIMÉNEZ, MANUEL CORONA DOMÍNGUEZ
Y HORACIO LUIS MARTÍNEZ REYES

División de Física Aplicada

*Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada
Km. 107, Carretera Tijuana-Ensenada, 22860 Ensenada, B.C. México*

Recibido el 31 de agosto de 1995; aceptado el 30 de noviembre de 1995

RESUMEN. Se presenta una revisión de las características espectrales de la emisión de láseres de semiconductor monofrecuenciales; se plantea el principio de la técnica interferométrica auto-homodina, describiendo el montaje experimental utilizado para la medición del espectro del campo óptico y se presentan mediciones realizadas sobre un láser de InGaAsP.

ABSTRACT. A review of the spectral characteristics of the single-frequency semiconductor laser emission is presented, an auto-homodyne interferometric technique is described, including an experimental set-up for the measurement of the field spectrum of an InGaAsP semiconductor laser.

PACS: 42.06

1. INTRODUCCIÓN

El estudio espectral de la emisión de láseres de semiconductor operando en la banda de longitudes de onda de los 1550 nm es de gran importancia en sus aplicaciones en comunicaciones por fibras ópticas. En efecto, la anchura espectral finita resultante de fluctuaciones inevitables de fase impuestas por la existencia de la emisión espontánea, es el origen del fenómeno de la dispersión cromática en las fibras ópticas unimodales, siendo una limitante fundamental en el alcance de los enlaces de telecomunicaciones; sobre todo en la actualidad, cuando amplificadores cuánticos son incorporados en los sistemas de transmisión. Además, cuando el láser semiconductor es directamente modulado con información de alta frecuencia, actuando sobre su corriente de inyección, se produce el efecto de ensanchamiento espectral dinámico, incidiendo en dispersión adicional en la fibra.

La tendencia internacional en comunicaciones ópticas se dirige hacia las técnicas de transmisión coherente, pues poseen numerosas ventajas sobre las incoherentes (con detección directa) en lo referente a:

- a) existencia de una ganancia de conversión por acción del oscilador local óptico;
- b) independencia del ruido de amplitud respecto a la señal óptica recibida;

* Trabajo parcialmente apoyado por la DAIC del CONACyT, bajo el proyecto 1827-A-9211.

- c) transposición frecuencial del espectro de modulación a la frecuencia intermedia (heterodino) o a banda base (homodino), lo que confiere posibilidad de sintonización fina de canal en el caso de sistemas con multicanalización por división en frecuencia óptica;
- d) selectividad espectral y directividad espacial elevadas en el receptor, lo que provee un alto rechazo a la radiación ambiental; y
- e) funcionamiento en el límite cuántico impuesto por la acción del oscilador local, lo que permite la maximización de la relación señal/ruido en un sistema óptico (caso homodino).

Estas ventajas se traducen en los siguientes beneficios en el desempeño de los sistemas de comunicaciones:

- a) distancias de transmisión substancialmente superiores;
- b) posibilidad de uso de modulación angular (frecuencia y fase ópticas, e incluso polarización); y
- c) posibilidad de multicanalización por división en longitud de onda, con gran densidad de canales en una sola fibra.

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

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

Por lo anterior, existe gran actividad a nivel internacional para la obtención de láseres de semiconductor operando a 1550 nm que exhiban una anchura espectral reducida, conservando por supuesto características de bajo ruido, estabilidad en la frecuencia central de emisión y respuesta eficiente a la modulación. Diversas alternativas para láseres de alta coherencia han sido propuestas, basados en la estructura semiconductoras tales como DFB, DBR, C³, etc., o bien en configuraciones con elementos ópticos adicionales tales como los láseres de cavidad externa.

Las técnicas espectroscópicas convencionales, tales como las basadas en monocromadores, interferómetros Fabry-Pérot de barrido o interferómetros por transformada de Fourier, no poseen la resolución necesaria para investigar los tan estrechos perfiles espectrales de los láseres de semiconductor. Los interferómetros homodinos o heterodinos de fibra óptica pueden proporcionar una muy alta resolución dadas las grandes diferencias de camino óptico obtenibles cuando una de las ramas del interferómetro es una fibra unimodal (que preserva la coherencia espacial sobre el frente de onda). Sin embargo, presentan tres problemas principales: uno fundamental asociado al hecho de que no detectan explícitamente

el espectro del campo, sino el de su función de autocorrelación; otro tecnológico, relativo a la necesidad de controlar el estado de polarización de los dos haces ópticos a la salida del interferómetro; finalmente, el subsistema electrónico post-detección debe poseer un ancho de banda grande, sobre todo en el esquema heterodino.

En este trabajo se presenta primeramente una revisión de las características espectrales de un láser semiconductor; a continuación se plantea el principio de la técnica interferométrica homodina/heterodina y se describe el montaje experimental utilizado; finalmente se presentan mediciones y conclusiones.

2. MODELACIÓN DEL PROCESO DE EMISIÓN ÓPTICA EN OSCILADORES LÁSER SEMICONDUCTOR

2.1. Modelo de Van der Pol para un láser monofrecuencial

El láser puede ser considerado como un oscilador con ganancia saturable, excitado por ruido. El campo óptico $E(t)$, de frecuencia angular central ω_0 , se describe con la ecuación diferencial estocástica no lineal siguiente [1]:

$$\frac{\partial^2 E(t)}{\partial t^2} + \left[r - (g - \Gamma |E(t)|^2) \right] \frac{\partial E(t)}{\partial t} + \omega_0^2 E(t) = b(t). \quad (1)$$

Los mecanismos de amortiguamiento están representados por el término r , que está relacionado con la duración media de vida en la cavidad t_c por $r = 1/t_c$, g es la ganancia en ausencia de saturación y el término $g - \Gamma |E(t)|^2$ representa la saturación de la ganancia; $b(t)$ es el ruido de excitación del oscilador debido al proceso de emisión espontánea, y puede escribirse como

$$b(t) = b_c(t) \cos \omega_0 t + b_s(t) \sin \omega_0 t, \quad (2)$$

donde $b_c(t)$ y $b_s(t)$ son campos gaussianos variables lentamente.

El campo láser puede escribirse como

$$E(t) = E_0 \cos \omega_0 t + E_c(t) \cos \omega_0 t + E_s(t) \sin \omega_0 t, \quad (3)$$

donde $E_c(t)$ y $E_s(t)$ son fluctuaciones lentas de amplitud.

Para un láser oscilando muy por encima del umbral ($E_0^2 \gg E_c^2, E_s^2$), y despreciando los términos asíncronos, la hipótesis de fluctuaciones lentas nos conduce a los resultados simplificados:

$$\frac{dE_s(t)}{dt} = \frac{b_s(t)}{2\omega_0}, \quad (4)$$

$$\frac{dE_c(t)}{dt} + \frac{\Gamma E_0^2}{4} E_c(t) = \frac{b_c(t)}{2\omega_0}, \quad (5)$$

TABLA I. Procedimiento para el cálculo de los espectros de potencia de los parámetros del oscilador láser.

Partir de la densidad espectral del ruido de excitación del oscilador de Van der Pol.	$S_b(\omega)$		
Obtener la densidad espectral de la componente en fase del ruido de excitación.	$S_{b_c}(\omega)$	$2S_b(\omega + \omega_0)$	$8\Delta\nu_c\omega_0^2\bar{h}\omega_0n_{sp}$
Obtener la densidad espectral de la frecuencia instantánea (ruido blanco en frecuencia).	$S_{\dot{\phi}}(\omega)$	$\frac{\pi\Delta\nu_c}{4\omega_0^2P}S_{b_c}(\omega)$	$\frac{2\pi(\Delta\nu_c)^2\bar{h}\omega_0}{P}n_{sp}$
Obtener la densidad espectral de la fase instantánea por el teorema de Fourier de integración temporal.	$S_{\phi}(\omega)$	$\frac{S_{\dot{\phi}}(\omega)}{\omega^2}$	
Obtener la densidad espectral de la fluctuación de fase con la ventana temporal de duración (τ).	$S_{\Delta\phi}(\omega)$	$4\text{sen}^2\frac{\omega\tau}{2}S_{\phi}(\omega)$	
Obtener la función de autocorrelación de la fluctuación de fase como la transformada inversa de Fourier del espectro de fluctuaciones de fase.	$R_{\Delta\phi}(\tau)$	T.F. ⁻¹ { $S_{\Delta\phi}(\omega)$ }	
Obtener el cuadrado promedio de la fluctuación de fase como el valor en el origen de la función de autocorrelación.	$\langle\Delta\phi^2(\tau)\rangle$	$R_{\Delta\phi}(0)$	$\frac{2\pi^2(\Delta\nu_c)^2\bar{h}\omega_0}{P}n_{sp} \tau $
Calcular la función de coherencia normalizada del campo bajo la hipótesis de fluctuación de fase de estadística gaussiana.	$g_E^{(1)}(\tau)$	$\exp[-\langle\Delta\phi^2(\tau)\rangle/2]\cos\omega_0\tau$	$\exp(-\gamma \tau)\cos\omega_0 \tau $
Calcular la densidad espectral de potencia del campo como la transformada de Fourier de la función de coherencia.	$S_E(\omega)$	$E_0^2\text{T.F.}\{g_E^{(1)}(\tau)\}$	$E_0^2\frac{\gamma/\pi}{\gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2}$
Obtener la anchura espectral a media altura del espectro del láser.	$\Delta\nu = 2\gamma/2\pi$	FWHM de $S_E(\omega)$	$\frac{\pi(\Delta\nu_c)^2\bar{h}\omega_0}{P}n_{sp}$
Incluir la corrección de Henry en la anchura espectral.	$\Delta\nu_H$	$(1 + \alpha^2)\Delta\nu$	

y la intensidad promedio

$$E_0^2 = \frac{4}{\Gamma}(g - r). \quad (6)$$

La Tabla I muestra de manera simplificada el procedimiento para la obtención de la densidad espectral del campo láser [1], a partir de la densidad espectral del ruido de excitación del oscilador de Van der Pol. En la Tabla I se utiliza la siguiente nomenclatura

para el láser de semiconductor: $\Delta\nu_c$: la anchura espectral de la cavidad láser "fria", esto es, en ausencia de inyección de corriente; P : potencia óptica intra-cavidad; N_{sp} : factor de emisión espontánea; γ : media anchura espectral (angular) a media altura.

En este modelo de fluctuaciones lentas, la desviación instantánea de frecuencia óptica es proporcional al valor de la componente en cuadratura del ruido de excitación, lo que le produce un espectro casi plano en el intervalo de frecuencias (de Fourier) de interés; esta característica conduce a un proceso de fluctuación de la fase instantánea, cuyo cuadrado promedio aumenta linealmente con la diferencia de tiempo [2,3].

El espectro del campo óptico es obtenido finalmente considerando a la fluctuaciones de fase como un proceso gaussiano y a través de su función característica que aparece en la autocorrelación de $E(t)$ [4].

La relación precedente ha sido modificada por C.H. Henry [5] considerando que el origen del ruido de fase no es únicamente la fase aleatoria de la emisión espontánea, sino igualmente fluctuaciones de índice de refracción n inducido por las fluctuaciones de la densidad de portadores, éstos últimos inducidos por fluctuaciones de la intensidad del campo láser.

La Fig. 1 muestra que bajo la acción de la emisión espontánea, el campo total es igualmente afectado por fluctuaciones de intensidad ΔI . El láser mantiene un régimen permanente modificando muy ligeramente la ganancia, es decir, la parte imaginaria n'' del índice de refracción $n = n' - in''$. Las fluctuaciones $\Delta n''$ de n'' están acopladas a la $\Delta n'$ de n' por las relaciones Kramers-Krönig; resultan entonces fluctuaciones $\Delta n' = a\Delta n''$ de la parte real n' del índice de refracción y, en consecuencia, fluctuaciones de fase del láser [5].

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

1. Introducción de un término multiplicativo $(1 + a^2)$.
2. Substitución de la velocidad de fase $v = c/n$ por la velocidad de grupo v_g :

$$\Delta\nu_H = \frac{h\nu}{8\pi P_0} \frac{1}{v_g^2} \frac{1}{L^2} \left[\alpha L + \ln \frac{1}{R} \right] \ln \left(\frac{1}{R} \right) \cdot [1 + a^2] n_{sp}; \tag{7}$$

donde P_0 es la potencia emitida por cara del láser; L es la longitud de la cavidad láser; α es la absorción en la cavidad láser y R es la reflectividad de las facetas (supuestas idénticas).

Estos términos correctivos conducen a una anchura espectral $\Delta\nu_H$ de 10 a 100 veces superior a $\Delta\nu$ [6,7].

3. MEDICIÓN DEL ESPECTRO DE OSCILADORES LÁSER CON INTERFEROMETRÍA HETERODINA/HOMODINA

3.1. Densidad espectral de la fotocorriente

El ritmo de fotoelectrones emitidos por un fotodetector iluminado por un campo óptico total $E_T(t)$ puede ser representado por un tren de impulsos infinitamente estrechos, loca-

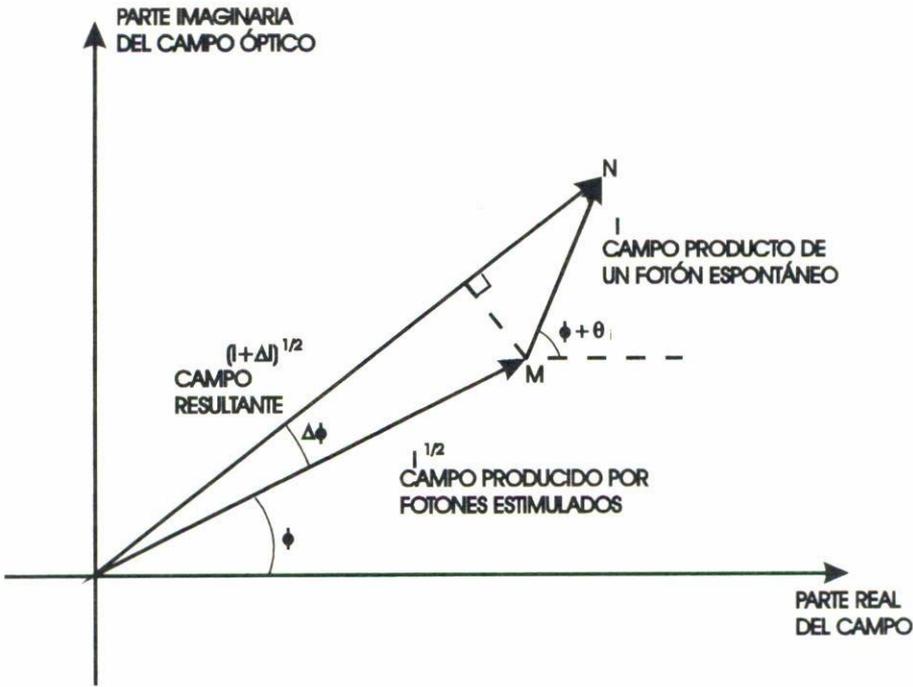


FIGURA 1. Representación fasorial del campo óptico del láser.

lizado a instantes de tiempo aleatorios t_k [8]:

$$x(t) = \sum_k \delta(t - t_k). \tag{8}$$

Si el campo óptico es casi-monocromático, espacialmente coherente, de intensidad instantánea $I(t) = E_T^*(t)E_T(t)$, la probabilidad de emisión de un fotoelectrón en el intervalo comprendido entre t y $t + dt$ es [9]

$$p_1(t, t + dt) = \sigma I(t) dt, \tag{9}$$

donde σ representa la eficiencia cuántica del fotodetector, supuesta constante en el intervalo espectral ocupado por el campo.

La probabilidad de obtener n fotoelectrones emitidos entre los instantes t y $t + T$ es una distribución de Poisson [10], y si la radiación óptica detectada es estacionaria, el valor medio temporal del proceso $x(t)$ es igual al ritmo promedio de fotoelectrones y, según las propiedades de esta distribución, proporcional a la intensidad óptica promedio recibida:

$$\langle x \rangle = \left\langle \sum_k \delta(t - t_k) \right\rangle = \sigma \langle I \rangle. \tag{10}$$

La función de autocorrelación del proceso de emisión es característica de un ruido cuántico [8, 10]:

$$\begin{aligned}
 R_x(\tau) = \langle x^*(t)x(t+\tau) \rangle &= \left\langle \sum_k \sum_l \delta(t-t_k)\delta(t+\tau-t_l) \right\rangle \\
 &= \left\langle \sum_k \delta(t-t_k)\delta(t+\tau-t_k) \right\rangle \\
 &\quad + \left\langle \sum_{k \neq l} \sum_l \delta(t-t_k)\delta(t+\tau-t_l) \right\rangle \tag{11}
 \end{aligned}$$

$$= \langle x \rangle \delta(\tau) + \langle x \rangle^2 g_{E_T}^{(2)}(\tau). \tag{12}$$

El primer término representa la contribución de la emisión del mismo fotoelectrón en los instantes t y $t + \tau$; y el segundo la contribución de electrones diferentes,

$$g_{E_T}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E_T^*(t)E_T(t)E_T^*(t+\tau)E_T(t+\tau) \rangle}{\langle E_T^*(t)E_T(t) \rangle^2} \tag{13}$$

representa la función de coherencia de segundo orden del campo detectado, o también la función normalizada de autocorrelación de su intensidad [11].

El fotodetector, considerado como un filtro lineal estocástico, puede describirse por su respuesta a impulso $h(t)$ que es la señal de salida correspondiente a la emisión de un electrón en el instante $t = 0$. La integral $\int_0^\infty h(t) dt = e$ es igual a la carga del electrón; el tiempo de tránsito de cada electrón es finito, entonces $h(t)$ está limitado en el tiempo a un cierto intervalo t_h que es el inverso del ancho de banda pasante del detector.

La corriente de salida $i(t)$ es entonces la convolución de $x(t)$ con $h(t)$:

$$i(t) = x(t) * h(t) = \int_{-\infty}^\infty x(t-t')h(t') dt' = \sum_k \delta(t-t_k) * h_k(t). \tag{14}$$

Si las propiedades estadísticas del detector son independientes de las de $x(t)$ y, si $h_k(t)$ es estadísticamente independiente de $h_j(t)$ para $k \neq j$, la función de autocorrelación de la fotocorriente es

$$R_i(\tau) = \langle i^*(t)i(t+\tau) \rangle. \tag{15}$$

Si se supone la banda de paso del detector suficientemente ancha para resolver las fluctuaciones de la intensidad del campo recibido (es decir, el tiempo de respuesta t_h muy inferior al tiempo de coherencia t_c), podemos hacer la aproximación $h(t) \approx e\delta(t)$ y

$$R_i(\tau) = e\langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 g_{E_T}^{(2)}(\tau). \tag{16}$$

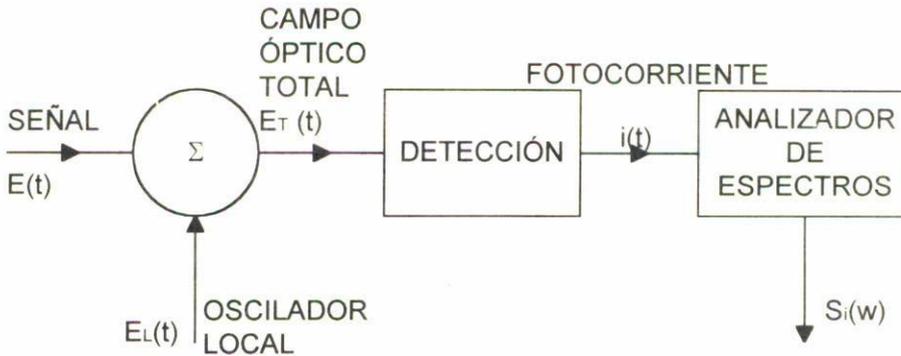


FIGURA 2. Diagrama de bloques del proceso de foto detección homodina/heterodina.

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

$$S_i(\omega) = \frac{e}{2\pi} \langle i \rangle + \langle i \rangle^2 \delta(\omega) + \langle i \rangle^2 \Gamma(\omega); \tag{17}$$

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

3.2. Aplicación a la detección coherente (heterodina y homodina)

En el proceso de detección coherente, el campo incidente (onda señal) $E(t)$ se superpone a un campo producido localmente (onda local) $E_L(t)$. Se supone que las dos ondas son monofrecuenciales y poseen una perfecta coherencia espacial sobre la superficie del fotodetector y que sus estados de polarización son idénticos (Fig. 2):

$$E_T(t) = E(t) + E_L(t), \tag{18}$$

donde

$$E_T = E_0 \exp \{j[\omega_0 t + \phi(t)]\} \tag{19}$$

y

$$E_L(t) = E_{L_0} \exp \{j[\omega_0 - \Omega)t + \phi_L(t)]\}, \tag{20}$$

donde Ω representa la frecuencia (angular) intermedia.

Si no existe correlación temporal entre los dos campos, cuando se calculan los promedios temporales que intervienen en $g_{E_T}^{(2)}(\tau)$, el promedio de todos los términos dependientes

explícitamente del tiempo en la forma $\exp(j\Omega t)$ es nulo; además si la relación de intensidades de las dos ondas $\alpha^2 = E_0^2/E_{L_0}^2 \ll 1$, lo que corresponde a la detección de una señal débil con un oscilador local potente [12], $g_{E_T}^{(2)}(\tau)$ se expresa como

$$\begin{aligned}
 g_{E_T}^{(2)}(\tau) &= g_{E_L}^{(2)}(\tau) \\
 &+ \frac{\langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle \langle E_L(t) E_L^*(t + \tau) \rangle}{\langle E_L^*(t) E_L(t) \rangle^2} \\
 &+ \frac{\langle E_L^*(t) E_L(t + \tau) \rangle \langle E(t) E^*(t + \tau) \rangle}{\langle E_L^*(t) E_L(t) \rangle^2},
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

y la función de autocorrelación de la corriente es

$$\begin{aligned}
 R_i(\tau) &= e\langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 g_{E_L}^{(2)}(\tau) \\
 &+ \alpha^2 \langle i \rangle^2 g_E^{(1)}(\tau) g_{E_L}^{*(1)}(\tau) \\
 &+ \alpha^2 \langle i \rangle^2 g_{E_L}^{(1)}(\tau) g_E^{*(1)}(\tau).
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

Los dos últimos términos representan la pulsación entre las dos ondas; la componente espectral correspondiente es proporcional a la transformada de Fourier del producto de las funciones de coherencia de primer orden de las dos ondas y, por lo tanto, proporcional al producto de convolución de los dos espectros ópticos.

Si se utiliza para las dos ondas el modelo del campo monofrecuencial estabilizado en amplitud de la sección anterior, $g_{E_L}^{(2)}(\tau) = 1$, la suposición de un ruido de fase de origen cuántico da las funciones de coherencia siguientes:

$$g_E^{(1)}(\tau) = \exp(-\gamma|\tau|) \exp(j\omega_0\tau)
 \tag{23}$$

y

$$g_{E_L}^{(1)}(\tau) = \exp(-\gamma_L|\tau|) \exp[j(\omega_0 - \Omega)\tau];
 \tag{24}$$

y los perfiles espectrales correspondientes:

$$S_E(\omega) = E_0^2 \frac{\gamma/\pi}{\gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2}
 \tag{25}$$

y

$$S_{E_L}(\omega) = E_{L_0}^2 \frac{\gamma_L/\pi}{\gamma_L^2 + (\omega - \omega_0 + \Omega)^2},
 \tag{26}$$

que son dos curvas lorentzianas de anchura FWHM 2γ y $2\gamma_L$, respectivamente.

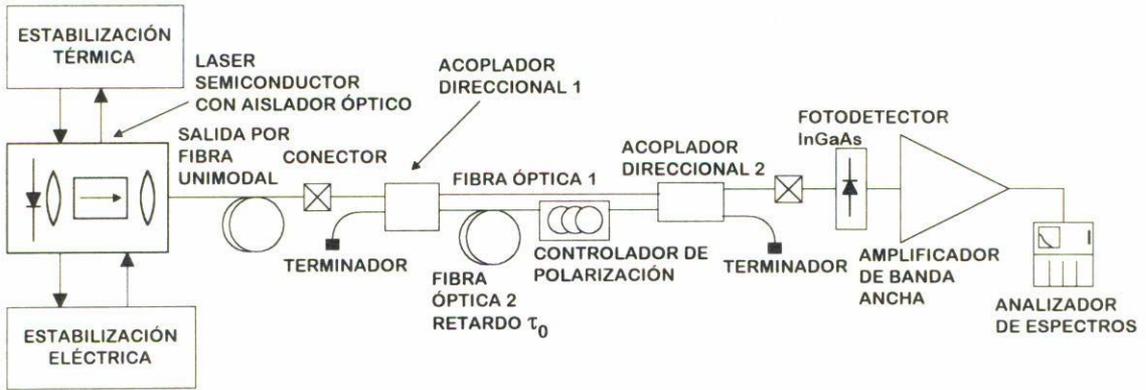


FIGURA 3. Montaje experimental usado.

La función de autocorrelación de la corriente es

$$R_i(\tau) = e\langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 + \alpha^2 \langle i \rangle^2 \exp[-(\gamma + \gamma_L)|\tau|] \cos \Omega\tau \tag{27}$$

y la densidad espectral de potencia

$$S_i(\omega) = \langle i \rangle^2 \delta(\omega) + \frac{e}{2\pi} \langle i \rangle + \alpha^2 \langle i \rangle^2 \frac{(\gamma + \gamma_L)/\pi}{(\gamma + \gamma_L)^2 + (\omega - \Omega)^2}, \tag{28}$$

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

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

En el caso ideal de un oscilador local perfectamente monocromático $g_{EL}^{(1)}(\tau) = \exp[j(\omega_0 - \Omega)\tau]$, sea $\gamma_L = 0$ el perfil espectral de la onda señal $E(t)$ que se encuentra en $S_i(\omega)$.

4. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Con referencia a la Fig. 3, en un interferómetro homodino, el campo óptico del láser a ser analizado se divide en dos haces, uno de los cuales se propaga con una diferencia de camino óptico; las dos ondas son superpuestas sobre un fotodetector, generándose una fotocorriente cuyo espectro está centrado en la frecuencia (eléctrica) cero (c.d.).

El láser utilizado es del semiconductor InGaAsP, de tipo DFB operando monofrecuencialmente en la longitud de onda central de 1550 nm. El láser está térmica y eléctricamente

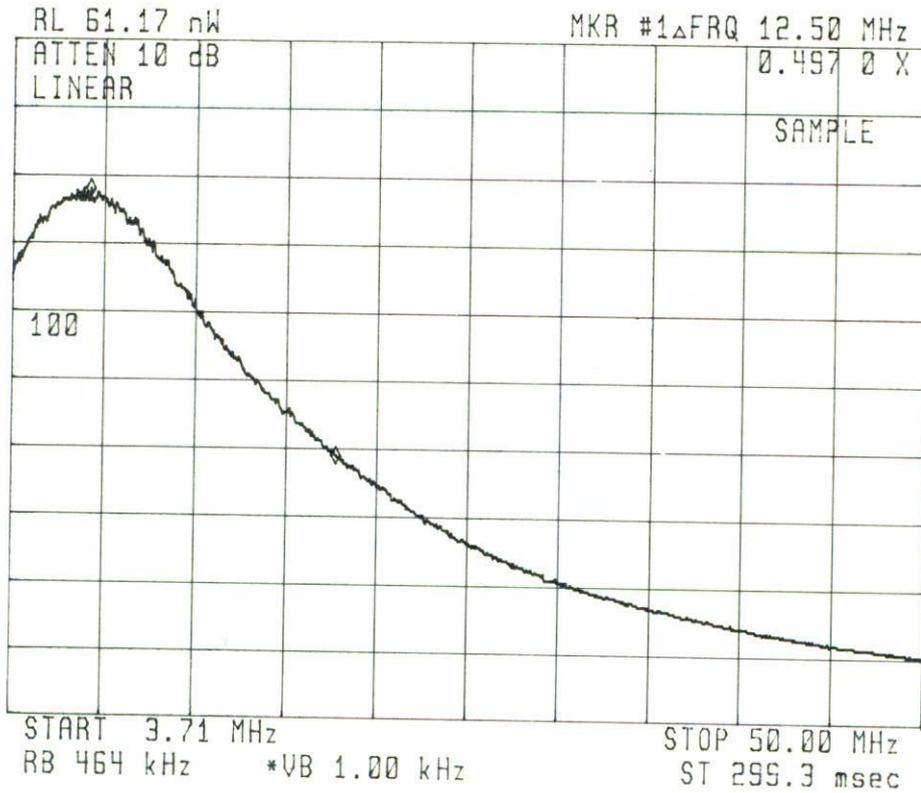


FIGURA 4. Densidad espectral de la fotocorriente en escala lineal hasta 50 MHz.

estabilizado para producir una oscilación libre de fluctuaciones inducidas por variaciones de temperatura y corriente de inyección. Contiene además un aislador óptico para reducir substancialmente cualquier señal óptica de retroalimentación hacia la cavidad láser.

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

La Fig. 4 muestra la medición (después de 100 promedios a nivel "video") del espectro de la fotocorriente homodina en escala lineal obtenida utilizando un láser DFB de InGaAsP, estabilizado térmica y eléctricamente, y que comprende un aislador óptico para un espectro monofrecuencial estable aun en presencia de reflexiones inevitables en el montaje experimental. Nótese el efecto de una frecuencia de corte inferior debido a las características "paso altas" del analizador de espectros (el circuito fotodetector y sus etapas de amplificación y filtraje subsecuentes están acoplados en C.D.).

Los marcadores del instrumento permiten fácilmente la medición del ancho espectral a media altura (HWHM): $12.50 \text{ MHz} + 7.65 \text{ MHz}$ (que es la frecuencia en el pico de la forma de onda) = 20.15 MHz ; cantidad que es igual a la anchura total a media altura del



FIGURA 5. Densidad espectral de la fotocorriente en escala logarítmica hasta 50 MHz.

láser (FWHM), puesto que la lorentziana de la fotocorriente posee una anchura dos veces superior a la del mismo (c.f. Sec. 3.2.).

La Fig. 5 ilustra otra medición sobre el mismo láser, pero con escala logarítmica a 1 dB/div, obteniéndose $7.7 \text{ MHz} + 12.61 \text{ MHz} = 20.31 \text{ MHz}$ para el FWHM del láser semiconductor.

Estas anchuras espectrales son típicas de este tipo de láseres DFB utilizados en comunicaciones ópticas con modulación directa y son bien resueltas por el esquema descrito que posee una resolución de 225 kHz para el tiempo de retardo en la fibra óptica de $3.5 \mu\text{s}$.

Finalmente, la Fig. 6 ilustra otra medición sobre el mismo láser, pero con un mayor intervalo de exploración en frecuencia (500 MHz) y con barrido simple para propósitos de observación del comportamiento general del espectro de la fotocorriente.

5. CONCLUSIONES

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

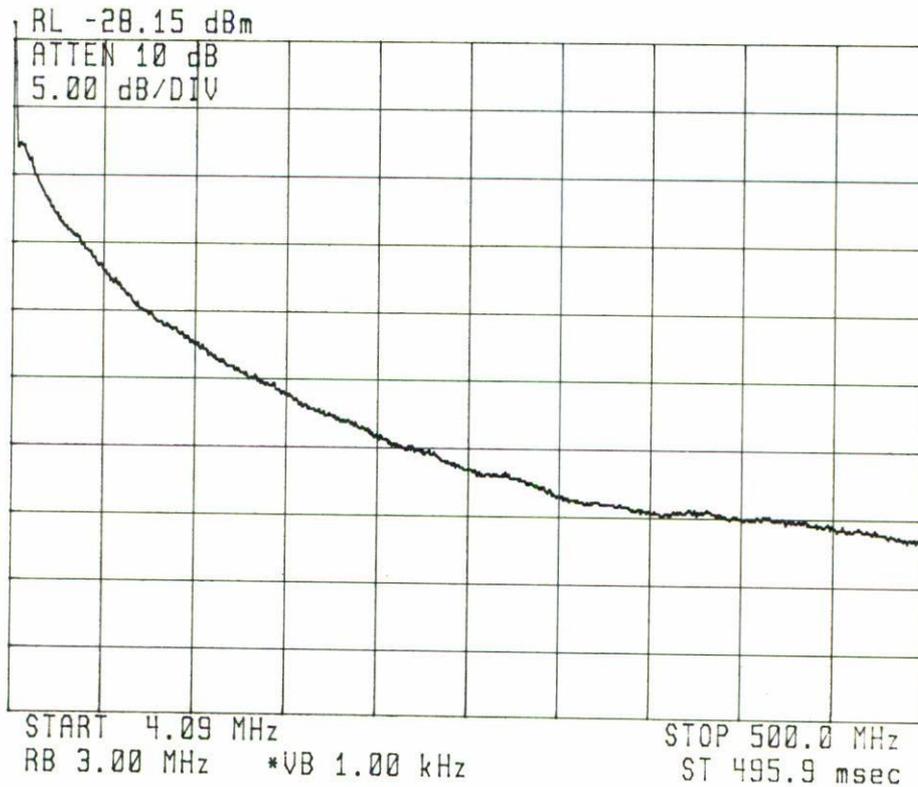


FIGURA 6. Densidad espectral de la fotocorriente en escala logarítmica hasta 500 MHz.

La salida del sistema está constituida por el producto de autoconvolución del perfil espectral de la fuente, lo que en principio exigiría una técnica de deconvolución; sin embargo, para una gran cantidad de estructuras láser, la forma del espectro óptico es conocida (lorentziana en el caso de láseres de semiconductor) y la cantidad buscada es la anchura espectral a media altura (FWHM), la que es obtenida directamente de la medición.

El sistema es aplicable también en el estudio de láseres en otras longitudes de onda, utilizando las fibras, los acopladores y el fotodetector adecuados. Finalmente, la configuración experimental utilizada puede asimismo aplicarse en el caso de sensores interferométricos de fibra óptica.

REFERENCIAS

1. A. Yariv, *Optical Electronics*, 4th. Ed., John Wiley, N.Y. (1991).
2. H.E. Rowe, *Signal and noise in communication systems*, Van Nostrand, Princeton N.Y. (1965).
3. A.E. Siegman, B. Daino and K.R. Manes, *IEEE J. Quantum Electron.* **OE-3** (1967) 180.
4. J. Dupraz, *Théorie de la communication, signaux, bruits et modulations*, Eyrolles, Paris (1973).
5. C.H. Henry, *IEEE J. Quantum Electron.* **OE-18** (1982) 259.
6. M.W. Fleming, A. Mooradian, *Appl. Phys. Lett.* **38** (1981) 511.
7. D. Welford, A. Mooradian, *Appl. Phys. Lett.* **40** (1982) 865.
8. F.T. Arecchi, V. Degiorgio, "Statistical properties of optical fields", in *Laser Handbook*, Vol. I, F.T. Arecchi, E.O. Schultz-Dubois, Ed. North Holland Pub. Co., Amsterdam (1972).

9. L. Mandel, *Proc. Phys. Soc.* **72** (1958) 1037.
10. H.Z. Cummins y H.L. Swinney, "Light beating spectroscopy" in *Progress in Optics*, E. Wolf, Ed. North Holland, Amsterdam (1970).
11. B. Saleh, *Photoelectron statistics, with applications to spectroscopy and optical communication*, Springer-Verlag, Berlin (1978).
12. P. Gallion, F.J. Mendieta, *Journal of the Optical Society of America* **72** (1982) 1167.