



VIII REUNIÓN ESPAÑOLA DE Optoelectrónica

www.optoel2013.fgua.es

10-12
Julio de 2013

Alcalá de Henares
Madrid

LIBRO DE COMUNICACIONES



Publicado por:

Grupo de Ingeniería Fotónica
Departamento de Electrónica
Universidad de Alcalá

ISBN: 978-84-88754-21-9
Depósito legal: M-20974-2013

© Fundación General de la Universidad de Alcalá

Estimación del error en la medida del factor de ensanchamiento de línea en láseres de semiconductor

Error estimation in the measurement of linewidth enhancement factor of semiconductor lasers

Antonio CONSOLI, José Manuel GARCIA TIJERO, Ignacio ESQUIVIAS

Departamento de Tecnología Fotónica y Bioingeniería - CEMDATIC, Universidad Politécnica de Madrid, ETSI de Telecomunicación, Ciudad Universitaria 28040 Madrid, Spain.

Persona de contacto: antonio.consoli@upm.es.

RESUMEN:

En el presente trabajo se propone un método para la medida y la estimación del error de la misma en la caracterización del factor de ensanchamiento de línea (parámetro α) de los láseres de semiconductor. La técnica propuesta se basa en el cálculo del parámetro α a partir de la medida de la intensidad y de la frecuencia instantánea de los pulsos generados por un láser de semiconductor conmutado en ganancia. El error de medida se estima mediante la comparación entre el espectro medido y el reconstruido utilizando los perfiles temporales de amplitud y fase de los pulsos generados. El método se ha aplicado a un láser DFB, obteniendo un error de medida menor del 5 %.

Palabras clave: Factor de ensanchamiento de línea, láseres de semiconductor, diferenciación óptica, frecuencia instantánea, interferómetro birrefringente, conmutación de ganancia.

ABSTRACT:

In this paper, we propose a method for the measurement and measurement error estimation of the linewidth enhancement factor (α -parameter) of semiconductor lasers. The proposed technique is based on the calculation of the α -parameter from the measurement of the intensity and instantaneous frequency chirp of the pulses generated by a gain-switched semiconductor laser. Measurement error is estimated by comparison of the measured and reconstructed spectra from amplitude and phase temporal profiles of the generated pulses. The method has been applied to a DFB laser, obtaining a measurement error less than 5 %.

Key words: Linewidth enhancement factor, semiconductor lasers, optical differentiation, instantaneous frequency chirp, birefringent interferometer, gain-switched lasers.

1.- Introducción

El factor de ensanchamiento de línea de los láseres de semiconductor, también conocido como parámetro α o factor de Henry [1], es un parámetro relevante que afecta a varios aspectos del comportamiento del láser, como la variación de la frecuencia instantánea en fuentes moduladas directamente y la respues-

ta dinámica del láser sujeto a inyección o realimentación óptica.

El parámetro α se define como [1]: $\alpha = (4\pi/\lambda) \cdot dn/dN \cdot (dG/dN)^{-1}$, donde λ es la longitud de onda de emisión y dn/dN y dG/dN son las derivadas del índice de refracción, n , y de la ganancia, G , con respecto a la densidad de portadores, N , respectivamente.

Varias técnicas han sido desarrolladas para la medida del parámetro α en los láseres de semiconductor. Una descripción exhaustiva de las diferentes técnicas de medida y la comparación entre ellas se pueden encontrar en [2].

Un punto común a las técnicas previamente reportadas es que no proporcionan información directa sobre el error de medida. La estimación del error de medida del parámetro α se obtiene, cuando es el caso, a partir de comparación entre métodos o de repetición de las medidas y de un análisis estadístico de los resultados.

Como se señala en [2], es posible obtener diferentes valores del parámetro α para el mismo dispositivo, dependiendo de la técnica de medida. Por lo tanto, la estimación del error experimental presenta gran interés para asegurar la validez de las medidas.

En esta comunicación, se presenta un método para la determinación del parámetro α a partir de la intensidad y las variaciones de frecuencia instantánea (*Time Resolved Chirp*, TRC) de los impulsos ópticos generados por láseres de semiconductor conmutados en ganancia [3]. La medida del espectro del pulso, comparada con la reconstrucción del espectro a partir de la intensidad y del TRC del impulso, permite estimar el error de la medida del parámetro α [4].

En los experimentos propuestos, las medidas de TRC han sido realizadas utilizando la técnica de reconstrucción de fase mediante diferenciación óptica ultrarrápida (PROUD) [5] y utilizando un interferómetro birrefringente en fibra [6]. El método propuesto se ha aplicado a un láser de realimentación distribuida (Distributed Feedback, DFB) que emite en la región de 1550 nm.

Este artículo está organizado con la siguiente estructura: en la Sección 2, se describe el método, en la Sección 3 se presentan la técnica experimental y los resultados obtenidos, en la Sección 4 se trata la estimación de error y, finalmente, en la sección 5, se resumen las principales conclusiones.

2.- Descripción del método

La idea básica subyacente a la técnica propuesta es que a partir de las mediciones de la intensidad y del TRC de los impulsos gene-

rados por un láser en conmutación de ganancia se puede determinar el parámetro α y se puede reconstruir el espectro del impulso generado.

Por lo tanto, si se dispone de una medida simultánea del espectro, la exactitud de la medida del TRC y del parámetro α se puede estimar a partir de la comparación entre los espectros reconstruido y medido.

La frecuencia instantánea del láser, $\nu(t)$, el *chirp*, se puede expresar como una función de la intensidad de salida, $P(t)$ mediante [7]:

$$\nu(t) = \frac{\alpha}{4\pi} \left(\frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt} + \kappa P(t) \right) \quad (1)$$

donde κ es el coeficiente de *chirp adiabático*, que depende de los parámetros internos del láser.

El primer término en el lado derecho de la Ecuación (1) es el término de *chirp transitorio*, ya que es dominante en el flanco ascendente y descendente del impulso óptico. El segundo término, proporcional a $P(t)$, es el término de *chirp adiabático*, y tiene en cuenta la dependencia de la frecuencia del láser con la intensidad, debido al efecto de compresión de ganancia no lineal. Así, si $P(t)$ y $\nu(t)$ son conocidos, la Ecuación (1) permite la extracción de α y κ . En régimen de conmutación de ganancia, el término adiabático en la Ecuación (1) se puede despreciar, como se comenta en detalle en la Sección 3. Siendo el *chirp* $\nu(t)$ proporcional a $(P(t))^{-1} dP(t)/dt$, el parámetro α se obtiene a partir de un simple ajuste lineal.

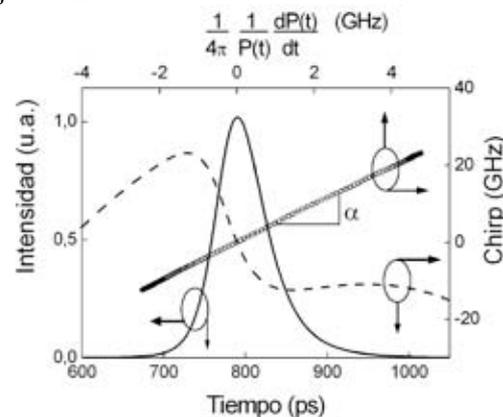


Fig. 1: Resultados de las simulaciones. Intensidad del pulso (línea continua, ejes de la izquierda y abajo). Frecuencia instantánea (línea de trazos, ejes de la derecha e inferior). Los círculos abiertos representan el chirp en función de $(4\pi P(t))^{-1} dP(t)/dt$ (ejes de la derecha y superior).

La Figura 1 muestra la intensidad y el TRC de un impulso óptico obtenido mediante simulación numérica de un láser de semiconductor en conmutación de ganancia. La dependencia lineal de $v(t)$ en función de $(P(t))^{-1}dP(t)/dt$ se muestra claramente en la Fig. 1 y el valor del parámetro α utilizado en las simulaciones se calcula a partir de la pendiente de la recta.

El espectro del impulso óptico generado se reconstruye a partir de $P(t)$ y $v(t)$, a través del siguiente procedimiento. En primer lugar, la fase temporal del pulso, $\varphi(t)$, se obtiene por integración numérica de la frecuencia instantánea medida $v(t)$, como $\varphi(t) = \int 2\pi v(t)dt + \varphi_0$, donde φ_0 es el término de fase inicial, irrelevante para el resultado final. La envolvente compleja del campo $E(t)$ se obtiene como $E(t) = \sqrt{P(t)}\exp(j\varphi(t))$, donde j es la unidad imaginaria. Finalmente, la intensidad espectral del impulso se calcula como la magnitud al cuadrado de la transformada de Fourier de $E(t)$.

En una medida libre de errores, el espectro reconstruido por este procedimiento coincide con el espectro medido de forma independiente. Por lo tanto, la comparación entre los dos espectros permite definir un error de medición espectral, ε_s , como:

$$\varepsilon_s = 100 \cdot \frac{\int |I_m(f) - I_r(f)| df}{\int I_m(f) df} \quad (2)$$

donde $I_m(f)$ e $I_r(f)$ son los espectros de intensidad medido y reconstruido, respectivamente, y los integrales están definidos en el rango completo de frecuencias. Como se describe en detalle en la Sección 4, el valor experimental de ε_s es una clara indicación de la calidad de las mediciones de TRC y por lo tanto de la precisión del parámetro α calculado.

3.- Resultados experimentales

El método propuesto se ha aplicado a un dispositivo comercial emisor en la región de 1550 nm: un láser DFB (JDS Uniphase).

Los pulsos fueron generados por conmutación de ganancia utilizando una fuente de corriente continua I_{BIAS} y un tren de impulsos

eléctricos obtenidos por un generador de patrones (Anritsu MP1808). El láser DFB utilizado ha sido controlado en temperatura, manteniendo una temperatura constante de 25°C en todos los experimentos. Las condiciones de modulación se eligieron con el fin de excitar solamente el primer pico de las oscilaciones de relajación. I_{BIAS} se estableció cerca de la corriente umbral I_{TH} , $I_{BIAS} = 1,1 I_{TH}$, con $I_{TH} = 13$ mA y el ancho del impulso eléctrico igual a 125 ps.

El ciclo de trabajo del tren de impulsos eléctricos se mantuvo bajo (5%) para evitar el calentamiento de la región activa debido a la inyección de corriente.

La técnica de medición de TRC utilizada en este trabajo se basa en el método PROUD [5]. En PROUD, la frecuencia instantánea se obtiene a partir del perfil de intensidad del impulso original, $P(t)$, y del impulso diferenciado, $Q(t)$, mediante la siguiente expresión:

$$v(t) = \sqrt{\left[\left(\frac{\sqrt{Q(t)}}{A} \right)^2 - \left(\frac{d(\sqrt{P(t)})}{dt} \right)^2 \right]} / P(t) - \Delta f \quad (3)$$

donde A es la pendiente del diferenciador a la frecuencia de la señal de entrada, y Δf es la diferencia de frecuencia entre la frecuencia de resonancia del diferenciador y la frecuencia de la señal de entrada (véase [5] para más detalles).

El interferómetro birrefringente en fibra PMF descrito en [5] se utilizó como el diferenciador óptico y $P(t)$ y $Q(t)$ se midieron con un fotodiodo rápido y un osciloscopio con ancho de banda de 20 GHz. La señal fue amplificada mediante un amplificador de fibra dopada con Erbium antes de entrar en el interferómetro. Los espectros de los impulsos originales y diferenciados se midieron con un analizador de espectro óptico (*Optical Spectrum Analyzer*, OSA), Ando AQ-6315A, y el cociente entre los dos espectros se utilizó para determinar la pendiente A .

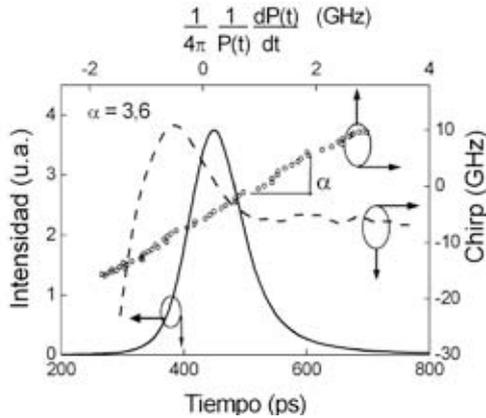


Fig. 2: Resultados experimentales. Intensidad del pulso (línea continua, ejes izquierdo e inferior) y frecuencia instantánea (línea de trazos, ejes derecho e inferior). Los círculos abiertos representan el chirp en función de $(4\pi P(t))^{-1} dP(t)/dt$ (ejes derecho y superior).

La Fig. 2 muestra la intensidad medida $P(t)$ y el chirp $\nu(t)$ obtenidos con un laser DFB. Se observa claramente la variación de frecuencia instantánea esperada en láseres conmutados en ganancia (véase la Fig. 1).

La dependencia lineal de $\nu(t)$ frente a $(P(t))^{-1} dP(t)/dt$ es evidente en Fig. 2 y confirma la suposición de que el término de chirp adiabático de la Ecuación (1) se puede despreciar. En este caso, el ajuste lineal da un valor de 3,6 para el parámetro α .

Para una comparación adecuada del espectro reconstruido con el espectro medido, el primero fue convolucionado con la respuesta medida del filtro del OSA, cuyo ancho de banda es de 0,05 nm (6,25 GHz). En la Fig. 3, se muestran el espectro medido, el reconstruido y el convolucionado. El valor del error espectral obtenido en este caso es de 4,7%.

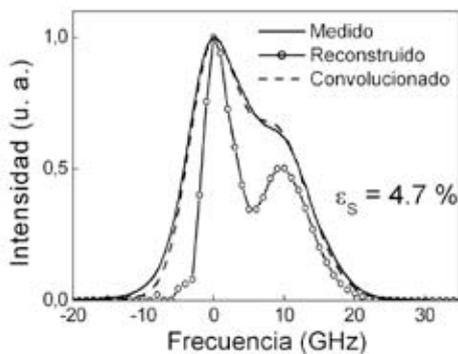


Fig. 3: Resultados experimentales. Espectro medido (línea continua), reconstruido (círculos y línea) y convolucionado (línea de trazos) del pulso medido.

La estructura fina del espectro reconstruido se pierde en el espectro convolucionado, debido a la resolución limitada del OSA. Por lo tanto, la resolución del OSA en realidad reduce el error espectral, ya que suaviza tanto el espectro reconstruido como el medido. Esto debe ser tenido en cuenta para la estimación correcta del error de α , como se discute en la Sección 4.

4.- Estimación del error

En esta Sección, se calcula el límite de error en el cálculo del parámetro α utilizando la técnica propuesta. La idea básica para estimar el error en el parámetro α es relacionar el error espectral ϵ_s con el error de medida del parámetro α por medio de simulaciones numéricas.

Se identifican tres principales fuentes de error en nuestra implementación: (i) el *jitter* en los perfiles temporales de los impulsos originales y diferenciados, (ii) la incertidumbre en la determinación de la pendiente del diferenciador A y (iii) las no idealidades del diferenciador óptico.

Para las duraciones de los pulsos ópticos considerados en los experimentos, el ancho de banda finito del fotodiodo y el osciloscopio (20 GHz) no afectan al cálculo de error, como se ha confirmado mediante simulaciones numéricas.

Las contribuciones de ruido y *jitter* afectan a la determinación del parámetro α , debido principalmente a la derivada temporal de $P(t)$ en la Ecuación 1. Con el fin de minimizar esta contribución, se adquirieron alrededor de 400 trazas temporales durante las medidas de $P(t)$ y $Q(t)$ y se promediaron en cada medida.

Los parámetros A y Δf han sido obtenidos experimentalmente a partir de los espectros originales y diferenciados. Pequeñas fluctuaciones del espectro del láser o de la función de transferencia del diferenciador introducen errores en la estimación de A y Δf .

Por otra parte, el valor de Δf en realidad no afecta al cálculo del parámetro α , dado que Δf contribuye con un desplazamiento constante a $\nu(t)$ y no modifica la pendiente de $\nu(t)$ con respecto a $(P(t))^{-1} dP(t)/dt$. Por lo tanto, la incertidumbre en la determinación de A se considera como la principal fuente de error en nuestros experimentos.

Las no idealidades de la técnica PROUD han sido presentadas y discutidas en detalle en [8]. La implementación física de un diferenciador óptico ideal implica un error mayor que cero en la determinación de $v(t)$ y consecuentemente en ε_S y en α . La importancia de este error se discute más adelante en el texto. Con el fin de relacionar el error espectral ε_S con el error en la medida de α , el sistema experimental propuesto fue enteramente simulado. El impulso óptico inicial se obtuvo a partir de las ecuaciones de tasa para un láser de semiconductor y tanto los parámetros internos del láser como las condiciones de modulación fueron ajustados a los resultados experimentales. Se implementó la función de transferencia del interferómetro y el *chirp* y el parámetro α se calcularon usando las Ecuaciones (1) y (3).

El error espectral se calculó a partir de la comparación entre el espectro del impulso original y el espectro reconstruido a partir del TRC, teniendo en cuenta la respuesta espectral del OSA. El error ε_α en la estimación de α se define como:

$$\varepsilon_\alpha = 100 \cdot \frac{|\alpha_{RE} - \alpha_{rec}|}{\alpha_{RE}} \quad (4)$$

donde α_{RE} es el valor de α introducido en las ecuaciones de tasa del láser (*Rate Equations*, RE) y α_{rec} es el valor calculado a través la simulación del set-up completo.

En la Fig. 4, se muestra la dependencia de ε_S y ε_α con respecto a A/A_{NOM} , donde A es el valor utilizado en la Ecuación (3) y A_{NOM} es el valor nominal extraído a través la linealización de la función de transferencia del interferómetro.

El error ε_α es independiente del ancho de banda del OSA, dado que se obtiene a través de la intensidad temporal y el perfil del *chirp*. El error espectral ε_S se muestra para diferentes valores del filtro del OSA.

Los errores mínimos, obtenidos como se esperaba para $A/A_{NOM} = 1$, son mayores que cero debido a la no idealidad del diferenciador óptico implementado. Para nuestro interferómetro, el mínimo error en el parámetro α es alrededor del 1%.

El error ε_α aumenta casi linealmente al aumentar o disminuir el valor de A , como se puede fácilmente entender a partir de las Ecuaciones (3) y (1).

En nuestras condiciones experimentales, el primer término por debajo de la raíz cuadrada en el lado derecho de la Ecuación (3) es mucho mayor que el segundo término, y por lo tanto un aumento de A corresponde a una disminución del *chirp* calculado. La Ecuación (1) muestra que una disminución del *chirp* corresponde a una disminución del parámetro α calculado. Del mismo modo, una disminución de A implica un valor de α mayor que el original.

Cuando se incrementa el ancho de banda del OSA, ε_S se hace más pequeño, porque los espectros originales y reconstruidos están cada vez más suavizados.

Como se muestra en la Fig. 4, los valores mayores de ε_S se obtienen en el caso de un ancho de banda del OSA de 0,1 pm, que corresponde al caso en el que la resolución del OSA no afecta al cálculo de ε_S .

Para un ancho de banda de 1 nm, ε_S es muy pequeño ($\sim 0\%$) en todo el rango de A , debido a la suavización por falta de resolución espectral de las características del espectro, dando como resultado una subestimación del error ε_S .

Para el ancho de banda del OSA utilizado en nuestros experimentos (0,05 nm), ε_S es ligeramente mayor o igual a ε_α en el intervalo considerado de A/A_{NOM} , lo que resulta en un límite superior para los errores obtenidos en las mediciones del parámetros α .

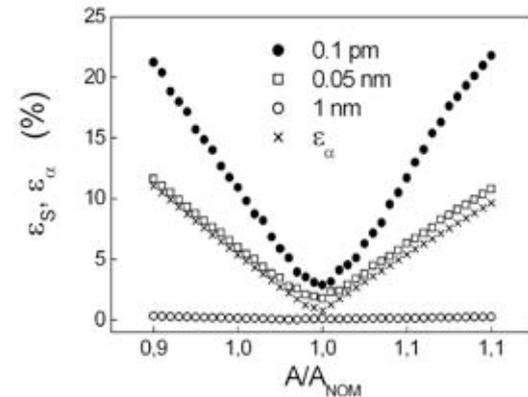


Fig. 4: Estimación de ε_S y ε_α a través de simulaciones numéricas, en función de la pendiente del diferenciador A y por diferentes anchos de banda del OSA.

De acuerdo con los resultados mostrados en la Fig. 4, el error en la medida de α en nuestro sistema experimental es aproximadamen-

te el error espectral, y considerando que ε_α expresa sobreestimación o subestimación del parámetro α (véase la Ecuación 4), podemos calcular la exactitud del cálculo de α como $\pm \varepsilon_s$.

4.- Conclusiones

En resumen, se ha propuesto una técnica para la medida del parámetro α en láseres de semiconductor, cuya principal ventaja es que el método en sí permite la estimación del error experimental de la medida.

El método propuesto se basa en la medida del TRC de los impulsos ópticos generados por un laser de semiconductor conmutado en ganancia. La estimación del error en el cálculo del parámetro α se obtiene comparando el espectro medido y el reconstruido del impulso generado. Se ha aplicado la técnica propuesta a un laser DFB de 1550 nm, obteniendo un valor del parámetro α de 3,6 y un error del 4,7 %.

Se han considerado las diferentes fuentes de error en el montaje experimental utilizado, mediante simulaciones numéricas de los experimentos propuestos. Se ha aplicado la técnica PROUD para la medición del TRC, utilizando un interferómetro en fibra birrefringente.

Vale la pena señalar que el enfoque propuesto es independiente de la técnica de medida del TRC utilizada, siempre y cuando el perfil temporal de intensidad y chirp, por un lado, y una medida independiente del espectro, por el otro, sean disponibles.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación de España bajo el proyecto TEC2009-14581. Los autores agradecen a Salvador Balle (Universitat Illes Balears, España) las sugerencias sobre la forma de estimar el parámetro α a partir de las medidas de TRC.

Referencias

- [1] Charles HENRY, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers" IEEE J. Quantum Electron., vol. 18, no. 2, pp. 259-264, 1982.
- [2] Marek OSINSKI and Jens BUUS, "Linewidth broadening factor in semiconductor lasers - an overview" IEEE J.

Quantum Electron. vol. 23, no. 1, pp. 9-29, 1987.

- [3] Kam Y. LAU, "Gain switching of semiconductor injection lasers" Appl. Phys. Lett., vol. 52, no. 4, pp. 257-259, 1988.
- [4] Antonio CONSOLI, Borja BONILLA, Jose Manuel G. TIJERO and Ignacio ESQUIVIAS "Self-validating technique for the measurement of the linewidth enhancement factor in semiconductor lasers" Optics Express, vol. 20, no. 5, pp. 4979-4987, 2012.
- [5] Fangxi LI, Yongwoo PARK, and Jose AZAÑA, "Complete temporal pulse characterization based on phase reconstruction using optical ultrafast differentiation (PROUD)" Opt. Lett., vol. 32, no. 22, pp. 3364-3366, 2007.
- [6] Antonio CONSOLI, Jose Manuel G. TIJERO, and Ignacio ESQUIVIAS, "Time resolved chirp measurements of gain switched semiconductor laser using a polarization based optical differentiator" Opt. Express, vol. 19, no. 11, pp. 10805-10812, 2011.
- [7] Rodney TUCKER, "High-speed modulation of semiconductor lasers" J. Lightwave Technol. vol. 3, no. 6, pp. 1180-1192, 1985.
- [8] Fangxi LI, Yongwoo PARK, and Jose AZAÑA, "Linear characterization of optical pulses with durations ranging from the picosecond to the nanosecond regime using ultrafast photonic differentiation" J. Lightwave Technol. vol. 27, no. 21, pp. 4623-4633, 2009.

Lugar de celebración:

Universidad de Alcalá
Alcalá de Henares (Madrid)

Secretaría Técnica de la Reunión:

Fundación General de la Universidad de Alcalá
C/ Imagen, 1 - 3
28801 Alcalá de Henares. Madrid
Tel.: 91 879 74 30
Fax: 91 879 74 55
E-mail: optoel2013@fgua.es

www.optoel2013.fgua.es

Organizado por:



Con la colaboración de:

