

반도체 레이저에서의 2차 및 3차 비선형 왜곡의 특성

(Fundamental second-order and third-order Nonlinear Distortions in Semiconductor Lasers)

李景植*, 文龍洙*

(Kyung Shik Lee and Yong Su Moon)

要約

반도체 레이저가 갖고 있는 성질에 기인하는 2차 및 3차 고조파 왜곡과 혼변조 왜곡을 레이저 파라미터들로 표시하였다. Darcie의 결과가 고주파 영역에만 국한되는 것에 비하여 유도된 식은 전주파수 영역에서 유효하다. 시뮬레이션 결과 특히 저주파 영역에서는 이득압축계수 ϵ (gain compression damping coefficient) 뿐만 아니라 발진모드결합 자연방출율 β (spontaneous emission to lasing mode coupling probability)가 왜곡에 크게 영향을 미친다는 것을 알았다.

Abstract

We express fundamental second-order and third-order harmonic distortions and intermodulation distortions in terms of the laser parameters. Compared to the Darcie's results only limited to the high frequency ($f > 1\text{GHz}$), these expressions are quite valid in the entire modulation frequency region. It is found that the fundamental nonlinear distortions are strongly effected by the spontaneous emission to lasing mode as well as the gain compression damping in the low frequency region.

1. 서론

단위 대역폭당 가격을 줄이기 위해서 AM-VSB, FM, 디지털 등의 SCM방식 등이 여러 사람들에 의해서 제안되어 왔고, 설치 운영되어 왔다.^[1-16] 그런데 AM-VSB, FM 방식과 같은 아날로그 SCM 방식은 현재 가격 면에서 월등하지만 시스템에 존재하는 비선형성과 잡음이 아날로그 시스템의 성능에 크게 영향을 미치기 때문에 비선형성 문제와 잡음의 문제를 해결해야 된다는 단점이 있다. 이들 아날로그

SCM 광통신 시스템에서 비선형 왜곡과 잡음의 가장 큰 주범은 반도체 레이저이다.^[17-32]

반도체 레이저에서의 비선형 특성은 그 동안 많은 연구가^[20-32]에 의해서 연구되어 왔는데, 비선형 왜곡에는 레이저의 빛대 전류 곡선(L-I curve)의 비선형성에서 기인되는 정적 비선형 왜곡과 광자와 전자 사이의 비선형 상호관계에 기인하는 동적 비선형 왜곡이 있다. 여기서는 우선 광아날로그 시스템에서 가장 문제가 되고 있는 반도체 레이저의 타고난 동적 비선형 왜곡에 대해서 고찰해 보려고 한다. 물론 Lau와 Yariv^[28]는 처음으로 이 왜곡을 율방정식(rate equation)에 근거한 perturbation 방법을 통해서 수식적으로 설명하였으며, Darcie, Tucker와 Sullivan^[29]은 이 왜곡을 나타내는 식에 이득압축(gain compression)에 의한 damping을

* 正會員, 成均館大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Sungkyunkwan Univ.)
接受日字 : 1993年 7月 3日

고려함으로써 왜곡을 나타내는 식을 좀 더 일반화 시켰다. 하지만 Darcie 등에 의해서 유도된 이들 식은 변조주파수가 고주파라는 가정 하에서 유도되었기 때문에 저주파 영역 특히 1GHz 이하에서는 정확하다고 볼 수 없다.

따라서 본 논문에서는 변조주파수가 고주파라는 가정 없이 2, 3차 고조파(harmonic)와 혼변조적(intermodulation) 왜곡을 반도체 레이저의 파라미터들로 나타내 보고자 한다. 또한 여기서 얻어질 왜곡에 관한 식들을 Darcie의 결과 식들과 비교해 볼 것이며, 본 연구결과 식들을 이용하여 변조주파수, 레이저 파라미터 값들에 따라서 비선형 왜곡이 어떻게 변화하는지도 시뮬레이션을 통해서 알아 본다.

II. 반도체 레이저의 비선형 왜곡

레이저 다이오드에서의 동적 비선형 왜곡을 이해하기 위해서는 우선 레이저 다이오드 내에서 광자밀도(photon density)와 반송자밀도(carrier density)의 시간에 따른 변화를 나타내는 율방정식(rate equation)을 고찰해 보아야 한다. 레이저가 단일모드(single mode) 동작을 하고 있고, 내부가 균질한(homogeneous) cavity를 갖고 있다고 가정하면 레이저 다이오드에 대한 율방정식은 다음과 같다.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{n}{\tau_n} - A(1 - \epsilon P)(n - n_{tr})p \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dt} = A(1 - \epsilon P)(n - n_{tr})p\Gamma - \frac{p}{\tau_p} + \beta \frac{n}{\tau_n} \Gamma \quad (2)$$

여기서, n = 주입된 반송자 밀도

p = 광자밀도

n_{tr} = Carriers density at which the material becomes transparent

A = 광 이득계수(Optical gain coefficient)

I/eV = 단위 부피당 펄스플 (I= 전체입력전류)

V = 활성층의 부피

τ_n = 전자수명

τ_p = 광자수명

Γ = 광 제한계수(Optical confinement factor)

β = Fraction of the spontaneous recombinations that contribute to the coherent light

ϵ = 이득압축계수(Gain compression damping coefficient).

물론 여기에서 문제를 간단히 하기 위하여 nonradiative recombinations 및 외부잡음은 고려하지

않았다. 여기서는 우선 율 방정식을 기초로 하여 반도체 레이저를 소신호 변조시켰을 때 생기는 고조파 왜곡과 혼변조적 왜곡에 관한 식들을 유도한다.

① Harmonic distortion : 반도체 레이저에 가해지는 전류 $I(t)$ 가 dc와 ac성분의 합으로 이루어 졌다고 하면 광자밀도 $p(t)$ 와 반송자밀도 $n(t)$ 는 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} I(t) &= I_0 + \Delta I \\ n(t) &= n_0 + \Delta n \\ p(t) &= p_0 + \Delta p \end{aligned} \quad (3)$$

식 (3)을 식(1)과 (2)에 대입하여 정리하면 율방정식은 아래와 같은 식이 된다

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta n}{dt} &= \frac{\Delta I}{eV} - \frac{\Delta n}{\tau_n} - A'\Delta n p_0 - \frac{\Delta p(1 - \epsilon p_0)}{\Gamma \tau_p} \\ &+ \beta n_0 \Delta p(1 - \epsilon p_0) - A'\Delta n \Delta p - A\epsilon p_0^2 \Delta n \\ \frac{d\Delta p}{dt} &= A'\Delta n p_0 \Gamma - \frac{\beta n_0 \Delta p \Gamma(1 - \epsilon p_0)}{\tau_n p_0} + A'\Delta n \Delta p \Gamma \\ &+ \frac{\beta \Delta n \Gamma}{\tau_n} + A\epsilon p_0^2 \Delta n \Gamma - \frac{\Delta p \epsilon p_0}{\tau_p} \end{aligned} \quad (4)$$

여기서 I_0 , n_0 와 p_0 는 안정상태(steady state)에서의 각각 I , n 과 p 값이며, $A' = A(1 - 2\epsilon p_0)$ 이다. 반도체 레이저가 전류를 변조시켜서 주파수 ω 로 강도변조(intensity modulation) 시켜준다고 할 때 식 (3)에 있는 ac성분들은 아래와 같이 나타내진다. 여기서 C.C는 각각의 주파수 성분에 대한 켈레복소수(Complex Conjugate)이다.

식 (5)를 식 (4)에 대입하여 $e^{i\omega t}$ 성분들끼리 모아 정리한뒤 $\left(\frac{n^2 \omega}{n^2 \omega} \right) \left(\frac{p^{\omega\omega}}{p_0}\right) \ll 1$ 를 적용하면 광자밀도의 fundamental 성분은 아래와 같이 된다.

$$p^{\omega} = -\frac{I^{\omega}}{eV} \left(A'' p_0 + \frac{\beta}{\tau_n} \right) \Gamma / f(\omega), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{여기서, } f(\omega) &= \omega^2 - i\omega \left(A'' p_0 + \frac{\epsilon p_0}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_n} + \frac{\beta n_0 \Gamma(1 - \epsilon p_0)}{\tau_n p_0} \right) \\ &- \left(A'' \frac{p_0}{\tau_p} + \frac{\beta}{\tau_n \tau_p} + \frac{(1 - \epsilon p_0)(1 - \beta)\beta n_0 \Gamma}{\tau_n^2 p_0} + \frac{\epsilon p_0(1 - \beta)}{\tau_n \tau_p} \right) \end{aligned}$$

$A'' = A(1 - \epsilon p_0)$ 이며, p^{ω}/I^{ω} 는 레이저의 소신호 변조 응답을 나타내며 아래 식으로 표시되는 주파수 ω_p 에서 응답곡선의 피크가 된다.

$$\omega_p = \sqrt{A'' p_0 + \frac{\beta}{\tau_n \tau_p} + \frac{(1 - \epsilon p_0)(1 - \beta)\beta n_0 \Gamma}{\tau_n^2 p_0} - \frac{1}{2} \left(A'' p_0 + \frac{\epsilon p_0}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_n} + \frac{(1 - \epsilon p_0)\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} \right)^2}$$

위 식은 변조응답이 최대가 되는 주파수 ω_p 가 전형적인 레이저 다이오드의 경우 $\sqrt{\frac{A p_0}{\tau_p}} (= \omega_r)$ 가된다는 것을 말해준다. 여기서 $\omega_r (= 2\pi f_r)$ 은 공진(relaxation resonance)주파수이다. 계속해서 식 (5)를 식 (4)에 대입하여 $e^{i 2\omega t}$ 와 $e^{i 3\omega t}$ 성분들 끼리 모아 정리하면 $\frac{p^{2\omega}}{p^\omega}$ 에 $\frac{p^{3\omega}}{p^\omega}$ 관한 식들이 얻어진다. 이 식들로부터 2차 고조파 왜곡(harmonic distortion) 2HD/C와 3차 고조파 왜곡 3HD/C는 얻어지며 아래 식과 같이 된다. 단, 여기서 β 값과 ϵp_0 값이 충분히 작아서 $1 - \epsilon p_0 \equiv 1$, $1 - \beta \equiv 1$, $A' \equiv A'' \equiv A$ 를 가정했다.

$$\frac{2HD}{C} = \left| \frac{p^{2\omega}}{p^\omega} \right| \quad (7)$$

$$= \frac{\sqrt{(2\omega)^2 \frac{1}{\tau_n^2} \left[\omega^2 + \left(\frac{\epsilon p_0}{\tau_p} + \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} \right)^2 \right]}}{|f(2\omega)|} \left(\frac{OMD}{2} \right)$$

$$\frac{3HD}{C} = \left| \frac{p^{3\omega}}{p^\omega} \right| \quad (8)$$

$$= \frac{\sqrt{(3\omega)^2 \frac{1}{\tau_n^2} \left[\omega^2 + \left(\frac{\epsilon p_0}{\tau_p} + \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} \right)^2 \right]}}{|f(2\omega)| |f(3\omega)|} \left(\frac{OMD}{2} \right)^2 \times$$

$$\left\{ \left(2\omega^2 + \omega^2 - \frac{\epsilon p_0}{\tau_n \tau_p} - \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} \right)^2 + \left(2\omega \left(A p_0 - \frac{\epsilon p_0}{\tau_p} - \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} - \frac{1}{2\tau_n} \right) \right)^2 \right\}$$

여기서, $|f(\omega)| = \sqrt{\left(\omega^2 - \omega_r^2 - \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n \tau_p} - \frac{\epsilon p_0}{\tau_p} \right)^2 + \omega^2 \left(A p_0 + \frac{\epsilon p_0}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_n} + \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} \right)^2}$ 이고 OMD는 광변조지수(optical modulation depth)를 말하며 $2p^\omega/p_0$ 에 해당된다. 고조파 왜곡을 나타내는 위 두 식은 모든 변조주파수에 대해서 성립하며, 만일 gain compression damping이 무시되고 $\omega \gg 1/\tau_n$ 인 경우 위 식들은 Darcie's paper^[28]에서 보고된 결과와 일치하게 된다.

② Intermodulation distortion : 주파수 $\omega_1 \pm \omega_2$, $2\omega_2 - \omega_1$, $2\omega_1 - \omega_2$ 에서의 혼변조적 왜곡(inter-modulation distortion)도 비슷한 방법으로 구할 수 있다. 반도체 레이저를 주파수 ω_1 , ω_2 를 갖는 두 신호로 변조시키는 경우, ac 성분은 아래와 같이 된다.

$$\begin{aligned} \Delta I &= I^{\omega_1} e^{i\omega_1 t} + I^{\omega_2} e^{i\omega_2 t} + C.C \\ \Delta p &= p^{\omega_1} e^{i\omega_1 t} + p^{\omega_2} e^{i\omega_2 t} + p^{\omega_1 \pm \omega_2} e^{i(\omega_1 \pm \omega_2) t} \\ &\quad + p^{2\omega_1} e^{i2\omega_1 t} + p^{2\omega_2} e^{i2\omega_2 t} + p^{2\omega_1 \pm \omega_2} e^{i(2\omega_1 \pm \omega_2) t} + C.C \quad (9) \\ \Delta n &= n^{\omega_1} e^{i\omega_1 t} + n^{\omega_2} e^{i\omega_2 t} + n^{\omega_1 \pm \omega_2} e^{i(\omega_1 \pm \omega_2) t} \\ &\quad + n^{2\omega_1} e^{i2\omega_1 t} + n^{2\omega_2} e^{i2\omega_2 t} + n^{2\omega_1 \pm \omega_2} e^{i(2\omega_1 \pm \omega_2) t} \end{aligned}$$

식 (9)를 (4)에 대입한 뒤 앞에서 설명한 방법으로 정리하면 반송파 ω_1 , ω_2 에서의 two tone 변조시 생기는 2차 혼변조적 왜곡 IMD_2/C 와 3차 혼변조적 왜

곡 IMD_3/C 는 아래와 같이 표시된다.

$$\frac{IMD_2}{C} = \left| \frac{p^{\omega_1 \pm \omega_2}}{p^\omega} \right| \quad (10)$$

$$= \frac{\sqrt{(\omega_1 \pm \omega_2)^2 \frac{1}{\tau_n^2} \left[(\omega_1 \pm \omega_2)^2 + 4 \left(\frac{\epsilon p_0}{\tau_p} + \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} \right)^2 \right]}}{|f(\omega_1 \pm \omega_2)|} \left(\frac{OMD}{2} \right)$$

$$\frac{IMD_3}{C} = \left| \frac{p^{2\omega_1 \pm \omega_2}}{p^\omega} \right| \quad (11)$$

$$= \frac{\sqrt{(2\omega_1 \pm \omega_2)^2 \frac{1}{\tau_n^2} \left[\omega_1^2 + \left(\frac{\epsilon p_0}{\tau_p} + \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} \right)^2 \right]}}{|f(2\omega_1 \pm \omega_2)| |f(2\omega_1)|} \left(\frac{OMD}{2} \right)^2 \times$$

$$= \sqrt{\left(\mp 2\omega_1 \omega_2 + \frac{\epsilon p_0}{\tau_n \tau_p} - \omega_1^2 + \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} \right)^2 + \left(2\omega_1 \left(\frac{\epsilon p_0}{\tau_p} - A p_0 + \frac{\beta n_0 \Gamma}{\tau_n p_0} \pm \frac{1}{2\tau_n} \right) \right)^2}$$

여기서 고조파 왜곡과 혼변조적 왜곡을 나타내는 위 식들에 대해서 우선 고찰해 보자. 식 (10)으로부터 변조주파수 ω_1 과 ω_2 가 다같이 ω 이면 IMD_2/C 는 $2HD/C$ (식 (7))와 같은 형태로 되나 크기가 2배가 되며, 식 (11)로부터 IMD_3/C 는 $3HD/C$ (식 (8))와 똑같게 된다는 것을 알 수 있다. 또한 여기에서 얻어진 왜곡에 관한 식들 (7), (8)과 (11)은 고주파 및 소이득압축(low gain compression)영역, 즉, $\omega > A p_0 + \frac{\epsilon p_0}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_n}$ 인 영역에서 Darcie의 결과^[29]와 같게 되며 모든 변조주파수에 대해서도 성립한다. 위 식들로부터 반도체 레이저에서의 왜곡은 이완발진(relaxation oscillation)뿐만 아니라, 이득압축(gain compression)값 ϵ 과 β/τ_n 값에도 의존한다는 것을 말해준다.

III. 시뮬레이션 결과 고찰

① Darcie의 결과와의 비교 : Darcie^[29]에 의해서 유도된 왜곡에 관한 공식은 변조 주파수가 고주파 (> 수 GHz)라는 가정 하에서 유도가 되었으나 본 연구에서 유도된 왜곡에 관한 식들은 이러한 가정 없이 유도가 되었다. 따라서 Darcie의 식은 고주파 영역에서는 정확할 수 있지만 저주파 영역에서는 큰 오차를 가져온다. 하지만 여기서 유도된 식 (7)-(11)들은 고주파라는 가정 없이 유도가 되었기 때문에 고주파 영역에서뿐만 아니라 저주파 영역에서도 왜곡을 정확하게 나타내 준다.

위 식들을 Darcie의 결과와 비교하기 위해서 $\epsilon=0$ 일 때 즉 이득 압축(gain compression)이 무시되는 경우 왜곡들이 변조주파수에 따라서 어떻게 변화하는지를 그림 1에 도식해 보았다. 시뮬레이션에 사용된 레이저 파라미터들은 표 1에 열거되어 있다. 그림 1.a는 변조주파수대 2차 고조파 왜곡을 $10 \log(2HD/C)$

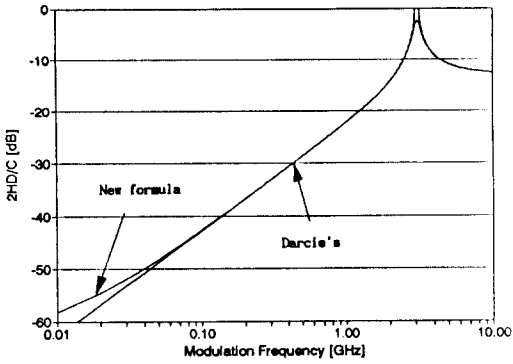


그림 1.a 변조주파수대 2차 고조파 왜곡($\beta\Gamma=0$, $\epsilon=0$, OMD=0.2, $f_r=6.16$ GHz)

Fig. 1.a 2nd harmonic distortion vs. modulation frequency ($\beta\Gamma=0$, $\epsilon=0$, OMD=0.2, $f_r=6.16$ GHz).

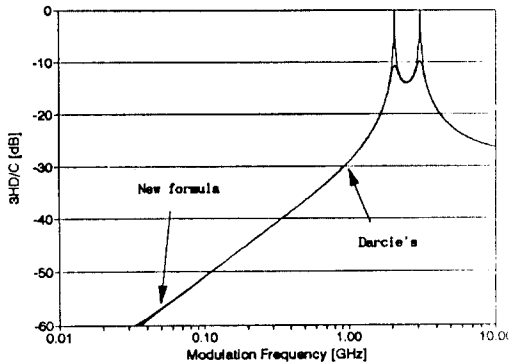


그림 1.b 변조주파수대 3차 고조파 왜곡($\beta\Gamma=0$, $\epsilon=0$, OMD=0.2, $f_r=6.16$ GHz)

Fig. 1.b 3rd harmonic distortion vs. modulation frequency ($\beta\Gamma=0$, $\epsilon=0$, OMD=0.2, $f_r=6.16$ GHz).

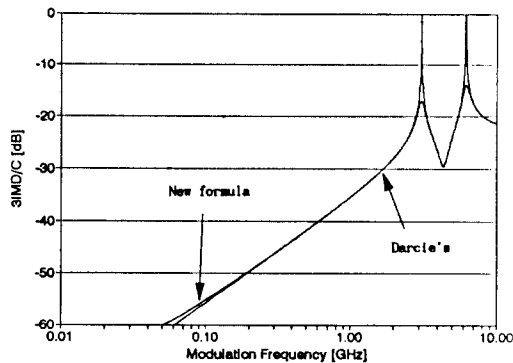


그림 1.c 변조주파수대 2차 고조파 왜곡($\beta\Gamma=0$, $\epsilon=0$, OMD=0.2, $f_2-f_1=50$ MHz, $f_r=6.16$ GHz)

Fig. 1.c 2nd harmonic distortion vs. modulation frequency ($\beta\Gamma=0$, $\epsilon=0$, OMD=0.2, $f_2-f_1=50$ MHz, $f_r=6.16$ GHz).

dB로 그린 것이고, 그림 1.b와 그림 1.c는 각각 변조주파수대 3차 고조파 왜곡과 변조주파수대 3차 혼변조 왜곡 ($\frac{P_{2\omega_1-\omega_2}}{P_0}$) 을 그린 것이다. 이들 그림은 고주파 영역 $\omega(=2\pi f) \geq A\rho_0 + \frac{1}{\tau_r}$ (혹은 $f \geq 0.53$ GHz)에서는 $\omega_1/2$ (for 2HD, IMD_3), $\omega_1/3$ (for 2HD, 3HD) 및 $2\omega_1-\omega_2=\omega_1$ (for IMD_3) 근처를 제외하고는 식 (7)-(11)들이 Darcie의 식들과 거의 같다는 것을 말해준다. 이득압축(gain compression)이 무시되지 않는 경우에는 이 두 식들 사이에는 비교적 높은 고주파 영역에서까지 많은 차이가 있다. 그러나 높은 고주파수 $\omega > A\rho_0 + \frac{\epsilon P_0}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_r}$ (혹은 $f > 2.92$ GHz)에서는 두 식은 서로 근접하게 된다. 물론 이것은 Darcie의 식들은 변조주파수가 고주파라는 가정 하에서 유도되었기 때문이다. 그림 2는 두 공식들을 비교하기 위해서 변조주파수대 왜곡을 그린 그림들인데 위에서 설명한 것처럼 특히 저주파 근처에서 많은 차이를 보여주고 있다.

표 1. 시뮬레이션에 사용한 레이저 파라미터 (여기서 사용한 파라미터 값들은 문헌 [33] 을 참고했음)

Table 1. Laser parameter values.

심볼	정의	값	단위
A	이득계수	3×10^{12}	m^3/s
ϵ	이득압축계수	3×10^{-25}	m^3
τ_p	광자수명	2×10^{-12}	s
τ_n	전자수명	3×10^{-9}	s
ρ_0	정상상태 광자밀도	10^{21}	m^{-3}
n_0	정상상태 전자밀도	1.1×10^{25}	m^{-3}

② ϵ 에 의한 영향 : 반도체 레이저의 타고난 성질에 의해서 생기는 왜곡의 원인으로 이완발진(relaxation oscillation)외에도, 활성층내의 전자밀도의 비균질 분포와 spectral hole burning 등에 의한 비선형 이득(gain compression 혹은 gain saturation)이 있다. 다음은 이득압축계수 ϵ 에 따라서 왜곡이 어떻게 변하는지를 알아본다. 그림 3은 ϵ 의 크기에 따라서 변조주파수대 왜곡 특성곡선이 어떻게 변화하는지를 나타내는 그림이다. 물론 그림 3.a와 그림 3.b는 변조주파수를 변화시켜 가면서 식 (7)과 식 (8)을 각각 도식해본 그림이고, 그림 3.c와 그림 3.d는 각각 식 (10)과 식(11)을 이용하여 변조주파수대 2차 혼변조

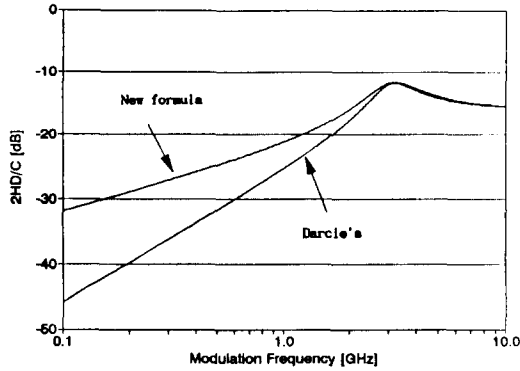


그림 2.a 변조주파수대 2차 혼변조적 왜곡 ($\beta F=0$, $\epsilon=3 \times 10^{-23} \text{ m}^3$, OMD=0.1, $f_r=6.16 \text{ GHz}$)
 Fig. 2.a 2nd harmonic distortion vs. modulation frequency ($\beta F=0$, $\epsilon=3 \times 10^{-23} \text{ m}^3$, OMD=0.1, $f_r=6.16 \text{ GHz}$).

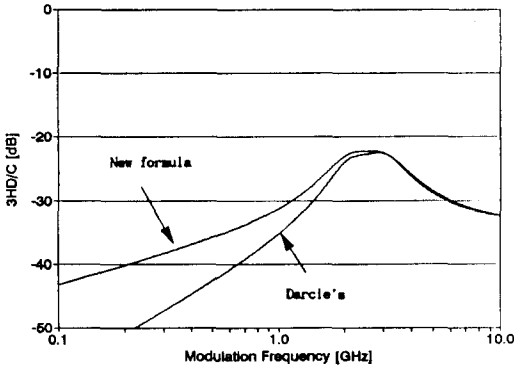


그림 2.b 변조주파수대 3차 혼변조적 왜곡 ($\beta F=0$, $\epsilon=3 \times 10^{-23} \text{ m}^3$, OMD=0.1, $f_r=6.16 \text{ GHz}$)
 Fig. 2.b 3rd harmonic distortion vs. modulation frequency ($\beta F=0$, $\epsilon=3 \times 10^{-23} \text{ m}^3$, OMD=0.1, $f_r=6.16 \text{ GHz}$).

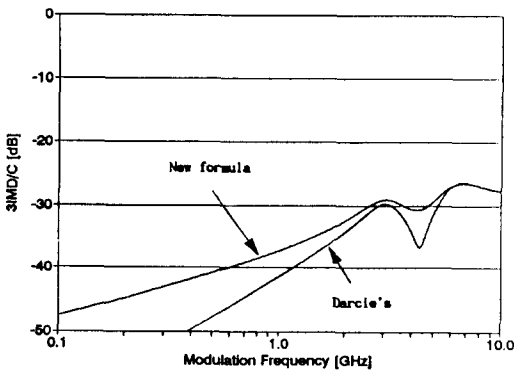


그림 2.c 변조주파수대 3차 혼변조적 왜곡 ($\beta F=0$, $\epsilon=3 \times 10^{-23} \text{ m}^3$, OMD=0.1, $f_2-f_1=50 \text{ GHz}$)

$f_r=6.16 \text{ GHz}$)

Fig. 2.c 2nd harmonic distortion vs. modulation frequency ($\beta F=0$, $\epsilon=3 \times 10^{-23} \text{ m}^3$, OMD=0.1, $f_2-f_1=50 \text{ GHz}$, $f_r=6.16 \text{ GHz}$).

적 ($\frac{P_{n+1}}{P_n}$) 과 3차 혼변조적 ($\frac{P_{3n}}{P_n}$) 을 그려본 그림이다. 이 그림들로부터 고주파 영역 ($f \geq f_r$)에서는 (고조파 왜곡 및 혼변조적) 왜곡의 크기가 ϵ 의 변화에 비교적 무관하게 일정하나 저주파 영역이나 왜곡이 피크가 되는 $f_r/2$ 혹은 $f_r/3$ 근처에서는 ϵ 의 변화에 따라서 왜곡이 크게 변동한다는 것을 알 수 있다. 즉, 이 그림들은 ϵ 값이 증가함에 따라서 (피크지점의) 왜곡의 피크는 점점 줄어드는 반면에 (피크지점의 주파수보다 낮은) 저주파 영역에서는 왜곡이 크게 증가하는 것을 보여주고 있다.

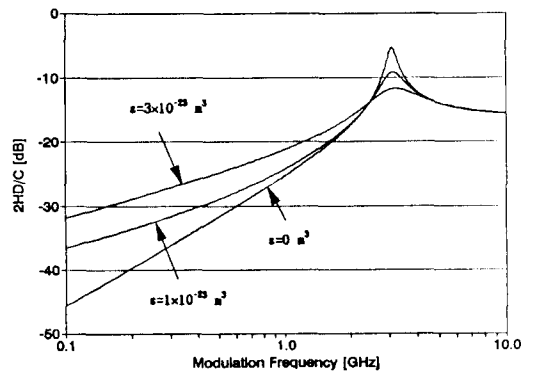


그림 3.a ϵ 의 변화에 따른 2차 고조파 왜곡 ($\beta F=0$, OMD=0.1, $f_r=6.16 \text{ GHz}$)

Fig.3.a Second harmonic distortion as a function of frequency at different coefficient ϵ ($\beta F=0$, OMD=0.1, $f_r=6.16 \text{ GHz}$).

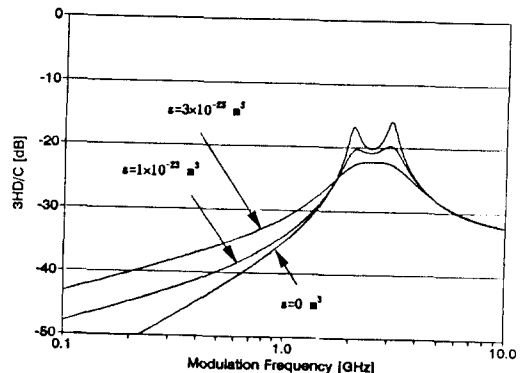


그림 3.b ϵ 의 변화에 따른 3차 고조파 왜곡 ($\beta\Gamma=0$, OMD=0.1, $f_r=6.16$ GHz)

Fig. 3.b Second harmonic distortion as a function of frequency at different coefficient ϵ ($\beta\Gamma=0$, OMD=0.1, $f_r=6.16$ GHz).

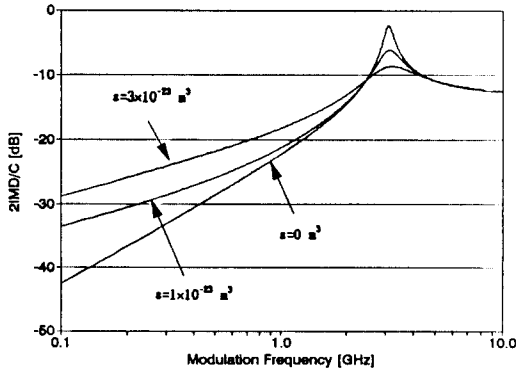


그림 3.c ϵ 의 변화에 따른 2차 고조파 왜곡 ($\beta\Gamma=0$, OMD=0.1, $f_2-f_1=50$ MHz, $f_r=6.16$ GHz)

Fig. 3.c Second harmonic distortion as a function of frequency at different coefficient ϵ ($\beta\Gamma=0$, OMD=0.1, $f_2-f_1=50$ MHz, $f_r=6.16$ GHz).

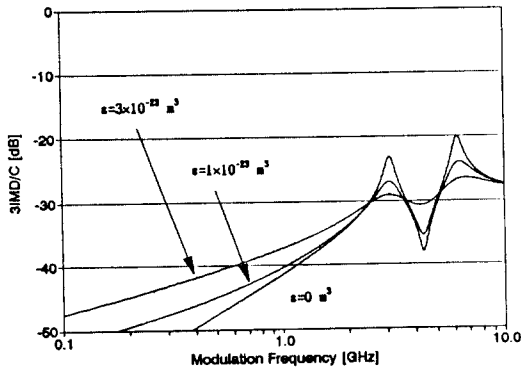


그림 3.d ϵ 의 변화에 따른 3차 고조파 왜곡 ($\beta\Gamma=0$, OMD=0.1, $f_r=6.16$ GHz)

Fig. 3.d Second harmonic distortion as a function of frequency at different coefficient ϵ ($\beta\Gamma=0$, OMD=0.1, $f_2-f_1=50$ MHz, $f_r=6.16$ GHz).

③ $\beta\Gamma$ 에 의한 영향 : 그림 4는 $\beta\Gamma$ 값의 변화에 따라서 왜곡이 어떻게 변화하는지를 보여주는 그림이다. 이 그림으로부터 고주파영역에서는 $\beta\Gamma$ 값의 변화가 왜곡에 영향을 거의 주지 않지만 저주파영역에서는 $\beta\Gamma$ 가

증가함에 따라서 왜곡이 상당히 증가한다고 말할 수 있다. 또한 $\beta\Gamma$ 값이 아주 작은 값($\leq 10^{-4}$)일 경우에는 (우리에겐 흔히) 관심이 있는 주파수 영역에서는 왜곡에 아무런 영향도 미치지 않는다는 사실도 알 수 있다.

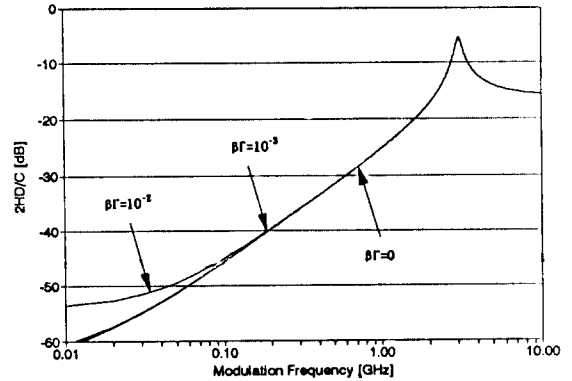


그림 4. $\beta\Gamma$ 값의 변화에 따른 2차 고조파 왜곡 ($\epsilon=0$, OMD=0.1, $f_r=6.16$ GHz)

Fig. 4. second harmonic distortion as a function of frequency at different coefficient $\beta\Gamma$ ($\epsilon=0$, OMD=0.1, $f_r=6.16$ GHz).

IV. 결론

반도체 레이저의 타고난 성질에 의해서 생기는 고조파 왜곡 및 혼변조 왜곡에 관한 공식을 레이저의 울방정식으로부터 유도하였다. 이 왜곡에 관한 새로운 공식은 변조주파수가 고주파수($f > \text{수 GHz}$)라는 가정 하에서 유도한 Darcie의 공식과는 달리 전 주파수에 걸쳐서 만족하며, ϵ 은 물론이거니와 τ 와 β 의 영향도 고려하여 식에 포함시켰다. 옛 공식과 비교해본 결과 Darcie의 식들은 값이 무시가 되는 경우에는 저주파 영역($f < 0.1$ GHz)과 $f_r/2$ ($f_r = 6.16$ GHz) 혹은 $f_r/3$ 근처에서만 오차를 보였으나 ϵ 값이 $3 \times 10^{-23} \text{ m}^{-3}$ 정도 되는 경우에는 주파수 2-3 GHz 되는 고주파영역에까지 큰 오차를 보였다.

시뮬레이션 결과 2차 고조파 왜곡은 $f_r/2$ 근처에서, 3차 고조파 왜곡은 $f_r/2$ 과 $f_r/3$ 근처에서, 그리고 3차 혼변조 ($\frac{P_{2\omega} + P_{3\omega}}{P_{\omega}}$)는 f_r 과 $f_r/2$ 근처에서 피크가 된다는 것을 알았다. 물론 이 피크는 이득압축(gain compression)이 커짐에 따라서 줄어들었으나 저주파 영역에서의 왜곡은 크게 증가하였다. 또한 저주파 영역($f < 0.1$ GHz)에서는 왜곡이 $\beta\Gamma$ 값의 증가에 따라서 증가하였는데 이것은 고주파영역에서 레이저를 변

조시키는 경우 βF 에 의한 왜곡을 무시할 수 있지만 저주파에서 동작시키는 경우 βF 에 의한 왜곡도 relaxation resonance에 의한 왜곡(resonance distortion), ϵ 에 의한 왜곡과 함께 고려되어야 한다는 것을 말해주는 것이다. 본 연구결과는 광 SCM 시스템을 비롯한 광 아날로그 시스템을 설계하거나 시스템에 맞는 반도체 레이저를 디자인하는데 많은 도움을 줄 것이다.

*본 연구를 위해 많은 지원을 해주신 ETRI의 이관식 박사님께 감사드립니다.

参 考 文 献

- [1] T. E. Darcie, G. E. Bodeep, "Light-wave subcarrier CATV transmission systems," *IEEE Trans.*, vol. 38, pp. 524-533, 1990.
- [2] P. J. Heim, C. P. McClay, "Frequency division multiplexed microwave and baseband digital optical fiber link for phased array antennas," *IEEE Trans.*, vol. 38, pp. 494-500, 1990.
- [3] R. Olshansky, "Multichannel transmission by subcarrier multiplexing," *Optics & Photonics News*, pp. 17-20, 1990.
- [4] T. E. Darcie, "subcarrier multiplexing for multiple-access lightwave networks," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1103-1110, 1987.
- [5] R. Olshansky and V. A. Lanzisera, "60-channel FM video subcarrier multiplexed optical communication system," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 1196-1198, 1987.
- [6] W. I. Way, R. S. Wolff, and M. Krain, "A 1.3 μm 35-km fiber-optic microwave multiplexed optical communication system for satellite earth station," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1325-1332, 1988.
- [7] R. Olshansky, "subcarrier multiplexed lightwave systems for broadband distribution," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-7, pp. 1329-1342, 1989.
- [8] J. Lipson, L. C. Upadhyayula etc., "High-Fidelity lightwave transmission of multiple AM-VSB NTSC signals," *IEEE Trans.*, vol. 38, pp. 483-493, 1990.
- [9] C. H. Cox III, G. E. Betts, L. M. Johnson, "IEEE Trans. Microwave Theory, vol. 38, pp. 501-509, 1990.
- [10] J. A. Chiddix, H. Laor, D. M. Pangrac, L. D. Williamson and R. W. Wolfe, "AM video on fiber in CATV systems: Need and Implementation," *IEEE J. Select. Areas Commun.*, Vol. Sac-8, No.7, pp. 1229-1239, 1990.
- [11] R. Olshansky, V. Lanzisera, "60 channel FM video subcarrier multiplexed optical communication system," *Electronics Lett.*, Vol. 23, pp. 1196, 1987.
- [12] J. E. Bowers, "Optical transmission using PSK-modulated subcarriers at frequencies to 16 GHz," *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 1119-1121, 1986.
- [13] T. E. Darcie, et al., "Multichannel bidirectional 1.44 Gb/s lightwave distribution system using subcarrier multiplexing," *Opt. Fiber Commun. conf.*, New Orleans, PD-22-1, 1988.
- [14] W. I. Way, "Fiber-optic transmissions of microwave 8-phase-PSK and 16-ary quadrature-amplitude-modulated signals at the 1.3 μm wavelength region," *J. Lightwave Tech.*, vol. 6, pp. 273-280, Feb. 1988.
- [15] T. E. Darcie, "Subcarrier multiplexing for multiple-access lightwave networks," *J. lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 1103-1110, 1987.
- [16] M. Kavehrad and E. Savov, "Fiber-Optic Transmission of Microwave 64-QAM signals," *IEEE Journal on SAC*, Vol. 8, No. 7, September 1990.
- [17] K. Sato, "Intensity noise of semiconductor laser diodes in fiber optic Analog video transmission," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-19, pp. 1380-1391, 1983.

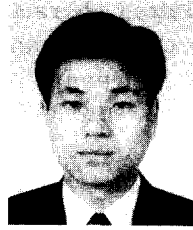
- [18] K. Stubkjaer and M. B. Small, "Noise properties of semiconductor lasers due to optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-20, pp. 472-478, 1984.
- [19] T. Fujita, et al., "Intensity noise suppression and modulation characteristics of a laser diode coupled to an external cavity," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-20, pp. 492-498, 1984.
- [20] K. Peterman and G. Arnold, "Noise and distortion characteristics of semiconductor lasers in optical fiber communication systems," *IEEE J.*
- [21] T. Hong and Y. Suematsu, "Harmonic distortion in direct modulation of injection lasers," *Trans. IECE Japan.*, pp. 142-147, 1979.
- [22] K. Peterman, "Nonlinear distortions and noise in optical communication systems due to fiber connectors," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 761-770, 1980.
- [23] K. Y. Lau, N. Bar-Chaim, and I. Ury, "Direct amplitude modulation of short-cavity GaAs lasers up to X-band frequencies," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, pp. 1-3, 1983.
- [24] R. S. Tucker, "High-Speed Modulation of Semiconductor Lasers," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-3, pp. 1180-1192, 1985.
- [25] W. I. Way, "Optical feedback on linearity performance of 1.3 μ m DFB and multimode lasers under microwave intensity modulation," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-6, pp. 100-108, 1988.
- [26] J. C. Daly, "fiber optic intermodulation distortion," *IEEE Tran. on communications.*, vol. COM-30, pp. 1954-1958, 1982.
- [27] K. Kikushima and Y. suematsu, "Nonlinear distortion properties of laser diodes influenced by coherent reflected waves," *Trans. IECE Japan.*, vol. E67, pp. 19-25, 1984.
- [28] K. Y. Lau and A. Yariv, "Intermodulation distortion in a directly modulated semiconductor injection laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 45, pp. 1034-1036, 1984.
- [29] T. E. Darcie, R. S. Tucker, and G. J. Sullivan, "Intermodulation and harmonic distortion in InGaAsP lasers," *Electron Lett.*, vol. 21, pp. 665-666, 1985.
- [30] P. Iannone, T. E. Darcie, "Multi-channel Intermodulation distortion in High-Speed GaInAsP lasers," *Electron Lett.*, vol. 23, pp. 1361-1362, 1987.
- [31] W. I. Way, "Large signal nonlinear distortion prediction for a single mode laser diode under microwave intensity modulation," *J. Lightwave Tech.*, vol. LT-5, pp. 305-315, 1987
- [32] Stubkjaer, M. Danielsen, "Non-linearities of GaAlAs lasers—Harmonic distortion," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 531-537, 1980
- [33] C. Y. Kuo, "Fundamental Second-order nonlinear distortions in Analog AM CATV transport systems based on single frequency semiconductor lasers," *J. Lightwave Tech.*, Vol. LT-10, pp. 235-243, 1992

 著者紹介



李景植(正會員)

1979年 2月 성균관대학교 전자공학과 졸업. 1978년 12월 ~ 1980년 8월 한국통신기술연구소(현. 전자통신연구소)근무. 1982년 2월 University of Colorado (Boulder)대 석사. 1985년 8월 University of Colorado대 박사학위 취득 (Electrical Engineering dept.). 1985년 9월 ~ 1986년 8월 University of Colorado대 연구원. 1986년 9월 ~ 1988년 7월 미국립표준연구소(NIST) 근무. 1988년 7월 ~ 1990년 2월 미 TACAN Corp. 근무. 1990년 3월 ~ 1994년 3월 성균관대학교 전자공학과 조교수. 1994년 4월 ~ 현재 성균관대학교 전자공학과 부교수. 주관심 분야는 광센서, 광통신, photonic devices 등임



文龍洙(正會員)

1994년 2월 성균관대학교 전자공학과 석사. 1994년 3월 ~ 현재 롯데전자 연구원. 주관심 분야는 광통신 및 반도체 레이저 응용분야임.